

LASER IN DER MATERIALBEARBEITUNG

FORSCHUNGSBERICHTE DES **IFSW** 

Johannes Michael Arnold

**Abtragen metallischer und
keramischer Werkstoffe
mit Excimerlasern**

B. G. Teubner Stuttgart



Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

J. M. Arnold
Abtragen metallischer und keramischer
Werkstoffe mit Excimerlasern

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von
Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

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

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einer Werkzeugmaschine. 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 Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studierenden soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden. Die Reihe ist auch offen für Arbeiten, die außerhalb des IFSW, jedoch im Rahmen von gemeinsamen Aktivitäten entstanden sind.

Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern

Von Dr.-Ing. Johannes Michael Arnold
Universität Stuttgart



B. G. Teubner Stuttgart 1994

D 93

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Konstruktions- und Fertigungstechnik der Universität Stuttgart.

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. H. Hügel

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. H. K. Tönshoff

Die Deutsche Bibliothek – CIP-Einheitsaufnahme

Arnold, Johannes Michael:

Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit
Excimerlasern / von Johannes Michael Arnold. – Stuttgart :
Teubner, 1994

(Laser in der Materialbearbeitung)

Zugl.: Stuttgart, Univ., Diss.

ISBN 3-519-06215-1

Das Werk einschließlich aller seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung außerhalb der engen Grenzen des Urheberrechtsgesetzes ist ohne Zustimmung des Verlages unzulässig und strafbar. Das gilt besonders für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.

© B. G. Teubner Stuttgart 1994

Printed in Germany

Gesamtherstellung: Präzis-Druck GmbH, Karlsruhe

Einband: E. Kretschmer, Leipzig

Kurzfassung

Kernpunkt der vorliegenden Arbeit ist das Abtragen von Metallen und Keramiken mit Excimerlasern. Dabei geht es um die Erarbeitung von experimentellen und theoretischen Erkenntnissen für die modellmäßige Beschreibung abtragender Bearbeitung dieser Materialien. Hierzu wird das abgetragende Volumen, beziehungsweise die Abtrags-tiefe pro Puls von homogenen, hochreflektierenden oder hochschmelzenden Metallen (Aluminium, Silber, Kupfer, Molybdän, Niob und Tantal) und industriell wichtigen Keramiken (Aluminiumoxid, Siliziumnitrid, Siliziumkarbid) in Abhängigkeit von den Laserparametern Pulsenergie (beziehungsweise Energiedichte), Pulszahl, Strahlgeometrie, Wellenlänge und Pulsfrequenz, sowie unterschiedlicher Gasatmosphären (Argon, Helium, Luft, Sauerstoff, Stickstoff) und Gasdrücke quantitativ bestimmt.

Ähnlich wird an mit einem Nd:YAG-Laser abgetragenen Proben vorgegangen und Unterschiede zwischen der Festkörper- und Excimerlaserbearbeitung herausgearbeitet.

Zur Erfassung der Vorgänge, welche bei der Wechselwirkung zwischen gepulstem Laserlicht und Material auftreten, werden sowohl Untersuchungen mit Hilfe eines Schatten- und Schlierenaufbaus in Kombination mit einer Kurzzeitkamera, als auch Untersuchungen von laserinduzierten Ultraschallsignalen im Werkstück mit einem piezoelektrisch arbeitenden Druckmeßwandlersystem durchgeführt.

Inhaltsangabe

Kurzfassung	5
Verwendete Symbole und Einheiten	11
1 Einleitung und Zielsetzung der Arbeit	15
2 Die Strahlquelle	17
2.1 Eigenschaften der Excimerlaser	17
2.2 Vor- und Nachteile für die Materialbearbeitung	19
3 Lichteinkopplung in Materie	22
3.1 Grundlagen der Lichtausbreitung	22
3.2 Optische Eigenschaften von Materialien	23
3.2.1 Nichtmetalle	24
3.2.2 Metalle	27
3.3 Einfluß der Laserstrahlung auf das Reflexions- und Absorptions- verhalten	30
3.3.1 Metalle	31
3.3.2 Nichtmetalle	33
3.4 Einflüsse von Streuzentren	37
4 Dynamik des Abtragsmechanismus	41
4.1 Numerische Lösung der eindimensionalen Wärmeleitungsglei- chung	42
4.2 Temperaturverläufe bei konstantem Druck über der Oberfläche ..	44
4.3 Einflüsse des Materialdampfes	50
4.4 Plasmaeinflüsse	53
4.4.1 Absorptionsmechanismen von Plasmen	54
4.4.2 Primärelektronen aus Materialoberflächen	56
4.4.3 Laserinduzierte Absorptionswellen	60
4.5 Druckwellenausbreitung nach Ende des Laserpulses	65

5	Experimenteller Versuchsaufbau zum Abtragen	68
5.1	Die Maskenprojektionsmethode	68
5.2	Auflösungsvermögen des Versuchsaufbaus	71
5.3	Beugungseinflüsse und Schärfenbereich	73
6	Detektionsmethoden zur Untersuchung der Abtragsdynamik	76
6.1	Schatten- und Schlierenverfahren	76
6.1.1	Grundlagen	76
6.1.2	Ergebnisse der Kurzzeit-Schlieren-Photographie	79
6.2	Optoakustische Meßwertaufnehmer	84
6.2.1	Mechanismus der Ultraschallanregung mit kurzen Laserpulsen	84
6.2.2	Kapazitive und piezoelektrische Schallaufnehmer	85
6.2.3	Die akustische Wellenform der Schallsignale	88
6.2.4	Physikalische Informationen der Schallsignale	91
6.2.4.1	Deutung der Ultraschallsignale im nicht-thermoelastischen Bereich	91
6.2.4.2	Bestimmung der auftretenden Kräfte und Drücke	94
6.2.4.3	Weitere Rückschlüsse aus den Ultraschallmessungen	98
6.2.4.4	Schalluntersuchung an Schichtsystemen	102
6.2.4.5	Nd:YAG-Laser induzierte Schallsignale	104
7	Abtragen verschiedener Materialien mit Excimerlasern	105
7.1	Experimentelle Versuche an Metallen	105
7.1.1	Auswertemethoden	105
7.1.2	Volumenbestimmung durch ein Mikrotastersystem	107
7.1.3	Abtragsergebnisse für verschiedene Metalle	108
7.1.3.1	Oberflächentopographie	108
7.1.3.2	Einfluß der Laserrepetitionrate	110
7.1.3.3	Variation der Pulszahl	111
7.1.3.4	Einfluß der Strahlgeometrie	113
7.1.3.5	Variation der Energiedichte	119

7.1.3.6	Variation der Laserwellenlänge	122
7.1.3.7	Einfluß des Umgebungsgases	124
7.2	Experimentelle Versuche an Keramiken	130
7.2.1	Angewandte Methoden bei der Laserbearbeitung von Keramiken	131
7.2.2	Oberflächenmodifikationen und Risse	132
7.2.3	Abtragstiefen und Ablagerungen	137
7.2.3.1	Abtragstiefe in Abhängigkeit von der Strahlgeometrie	137
7.2.3.2	Abtragstiefe in Abhängigkeit von verschiedenen Laserparametern	140
7.2.3.3	Einfluß der Gasumgebung auf das Abtragsergebnis	142
8	Diskussion der Ergebnisse	145
8.1	Vergleich theoretischer und tatsächlicher Abtragstiefen am Beispiel Kupfer	146
8.2	Weitere Einflüsse auf die Abtragseffizienz	149
9	Ergänzende Versuche mit einem Laser längerer Pulsdauer (Nd:YAG-Laser)	151
9.1	Metalle	152
9.2	Keramiken	156
10	Zusammenfassung und Ausblick	160
	Literatur	163
	Anhang	172
A)	Fresnelsche Beugung	172
B)	Thermodynamische Größen verschiedener Materialien	176
C)	Berechnete Druckwerte bei schneller Verdampfung	180
D)	Eigenschaften von LSA-Wellen	189

E)	Schalltechnische Werte und Größen verschiedener Materialien . .	190
----	---	-----

Verwendete Symbole und Einheiten

Symbol	Bedeutung	Einheit
a	Einschlußradius	m
A	Querschnittsfläche	m^2
A_{ab}	Absorptionsgrad	1
A_v	pro Volumen eingekoppelte Leistung	$Js^{-1}m^{-3}$
α	Absorptionskoeffizient	m^{-1}
α_0	Absorptionskoeffizient durch Gitterschwingungen	m^{-1}
α_t	thermischer Ausdehnungskoeffizient	K^{-1}
c	Lichtgeschwindigkeit	ms^{-1}
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit = $3 \cdot 10^8$	ms^{-1}
c_l	longitudinale Schallgeschwindigkeit	ms^{-1}
c_p	spezifische Wärme	$JK^{-1}kg^{-1}$
c_s	transversale Schallgeschwindigkeit	ms^{-1}
C_p	Volumenwärmekapazität	$JK^{-1}m^{-3}$
γ	Dämpfungsterm	s^{-1}
γ_a	Adiabatenkoeffizient	1
γ_e	Dämpfungsterm für Elektronen	s^{-1}
d	Probendicke	m
d_{33}	piezoelektrisches Modul	CN^{-1}
D	Laserstrahldurchmesser	m
D_L	Linsendurchmesser	m
D_T	Durchlässigkeit	1
δ	Wärmediffusionslänge	m
E	elektrische Feldstärke	Vm^{-1}
E	Konstante	1
E_0	Explosionsenergie	J
E_{Cu}	Verdampfungswärme von Kupfer	Jkg^{-1}
E_f	Fermi-Energie	J
E_g	Bandabstand	J
E_i	Ionisierungsenergie	J
E_w	Austrittsarbeit	J

ε	dielektrische Konstante	1
ε	komplexe dielektrische Funktion	1
ε_0	Dielektrizitätskonstante = $8.85 \cdot 10^{-12}$	$C^2 N^{-2} m^{-1}$
f	Brennweite	m
f_a	Kraftstoß	Ns
f_j	Oszillatorstärke	1
f_p	Laserrepetitionsrate	s^{-1}
F_e	Elektronenstromdichte	$s^{-1} m^{-2}$
ζ	Abbildungsparameter	1
g	Gegenstandsweite	m
h	Plancksches Wirkungsquantum = $6.626 \cdot 10^{-34}$	Js
H	Energiedichte	$J m^{-2}$
H	magnetische Feldstärke	$A m^{-1}$
H_s	Energiedichte-Schwellwert zum Schmelzen	$J m^{-2}$
H_v	Energiedichte-Schwellwert zum Verdampfen	$J m^{-2}$
Θ_x	Divergenzwinkel x-Achse	rad
Θ_y	Divergenzwinkel y-Achse	rad
I	Laserintensität	$J s^{-1} m^{-2}$
I_0	eingestrahlte Intensität	$J s^{-1} m^{-2}$
I_p	im Plasma absorbierte Intensität	$J s^{-1} m^{-2}$
I_s	Restintensität	$J s^{-1} m^{-2}$
k	Boltzmann-Konstante = $1.38 \cdot 10^{-23}$	JK^{-1}
K	Wärmeleitfähigkeit	$J s^{-1} m^{-1} K^{-1}$
K_{SA}	Brechungsindexabhängiger Koeffizient	1
κ	Temperaturleitfähigkeits-Koeffizient	$m^2 s^{-1}$
λ	Wellenlänge	m
λ_p	Plasmawellenlänge	m
m	Konstante	1
m_e	Elektronenmasse = $9.11 \cdot 10^{-31}$	kg
M	Verkleinerungsfaktor	1
μ^*	Lamékonstante	$N m^{-2}$
n	Anzahl Photonen	1
\tilde{n}	komplexe Brechungszahl	1
n_a	Streuzentrendichte	m^{-3}
n_i	Imaginärteil Brechungsindex	1

n_r	Realteil Brechungsindex	1
n_{LE}	Dichte der freien Ladungsträger	m^{-3}
N	Einschlüsse pro Volumen	m^{-3}
N_a	Atomzahl pro Volumen	m^{-3}
N_a^{fe}	Elektronendichte im Leitungsband	m^{-3}
N_e	Elektronendichte	m^{-3}
NA	numerische Apertur	1
N_F	Fresnelzahl	1
N_i	Ionendichte	m^{-3}
N_p	Konstante	1
ν	Frequenz	s^{-1}
ξ	Formparameter	1
p_i	Druck auf Oberfläche	Nm^{-2}
P	Porosität eines Stoffes	1
P_{IB}	absorb. Leistung pro Volumen bei inverser Bremsstrahlung	$Js^{-1}m^{-3}$
P_{MP}	absorb. Leistung pro Volumen bei Multiphotonenprozessen	$Js^{-1}m^{-3}$
ϱ	Dichte	kgm^{-3}
ϱ_0	Gasdichte	kgm^{-3}
q	dimensionslose Variable	1
q_e	Elementarladung = $1.6 \cdot 10^{-19}$	J
Q	Ladung	C
Q_s	Streuwirkungsquerschnitt	m^2
r_2	Stoßwellenkoordinate	m
R	Reflexionsgrad	1
s	Streukoeffizient	m^{-1}
σ	Leitfähigkeit	$AV^{-1}m^{-1}$
σ_{LE}	Absorptionswirkungsquerschnitt eines Elektron-Loch-Paares	m^2
σ_p	Photonen-Absorptionswirkungsquerschnitt	m^2
t	Zeit	s
t_{pa}	Wechselwirkungszeit Photon-Atom	s
T	Temperatur	K
T_p	Verdampfungstemperatur beim Druck p	K
T_s	Schmelztemperatur	K
T_v	Verdampfungstemperatur	K
τ_0	Wechselwirkungszeit	s

τ_{2d}	Übergangszeit	s
τ_e	mittlere Zeit zwischen zwei Elektronenstößen	s
τ_p	Laserpulsdauer	s
u_z^E	Auslenkung	m
U^+	Zustandssumme Ion	1
U^0	Zustandssumme Atom	1
v_0	LSC-Geschwindigkeit	ms^{-1}
v_{DW}	LSD-Geschwindigkeit	ms^{-1}
v_e	Elektronengeschwindigkeit	ms^{-1}
v_p	Plasmafront-Geschwindigkeit	ms^{-1}
V	Streuzentrums-Volumen	m^3
W	normierte Geschwindigkeitsdifferenz	1
x	Auslenkung	m
y_{\min}	minimale Auflösung	m
z	Tiefe	m
ω	Kreisfrequenz	s^{-1}
ω_0	Eigenschwingung	s^{-1}
ω_p	Plasmafrequenz	s^{-1}

1 Einleitung und Zielsetzung der Arbeit

Anfang der 80er Jahre setzte mit dem Einzug des Kilowatt-CO₂-Lasers in die Industrie weltweit ein Aufschwung der Lasertechnik ein. Die damit verbundene Euphorie führte dazu, daß unter Bindung von Arbeitskräften und Finanzmitteln die Weiterentwicklung des CO₂-Lasers in einen Leistungsbereich von mehreren Zehn Kilowatt getrieben wurde. Durch die teilweise falsche Annahme bedingt, daß ein Einsatz des Lasers in der industriellen Fertigung nur bei hohen Dauerstrich-Leistungen effektiv sein könne, fristeten andere Lasersysteme (wie Nd:YAG- oder Excimerlaser) aufgrund ihres geringeren Wirkungsgrades ein untergeordnetes Dasein.

In den letzten Jahren scheint nun in der industriellen Lasertechnik eine Wende einzutreten, seit man erkannt hat, daß Laser sich auch als hervorragendes Werkzeug in der Mikrobearbeitung eignen (zu nennen sind hier die Mikroelektronik und die Mikrosystemtechnik). Da die erreichbaren Strukturgrößen mit der Wellenlänge skalieren, sind vor allem die Laser mit UV-Strahlung von besonderem Interesse.

Einerseits versucht man, diesen Bereich durch Frequenzvervielfachung von Nd:YAG-Lasern zu erreichen, andererseits werden - vor allem in Japan - große Anstrengungen unternommen, den Excimerlaser verstärkt industriell einzusetzen (Arbeitsfelder sind das Abtragen, Ätzen, Beschichten, Beschriften, Bohren oder Schneiden).

Jede industrielle Anwendung bedarf jedoch zunächst der Erarbeitung grundlegender Dinge. Im folgenden sollen deshalb grundsätzliche Aspekte aufgezeigt werden, mit denen man es bei der Bearbeitung von Metallen und Keramiken mit Excimerlasern zu tun hat. Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf der abtragenden Bearbeitung, also einer Anwendung, bei der ohne zusätzliche naß- oder trockenchemische Substanzen (= Ätzen) Oberflächenstrukturen im Millimeter- oder Submillimeter-Bereich hergestellt werden. Findet keine Relativbewegung zwischen Werkstück und Laserstrahl statt, so sei definitionsgemäß der Unterschied zwischen Abtragen und Bohren durch das Aspektverhältnis (Tiefe zu Breite) eines Loches bestimmt. Ist dieses kleiner oder gleich Eins, so soll von Abtragen gesprochen werden, ansonsten von Bohren. Dies entspricht zwar nicht dem in der DIN 8580 und 8589 festgelegten Begriff "Bohren", welcher dort für ein mechanisches (beziehungsweise spanendes) Verfahren reserviert ist [1]. Auf-

grund des Fehlens einer klaren Definition in der DIN speziell für die Bearbeitung mit Excimerlasern erweist sich jedoch obige Festlegung als sinnvoll.

Das Ziel dieser Arbeit ist die experimentelle und theoretische Erarbeitung der Vorgänge, die vor allem beim Abtragen von Metallen und Keramiken mittels Excimerlasern auftreten, um eine systematische Optimierung von Prozeßparametern und damit die Ausarbeitung von Verfahrenstechniken zu ermöglichen. Die Ergebnisse sollen zu einer Erhöhung der Prozeßsicherheit führen und somit einen Beitrag zur Ausweitung der Anwendungsfelder des Excimerlasers in der Industrie leisten.

Da sich zum einen das Laserabtragen aus einer Vielzahl komplex miteinander verbundener physikalischer Einzelprozesse zusammensetzt, zum anderen die Wechselwirkung zwischen UV-Laserlicht und Materie teilweise anders ist, als man dies beispielsweise aus der gepulsten Materialbearbeitung mit längerwelligeren CO₂-Lasern (TEA-Lasern) kennt, stehen im ersten Teil dieser Arbeit vor allem die wichtigsten physikalischen Vorgänge im Vordergrund, die bei der Materialbearbeitung von Metallen und Keramiken mit UV-Lasern ablaufen. Diese bilden die Diskussionsgrundlage für die Deutung der Ergebnisse der im zweiten Teil aufgeführten Experimente, die dazu dienen sollen, neue Erkenntnisse in der abtragenden Bearbeitung von Metallen und Keramiken mittels Excimerlasern zu erhalten.

Neben einer kurzen Darstellung des Excimerlasers als Strahlquelle (Kap. 2) wird in Kap. 3 auf die physikalischen Wechselwirkungen zwischen UV-Licht und Materie, beziehungsweise auf die der Bearbeitung zugrundeliegenden Abtragsmechanismen eingegangen (Kap. 4). Die Beschreibung eines möglichen, einfach zu realisierenden Strahl-aufbaus zur Mikrobearbeitung von Oberflächen mit Excimerlasern (Kap. 5) sowie verschiedener Methoden zur Charakterisierung der beim Abtragen auftretenden Vorgänge (Kap. 6) stellen den Übergang zu quantitativen experimentellen Versuchen dar, bei denen in Abhängigkeit von verschiedenen Laser- und Bearbeitungsparametern eine Anzahl von elementaren Nichteisen-Metallen und Keramiken mit dem Excimerlaser bearbeitet werden (Kap. 7). Einzelne Aspekte des Zusammenhangs zwischen Abtragsergebnis und -dynamik werden in Kap. 8 diskutiert. Vergleichende Untersuchungen mit einem Nd:YAG-Laser im Hinblick auf variable Laserpulsdauern (Kap. 9) sowie eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf künftige Entwicklungen beim Einsatz von UV-Lasern in der industriellen Fertigung (Kap. 10) bilden den Abschluß dieser Arbeit.

2 Die Strahlquelle

2.1 Eigenschaften der Excimerlaser

Molekulare Gaslaser mit Wellenlängen im ultravioletten (UV-) oder vakuumultravioletten (VUV-) Bereich werden im allgemeinen als Excimerlaser bezeichnet. Das Kunstwort *Excimer* ist eine Abkürzung von *excited dimer*. Es bezeichnet Laser, die auf elektronischen Übergängen von zweiatomigen Molekülen arbeiten, deren Potentialkurven des Grundzustandes überwiegend abstoßend sind [2]. Das laseraktive Medium existiert somit nur im angeregten Zustand und zerfällt augenblicklich, sobald es in den Grundzustand übergegangen ist.

Während zu Beginn der Excimerlaserforschung die laseraktiven Medien aus zwei identischen Molekülen aufgebaut wurden (beispielsweise Xe_2^* [3]), setzten sich später hauptsächlich die heteronuklearen Edelgas-Halogenid-Verbindungen (ArF^* , KrF^* , XeCl^* , XeF^*) durch¹⁾.

Neben der Elektronenstrahl- [2], der Mikrowellen- [4] und der Koronaanregung [5] werden Excimerlaser heutzutage vorwiegend durch Gleichstrom-Hochspannungsentladungen angeregt. Hierbei wird das Gas zwischen zwei langgestreckte, parallele Elektroden gebracht und einer Hochspannungsentladung bei hohem Druck ausgesetzt. Diese Entladungen in Edelgas-Halogen-Mischungen reagieren äußerst kritisch auf die Balance zwischen Elektroneneinfang durch das Halogen und Elektronenmultiplikation durch Ionisation des Edelgases [6]. In der Regel kommt es nach einigen 10 ns zur Ausbildung von Funkenkanälen (sogenannten *streamer*), die unter anderem die brauchbare Dauer der Glimmentladung und damit die maximale Dauer des Excimerlaserpulses begrenzen.

Diese kurze Pulsdauer in Verbindung mit einer Resonatorlänge, die zumeist etwa einen Meter beträgt, bestimmt letztendlich die Auslegung der Resonatorkonfiguration. Wie in [7] gezeigt ist, wird der sich für Gaslaser ergebende Widerspruch von hoher Strahlqualität und hohem Wirkungsgrad bei stabilen Resonatoren im allgemeinen durch

¹⁾ Eine Ausnahme davon könnte der F_2 -Laser werden, welcher im VUV bei 157 nm arbeitet, der aber erst am Anfang seiner Entwicklung steht [4].

eine Faltung des Strahlenganges gelöst. Dadurch erhöht sich einerseits die Resonatorlänge, andererseits kann bei mehrfachem Durchgang des Strahls die im Medium erzeugte Inversion über ein größeres Volumen abgerufen und dennoch der Strahlquerschnitt klein gehalten werden. Kleiner Strahlquerschnitt und große Resonatorlänge führen zu einer Abnahme der Fresnelzahl (siehe Kap. 5.3) und damit zu besserer Strahlqualität.

Gasmischung	Wellenlänge [nm]	Energie/Puls [J]	Pulsdauer [ns]	max. Repeti- tionsrate [Hz]
ArF	193	0.5	10 - 30	500
KrF	248	1.0	10 - 30	1000
XeCl	308	4.0	40 - 60	100
		1.0	10 - 30	1000
XeF	351	0.4	10 - 30	500

Tabelle 1: Typische Eigenschaften handelsüblicher Excimerlaser.

Da diese Möglichkeit in Excimerlasern aufgrund der wenigen Umläufe im Resonator im allgemeinen nicht gegeben ist²⁾, werden diese heutzutage hauptsächlich in zwei Varianten angeboten:

Zum einen als sogenannte *Wellenleiter-Excimerlaser* mit geringer Pulsenergie (einige Mikro- bis Millijoule), die aufgrund ihrer sehr guten Strahlqualität eine hohe Auflösung mit Fokusburchmessern unter $10\text{ }\mu\text{m}$ bei Energiedichten bis zu einigen 100 Jcm^{-2} erreichen können, und die vor allem zu Beschriftungszwecken eingesetzt werden [8].

²⁾ Für das Beispiel des Excimerlasers EMG 203 der Fa. Lambda Physik (Pulsdauerhalbwidthsbreite $\tau = 30\text{ ns}$ bei KrF-Gasfüllung, Resonatorlänge 1.5 m) kann die nichtausgekoppelte Laserstrahlung maximal 3 vollständige Durchgänge im Resonator zurücklegen.

Zum anderen Excimerlaser mit hoher Pulsenergie (Tabelle 1), die aufgrund einer hohen Fresnelzahl des Resonators einen starken Multimode aufweisen (vergleiche Kap. 5.2) und die vor allem für die großflächige Bearbeitung von Oberflächen eingesetzt werden. Dieses sind die heute in der Industrie am meist verbreiteten Excimerlaser.

2.2 Vor- und Nachteile für die Materialbearbeitung

Aufgrund der kurzen Laserpulsdauer wird der Excimerlaser vor allem für die Bearbeitung von thermisch empfindlichen Materialien eingesetzt. Zu nennen sind hier Anwendungen in der Medizin [9],[10],[11], in der Kunststoff- [12],[13], der Glas- [14] und der Keramikbearbeitung [15],[16]. Daneben kommt er aber auch bei der Bearbeitung von Metallen [17],[18],[19] zum Einsatz.

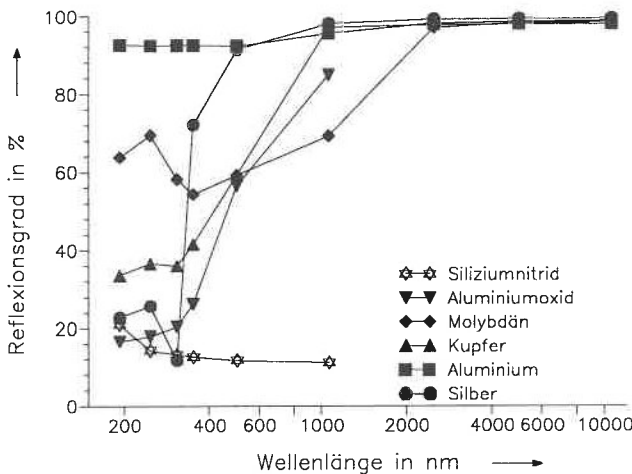


Bild 1: Reflexionsgrad verschiedener Metalle und Keramiken in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei Zimmertemperatur.

Hierbei profitiert der Excimerlaser trotz seines großen Strahlquerschnitts³⁾ davon, daß durch die kurzen Wellenlängen die erzeugbaren Strukturgrößen im Mikrometerbereich

³⁾ Dieser kann zwar zur effizienteren Bearbeitung von großen Flächen eingesetzt werden, ist aber mit einer gegenüber einem im Grundmode schwingenden Laser schlechteren Fokussierungsmöglichkeit verbunden.

liegen (Kap. 5.2). Hinzu kommt, daß für UV-Wellenlängen der Reflexionsgrad vieler Materialien kleiner ist als im infraroten Bereich (Bild 1) und damit die Energieeinkopplung ins Werkstück günstiger ist (Kap. 3). Ein anwendungsspezifischer Einsatz verschiedener Laserwellenlängen kann zudem durch Wechsel des Lasergases einfach realisiert werden. Diese Möglichkeit bringt in der Praxis jedoch auch Nachteile mit sich, da erstens jede Wellenlänge einen Umbau des Versuchsaufbaus nach sich zieht, zweitens die Wellenlängen unter 200 nm besondere Maßnahmen erfordern (wie eine Strahlführung unter Stickstoffatmosphäre aufgrund von Lichtabsorption durch Luft-sauerstoff), und drittens der Wechsel zwischen Fluor- und Chlorgemischen technische Probleme für den Laserbetrieb bereiten kann.

Die kurze Pulsdauer von einigen zehn Nanosekunden (Bild 2) und die Pulsform führen dazu, daß zum einen die Wärmeeinflußzone und damit die thermische Belastung des zu bearbeitenden Materials klein ist. Andererseits wird durch die resultierende hohe Pulsspitzenleistung schnell die Verdampfungsschwelle des betreffenden Materials erreicht und damit wenig Schmelze erzeugt (Kap. 4).

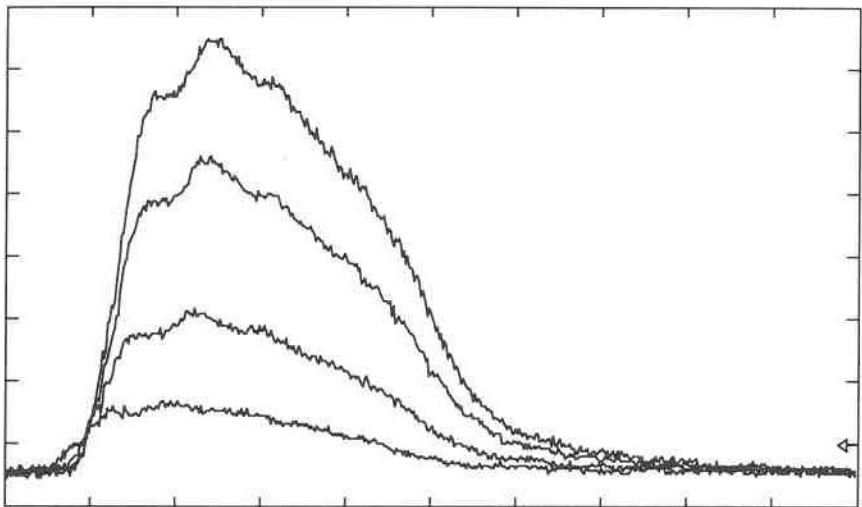


Bild 2: Zeitlicher Verlauf eines KrF-Laserpulses bei unterschiedlichen Energien (v.o.: 243 mJ, 161 mJ, 69 mJ, 22 mJ; vert.: willk. Einh., hor.: 1 Skt = 10 ns).

Gleichzeitig jedoch wird die Flexibilität des Excimerlasers dadurch eingeschränkt, daß die Pulsdauer nicht über einen größeren Bereich variiert werden kann. Selbst bei höheren Pulsrepetitionen kann nur eine geringe mittlere Leistung erreicht werden. Dies führt beim Abtragen zu geringen Abtragstiefen (Kap. 7). Andererseits aber macht gerade diese Eigenschaft den Excimerlaser zu einem wichtigen Werkzeug in der Fein- und Mikrobearbeitung [20],[21],[22].

Wenn dennoch zur Zeit Vorbehalte seitens eines großtechnischen Einsatzes des Excimerlasers in der Industrie bestehen, so liegt dies daran, daß sowohl der Anschaffungspreis eines Lasersystems als auch die Betriebskosten des Lasers hoch sind [23]. Außerdem müssen Auflagen für den Betrieb des mit gesundheitsgefährdenden und umweltschädigenden Halogeniden gefüllten Excimerlasers berücksichtigt werden, was zusätzliche Sicherheits- und Entsorgungsmaßnahmen erfordert.

3 Lichteinkopplung in Materie

3.1 Grundlagen der Lichtausbreitung

Grundlagen der Ausbreitung von Licht sind die *4 Maxwellschen Gleichungen*. Im Falle eines ladungsfreien, nichtmagnetischen, homogen isotropen Mediums mit der dielektrischen Konstanten ϵ und der Leitfähigkeit σ stellen sich diese Gleichungen wie folgt dar (c_0 = Vakuum- Lichtgeschwindigkeit, ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante):

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (1b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{1}{c_0^2 \epsilon_0} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (1d)$$

Durch eine einfache mathematische Operation können diese Gleichungen jeweils für die elektrische Feldstärke \mathbf{E} und die magnetische Feldstärke \mathbf{H} in die Wellengleichung überführt werden:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\epsilon}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{\sigma}{\epsilon_0 c_0^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{\epsilon}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} + \frac{\sigma}{\epsilon_0 c_0^2} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2b)$$

Durch Einsetzen des Ausdruckes für eine ebene Welle, welche eine Lösung der Wellengleichung darstellt, ergibt sich die Beziehung

$$\tilde{n}^2 = (n_r + in_i)^2 = \epsilon + i \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \equiv \epsilon^* \quad (3)$$

Hierin wird ϵ als komplexe dielektrische Funktion, \tilde{n} als komplexe Brechungszahl bezeichnet. Mit der Kenntnis einer der beiden Größen ist man in der Lage, Aussagen über die Wechselwirkung zwischen dem eingestrahlt Licht und dem bestrahlten Werkstück machen zu können, da diese die Antwort der Materie bei Bestrahlung mit Licht geringer Energieflußdichte darstellen. Die Abhängigkeit der komplexen Brechungszahl von der Wellenlänge des eingestrahlt Lichts aufgrund der mikroskopischen Struktur der verschiedenen Materialien (beispielsweise Metalle und Isolatoren) legt deshalb deren optische Eigenschaften fest. Diese wiederum bestimmen primär die Effizienz des Laserbearbeitungsprozesses, da bei konstantem Absorptionskoeffizienten α gemäß

$$A_{ab} = (1-R)(1-e^{-\alpha z}) \quad (4)$$

zwischen der Oberfläche und der Tiefe z des bestrahlten Materials nur ein Bruchteil A_{ab} der einfallenden Energie im Material deponiert werden kann. Hierbei liegt der Wert des Absorptionsgrades A_{ab} ebenso wie der des Reflexionsgrades R zwischen 0 und 1. Im nachfolgenden sollen deshalb die optischen Eigenschaften von Metallen und Keramiken genauer untersucht werden.

3.2 Optische Eigenschaften von Materialien

Grundlage der Beschreibung aller Einkoppelvorgänge in Materie ist die sogenannte *klassische Optik*. Trifft eine harmonische, elektromagnetische Welle

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega(t - \frac{\tilde{n}x}{c_0})} \quad (5)$$

auf eine Materialoberfläche, so erfahren deren interne Ladungen zeitlich veränderliche Kräfte und Momente. Aufgrund der gegenüber Licht geringeren Geschwindigkeit der beschleunigten Teilchen (Elektronen, Atome...) hat die magnetische Feldkomponente

einen vernachlässigbaren Einfluß. Die auftretenden Kräfte sind deshalb proportional der elektrischen Feldkomponente. Außerdem sind Atome aufgrund ihrer Masse im allgemeinen zu träge, um den hohen Frequenzen der elektromagnetischen Strahlung, wie sie im IR- bis UV- Bereich vorliegen ($\nu > 10^{13}$ Hz), folgen zu können, so daß die optischen Eigenschaften von Festkörpern hauptsächlich durch die äußeren Elektronen mit der Elementarladung q_e bestimmt werden (zusätzliche Einflüsse der Atomkerne machen sich nur im Bereich von Resonanzübergängen bemerkbar, siehe unten).

3.2.1 Nichtmetalle

Die allgemeinen Eigenschaften der linearen Wechselwirkung Licht/Materie werden bei Isolatoren dadurch beschrieben, daß man sich diese aus harmonischen Oszillatoren zusammengesetzt denkt, wobei Elektronen der Masse m_e - gebunden an ihre zugehörigen Atomrümpfe - durch elektrische Rückstellkräfte ($-m_e\omega_0^2x$), welche proportional ihrer Auslenkung x aus dem Gleichgewichtszustand sind, eine Eigenschwingung ω_0 besitzen. Aus der resultierenden Bewegungsgleichung

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} + m_e \gamma \frac{dx}{dt} + m_e \omega_0^2 x = q_e E \quad (6)$$

(γ entspricht einer Dämpfung aufgrund von Dissipationsvorgängen im Material und/oder von Rückstrahleffekten der beschleunigten Ladungen) ergibt sich die sogenannte *Dispersionsgleichung* [24]

$$\tilde{n}^2(\omega) = 1 + \frac{N_e q_e^2}{\epsilon_0 m_e} \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (7)$$

Hierin ist N_e die Anzahl der zur Wechselwirkung beitragenden Elektronen pro Einheitsvolumen mit den Eigenfrequenzen ω_{0j} (das heißt den aus der Differenz zweier Energieniveaus $\hbar\omega_{0j}$ resultierenden Resonanzfrequenzen) und f_j ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der ein atomarer Übergang zwischen zwei Niveaus stattfindet ($\sum_j f_j = 1$). f_j wird auch als *Oszillatorstärke* bezeichnet.

Anschaulich klarer wird die Bedeutung von Gl.(7) in Zusammenhang mit Gl.(5) und

der Fresnelschen Formel für senkrechten Lichteinfall auf eine ebene Oberfläche [24]

$$R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 \quad (8)$$

Letztere bezeichnet nämlich den Reflexionsgrad des Materials, während man durch Einsetzen von \tilde{n} in Gl.(5) auf den Absorptionskoeffizienten α und damit die im Material deponierte Leistung geführt wird:

$$\alpha = \frac{4\pi n_i}{\lambda} \quad (9)$$

Legt man der Einfachheit halber einen Isolator zugrunde, welcher nur eine Resonanzfrequenz $\omega_{0j} = \omega_0$ besitzt, so folgt aus Gl.(7), daß es insgesamt drei Gebiete gibt, in denen sich der komplexe Brechungsindex (und damit α und R) signifikant unterschiedlich verhält:

Für $\omega \ll \omega_0$ kann ω im Realteil von \tilde{n} vernachlässigt und die reelle Brechungszahl in diesem Frequenzbereich als nahezu konstant betrachtet werden, während der imaginäre Anteil mit wachsendem ω zunimmt ("normale Dispersion").

Für den Bereich um ω_0 , dem sogenannten Absorptionsband, dominiert der Dämpfungsterm in Gl.(7). Hier ist die Ableitung des Brechungsindex negativ ("anomale Dispersion", [24]). Ergänzend sei erwähnt, daß der Vorgang der anomalen Dispersion dafür verantwortlich ist, daß es auch zusätzliche niederfrequenter Absorptionsbanden gibt. Diese rühren daher, daß es neben Elektronenoszillationen auch Ionenoszillationen gibt, für die eine zu Gl.(7) ähnliche Beziehung gilt. Anstelle der Elektronenmasse steht hier jedoch die größere Atommasse im Nenner, so daß ein signifikanter Beitrag der Ionen nur in der Nähe der Resonanzfrequenz auftreten kann. Die dazugehörigen Resonanzfrequenzen liegen allerdings im Infrarotbereich.

Für $\omega_0 \ll \omega$ ist der reelle Teil des Brechungsindexquadrates < 1 . Dieser Effekt beeinflusst das Verhalten der sogenannten Gruppengeschwindigkeit, worauf hier jedoch nicht näher eingegangen werden soll.

Mit größer werdender Frequenz verhält sich ein Isolator nach Erreichen der Energie

zur Überwindung der Bandlücke schließlich nahezu wie ein Metall. Das zuvor geschilderte Verhalten des komplexen Brechungsindex ist in Bild 3 für das Beispiel Siliziumnitrid (Si_3N_4) noch einmal schematisch dargestellt.

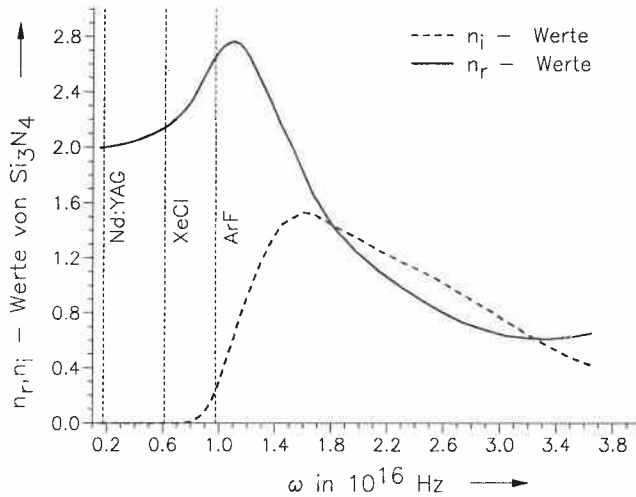


Bild 3: Realer und imaginärer Brechungsindex von Si_3N_4 in Abhängigkeit von der Laserfrequenz [25].

Die wichtigsten Resonanzen in Isolatoren stammen aus Übergängen von Elektronen zwischen dem Valenz- und Leitungsband. Ein solcher Übergang ist jedoch nur möglich, wenn das diesen Vorgang hervorrufoende Photon mindestens die Energie des Bandabstandes besitzt. Die Breite der Bandlücken liegen nun aber im allgemeinen in einem Bereich, der vakuumultravioletten (VUV-) Frequenzen entspricht. Elektronische Resonanzen im nahen UV, beziehungsweise im sichtbaren Bereich des Lichtes sind deshalb in Isolatoren meist vernachlässigbar.

In Tabelle 2 sind am Beispiel verschiedener Keramiken der Absorptionskoeffizient α und der Reflexionsgrad R für drei UV-Wellenlängen angegeben. Ergänzend ist jeweils der inverse Absorptionskoeffizient mitangegeben, da er die Eindringtiefe der Laserstrahlung ins Material angibt.

	193 nm			248 nm			308 nm		
	α [μm^{-1}]	α^{-1} [nm]	R [%]	α [μm^{-1}]	α^{-1} [nm]	R [%]	α [μm^{-1}]	α^{-1} [nm]	R [%]
Si_3N_4	15.82	63.2	20.9	0.25	4028	15.2	0.004	2.5e5	13.2
SiC	92.46	10.82	41.1	13.12	76.2	27.2	7.1	140.9	23.2

Tabelle 2: Optische Eigenschaften verschiedener Keramiken unter Normalbedingungen [25].

3.2.2 Metalle

Die charakteristische Eigenschaft von leitenden Materialien ist ihre Vielzahl an freien (das heißt nicht an einzelne Atome gebundenen) Elektronen. Im Gegensatz zu Nichtleitern gibt es für freie Metallelektronen keine Rückstellkräfte und keine Eigenschwingungen. Die durch das einfallende Licht beschleunigten freien Elektronen geben ihre Energie nur durch Licht-Reemission (Reflexion) und durch Stöße mit dem Atomgitter wieder ab.

Eine ausreichende Beschreibung dieses Vorganges erhält man durch eine leichte Modifikation der Dispersionsgleichung Gl.(7). Zerlegt man diese in einen Anteil, der von freien Elektronen (ohne Eigenschwingungen ω_{0j}) herrührt, und einen Anteil, der von gebundenen Elektronen hervorgerufen wird (Kap. 3.2.1), so ergibt sich

$$\tilde{n}^2(\omega) = 1 + \frac{N_a q_e^2}{\epsilon_0 m_e} \left(\frac{f_e}{-\omega^2 - i\gamma_e \omega} + \sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega} \right) \quad (10)$$

(N_a = Anzahl der Atome pro Einheitsvolumen, $N_a f_e$ = Leitungsbandelektronendichte).

Betrachtet sei hierin zunächst nur der Einfluß der freien Elektronen (1. Term der runden Klammer). Da in Metallen der dominierende Dämpfungsmechanismus Stöße der Elektronen mit dem Atomgitter sind und diese im Mittel alle τ_e Sekunden stattfinden, kann der Dämpfungsterm γ_e durch die inverse Stoßzeit τ_e^{-1} ausgedrückt werden

[26]. Somit ergibt sich

$$\tilde{n}^2(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{i}{\tau_e \omega}} = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{\tau_e^2 \omega^2 - i \tau_e \omega}{1 + \tau_e^2 \omega^2}, \quad (11)$$

worin $\omega_p^2 = (N_a f_e q_e^2 / (\epsilon_0 m_e))$ als *Plasmafrequenz* bezeichnet wird. Diese liegt bei den meisten Metallen im VUV (Tabelle 3).

Da bei Metallen die Relaxationszeiten bei Zimmertemperatur zwischen einigen 10^{-14} s und einigen 10^{-15} s liegen [27], kann für UV-Licht die Näherung $\omega \tau_e \gg 1$ gemacht werden. Gl.(7) läßt sich deshalb auf folgende Form vereinfachen:

$$\tilde{n}^2 \approx 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2. \quad (12)$$

Dies bedeutet, daß der Brechungsindex für $\omega < \omega_p$ nahezu rein imaginär ist, während für $\omega > \omega_p$ der imaginäre Anteil des Brechungsindex fast verschwindet. Daraus folgt, daß ein Metall, dessen optische Eigenschaften durch seine freien Elektronen dominiert werden, Lichtfrequenzen unterhalb seiner Plasmafrequenz exponentiell dämpft (vergleiche Gl.(9)) und einen Reflexionsgrad R nahe 1 aufweist (vergleiche Gl.(8)), während dieser mit Überschreiten der Plasmafrequenz mit wachsender Frequenz bis nahe $R = 0$ abnimmt. Gleichzeitig wird hier der Absorptionskoeffizient klein und der Leiter damit transparent.

Eine genauere Bestimmung des Absorptionskoeffizienten α erhält man durch Auflösen von Gl.(11) nach Real- und Imaginärteil sowie Einsetzen von Gl.(9):

$$\alpha = \frac{\sqrt{2} \omega}{c} \sqrt{\left(1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{(\omega \tau_e)^2}{1 + (\omega \tau_e)^2}\right)^2 + \left(\frac{1}{\omega \tau_e} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{(\omega \tau_e)^2}{1 + (\omega \tau_e)^2}\right)^2 - \left(1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{(\omega \tau_e)^2}{1 + (\omega \tau_e)^2}\right)}. \quad (13)$$

Für die Grenzfälle $\omega_p \gg \omega$ und $\omega_p \ll \omega$ kann diese Formel vereinfacht werden auf

$$\alpha = \frac{2\omega_p}{c} \quad \omega_p \gg \omega$$

$$\alpha = \frac{1}{c\tau_e} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \approx 0 \quad \omega_p \ll \omega$$
(14)

Dies zeigt, daß für Licht kleinerer Frequenz als der Plasmafrequenz des Metalls dessen Absorptionsverhalten durch die freie Elektronendichte bestimmt wird, während für Lichtfrequenzen über der Plasmafrequenz dieses zwar wellenlängenabhängig wird ($\alpha \sim \lambda^2$), dabei sich jedoch einem Wert von nahezu Null nähert und deshalb der Leiter transparent wird.

Material	Elektronendichte N_e [$\times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$]	ω_p (berechnet) [$\times 10^{16} \text{ Hz}$]	$\lambda_p = (2\pi c_0 / \omega_p)$ (berechnet) [nm]
Cu	8.47	1.64	115
Ag	5.86	1.36	139
Au	5.9	1.37	138
Nb	5.56	1.33	142
Fe	17.0	2.3	82
Al	18.1	2.4	79

Tabelle 3: Dichte der freien Elektronen verschiedener Metalle, zugehörige Plasmafrequenz und -wellenlänge bei Zimmertemperatur (300 K, [27]).

Tatsächlich werden die Eigenschaften der Metalle aber auch durch eine Vielzahl von Sekundäreffekten beeinflusst, wie das Beispiel Gold zeigt, dessen Reflexionsgrad bereits für Wellenlängen kleiner 620 nm zu sinken beginnt [26]. Dieser Effekt (welcher im Sichtbaren bei allen Metallen auftritt, die einen von grau verschiedenen Glanz aufweisen wie Kupfer, Gold etc.) ist auf den zweiten Term in Gl.(10) zurückzuführen,

nämlich auf Übergänge der gebundenen Elektronen der d-Schale (sogenannte *Interbandübergänge*). Diese bewirken an der Oberfläche des betreffenden Metalls eine selektive Reflexion oder Streuung des langwelligeren Lichtes (hier gelb und rot) bei gleichzeitiger Transmission von kürzerwelligem Licht (hier blau). **Die Farbentstehung an Metallen wie Gold oder Kupfer unterscheidet sich also stark von der der meisten anderen farbigen Substanzen, welche ihre Farbe überwiegend einem selektiven Absorptionsverhalten zu verdanken haben [24].**

Dadurch ergibt sich für den Excimerlaser gegenüber den IR-Hochleistungslasern (Nd:YAG, CO₂) bei den meisten Metallen eine bessere Einkopplung, sofern diese alleine aufgrund von "klassischen" Absorptions- und Reflexionsmechanismen geschieht. In Tabelle 4 sind der Absorptionskoeffizient α , die Eindringtiefe α^{-1} und der Reflexionsgrad R verschiedener Metalle bei den drei wichtigsten Excimerlaserwellenlängen für Zimmertemperatur dargestellt.

Hochleistungslaserstrahlung verändert nun jedoch im allgemeinen auch die Materialeigenschaften, so daß der Wert der absorbierten Energiemenge im Material durch dynamische Prozesse bestimmt wird.

3.3 Einfluß der Laserstrahlung auf das Reflexions- und Absorptionsverhalten

Kalorimetrische Messungen der Absorption von verschiedenen Materialien bei Bestrahlung mit einem XeCl-Excimerlaser im Intensitätsbereich zwischen 10^6 und 10^7 Wcm⁻² zeigen, daß zwar die Absorptionsgrade (das heißt das Verhältnis der absorbierten zur auffallenden Laserstrahlenergie) in diesem Bereich nahezu konstant bleiben, daß die Werte aber stark von der zuvor beschriebenen Theorie abweichen [1]. Dabei kommt es gegenüber den theoretischen Werten zu Abweichungen sowohl zu niedrigeren Werten (Cu), als auch zu höheren Werten (Al). Der Grund dafür hängt direkt oder indirekt mit den durch die Laserstrahlung hervorgerufenen thermischen Effekten zusammen, wobei wiederum zwischen Isolatoren (beziehungsweise Halbleitern) und Metallen unterschieden werden muß.

Metall	193 nm			248 nm			308 nm		
	α [μm^{-1}]	α^{-1} [nm]	R [%]	α [μm^{-1}]	α^{-1} [nm]	R [%]	α [μm^{-1}]	α^{-1} [nm]	R [%]
Ag	78.1	12.8	22.8	68.5	14.6	25.7	28.8	34.7	11.8
Al	144.9	6.9	92.6	149.3	6.7	92.4	151.5	6.6	92.5
Cr	107.5	9.3	45.0	101.0	9.9	54.4	112.4	8.9	65.1
Cu	90.9	11.0	33.6	90.1	11.1	36.6	69.9	14.3	36.0
Mo	153.8	6.5	63.8	185.2	5.4	69.5	142.9	7.0	58.2
Nb	147.1	6.8	49.4	105.3	9.5	47.5	95.2	10.5	43.6
Ta	151.5	6.6	50.2	111.1	9.0	41.6	87.0	11.5	40.4
Ti	73.0	13.7	22.7	61.3	16.3	23.5	64.9	15.4	38.0
W	196.1	5.1	63.8	144.9	6.9	50.5	98.0	10.2	44.9

Tabelle 4: Optische Eigenschaften verschiedener Metalle unter Normalbedingungen [28].

3.3.1 Metalle

Sind - wie im Falle der Excimerlaserbearbeitung - für das gewünschte Abtragsergebnis mehrere Pulse erforderlich, so sind die Voraussetzungen der Absorption für aufeinanderfolgende Pulse aufgrund von chemischen Effekten (wie Oxidation) oder von plastischen Verformungen grundlegend anders als bei der Bestrahlung mit einem Puls. Dabei treten diese morphologischen Veränderungen bei hohen Temperaturen bereits unterhalb der Schwellintensität für Materialabtrag auf dem Werkstück und in der Randzone auf. Diese werden innerhalb eines Laserpulses erreicht (Kap. 4.1). Mit wachsender Temperatur nimmt aber gleichzeitig auch die Zahl der Stöße der freien Elektronen mit den Gitteratomen zu, so daß dadurch die Reflektivität des Metalls abnimmt [29].

Aber auch diese Betrachtungsweise umfaßt die realen Bedingungen nicht vollständig, die bei einem Materialabtrag vorherrschen, da die Absorption in der schmelzflüssigen Oberfläche und die Energieeinkoppel- und -transportvorgänge durch Materialdampf und -plasma bei höheren Intensitäten unberücksichtigt bleiben (Kap. 4.4).

Eine Möglichkeit, diese Temperaturabhängigkeit zu erklären, wird im Drude-Modell der freien Elektronen gesucht. Hierbei gilt für die Gleichstrom-Leitfähigkeit von Metallen [27]

$$\sigma = \frac{N_e e^2 \tau_e}{m_e} \quad . \quad (15)$$

Da die Zeit zwischen zwei Stößen mit der Temperatur aufgrund von größer werdender Bewegung des Gitters abnimmt, gilt gleiches für die Leitfähigkeit.

Löst man Gl.(11) unter der Voraussetzung $\tau_e^{-1} \ll \omega < \omega_p$ (was für den sichtbaren und nahen UV-Bereich bis zu einigen hundert Grad Celsius gilt) nach Real- und Imaginärteil von \tilde{n} auf, so ergeben sich

$$\begin{aligned} n_r &\approx \frac{\omega_p^2}{2\omega^2 \tau_e \sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}} \approx 0 \\ n_i &\approx \sqrt{\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 - 1} \end{aligned} \quad . \quad (16)$$

Nach Einsetzen dieser Gleichungen in Gl.(8) folgt somit

$$1-R = \frac{4n_r}{(n_r+1)^2 + n_i^2} \approx \frac{2\omega_p^2}{\tau_e (\omega_p^2 - \omega^2)^{\frac{3}{2}}} \quad , \quad (17)$$

das heißt $1-R \sim \tau_e^{-1}$. Mit sinkender Zeit τ_e zwischen zwei Stößen reduziert sich also die Reflexion, beziehungsweise R sinkt mit steigender Temperatur (Bild 4, nach [30]). Quantitativ ist aber die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit zu schwach, um damit die Erhöhung der Absorption erklären zu können [31].

Der Einfluß durch die freien Elektronen wird nun zusätzlich durch zwei andere Mechanismen überlagert, deren Temperaturabhängigkeit bis jetzt noch unzureichend erforscht ist. Zum einen ist dies die Veränderung der Reflexion von heißen Metalloberflächen durch Reaktionen mit der umgebenden Gasatmosphäre (Oxidation etc.). Zum anderen ist dies der Einfluß der gebundenen Metallelektronen, welcher von der Gitterstruktur der einzelnen Metalle abhängt. Mit letzterem hängt auch die Tatsache zusammen, daß es in vielen Metallen bei Überschreiten der Schmelztemperatur zu einem weiteren Sprung der Reflektivität kommt [32]. Aufgrund dieser Schwierigkeiten ist es deshalb zur Zeit nicht möglich, eine geschlossene Theorie bezüglich der Lichteinkopplung in Metallen aufzustellen. Vielmehr muß der Absorptionsvorgang für jedes Metall experimentell untersucht werden.

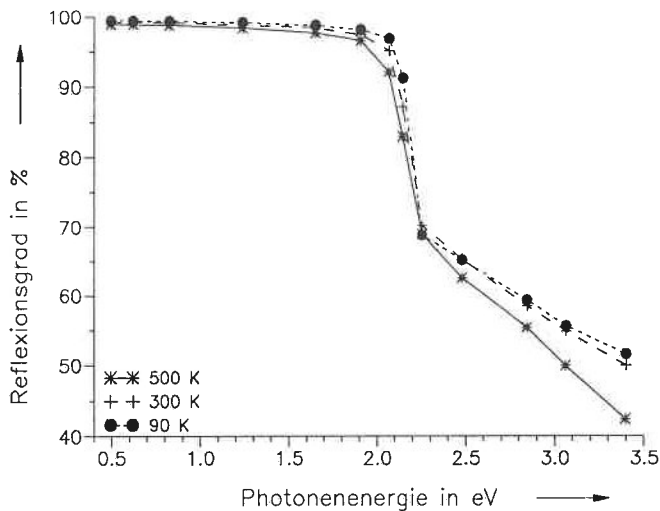


Bild 4: Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades von Kupfer bei verschiedenen Photonenenergien.

3.3.2 Nichtmetalle

Die im Kapitel 3.2.1 beschriebenen optischen Eigenschaften von Keramiken, welche nur für niedrige Lichtintensitäten Gültigkeit besitzen, ändern sich drastisch bei Bestrahlung mit Hochleistungslasern. Laserstrahlinduzierte Änderungen der optischen

Eigenschaften von Festkörpern können dabei auf drei verschiedene Mechanismen zurückgeführt werden [26]:

- Selbstfokussierung des Laserstrahls,
- Erzeugung von freien Ladungsträgern,
- Veränderungen der Gestalt der bestrahlten Targetoberfläche.

Während die beiden erstgenannten Prozesse hauptsächlich intrinsische Veränderungen der bestrahlten Probe betreffen (das heißt das Absorptionsverhalten beeinflussen), wirkt sich der letztgenannte Effekt vor allem auf die Änderungen der Reflektivität aus.

Unter *der Selbstfokussierung* eines Laserstrahls ist die thermisch oder elektronisch induzierte Änderung des Brechungsindex durch Veränderung der Dichte oder der Bandstruktur des bestrahlten Materials zu verstehen. Dieser Effekt ist hauptsächlich für transparente Medien von Interesse.

Hingegen hat *die Erzeugung von freien Ladungsträgern* vor allem in Halbleitern und Isolatoren einen entscheidenden Einfluß auf deren optische Eigenschaften. Einerseits verändern freie Ladungsträger durch Veränderung der Plasmafrequenz den Reflexionsgrad (analog dem Verhalten bei Metallen), andererseits tragen sie wesentlich zur Absorption bei, was gewöhnlich durch einen GesamtabSORPTIONSKoeffizienten α in der Form

$$\alpha = \alpha_0 + n_{LE}\sigma_{LE} \quad (18)$$

dargestellt wird. Hierin ist α_0 der Beitrag der Gitterschwingungen zur Absorption, welche durch (thermische) IR-Strahlung angeregt werden, n_{LE} die Dichte der freien Ladungsträger⁴⁾ und σ_{LE} der Absorptionswirkungsquerschnitt eines Elektron-Loch-Paares. Obwohl letzterer mit λ^2 des einfallenden Lichtes wächst (somit hauptsächlich für infrarote Strahlung große Werte annimmt) und für das UV-Licht von Excimerlasern eher eine untergeordnete Rolle spielt, können hohe Laserintensitäten durch die Erzeugung von hohen Ladungsträgerkonzentrationen auch im UV-Bereich einen nicht zu

⁴⁾ wobei in Isolatoren und bei undotierten Halbleitern die Dichte von Löchern und Leitungsbandelektronen gleich groß ist.

vernachlässigenden Beitrag zur Gesamtabsorption liefern. Hierbei muß der Erzeugungsmechanismus von freien Ladungsträgern in Isolatoren von denen der Halbleiter unterschieden werden⁵⁾.

In *Isolatoren* (mit Bandabständen im VUV) werden freie Ladungsträger bei hohen Intensitäten entweder durch Multiphotonen- oder durch Stoßprozesse erzeugt. Bei *Multiphotonenprozessen* erfolgt der Bandübergang der Elektronen dadurch, daß n Photonen der Energie $h\nu$ gleichzeitig absorbiert werden und damit die zur Überwindung der Bandlücke E_g notwendige Gesamtenergie $n h\nu$ aufgebracht wird ($h\nu < E_g \leq n h\nu$). Die Wahrscheinlichkeit dieses Vorgangs ist proportional dem Wirkungsquerschnitt für die Gitterabsorption von n Photonen, welcher mit steigendem n stark abnimmt. Dadurch besitzt die Multiphotonenabsorption nur für kleine Werte von n Bedeutung, damit also hauptsächlich für Licht kurzer Wellenlänge mit einer Photonenenergie nahe dem Bandabstand E_g , so wie dies beispielsweise beim UV-Excimerlaser der Fall ist.

Die Stoßionisierung, welche in allen anderen praktisch wichtigen Fällen zur Erzeugung von freien Ladungsträgern in Isolatoren die dominierende Rolle spielt, setzt sich im optischen Bereich aus zwei Teilprozessen zusammen:

Bei der sogenannten Präionisation werden die Valenzbandelektronen durch Photonen angeregt. Sind nun zwei Elektronen eines Atoms gleichzeitig angeregt und ist die Anregungsenergie des einen Elektrons gleich oder größer als die Energie, die notwendig ist, damit das andere angeregte Elektron die Bandlücke überwinden kann, so kann das eine Elektron strahlungslos in den Grundzustand übergehen, während das andere Elektron die Atomhülle verläßt. Dabei nimmt es die eventuell vorhandene Überschußenergie in Form kinetischer Energie mit.

Dieser nun höherenergetische freie Ladungsträger erzeugt nach Beschleunigung im elektromagnetischen Feld der Laserstrahlung durch inelastische Stöße mit den Gitteratomen zusätzliche niederenergetische Ladungsträgerpaare (wobei er aufgrund der Energieerhaltung abgebremst wird). Die neuen freien Elektronen ihrerseits werden

⁵⁾ Dabei gilt es zu beachten, daß reine Halbleiter sich in ihrem optischen Verhalten von dotierten Halbleitern unterscheiden.

ebenfalls beschleunigt; es kommt zur Wiederholung des Prozesses ("Lawineneffekt"). Die Zahl der freien Elektronen verdoppelt sich auf diese Weise bei jedem Schritt, sofern man von Diffusions- und Rekombinationsverlusten absieht. Als Folge davon bildet sich ein Mikroplasma, welches zu starken Schädigungen in der Isolatoroberfläche führen kann.

In *Halbleitern* können sich aufgrund ihres gegenüber Isolatoren geringeren Bandabstandes größere freie Ladungsträgerkonzentrationen auch schon aufgrund thermischer Anregung entwickeln, was vor allem bei infraroter Strahlung bis zur thermischen Zerstörung des Halbleiters führen kann.

Für Photonen mit $h\nu > E_g$ (sichtbares oder UV-Licht) findet die Erzeugung von freien Ladungsträgern aufgrund von Interbandübergängen statt. Hierbei hängt deren Erzeugungsrate über die Beziehung

$$\frac{\partial n_{LE}}{\partial t} = \alpha_0 \frac{I}{h\nu} \quad (19)$$

mit der lokalen Photonenflußdichte $I/(h\nu)$ zusammen. Gleichzeitig treten allerdings auch Ladungsträgerverluste auf, so daß der absolute Wert von n_{LE} durch Diffusionsvorgänge der freien Ladungsträger aus der Bestrahlungszone und durch Elektron-Loch-Rekombinationsvorgänge (meist sogenannte *Auger-Rekombinationen*) mitbestimmt wird.

Für kurze, intensive Laserpulse wird in Halbleitern die Ladungsträgerdichte im Leitungsband so groß, daß die Anzahl der Stöße der freien Ladungsträger untereinander die Anzahl der Stöße zwischen den freien Ladungsträgern und den Gitterbausteinen übersteigt. Dies hat zur Folge, daß die erstgenannten sich ähnlich einem Plasma verhalten, wobei nun dessen Absorption die des Gitters übersteigt. Betrachtet man das Plasma als ein unabhängiges System, so kann es als Mittler zwischen dem einfallenden Laserlicht und der an das Gitter abgegebenen Energie bezeichnet werden.

Hochleistungslaser beeinflussen aber nicht nur die inneren optischen Eigenschaften von Materialien, sondern können auch durch *Oberflächenveränderungen* dafür sorgen, daß die Einkopplung des Laserstrahls ins Material modifiziert wird. Diese Veränderungen

äußern sich in Inhomogenitäten oder Riefen an der Werkstückoberfläche, wobei diese selbst bei gleichmäßiger Bestrahlung (wie beispielsweise mit dem Excimerlaser) von homogenen Festkörpern auftreten können.

Für die meisten dieser Strukturen gibt es heute noch keine vollständige Erklärung. Als Ursachen werden jedoch zumeist folgende Effekte genannt:

- a) Interferenzen durch Lichtstreuung an Staubteilchen oder Löchern an der Oberfläche.
- b) Oberflächenspannungen und damit verbundene Konvektionseffekte (hauptsächlich für Materialien mit einer ausgeprägten Schmelzphase).
- c) Akustische Vorgänge, bei der sich Schallwellen sowohl in der Probe als auch als Kapillarwellen über die Probenoberfläche hinweg ausbreiten.
- d) Inhomogenitäten der Probe (überwiegend bei Mehrphasensystemen wie Legierungen oder Industriekeramik), bei der die leicht flüchtigen Phasen zuerst abgetragen werden. In die dadurch entstehenden Vertiefungen kann aufgrund von Mehrfachreflexionen (wie man dies vom Tiefschweißen her kennt [33]) das Laserlicht effektiver eingekoppelt werden.

Kommt es also auf eine mikrogenaue Bearbeitung von Oberflächen an, so müssen eventuell einzelne oder mehrere der oben angegebenen Einflüsse mitberücksichtigt werden.

3.4 Einflüsse von Streuzentren

Die zuvor gegebene Beschreibung der physikalischen Wechselwirkungsvorgänge zwischen Licht und Materie gilt nun allerdings nur unter der Voraussetzung homogener Materialien, welche bei den wenigsten Keramiken erfüllt wird. Dies erkennt man daran, daß einerseits die meisten keramischen Werkstoffe aus den Ionen O^{2-} , Si^{4+} und Al^{3+} aufgebaut sind, die im sichtbaren Bereich keine Absorptionsbanden aufweisen und daher für sichtbares Licht nahezu transparent sein sollten, SiC und Si_3N_4 aber in Wirklichkeit ein schwarzes, beziehungsweise graues Aussehen besitzen.

Diese scheinbare Diskrepanz beruht auf der Streuung des einfallenden Lichtes an den

zahlreichen Korngrenzen in keramischen Körpern und ist damit eine Folge dessen Gefüges. Ähnlich dem Beerschen-Gesetz für das Absorptionsverhalten eines Stoffes, welches zur Bestimmung der Restintensität I_s der einfallenden Lichtintensität I_0 in der Tiefe $z = l$ herangezogen wird [34], hängt auch die Streuung von einem exponentiellen Gesetz ab:

$$I_s(z=l) = I_0 e^{-Sl} \quad (20)$$

Hierin bezeichnet S den Streukoeffizienten des Stoffes. Dessen analytische Eigenschaften werden von der Form, der Größe und dem Brechungsindex des Streuzentrums bestimmt. Er kann deshalb recht komplexe Ausmaße annehmen, so daß einzelne, mathematisch strenge Lösungsmodelle für bestimmte Streupartikelformen in der praktischen Anwendung von untergeordneter Bedeutung sind.

Hingegen gibt es eine große Anzahl Modelle, welche sich mit dem für praktische Zwecke wichtigen Fall kugelförmiger Streuzentren beschäftigen [35]. Handelt es sich bei dieser Art Streuzentrum um kugelförmige Einschlüsse in einer Matrix (zum Beispiel Poren in einer Keramik), so wird der Streukoeffizient S durch die Gleichung

$$S = Q_s \cdot N \quad (21)$$

definiert, worin N die Zahl der Einschlüsse pro Volumen und Q_s den Streuwirkungsquerschnitt angeben. Q_s hängt neben dem Brechungsindex vom Verhältnis

$$q = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (22)$$

ab (a = Einschlußradius, λ = Wellenlänge). Wie in [35] gezeigt wird, unterscheidet man zwei Grenzfälle:

Für $q \ll 1$ (kleine Streuradien oder große Wellenlänge) liegt die sogenannte Rayleigh-Streuung vor, für die Q_s proportional mit λ^{-4} anwächst. Für $q \gg 1$ (also großen Streuzentren dimensionen im Verhältnis zur Wellenlänge) nähert sich Q_s alternierend dem konstanten Wert $2\pi a^2$. Sind die Brechungsindizes des Streuzentrums und der umgeben-

den Matrix voneinander verschieden, so ist dieses Kurvenverhalten bei allen Brechungsindizes ähnlich. Bei gleichen Brechungsindizes liegt keine Streuung vor, so daß polykristalline, isotrope Keramiken vollständig durchsichtig sein müßten. Anreicherungen von Sinterhilfen und anderen Verunreinigungen an den Korngrenzen bewirken jedoch Brechungsindex-Differenzen, so daß hauptsächlich bei Abnahme der Korngrößen (und damit Zunahme der Anzahl der Korngrenzen) zunehmende Streuerscheinungen auftreten.

Für eine handelsübliche Keramik mit einem gemessenen mittleren Einschlußradius von $\sim 2 \mu\text{m}$ gilt bei einer Wellenlänge von $\lambda = 0.25 \mu\text{m}$ also $q \sim 50$, so daß Q_s näherungsweise durch $2\pi a^2$ angenommen werden kann. Mit Hilfe der Porosität

$$P = N \cdot V = N \cdot \frac{4}{3} \pi a^3 \quad (23)$$

dieses Stoffes (mit V als dem von einem Streuzentrum eingenommenen Volumen) folgt dann für den Streukoeffizienten aus Gl.(21)

$$S = \frac{3P}{2a} \quad , \quad (24)$$

beziehungsweise für die Durchlässigkeit D_T einer Keramikprobe der Dicke d

$$D_T = \frac{I}{I_0} = e^{-\frac{3P}{2a} d} \quad (25)$$

Eine 1 mm dicke Si_3N_4 -Keramik (mit einer gemessenen mittleren Porosität $P = 2\%$ und $a \sim 2 \mu\text{m}$) besitzt demnach eine Durchlässigkeit von $D_T = 3 \cdot 10^{-7}$, ist also praktisch lichtundurchlässig. Um bei einer SiC-Keramik mit $P = 9\%$ eine Transparenz von $> 1\%$ zu erreichen, darf diese nicht dicker als $68 \mu\text{m}$ sein⁶⁾. Der Wert der Porosität

⁶⁾ Wobei hier der für die Transmission günstigste Fall angenommen wurde, da Einflüsse der Oberflächenbeschaffenheit auf das Reflexionsverhalten und Absorptionsverluste in der Keramik (beispielsweise durch Anfärbemittel) unberücksichtigt geblieben sind.

einer Keramik (und damit ihr Herstellungsprozeß) bestimmt somit zu einem nicht unerheblichen Maße die Eindringtiefe der Laserstrahlung bei der Materialbearbeitung.

4 Dynamik des Abtragsmechanismus

Obwohl nach dem zuvor Gesagten durch die Wahl der Strahlparameter des Lasers die Einkopplung ins Material und dadurch der Bearbeitungsprozeß signifikant beeinflußt werden kann, bestimmen im Endeffekt jedoch vor allem die Materialeigenschaften das erzielte Resultat. Dies erkennt man vorzugsweise beim Abtragen von Metallen mit Excimerlasern, wo die erzeugte Struktur keineswegs dem vorgegebenen ebenen Laserstrahlprofil entsprechen muß (Bild 5). Nachfolgend soll deshalb auf verschiedene Ursachen eingegangen werden, welche letztendlich das Abtragsresultat festlegen.

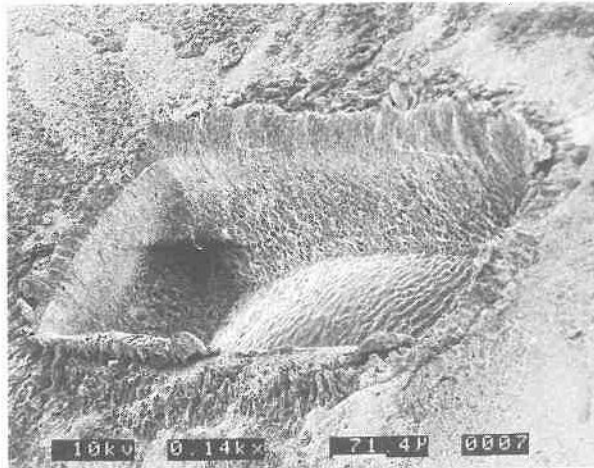


Bild 5: Mit KrF-Excimerlaser abgetragenes Kupfer (Strahlfläche $0.77 \text{ mm} \times 0.26 \text{ mm}$, $H = 22.5 \text{ Jcm}^{-2}$, 1000 Pulse, $f_p = 10 \text{ Hz}$).

Der Abtragsprozeß mit Lasern setzt sich im allgemeinen aus den Einzelschritten Erwärmung, Schmelzbildung und Verdampfung (oder Sublimation) zusammen. Der jeweilige Anteil am Gesamtprozeß wird vor allem durch die eingestrahlte Lichtintensität und das Material bestimmt. Davon unabhängig ist die Lichteinkopplung ins Material zuerst ein elektronischer, das heißt ein nichtthermischer Prozeß, wobei die Photonen ihre Energie an die Elektronen des Werkstückes abgeben. Aufgrund verschiedener Vorgänge (Stöße, Rekombinationen etc.) kommt es jedoch rasch zu einer energetischen Umverteilung in der Probe in Form von Wärme. Die Zeitkonstante dafür liegt in Me-

tallen bei 10^{-13} s, in Nichtmetallen zwischen 10^{-6} s und 10^{-12} s [26], so daß man es bei der Excimerlaserbearbeitung von Metallen und den meisten nichtsublimierenden Keramiken überwiegend mit thermischen Effekten zu tun hat.

4.1 Numerische Lösung der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung

Die Verteilung der Temperatur T in einem Material der Dichte ϱ , der spezifischen Wärme c_p und der Wärmeleitfähigkeit K ergibt sich durch Lösen der allgemeinen Wärmeleitungsgleichung

$$\varrho(x,y,z,T) c_p(x,y,z,T) \frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial t} = \nabla(K(x,y,z,T) \nabla T(x,y,z,t)) + A_v(x,y,z,t), \quad (26)$$

worin A_v die pro Zeiteinheit und Einheitsvolumen eingekoppelte Energie darstellt. Im Falle eindimensionaler Wärmeleitung, wie diese bei der Materialbearbeitung mit Excimerlasern aufgrund der kurzen Pulsdauer und der großen lateralen Ausdehnung vorliegt, reduziert sich diese Gleichung bei Bestrahlung mit einem Laserstrahl konstanter räumlicher Intensität in einem homogenen, isotropen Festkörper auf

$$\varrho c_p(T) \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = K(T) \frac{\partial^2 T(z,t)}{\partial z^2} + \frac{\partial K(T)}{\partial T} \left(\frac{\partial T(z,t)}{\partial z} \right)^2 + \alpha(T) \frac{H(t)}{t} e^{-\alpha(T)z}. \quad (27)$$

Hierin ist $\alpha(T)$ der temperaturabhängige Absorptionskoeffizient des bestrahlten Materials und $H(t)$ der zeitlich variierende Anteil der nichtreflektierten Laserenergiedichte.

Von eindimensionalen Wärmeverlusten⁷⁾ kann dann ausgegangen werden, wenn die Wärmediffusionslänge

$$\delta = 2\sqrt{\kappa t} \quad (28)$$

für die Zeit t klein gegenüber dem Laserstrahldurchmesser ist, wobei der Temperaturleitfähigkeitskoeffizient κ durch

⁷⁾ das heißt Vorgängen, bei denen der laterale Wärmefluß in der Probe vernachlässigbar ist,

$$\kappa = \frac{K}{c_p \varrho} \quad (29)$$

gegeben ist.

Material	κ_{300} [cm ² /s]	δ [μm]				
		t=0.03 μs	t=0.5 μs	t = 1 μs	t = 5 μs	t = 10 μs
Ag	1.71	4.53	18.4	26.2	58.48	82.7
Al	0.92	3.32	13.6	19.2	42.9	60.7
Cu	1.14	3.7	15.1	21.36	47.75	67.5
Cr	0.3	1.9	7.74	10.96	24.5	34.6
Mo	0.5	2.45	10.0	14.14	31.62	44.7
Nb	0.22	1.62	6.68	9.44	20.98	29.9
Ta	0.29	1.87	6.76	9.56	24.1	30.26
Ti	0.1	1.1	4.44	7.3	14.14	19.9
W	0.63	2.75	11.18	15.82	35.5	50.0
Al ₂ O ₃	0.08	0.98	4.0	5.66	12.65	17.9
Si ₃ N ₄	0.03	0.6	2.45	3.46	7.75	10.95
SiC	0.54	2.55	10.4	14.7	32.9	46.5

Tabelle 5: Wärmediffusionslänge bei T = 300 K für verschiedene Metalle und Keramiken zu unterschiedlichen Zeitpunkten [36],[37],[38].

Wie Tabelle 5 zeigt, ist die eindimensionale Näherung für nicht zu kleine Strahldurchmesser (> 50 μm) für die Excimerlaserbearbeitung von Metallen und Keramiken gerechtfertigt, zumal man zusätzlich davon ausgehen kann, daß dieser Koeffizient mit zunehmender Temperatur abnimmt [39].

Analytische Lösungen von Gl.(27) existieren im allgemeinen nur für bestimmte Abhängigkeiten von c_p und K von der Temperatur - meist für einen konstanten Temperaturleitfähigkeitskoeffizienten, beziehungsweise für temperaturunabhängige Materialkonstanten⁸⁾ - oder für Gleichgewichtszustände⁹⁾ [40]. Da es sich jedoch beim gepulsten Abtragen mit Excimerlasern zum einen um einen starken Nichtgleichgewichtszustand handelt und α im allgemeinen von der Temperatur abhängt, zum anderen die eingesetzten Leistungsdichten so hoch sind, daß das Material verdampft wird und deshalb die Lösung der Wärmeleitungsgleichung zusätzlich die Berücksichtigung einer sich mitbewegenden Phasenschicht erfordert [41], kann Gl.(27) nur numerisch gelöst werden. Eine Möglichkeit bietet das kommerziell erhältliche Computerprogramm SLIM [42]. Alle im nachfolgenden Kapitel 4.2 dargestellten Diagramme wurden mit dessen Hilfe errechnet.

4.2 Temperaturverläufe bei konstantem Druck über der Oberfläche

Aufgrund der bei den UV-Wellenlängen vorliegenden geringen optischen Eindringtiefen α^{-1} von einigen Nanometern (siehe Tabellen 2 und 4) gegenüber von Wärmeeindringtiefen δ von einigen Zehn Mikrometern (Tabelle 5) kann bei Metallen und (unter bestimmten Umständen) bei Keramiken in der Excimerlasermaterialbearbeitung von einer Oberflächenwärmequelle ausgegangen werden.

Mit der Zeit kommt es zu einer Erwärmung des Werkstücks, wobei abhängig von der Höhe der Pulsenergiedichte die Schmelz- und/oder die Verdampfungstemperatur erreicht, beziehungsweise überschritten werden kann, wie dies für Silber exemplarisch in Bild 6 dargestellt ist¹⁰⁾:

a) Für niedrige Energiedichten wird das Material nur erwärmt, ohne daß die Oberfläche

8) In diesen Fällen kann die Wärmeleitungsgleichung in eine lineare Differentialgleichung überführt werden.

9) Was zum Verschwinden der linken Seite in obiger Gleichung führt.

10) Der Laserpuls (Halbwertsbreite 30 ns) wird hier durch einen Trapezpuls mit 9 ns Anstiegs-, 9 ns Halte- und 33 ns Abfallszeit simuliert (siehe Kap. 2).

Schmelztemperatur erreicht (1234 K bei Silber¹¹⁾). Für die meisten Metalle gilt dies für Energiedichten bis 1 Jcm^{-2} (Zone a; siehe auch Tabelle 6).

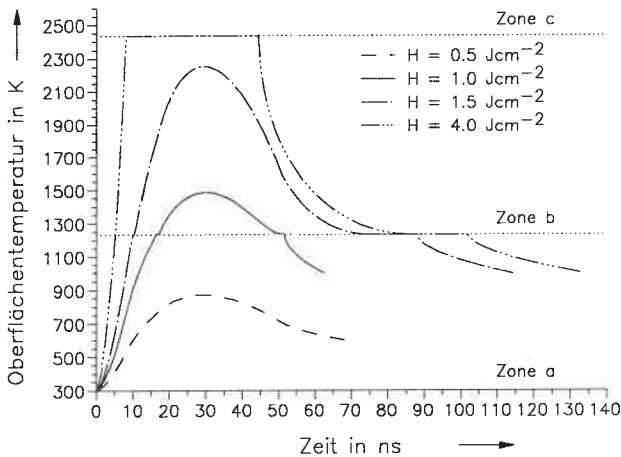


Bild 6: Temperaturverläufe an Silberoberflächen bei Bestrahlung mit KrF-Excimerlaser (Trapezimpuls, FWHM 30 ns).

b) Bei mittleren Energiedichten wird die Oberfläche aufgeschmolzen, die Verdampfungstemperatur aber noch nicht erreicht (Zone b). In der Temperatur-Zeit-Kurve äußert sich dies durch einen un stetigen Steigungsverlauf (Aufschmelz- und Erstarrungspunkte des Materials). Je höher die Energiedichte, desto schneller wird dieser Aufschmelzpunkt erreicht und desto länger dauert es, bis das Material wieder vollständig erstarrt ist. Die Energiedichten, die diesen Bereich abgrenzen, sind in Tabelle 6 für einige Metalle angegeben. Für sublimierende Werkstoffe (beispielsweise Siliziumnitridkeramik (Si_3N_4)) existiert dieses Gebiet nicht.

c) Mit Erreichen der Verdampfungstemperatur und Zufuhr der notwendigen Verdampfungsenthalpie kommt es oberhalb eines gewissen Energiedichteschwellwertes zum Sieden des Materials (Zone c). Bei konstantem Druck bleibt die Oberflächentemperatur solange konstant, bis die zugeführte Energie nicht mehr ausreicht, um weiteres Material zu verdampfen.

¹¹⁾ Die thermodynamischen Größen verschiedener Materialien sind im Anhang B wiedergegeben.

Daß dieser rechnerische Wert nicht unbedingt dafür verwendet werden kann, um die Schwellenergiedichte zu definieren, ab der Materialabtrag einsetzt, liegt daran, daß jedes Material bei jeder Temperatur einen Dampfdruck besitzt, also auch schon vor Erreichen der Siedetemperatur verdampft. So zeigen Versuche von Gorbunov und Konov [43], daß auch für niedrigere Energiedichten als diesem Schwellwert Abtragsvorgänge auftreten können. Jedoch liefert dieser einen guten Hinweis darauf, wann mit verstärktem Materialabtrag zu rechnen ist.

	Ag	Cr	Cu	Mo	Nb	Ta	Ti	W
H_s [Jcm ⁻²]	0.9	1.4	1.3	3.0	1.4	1.4	0.5	2.4
H_v [Jcm ⁻²]	1.7	1.8	2.7	4.7	2.5	2.3	0.8	4.2

Tabelle 6: Mit SLIM [42] errechnete Schwellwerte der Energiedichte von Metallen zum Überschreiten von Schmelz- (H_s) und Verdampfungstemperatur (H_v) bei einem trapezförmigen Excimerlaserpuls ($\lambda = 248$ nm) mit FWHM = 30 ns.

In diesem für die Abtragsbearbeitung wichtigsten Bereich kommt es also zum gleichzeitigen Auftreten von mehreren Phasen. Im Gegensatz zur festen und flüssigen Phase ist die theoretische Beschreibung der Verdampfungsprozesse während eines Laserpulses schwieriger, da verschiedene Materialdampf- und Plasmaeinflüsse auf die Schmelze wirken und damit letztendlich die Oberflächentopographie des Bearbeitungsergebnisses bestimmen können (Kap. 4.3 und 4.4).

Mit Einsetzen der Verdampfung ist eine Veränderung des Schmelzfilmverhaltens verbunden, die von den verschiedenen Material- und Laserparametern abhängt. In Bild 7 ist der theoretische Schmelzschichtdickenverlauf von 6 verschiedenen Metallen dargestellt, bei denen ein unsymmetrischer trapezförmiger KrF-Excimerlaserpuls mit 9 ns Anstiegs-, 9 ns Halte- und 33 ns Abfallszeit (9-9-33) zugrundegelegt ist. Für einen temperaturunabhängigen Reflexionsgrad R wurde dabei die pro Fläche eingekoppelte Energie für alle Metalle konstant gewählt ($(1-R)H = 10.4$ Jcm⁻²). Neben den unterschiedlichen Zeitpunkten, zu denen die Schmelztemperatur erreicht wird und der Schmelzvorgang beginnt (zwischen 1.5 und 4 ns nach Beginn des Laserpulses), zeigt

sich, daß die Dicke der Schmelzschicht vom Produkt aus dem Temperaturleitfähigkeitskoeffizienten κ und der Differenz von Verdampfungs- und Schmelztemperatur ($T_v - T_m$) des erwärmten Materials abhängt. Als grobe Abschätzung gilt, daß die Schmelzschicht bei gleicher eingekoppelter Pulsenergie und gleichem Pulsverlauf umso dicker ist, je größer dieser Wert ist.

Welchen Einfluß der Pulsdauer, der Pulsform und der Energiedichte bei der Ausbildung der Schmelzdicke zukommt, ist in Bild 8 bis Bild 10 am Beispiel Silber dargestellt. In Bild 8 erkennt man bei konstanter Energiedichte $H (= 14 \text{ Jcm}^{-2})$ den Einfluß verschiedener Pulsdauern auf den Schmelzverlauf. Bei Zugrundelegen eines symmetrischen trapezförmigen KrF-Excimerlaserpulses (je 9 ns Anstiegs- und Abfallzeit) mit unterschiedlichen Haltezeiten zeigt sich, daß mit größer werdender Halbwertsbreite der Schmelzfilm dicker wird und seine Erstarrung länger dauert. Wie sich unschwer erkennen läßt, wird die maximale Schmelzdicke jeweils erst nach Ende des eigentlichen Laserpulses erreicht, was darauf zurückzuführen ist, daß einerseits durch fehlende Energiezufuhr vom Laser die Verdampfung des Materials aufhört, andererseits es durch Wärmeleitung zu einer Umverteilung der in der Probe gespeicherten thermischen Energie kommt. Dabei kühlt sich die ursprünglich auf Verdampfungstemperatur befindliche, dem Laser zugewandte Seite der Schmelzschicht ab, während darunterliegendes festes Grundmaterial erwärmt und aufgeschmolzen werden kann. Mit abnehmender Pulsleistung nimmt also die Schmelzfilmdicke zu¹²⁾.

Dies ergibt sich auch, wenn man bei konstanter Pulsdauer die Energiedichte des Lasers ändert¹³⁾. Dabei hat man mit der Energiedichte eine Größe an der Hand, die im Gegensatz zur Pulsdauer beim Excimerlaser in größeren Bereichen verändert werden kann. In Bild 9 zeigt sich am Beispiel Silber, daß mit zunehmender Energiedichte die Schmelzdicke des Materials abnimmt. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß bei höheren Energiedichten zum einen die Verdampfungstemperatur schneller erreicht wird, zum anderen mehr Material verdampft wird.

¹²⁾ Im vorliegenden Fall werden dabei für Pulsdauern unter 100 ns Temperaturabkühlraten in der Schmelze größer als 10^{10} Ks^{-1} erreicht.

¹³⁾ Aufgrund der Nichtberücksichtigung von Geometrieinflüssen (das heißt der Eindimensionalität des betrachteten Problems) sind Energie und Energiedichte hier äquivalente Größen.

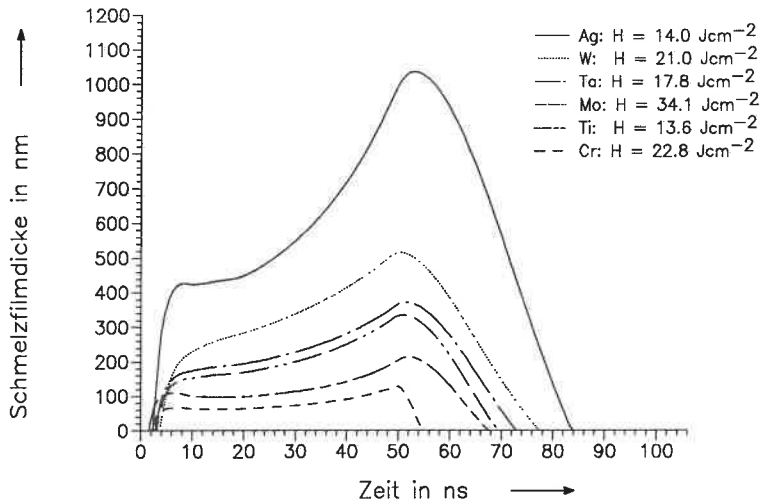


Bild 7: Zeitliche Veränderung der Schmelzschichtdicke für einen trapezförmigen KrF-Excimerlaserpuls (9-9-33) bei konstant eingekoppelter Energie pro Fläche.

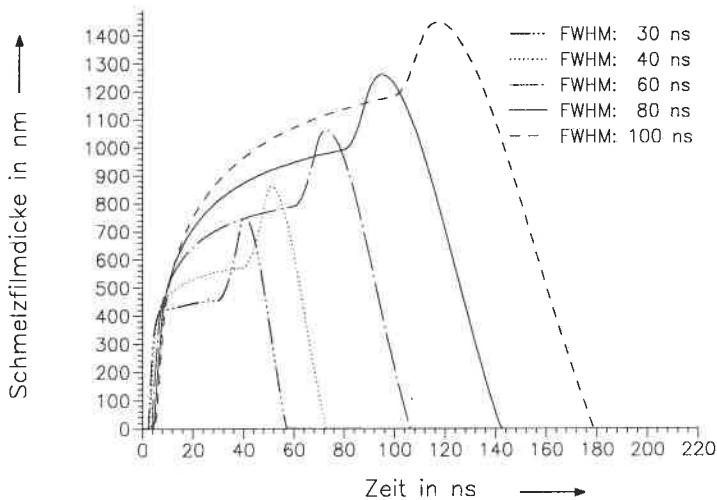


Bild 8: Zeitliches Verhalten der Schmelzfilmdicke in Silber unter Excimer-laserbestrahlung ($H = 14 \text{ Jcm}^{-2}$, $\lambda = 248 \text{ nm}$, Haltezeiten: 21 ns, 31 ns, 51 ns, 71 ns und 91 ns).

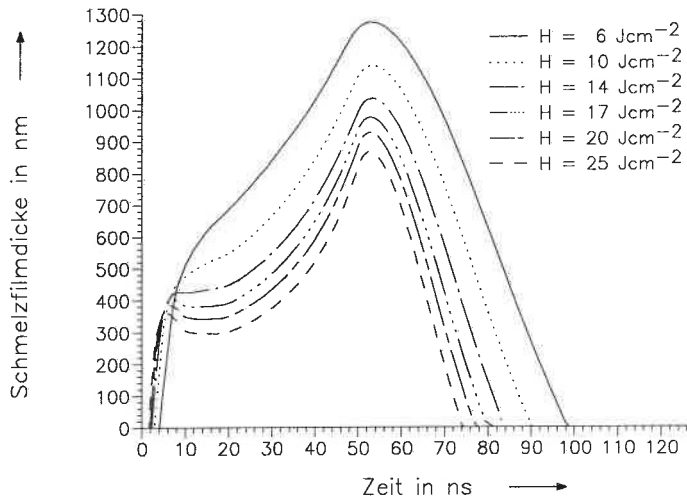


Bild 9: Zeitverhalten eines Ag-Schmelzfilmes für einen trapezförmigen KrF-Excimerlaserpuls (9-9-33) in Abhängigkeit von der Energiedichte.

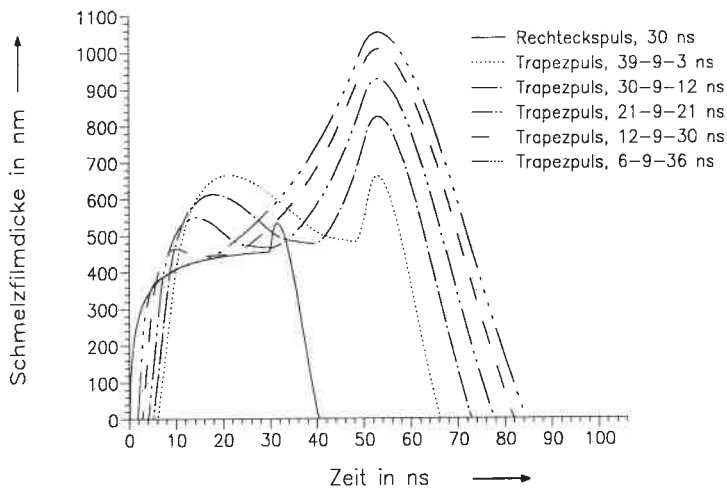


Bild 10: Zeitliche Dickenänderung in Ag bei $H = 14 \text{ Jcm}^{-2}$ und unterschiedlichen Pulsformen (FWHM = 30 ns).

Ergänzend sei bemerkt, daß aber nicht nur die Pulsleistung, sondern auch die Pulsform die Größe und den Verlauf des Schmelzfilmes verändert. In Bild 10 wurden bei konstanter Energiedichte und konstanter Halbwertsbreite die Anstiegs- und Abfallzeiten eines Laserpulses variiert. Dabei zeigt sich, daß vor allem die Abfallzeit die Dicke und die Dauer der Schmelzschicht bestimmt. Allerdings gilt auch hier wie bei der Pulsdauer, daß die Pulsform bei industriell erhältlichen Excimerlaser zur Zeit nur in sehr engen Grenzen variiert werden kann.

4.3 Einflüsse des Materialdampfes

Bisher wurden nur die im Falle reiner Verdampfung auftretenden Schmelzvorgänge betrachtet. Es ist aber bekannt, daß das laserinduzierte Abtragen und die damit erzielten Ergebnisse vor allem durch den Materialdampf und seine Rückwirkungen auf die Probenoberfläche geprägt werden [7].

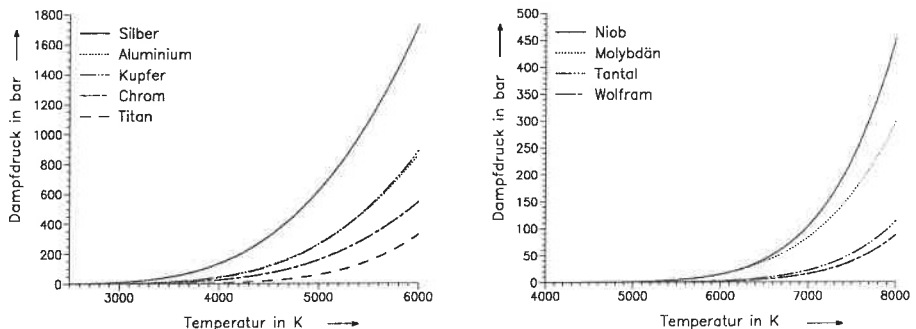


Bild 11: Dampfdruckkurven verschiedener Metalle nach der Clausius-Clapeyronschen Gleichung [26].

Im Gegensatz zur kondensierten Phase ist die Modellierung der Verdampfungsvorgänge während eines kurzen Laserpulses aufgrund des noch unvollständigen Verständnisses von zeitlich variierenden Effekten schwierig. Dies liegt daran, daß es - abhängig von der Laserleistung - innerhalb eines Bruchteils des Laserpulses zum Verdampfen des Materials und damit zur Ausbildung eines Dampfdruckes über der Probe kommt. Einerseits kann dieser Druck zur Überhitzung des flüssigen Materials [26] und damit

zu höheren Oberflächentemperaturen als der Verdampfungstemperatur bei Normaldruck führen (Bild 11), andererseits übt der Dampfdruck eine Rückstoßkraft auf die Flüssigkeit aus, wodurch es neben der Verdampfung zum Abtragen durch Schmelzaustrieb kommt [44],[45].

Die bisherigen Modelle zur theoretischen Erfassung der laserinduzierten Verdampfung gehen dabei vereinfachend von Abdampfprozessen ins Vakuum [46],[47], von Gleichgewichtsbedingungen [44] und/oder von einer eindimensionalen Expansion der Dampfphase aus [48].

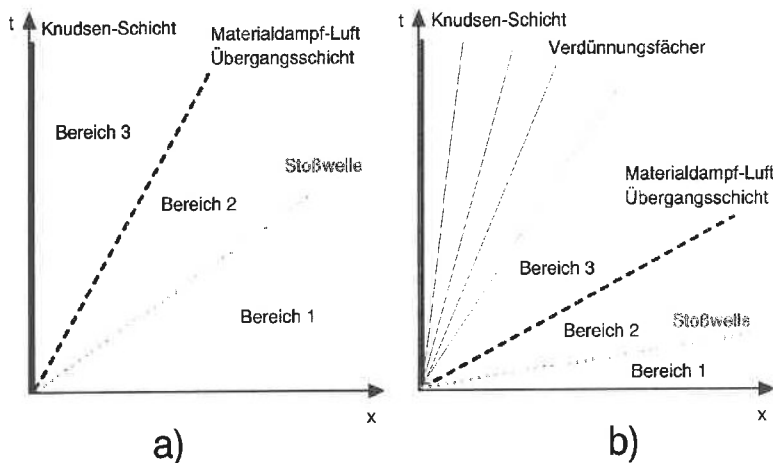


Bild 12: Unterschall- (a) und Überschallströmung (b) im Bereich 3 nach einem Modell von Knight [49].

Obwohl auch das Modell von Knight [49] von einer eindimensionalen Dampfausbreitung ausgeht, stellt es gleichzeitig eine umfassendere theoretische Beschreibung der schnellen Verdampfung von Metall-Oberflächen dar, da es einerseits den Einfluß des umgebenden Gasdrucks auf den Abtragsprozeß mitberücksichtigt, andererseits einen Ansatz aufzeigt, wie ein in der Intensität zeitlich variierender Laserpuls theoretisch erfasst werden kann. Zur Vereinfachung wird dabei von einem zeitlichen Rechteckspuls mit konstanter Intensität ausgegangen, wobei das Einsetzen der Verdampfung sofort mit Beginn des Laserpulses angenommen wird. Dadurch ist es möglich, das Modell sowohl auf Puls laser- als auch auf cw-Laser-Wechselwirkungen anzuwenden. Allerdings bedeutet dies für die Excimerlaserbearbeitung zunächst eine Näherung, wie

der tatsächliche Pulsverlauf in Kap. 2 zeigt.

Betrachtet man unter Normalbedingungen den laserinduzierten, eindimensionalen Verdampfungsprozeß von Materialien, die nur aus einer Komponente bestehen (zum Beispiel Reinelemente), so können bei nicht zu hohen Verdampfungsraten vier verschiedene Bereiche unterschieden werden (Bild 12a):

Das verdampfte, sich im thermischen Gleichgewicht befindende Material (Bereich 3) schiebt die über der Probe liegende Luft vor sich her (Bereich 2), wobei es durch die Kompression dieser Luft zur Ausbildung einer Stoßwelle kommt. Diese Stoßwelle, die die ruhende Gasumgebung (Bereich 1) von der bewegten Luft (Bereich 2) trennt, bildet ebenso eine Strömungsunstetigkeit, wie der Übergang von Bereich 2 zu Bereich 3.

Eine weitere Diskontinuität ist die sogenannte *Knudsen-Schicht*. Unter einer Knudsen-Schicht versteht man eine als ortsfest an der Oberfläche des festen oder flüssigen Materials befindliche Zone, innerhalb der das abdampfende, sich bei hohen Verdampfungsraten im Translations-Ungleichgewicht befindliche Gas unter Massen-, Impuls- und Energieerhaltung durch Stöße ins Gleichgewicht gebracht wird [46].

Ist die Verdampfungsrate hoch genug, so kommt es im Bereich 3 zu einer Überschallströmung und zur Ausbildung eines Verdünnungsfächers (Bild 12b). Setzt man nun in einem zeitlich begrenzten Intervall konstante Strömungsgeschwindigkeiten voraus, so kann aus der an der Oberfläche herrschenden Temperatur und den Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Unstetigkeitszonen auf den Druck auf die Schmelzschicht geschlossen werden [49]. Eine ausführlichere Darstellung dieses Modells ist im Anhang C) gegeben.

Aden et al. benutzen dieses Modell als Grundlage für eine Computersimulation, mit der dreidimensional die Zustandsänderung und die Ausdehnung eines Metaldampfes gegen die umgebende Luft als Funktion der Laserintensität und der Materialeigenschaften berechnet werden können [50]. Dabei zeigt sich, daß die Vorhersagen dieser Rechnung und experimentelle Ergebnisse hinsichtlich des Ausbreitungsverhaltens einer mit einem Nd:YAG-Laser induzierten Stoßwelle beim Verdampfen von Stahl und Aluminium vor allem im Strahlzentrum gut übereinstimmen. Für größere radiale Entfer-

nungen von diesem gilt das Modell nur noch näherungsweise, was von den Autoren auf die vereinfachte Annahme einer ebenen, radialsymmetrischen Verdampfung zurückgeführt wird.

4.4 Plasmaeinflüsse

Die zuletzt angeführte Theorie gilt allerdings nur für den wechselwirkungsfreien Fall zwischen Laserstrahlung und Materialdampf. Daß dies nicht für alle Laserintensitäten gültig ist, zeigt die Materialbearbeitung mit Infrarot-Hochleistungslasern - hauptsächlich von Metallen - bei der die Energieeinkopplung ins Material unter intensiver Strahlung weit höher ist, als man dies theoretisch aufgrund des Absorptionsgrades erwarten darf. Zurückgeführt wird dieser Effekt unter anderem auf das Auftreten von Materialplasmen über den zu bearbeitenden Oberflächen, in denen das monochromatische infrarote Laserlicht in einem breitbandigen Umwandlungsprozeß ähnlich der Schwarzkörperstrahlung bis hinunter zu UV-Wellenlängen konvertiert wird und dann hier aufgrund eines geringeren Reflexionsgrades besser eingekoppelt werden kann (*enhanced coupling*, [51]).

Dieser Effekt dürfte für die Materialbearbeitung mit Excimerlasern bedeutungslos sein, da diese aufgrund ihrer UV-Wellenlängen den Vorteil des reduzierten Reflexionsgrades der Materialoberfläche direkt nutzen. Trotzdem treten auch beim Excimerlaser wegen seiner großen Spitzenleistungen (> 1 MW) und seiner hochenergetischen Photonen (> 3.5 eV) Vorgänge auf, die den Wirkungsgrad der Lichteinkopplung ins Material reduzieren können.

Zu nennen sind hier die Ablenkung des Laserstrahls bei hohen Teilchen- und Elektrendichten (*Plasmalensing*), sowie die Reflexion an und die Absorption in Materialplasmen. Hauptsächlich letztere können in Zusammenhang mit laserinduzierten Absorptionswellen (*laser supported absorption waves*, *LSA*) einen starken Einfluß auf das Bearbeitungsergebnis haben [52].

4.4.1 Absorptionsmechanismen von Plasmen

Das Entstehen von laserinduzierten Plasmen wird hauptsächlich durch Ionisierungsprozesse und durch die sogenannte *inverse Bremsstrahlung* hervorgerufen.

Bei der Direkt- oder Multiphotonenionisierung wird die Energie der Laserphotonen dazu verwendet, um Elektronen aus Gasatomen oder -molekülen abzuspalten. Wie die Ionisierungsenergien der 1.Stufe von verschiedenen Metallen zeigen (Tabelle 7a), können diese bei den Photonenenergien der heute gebräuchlichen Excimerlaser (4 - 6.4 eV) direkt (Aluminium bei 193 nm) oder in einem Zweiphotonenprozeß ionisiert werden. Ionisation von Gasatomen erfordert hingegen mindestens einen Drei- oder Vierphotonenprozeß (Tabelle 7b).

	Ag	Al	Cr	Cu	Mo	Nb	Ta	Ti	W
1.Stufe	7.57	5.98	6.76	7.72	7.18	6.27	7.88	6.83	7.98
2.Stufe	29.05	24.8	23.25	27.93	23.25	21.22	24.1	20.46	25.7

Tabelle 7a: Ionisierungsenergien 1. und 2. Stufe verschiedener Metalle in eV [53].

	He	Ar	N	N ₂	O	O ₂
1. Stufe	24.56	15.76	14.55	16.8	13.62	> 12.2
2. Stufe	54.1	27.5	29.6	---	35.2	---

Tabelle 7b: Ionisierungsenergien 1. und 2. Stufe verschiedener Gase in eV [37].

Unter inverser Bremsstrahlung versteht man die Umwandlung von Photonenenergie in kinetische Energie von Ladungsträgern (meist freien Elektronen). Im Gas vorhandene Primär- oder Startelektronen werden im elektrischen Feld des Laserstrahls beschleunigt

und erzeugen durch Stoßionisation mit neutralen Dampfteilchen weitere Elektronen. Durch deren erneute Beschleunigung im elektromagnetischen Feld des Lasers kommt es zu einer lawinenartigen Elektronenvervielfachung im Gas.

Während die pro Volumen absorbierte Laserleistung P_{IB} bei inverser Bremsstrahlung durch

$$P_{IB} = \alpha I \quad (30)$$

(α = Absorptionskoeffizient nach Gl.(13) oder Gl.(14), I = einfallende Laserintensität) gegeben ist, ergibt sich die pro Volumen absorbierte Laserleistung P_{MP} bei nicht-resonanter Mehrphotonenabsorption zu

$$P_{MP} = \frac{n_a}{t_{pa} \cdot N_p!} \left(\frac{I \sigma_p t_{pa}}{h\nu} \right)^{N_p} h\nu \quad (31)$$

(n_a = Streuzentrensdichte, I = einfallende Laserintensität, σ_p = Photonenabsorptions-Wirkungsquerschnitt eines Atoms, t_{pa} = Wechselwirkungszeit zwischen einem Photon und einem im Atom gebundenen Elektron $\approx (2\pi\nu)^{-1}$, ν = Laserfrequenz, N_p = Anzahl der Photonen zum Überwinden der Ionisierungsenergie eines Atoms). Bei Gl.(31) handelt es sich um die korrigierte Formel (2.20) aus [52].

Hieraus erkennt man einerseits, daß die Mehrphotonenabsorption mit einem wachsenden Wert von N_p stark abnimmt, da $(I\sigma_p t_{pa}/h\nu) \ll 1$ für Intensitäten $I < 10^{11} \text{ Wcm}^{-2}$ ist. Andererseits gilt, daß dieser Prozeß vor allem von der Laserintensität I und der Gasteilchendichte n_a , nicht aber von der Elektronendichte n_e abhängig ist, wie dies für P_{IB} der Fall ist. Dies bedeutet, daß es selbst in einem Metalldampf ohne freie Elektronen über die Zweiphotonenabsorption ($N_p = 2$) zur Ausbildung dieser Elektronen kommt, die dann die Grundlage der bei höheren Elektronendichten dominierenden inversen Bremsstrahlung sind.

Ergänzend sei bemerkt, daß die Mehrphotonenabsorption einen noch stärkeren Einfluß hat, wenn es sich um resonante Prozesse handelt. In diesem Fall entspricht t_{pa} in etwa der Laserpulsdauer, so daß P_{MP} um einige Größenordnungen zunimmt [52].

Neben Ionisationsprozessen gibt es aber auch noch andere physikalische Prozesse, die zum Entstehen der für die inverse Bremsstrahlung notwendigen Startelektronen beitragen. Zu nennen sind hier

- natürlich vorhandene Elektronen (wie sie beispielsweise durch kosmische Höhenstrahlung erzeugt werden) und
- freie Elektronen eines sich im Gleichgewicht befindlichen Dampfes, wie dies über die sogenannte *Saha-Gleichung* definiert ist. Diese beschreibt die Abhängigkeit der Anzahl der Ionen eines Gases (N_e = Elektronendichte, N_i = Ionen-dichte) von der Ionisierungsenergie E_i , der Neutralteilchendichte N_a und der Temperatur T des Gases:

$$\frac{N_e N_i}{N_a} = \left(\frac{2\pi k m_e T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2U^+}{U_0} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (32)$$

(m_e = Elektronenmasse, U^+ , U_0 = Zustandssummen des Gasionen, beziehungsweise des Gasatoms).

Primärelektronen entstehen vor allem aber auch dann, wenn eine feste oder flüssige Oberfläche als Elektronendonator zur Verfügung steht, wie dies in der Laser-Materialbearbeitung der Fall ist.

4.4.2 Primärelektronen aus Materialoberflächen

Um ein Elektron aus der Gitterstruktur eines Festkörpers herausreißen zu können, muß ihm eine entsprechende Energie übertragen werden. Diese ist bei Isolatoren aufgrund ihrer zu überwindenden Bandlücke im allgemeinen größer als beim freien Elektronengas der Metalle. Aufgrund dieser Tatsache soll nachfolgend vor allem auf die Erzeugung von Primärelektronen bei Laserbeschuß von Metallen eingegangen werden. Dabei sind hier die vier wichtigsten Emissionsmöglichkeiten von Elektronen

- die thermische Emission,
- die Emission aufgrund des Schottky-Effektes,

- die Feld- oder Kaltemission,
- der äußere photoelektrische Effekt.

	Ag	Al	Cr	Cu	Mo	Nb	Ta	Ti	W
E_w [eV]	4.51	3.74	4.47	4.39	4.26	3.99	4.15	4.16	4.51

Tabelle 8: Austrittsenergien verschiedener Metalle bei Zimmertemperatur [54].

Bei der *thermischen Emission* besitzen die bei einer Temperatur T das Metall verlassenden Elektronen genügend Energie, um den Potentialwall der Tiefe W_b zu überwinden, durch den das Metallgitter die Elektronen an sich zu binden versucht. Die dazu notwendige minimale Energie der Elektronen ist die sogenannte *Austrittsarbeit* E_w , welche sich als Differenz der Potentialwalltiefe und der Fermi-Energie¹⁴⁾ E_f ergibt (siehe Tabelle 8).

Die Zahl F_e der über der Flächeneinheit je Sekunde heraustretenden Elektronen in Abhängigkeit von der Temperatur T und der Austrittsarbeit E_w wird in der einfachsten Form durch die sogenannte *Dushman-Richardson-Formel* beschrieben [55]:

$$F_e = AT^2 e^{-\frac{E_w}{kT}} \quad (33)$$

(k = Boltzmann-Konstante, $A = 7.5 \cdot 10^{24} \text{ K}^{-2} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Allerdings zeigt sich, daß die Austrittsarbeit eines Metalles sowohl temperaturabhängig ist ($dE_w/dT \approx +10^{-4} \text{ eV/K}$), als auch durch die Beschaffenheit der emittierenden Oberfläche verändert werden kann (Beispiel: elektrische Doppelschicht durch adsorbierte Ionen [55]). Hinzu kommt, daß schon ein schwaches äußeres elektrisches Feld zu einer Verformung des Potentialverlaufes des Metalles führen kann, wodurch die Metallelek-

¹⁴⁾ Die Fermi-Energie eines Metalles legt für $T \neq 0$ den Zustand eines Metalles fest, bei dem die Besetzungswahrscheinlichkeit 50% beträgt.

tronen leichter die Potentialhürde überwinden können und die Austrittsarbeit geringfügig reduziert wird (*Schottky-Effekt*).

Nimmt dieses äußere Feld Werte von 10^6 Vcm^{-1} oder größer an, so setzt *Feldemission* ein. Zum Verlassen der Metalloberfläche überwinden die Elektronen nun nicht mehr die Potentialbarriere, sondern *durchtunneln* sie. Für die Zahl F_e der Elektronen, die diesem Effekt gehorchen, gilt eine ähnliche Beziehung wie in Gl.(33), nur daß die Rolle der Temperatur von der elektrischen Feldstärke E eingenommen wird:

$$F_e = BE^2 e^{-\frac{\beta}{E}} \quad (34)$$

(B und β sind von der Austrittsarbeit abhängige Konstanten [55]). Feldemissionseffekte sind nicht stark temperaturabhängig.

Können die zuvor aufgeführten thermischen und Feldeffekte sowohl von UV-, wie auch von IR-Lasern induziert werden, so tritt der *äußere Photoeffekt* nur bei Excimerlasern auf. In Gegenwart der Potentialbarriere der Metalloberfläche kann ein Gitterelektron ein einfallendes Photon direkt absorbieren¹⁵⁾ und das Gitter verlassen, falls die Photonenenergie größer ist als die Austrittsarbeit (ein Vergleich mit Tabelle 8 zeigt, daß dies für Wellenlängen $< 250 \text{ nm}$ bei allen hier aufgeführten Metallen der Fall ist).

Hierbei gilt für die Geschwindigkeit v_e dieses Elektrons die Beziehung

$$v_e^2 = \frac{2}{m_e} \left(h \frac{c}{\lambda} - q_e E_w \right) \quad (35)$$

(h = Plancksches Wirkungsquantum, c = Lichtgeschwindigkeit, m_e = Elektronenmasse, q_e = Elementarladung). Dabei beeinflußt die Lichtintensität zwar die Elektronenflußdichte, nicht jedoch die Elektronengeschwindigkeit. Bei Zimmertemperatur kann bei Absorption eines KrF-Laserphotons in Wolfram mit einer Maximal-Geschwindigkeit

¹⁵⁾ Was bei einem völlig freien Elektron wegen der Gültigkeit von Energie- und Impulserhaltung nicht möglich ist.

von 416 km/s, beziehungsweise für ein aus einer Aluminiumprobe stammendes Elektron mit einer Geschwindigkeit von 667 km/s gerechnet werden.

Im Gegensatz zur thermischen Emission läßt sich die Anzahl der erzeugten Elektronen aus der einfallenden Laserintensität (genauer gesagt von den auf dem Metall absorbierten Lichtquanten) nicht exakt bestimmen. Zwar ist die Anzahl der Lichtquanten, die im zeitlichen Mittel pro Zeit auf eine bestimmte Oberfläche fallen, der Intensität proportional, im allgemeinen geht aber - neben Reflexions- und Streuverlusten - ein Teil der ausgelösten Photoelektronen dadurch verloren, daß sie von dem beschleunigenden Feld nicht richtig erfaßt werden oder gar nicht aus der "Photo-Kathode" herauskommen (beispielsweise durch den Aufbau von negativen Raumladungen über der Metalloberfläche). Wie in [56] gezeigt ist, beträgt die Quantenausbeute (das heißt die Zahl der erzeugten Photoelektronen im Verhältnis zu den auftreffenden Lichtquanten) bei Al und Si für UV-Wellenlängen unter 250 nm zwischen 10^{-6} und 10^{-4} .

Negative Raumladungen führen außerdem dazu, daß auch die Maximal-Geschwindigkeit der freien Elektronen - ähnlich wie in einer in Sperrichtung geschalteten Röhre - begrenzt bleibt, da sich dadurch die zu überwindende Potentialbarriere (und damit die Austrittsarbeit) für die "emissionswilligen" Elektronen erhöht.

Als Fazit der UV-Bestrahlung von Metallen steht somit zu erwarten, daß der äußere Photoeffekt schon bei geringen Laserintensitäten einen signifikanten Beitrag zur Elektronendichte über der Oberfläche liefert. Ein Einfluß der von der Elektronendichte abhängigen inversen Bremsstrahlung (und damit die Plasmaabsorption) müßte sich damit schon früher bemerkbar machen, als dies in [52] für rein gasdynamische Vorgänge vorhergesagt wird.

Die direkte Freisetzung von Elektronen durch UV-Strahlung in defektfreien Isolatoren bei Zimmertemperatur ist wahrscheinlich unbedeutender [57], da zur Überwindung der Austrittsarbeit aus dem Leitungsband hier die Energie zur Überwindung der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband hinzukommt (*innerer Photoeffekt*). Diese liegt bei halbleitenden Keramiken (zum Beispiel SiC) bei etwa 1 eV, während keramische Isolatoren eine Bandlücke von einigen Elektronenvolt besitzen. Jedoch gilt es zu berücksichtigen, daß die Leitfähigkeit (und damit die Elektronendichte im Leitungs-

band) von Isolatoren und intrinsischen Halbleitern mit zunehmender Temperatur zunimmt, daß also Keramiken bei höheren Temperaturen "metallähnlich" werden können.

Außerdem zeigen Abtragsversuche mit Excimerlasern, daß es bei der Laserbearbeitung bestimmter Keramiken zu der Ausbildung einer Metallschicht kommen kann (vergleiche Kap. 7.2.2 oder auch [58]), so daß nachfolgende Laserpulse eventuell Photoelektronen auf der Oberfläche erzeugen können.

4.4.3 Laserinduzierte Absorptionswellen

Durch die im Kapitel 4.4.1 beschriebenen Mechanismen kommt es zur Absorption von Laserlicht in der gasförmigen Materie und damit zur Ausbildung von laserinduzierten Absorptionswellen (LSA). Diese sind mit der Bildung einer Temperatur- und Stoßfront verbunden, die sich in Richtung der einfallenden Laserstrahlung ausbreiten. Je nach Pulsspitzenleistung des verwendeten Lasers können die LSA in drei Klassen unterteilt werden:

- 1) Die Absorption findet in der Temperaturfront statt, welche sich allein durch Strahlungsprozesse vorwärtsbewegt. Die Absorptionslänge liegt im Bereich der Dimension des Plasmas. Dieser Zustand wird als Verbrennungswelle (laser supported combustion wave = LSC) bezeichnet.
- 2) Die Plasmafront ist nicht mehr von der Stoßwelle entkoppelt. Die Absorption des Laserlichtes findet praktisch in der Stoßfront statt, welche sich mit Überschallgeschwindigkeit gegenüber der umgebenden Luft vom Target entfernt. Man bezeichnet diesen Zustand als Detonationswelle (laser supported detonation wave = LSD).
- 3) Der zwischen den Extremfällen 1) und 2) liegende Übergangsbereich wird als schwache LSD-Welle bezeichnet.

LSC-Wellen (teilweise auch *Plasmatronen* genannt) werden zunächst im Materialdampf der abströmenden Targetoberfläche "gezündet". Durch Wärmeleitung und Strah-

lungstransport gibt der heiße Materialdampf seine Energie an die umgebende Luft ab. Aufgrund der damit verbundenen höheren freien Elektronendichte der Luft beginnt diese, das einfallende Laserlicht teilweise zu absorbieren und sich somit weiter zu erhitzen.

Wie zuvor der Materialdampf gibt nun die erwärmte Luft durch Strahlung und Wärmeleitung ihre Energie an die umgebende kalte Luft ab und der Prozeß verstärkt sich. Es kommt zur Ausbreitung der LSC-Welle. Da diese ihre Energie aus dem Laserstrahl bezieht, gleichzeitig die (dreidimensionale) Abstrahlung der Plasmaenergie in den Raum einen Verlustprozeß darstellt, breitet sich die LSC-Welle in der Luft in Richtung der Laserstrahlachse aus¹⁶⁾.

Überschreitet die Länge des sich hinter der LSC-Welle befindenden Plasmas einen bestimmten Wert, so kann dies dazu führen, daß der Laserstrahl vom Plasma vollständig absorbiert und damit die Targetoberfläche von der Laserstrahlung entkoppelt wird. Das Plasma blockiert den Laserstrahl so lange, bis es aufgrund von Energiedissipation bei der Ausbreitung optisch genügend "dünn" geworden ist. Laserstrahlung gelangt dann wieder ins Target und eine neue LSC-Welle wird gebildet. Der Prozeß wiederholt sich so lange, bis am Ende des Laserpulses die Intensität nicht mehr ausreicht, eine neue LSC-Welle zu erzeugen. Je nach Material, umgebender Gasatmosphäre und Laserparametern kann die Anzahl und die Form der LSC-Wellen während eines Laserpulses stark variieren [59].

Dadurch ist auch die Modellierung von LSC-Wellen äußerst schwierig. Aufgrund der Dreidimensionalität der Vorgänge und der komplexen Abhängigkeiten des sich zeitlich und räumlich verändernden schwachen Plasmas von der Gaszusammensetzung und der Temperatur liegt bis heute keine mathematisch vollständige Beschreibung des Problems vor [26].

Die meisten Modelle gehen von stark vereinfachten Voraussetzungen aus und können damit die qualitativen Eigenschaften der LSC-Wellen näherungsweise beschreiben. So

¹⁶⁾ Dieses der exothermen Verbrennung (*combustion*) einer chemischen Reaktion ähnliche Verhalten hat (mißverständlicherweise) zur Namensgebung der LSC-Welle geführt.

geben einerseits Boni und Su [60] bei Zugrundelegen eines homogenen, strahlungsbestimmten, zylinderförmigen Plasmas eine abgeschlossene analytische Beschreibung für die eindimensionale LSC-Wellenausbreitung an, womit sie das Verschwinden dieser Geschwindigkeit bei Unterschreiten einer kritischen Intensität der einfallenden Laserstrahlung erklären können (das heißt die vom Plasma pro Zeiteinheit absorbierte Energie entspricht gerade der Verlustrate des Plasmas). Andererseits kann bei Annahme eines über eine Sprungfunktion genäherten Absorptionsspektrums des Plasmas (oberhalb einer Grenzfrequenz ist das Plasma stark absorbierend, darunter ist der Absorptionskoeffizient vernachlässigbar klein) und einer konstanten Energieverlustrate über das gesamte Plasmavolumen die LSC-Welle quantitativ nicht richtig beschrieben werden. Nach diesem Modell ergibt sich ein Zusammenhang zwischen LSC-Wellengeschwindigkeit v_0 und einfallender Intensität I von

$$v_0 \sim \sqrt{I} \quad . \quad (36)$$

Dies steht im Widerspruch zu den Ergebnissen eines eindimensionalen Modells von Pirri et al. [51], welches zusätzlich die sich vor der LSC-Welle herbewegende Stoßwelle mitberücksichtigt. Dadurch erzeugt die LSC-Welle eine Strömung in Richtung des Targets, wobei als Randbedingung eine Staupunktgrenzschicht an der Targetoberfläche angenommen wird.

Ist die im Plasma deponierte Laserintensität I_p bekannt (was die Kenntnis der Strahlungsverluste des Plasmas erfordert), so bestimmt die Geschwindigkeit v_0 zusammen mit der Stoßstärke die Eigenschaften des Plasmas (siehe Anhang D)). Wie man aus Gl. (D.3) erkennt, ist danach der Zusammenhang zwischen LSC-Wellengeschwindigkeit und einfallender Laserintensität durch

$$v_0 \sim I^{\frac{1}{3}} \quad (37)$$

gegeben.

Dieses Modell geht von realistischeren Randbedingungen aus als das zuvor angegebene von Boni und Su. So kann es bei Kenntnis von v_0 auch dazu benutzt werden, um die Plasmadynamik beim Übergang von der LSC- zur LSD-Welle mathematisch zu be-

schreiben. Während die LSC-Wellenbildung durch die Bedingung $W \approx 0$ (Anhang D)) charakterisiert ist (das heißt die Differenz von LSC-Wellengeschwindigkeit v_0 und Partikelgeschwindigkeit u_s hinter der Stoßwelle ist ≈ 0 , da diese etwa gleich groß sind), wächst die Differenz von v_0 und u_s und damit W mit steigender Laserintensität. Dieser Übergangsbereich der schwachen LSD-Welle ist also durch eine gegenüber der Teilchengeschwindigkeit u_s hinter der Stoßfront höhere Stoßwellengeschwindigkeit v_0 gekennzeichnet. Für ein Luftplasma ist die obere Grenze dieses Bereichs der schwachen LSD-Welle durch $W \approx 0.1$ gegeben [51].

Mit weiter steigender Intensität nimmt W weiter zu und man erreicht den Zustand der LSD-Wellenbildung. Die Geschwindigkeit der Absorptionszone des Plasmas entspricht jetzt der Stoßwellengeschwindigkeit.

Die Ausbreitung von LSD-Wellen wird in einer weiteren Arbeit von Pirri [61] analytisch ausführlich beschrieben. Eigenschaften der LSD-Welle (wie Druck und Ausbreitungsgeschwindigkeit) erhält man dadurch, daß die Welle als eine rein hydrodynamische Unstetigkeit betrachtet wird, in der das einfallende Licht vollständig absorbiert wird.

Ein wichtiger Punkt bei der Betrachtung von LSD-Wellen ist die Zeitspanne τ_0 , während der diese auf die Oberfläche einwirken. Das Verhältnis von τ_0 zur Laserpulsdauer τ_p ist im allgemeinen größer als eins, da der mit der LSD-Welle verbundene hohe Druck sich erst nach Ende des eigentlichen Laserpulses wieder auf seinen Normalwert entspannen kann.

Hinzu kommt der zeitabhängige Übergang der Plasmabewegung von einer eindimensionalen in eine mehrdimensionale Form. Im Modell von Pirri wird τ_{2d} willkürlich als die Zeit definiert, die die Plasmafront bei konstanter Geschwindigkeit v_p benötigt, um den Weg des Laserstrahldurchmessers D zurückzulegen:

$$\tau_{2d} = \int_0^D \frac{dx}{v_p} . \quad (38)$$

Daraus ergeben sich folgende Fallunterscheidungen:

$\tau_p \ll \tau_0 \leq \tau_{2d}$: Für den eindimensionalen Fall bewegt sich während der Zeit $t \leq \tau_p$ die LSD-Welle mit der Geschwindigkeit

$$v_{DW} = \left[\frac{2(\gamma_a^2 - 1)I_0}{\varrho_0} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (39)$$

wobei γ_a der Adiabatenexponent hinter der Stoßfront, I_0 die einfallende Laserintensität und ϱ_0 die Gasdichte vor dem Stoß ist.

Der Druck auf die Oberfläche ergibt sich zu

$$p_{OB} = \left(\frac{\gamma_a + 1}{2\gamma_a} \right)^{\frac{2\gamma_a}{\gamma_a - 1}} \frac{\varrho_0 v_{DW}^2}{\gamma_a + 1}. \quad (40)$$

Nach Ende des Laserpulses ($\tau_p \leq t \leq \tau_{2d}$) breitet sich die vom Stoß durchsetzte Zone zunächst wie eine ebene Druckwelle aus (vergleiche Kap. 4.5), so daß sich dann der Druck auf die Oberfläche gemäß

$$p_{OB}^* = p_{OB} \left(\frac{\tau_p}{t} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (41)$$

ändert.

$\tau_p \leq \tau_{2d} < \tau_0$: Setzt man in Gl. (41) $t = \tau_{2d}$ und unterstellt, daß im zweidimensionalen Fall für Zeiten $t > \tau_{2d}$ sich die Druckwelle zylinderförmig ausbreitet, so ergibt sich für den Druck-Zeit-Verlauf auf der Probenoberfläche die Beziehung

$$\begin{aligned}
 p_{2dOB} &= p_{OB} \left(\frac{\tau_p}{\tau_{2d}} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\tau_{2d}}{t} \\
 &= \frac{p_{OB}}{t} \left(\tau_p^2 \tau_{2d} \right)^{\frac{1}{3}} .
 \end{aligned} \tag{42}$$

$\tau_{2d} < \tau_p < \tau_0$:

Ist die Laserpulsdauer größer als die Zeit τ_{2d} , so bleibt der Druck auf der Oberfläche gemäß Gl. (40) bis $t = \tau_{2d}$ konstant. Danach fällt nach dem Modell der zylinderförmigen Druckwellenausbreitung der Druck analog zu Gl. (42) umgekehrt proportional mit der Zeit t ($t > \tau_{2d}$) ab:

$$p_{2dOB}^* = p_{OB} \left(\frac{\tau_{2d}}{t} \right) . \tag{43}$$

Der zeitliche Verlauf der LSD-Welle kann somit in zweierlei Hinsicht das Bearbeitungsergebnis beim Laserabtragen beeinflussen. Zum einen bestimmt die Abschirmung des Plasmas die Energie, die ins Target eingekoppelt wird (wobei die "Lebensdauer" der Abschirmung beispielsweise durch die Wahl von verschiedenen Gasumgebungen verändert werden kann [26]). Zum anderen wirken die beim LSD-Wellen-Zerfall auftretenden Druckgradienten auf die Schmelze auch noch nach Ende des Laserpulses und können damit eventuell einen begrenzten Einfluß auf die Topographie des Abtragsergebnisses haben. Wichtig ist deshalb auch die Kenntnis der zeitlichen Druckverteilung in diesem Zeitraum.

4.5 Druckwellenausbreitung nach Ende des Laserpulses

Die Ausbreitung starker Stoßwellen durch punktuelle Freisetzung von Explosionsenergie zum Zeitpunkt $t = 0$ wird von Sedov mit Hilfe der mathematischen Methode der Dimensionsanalyse für die eindimensionale Bewegung eines Gases beschrieben

[62]. Eindimensional bedeutet in diesem Fall nicht die Ausbreitung in einer Koordinatenrichtung, sondern daß die Bewegung nur vom Betrag r des Ortes und der Zeit t abhängt. Deshalb sind die einzigen Bewegungen, die "eindimensional" betrachtet werden können, symmetrische Ausbreitungen: im Eindimensionalen ebene Wellen, im Zweidimensionalen zylindrische Wellen und im Dreidimensionalen sphärische Wellen.

Eine analytische Lösung ist nur im Falle der sogenannten *Selbst-Ähnlichkeit* des Problems möglich, was voraussetzt, daß der Einfluß des Druckes p_1 der umgebenden Atmosphäre gegenüber dem Druck p_2 hinter der Stoßwelle vernachlässigt werden kann. Dies ist bei hohen Explosionsenergien E_0 am Anfang der Stoßwellenausbreitung immer gegeben, führt aber für größere Entfernungen vom Explosionsort, wenn sich der Stoß stark abgeschwächt hat, zu einer falschen Voraussetzung. Dann kann die Stoßausbreitung nur noch numerisch gelöst werden. Wie in [62] gezeigt wird, ist der Fehler, den man hinsichtlich der Geschwindigkeit und des Druckes macht, wenn man p_1 gegenüber p_2 vernachlässigt, in Luft kleiner als 10%, sofern die Stoßwellengeschwindigkeit c das Vierfache der Schallgeschwindigkeit a_1 der ungestörten Luft überschreitet.

In diesem Falle ergibt sich für die Zeitabhängigkeit der Stoßwellenkoordinate r_2

$$r_2 = \left(\frac{E}{Q_1} \right)^{\frac{1}{2+m}} t^{\frac{2}{2+m}} \quad (m = 1, 2, 3) , \quad (44)$$

beziehungsweise die Stoßwellengeschwindigkeit

$$c = \frac{dr_2}{dt} = \frac{2}{2+m} \left(\frac{E}{Q_1} \right)^{\frac{1}{2+m}} t^{-\frac{m}{2+m}} \quad (m = 1, 2, 3) . \quad (45)$$

Hierin ist E eine zur Explosionsenergie E_0 proportionale Größe, deren Dimension im eindimensionalen Fall ($m = 1$) der einer Energiedichte, für $m = 2$ einer Energie pro Einheitslänge und für $m = 3$ einer Energie entspricht. Eine genauere Abhandlung zur Bestimmung von E_0 aus Messungen der Stoßwellengeschwindigkeit beim Abtragen mit einem Excimerlaser findet man in [63].

Aus der Zeitabhängigkeit der Stoßwellengeschwindigkeit läßt sich also zurückschließen, ob es sich um eine eindimensionale Ausbreitung ($c \sim t^{-1/3}$) oder um eine dreidimensionale Ausbreitung ($c \sim t^{-3/5}$) handelt.

5 Experimenteller Versuchsaufbau zum Abtragen

Um den Laserstrahl an das Werkstück zu bringen und damit eine Lichteinkopplung ins Material überhaupt zu ermöglichen, bedarf es einer Strahlführung und -formung. Im Gegensatz zum Abtragen von Kunststoffen, wo es aufgrund der geringen Energiedichten ($< 1 \text{ Jcm}^{-2}$) meist ausreicht, eine über der abzutragenden Probe angebrachte Metallmaske homogen zu bestrahlen ("Maskenkontaktverfahren") und damit das darunterliegende Material abzutragen, ist es bei der Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit Schwellenergiedichten häufig über 2 Jcm^{-2} notwendig, den Strahl zu konzentrieren. Dies erfolgt im allgemeinen durch eine verkleinernde Abbildung von Masken mit Hilfe von ein- oder mehrlinsigen optischen Systemen ("Maskenprojektion"). Nachfolgend soll die in dieser Arbeit erfolgte Realisierung eines solchen Versuchsaufbau beschrieben werden.

5.1 Die Maskenprojektionsmethode

Folgende Anforderungen werden im allgemeinen an einen Versuchsaufbau zur Materialbearbeitung mit Excimerlasern gestellt:

- a) Flexibler Maßstab zur Verkleinerung des homogenen Teils eines Excimerlaserstrahls ohne signifikante Abbildungsfehler zur Erzeugung von Strukturen im Mikrometer- oder Submikrometerbereich.
- b) Realisierung einer Strahlführung ohne Zuhilfenahme teurer Rechenprogramme und damit teurer optimierter Linsensysteme, da diese das System hinsichtlich der Flexibilität des Verkleinerungsmaßstabes einschränken würden.
- c) Der gesamte Aufbau sollte für alle Excimerlaserwellenlängen anwendbar sein. Dazu können entweder reflektierende Optiken (Spiegel) verwendet werden, die keine wellenlängenabhängigen Einflüsse auf das Laserstrahl-Ausbreitungsverhalten haben, die aber im allgemeinen sehr teuer sind. Oder der Aufbau muß so konzipiert sein, daß bei Einsatz von refraktiven Elementen (Linsen) deren wellenlängenabhängiger Brechungsindex durch einfache Veränderung der Abstände zwischen den einzelnen Elementen berücksichtigt wird.
- d) Je nach Anforderung sollte zwischen unbeschichteten sphärischen Quarzlinsen

und solchen mit Antireflexbeschichtung entschieden werden. Erstere besitzen den Vorteil des bei Zerstörung (durch Bedampfung, Farbzentrenbildung etc.) einfachen und billigen Austausches sowie einer höherliegenden Zerstörschwelle. Bei letzteren hingegen sind die Verluste aufgrund von Reflexionen minimal, so daß ein hoher Gesamttransmissionsgrad realisiert werden kann. Aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit der Beschichtungen ist damit jedoch beim Einsatz verschiedener Excimerwellenlängen gleichzeitig ein Verlust an Flexibilität verbunden¹⁷⁾.

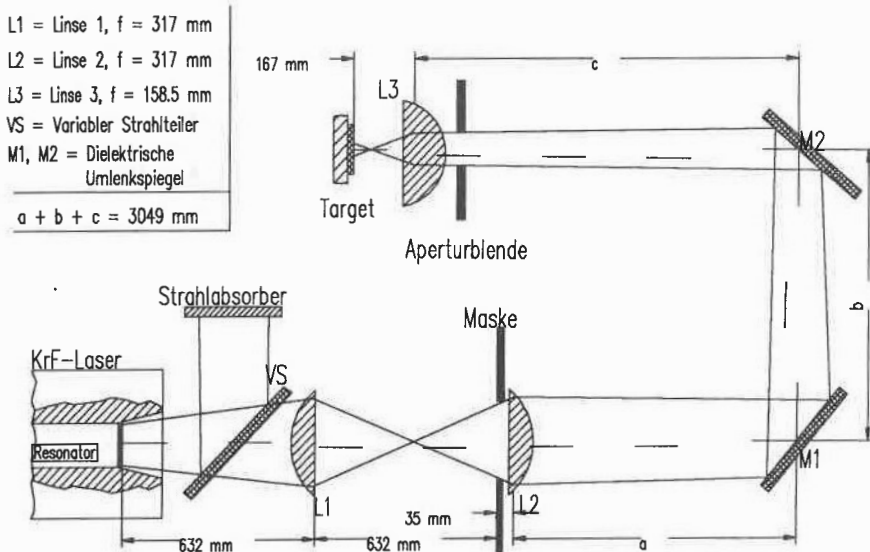


Bild 13: Maskenprojektionsaufbau mit ca. 16facher Verkleinerung bei $\lambda = 248 \text{ nm}$ (schematische Darstellung).

Die Realisierung gemäß dieser Gesichtspunkte ist in Bild 13 schematisch für den Fall eines KrF-Excimerlasers mit ca. 16facher Verkleinerung dargestellt. Über eine Linse L1 wird (aus Platzgründen) das Auskoppelfenster des Excimerlasers auf eine Maske M abgebildet, welche durch ihre Form und Größe die spätere Abtragsstruktur bestimmt. Hierbei macht man sich den hohen Multimode des Excimerlasers zunutze, welcher zur Ausbildung einer plateauartigen Strahlverteilung führt. Durch Ausblenden des homogenen Teils der Strahlung ist theoretisch eine ebene Abtragung möglich, wenn auch

¹⁷⁾ Gleiches gilt im Falle der sogenannten Homogenisierer (siehe unten).

dadurch ein Großteil der Pulsenergie an der Maske vernichtet wird (Bild 14; eine ausführliche Beschreibung des hier eingesetzten Aufbaus zur Bestimmung des Laserstrahlquerschnitts findet man in [64]). Eine Abhilfe schafft die Strahlformung mit Hilfe von Strahlhomogenisierern. Diese werden heute in zunehmendem Maße eingesetzt, da durch die Umwandlung des Excimerlaserstrahlprofils in ein rechteckiges, ebenes Strahlplateau erreicht wird, daß aufgrund eines hohen Transmissionsgrades des Gesamtsystems Materialbearbeitung großflächig und energieverlustarm durchgeführt werden kann. (Die Nachteile dieser Systeme sind zur Zeit unter anderem ihr hoher Anschaffungspreis und ihre größere Zerstörempfindlichkeit.)

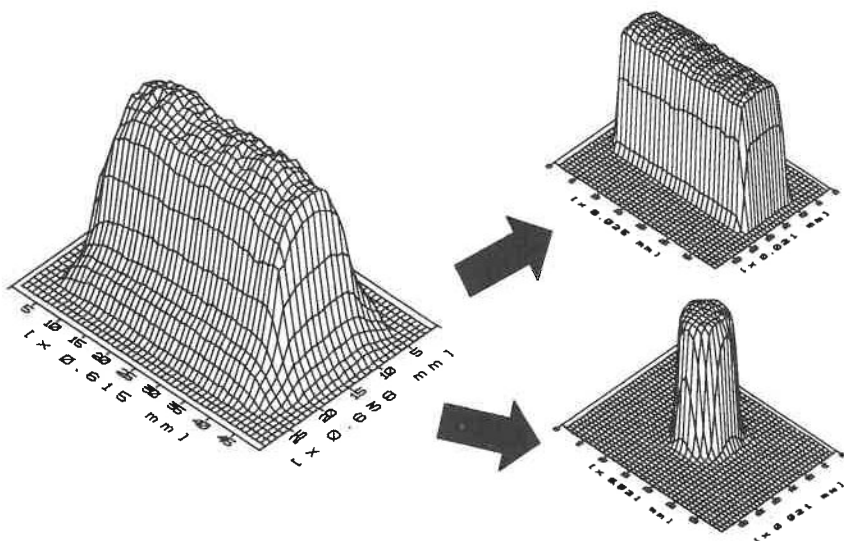


Bild 14: Veränderung der Strahlverteilung eines Excimerlasers durch Verwendung verschiedener Masken (Meßdaten wurden mit Hilfe einer Fluoreszenzplatte und einer CCD-Kamera erhalten).

Die Linse L2, welche zusammen mit der Abbildungslinse L3 ein inverses Teleskop zur Verkleinerung der Maske M auf die Targetoberfläche darstellt, erzeugt aus dem divergenten Laserstrahl einen nahezu parallelen Strahl und ermöglicht somit die Erzeugung von großen Gegenstandsweiten, ohne die Linse L3 zu überstrahlen.

Aus der in der geometrischen Optik bekannten Formel für die transversale Verkleinerung M eines in der Entfernung g befindlichen, über eine Linse der Brennweite f abge-

bildeten Objektes

$$|M| = \frac{f}{g - f} \quad (46)$$

folgt, daß dieser Faktor und damit die Abbildung mit zunehmender Gegenstandsweite und/oder abnehmender Brennweite der Linse kleiner wird. Da aber gleichzeitig die Verringerung der Brennweite bei sphärischen Linsen mit konstantem Linsendurchmesser zu einer Erhöhung der numerischen Apertur der Linse und damit zur Erhöhung von Abbildungsfehlern aufgrund sphärischer Aberration führt (Kap. 5.2), können kleine M-Faktoren in obigem Aufbau nur durch große Gegenstandsweiten realisiert werden. Dies erklärt auch die Notwendigkeit der dielektrisch-beschichteten Umlenkspiegel M1 und M2, welche unter Umständen aus Platzgründen zur Faltung des Strahles eingesetzt werden müssen.

5.2 Auflösungsvermögen des Versuchsaufbaus

Versuche ohne Verwendung einer Aperturblende zeigen, daß die ca. 0.2 mm dicken Stege einer Kupfergittermaske nirgends scharf abgebildet werden, das optische System also einen nicht vernachlässigbaren Abbildungsfehler aufweist.

Geht man davon aus, daß das Auflösungsvermögen des Systems hauptsächlich durch die abbildende Linse bestimmt wird, sowie die beugungsbedingte Auflösung der Linse durch das für inkohärentes Licht hergeleitete Rayleigh-Kriterium gegeben ist (was aufgrund der homogenen Ausleuchtung der Maske und den daraus resultierenden Beugungseffekten eine sinnvolle Näherung darstellt), so ergibt sich für die kleinste zu erzeugende Strukturgröße der Wert [24]

$$(\Delta l)_{\min} = 1.22 \cdot \frac{f \cdot \lambda}{D_L} = 0.61 \cdot \frac{\lambda}{N.A.} . \quad (47)$$

Hierin ist D_L der Durchmesser, beziehungsweise N.A. die numerische Apertur der Linse. Dies legt die Vermutung nahe, daß eine möglichst große Apertur eine minimale Auflösung ergeben sollte. Im vorliegenden Fall ($f = 158.5$ mm, $N.A. = 0.16$) ergäbe

sich somit eine beugungsbegrenzte Auflösung von $0.94 \mu\text{m}$.

Dem widerspricht, daß mit zunehmender N.A. der Abbildungsfehler durch sphärische Aberration der Linse zunimmt. Basierend auf einem vom Formparameter ξ , vom Abbildungsparameter ζ und vom Brechungsindex n der Linse abhängigen Koeffizienten $K_{SA}(n, \xi, \zeta)$ [65] ergibt sich für eine plankonvexe Linse eine durch sphärische Aberration erzielbare minimale Auflösung von

$$|y_{\min}| = 2f \cdot (N.A.)^3 \cdot K_{SA} \quad , \quad (48)$$

im oben geschilderten Aufbau ohne Aperturblende ($K_{SA} = 0.283$) also ein Wert von $|y_{\min}| = 0.37 \text{ mm}$. Während somit die noch auflösbaren beugungsbegrenzten Strukturen mit wachsender numerischer Apertur abnehmen, nehmen die durch sphärische Aberration hervorgerufenen Fehler mit der dritten Potenz der numerischen Apertur zu.

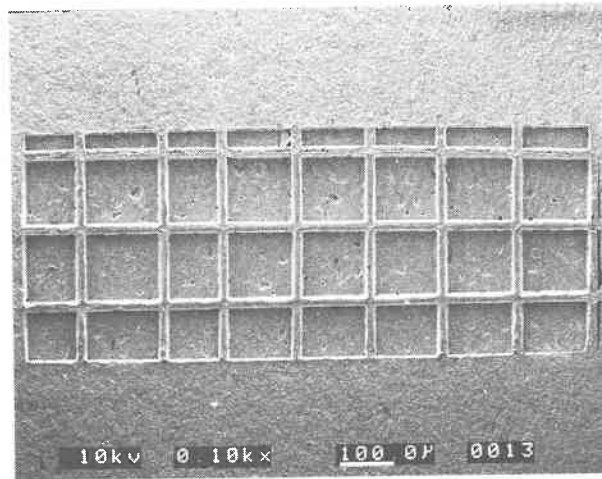


Bild 15: Auf Aluminiumoxidkeramik abgebildetes Kupfergitter mit einem KrF-Excimerlaser.

Durch Anbringen einer Aperturblende unmittelbar vor Linse L3 kann nun das Auflösungsvermögen optimiert werden. In Abhängigkeit vom Durchmesser dieser Blende, welcher die numerische Apertur der Abbildungslinse darstellt, erhält man durch

Gleichsetzen der Formeln (47) und (48) die theoretisch erreichbare minimale Auflösung. Im vorliegenden Fall ergibt sich für $\lambda = 248 \text{ nm}$ ein optimaler Blendendurchmesser von 12 mm (N.A. = 0.038), was einer Auflösung von $\approx 5 \mu\text{m}$ entspricht. Dies stellt gleichzeitig die unterste Grenze der mit diesem Aufbau erreichbaren Strukturgrößen dar. Einbrände in Al_2O_3 mit der so gewählten Aperturblende zeigen, daß nun die Stege des Kupfergitters sauber abgebildet werden (Bild 15).

Durch weitere Abbildungsfehler (beispielsweise Astigmatismus durch Linsenverkipfung, chromatische Fehler aufgrund der Linienbreite des Lasers) kann sich der Wert der minimalen Auflösung zusätzlich verschlechtern. Strukturen im Submikrometerbereich können nur durch besondere optische Vorkehrungen realisiert werden [66].

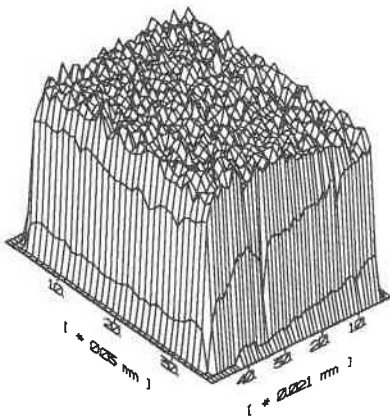


Bild 16a:
Querschnitt eines KrF-Excimerlaserstrahls unmittelbar nach Durchgang durch eine quadratische Maske.

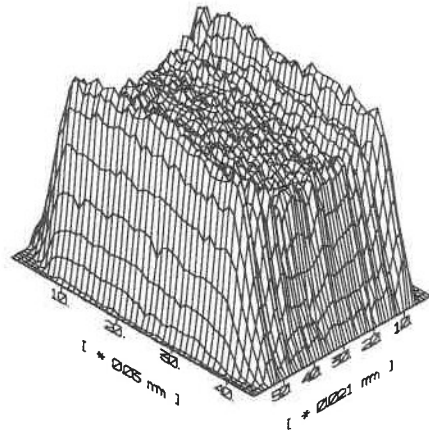


Bild 16b:
Derselbe Strahl, gemessen 70 cm hinter der Maske.

5.3 Beugungseinflüsse und Schärfenbereich

Ein Vorteil des Excimerlasers - sein teilweise plateauförmiges Strahlprofil - kann dazu benutzt werden, um einen homogenen Materialabtrag zu erzielen. Zur Erzeugung ebener Strukturen ist neben der Ausblendung des homogenen Teils des Laserstrahls aber

auch die richtige Justage des Targets in der Abbildungsebene wichtig, da jegliche Veränderung eines Lichtstrahls durch Aperturen mit Beugungseffekten verbunden ist.

Diese werden im allgemeinen durch die Fresnelzahl

$$N_F = \frac{a^2}{\lambda z} \quad (49)$$

charakterisiert [67]. So bleibt beispielsweise für sehr große N_F -Zahlen (also Abständen direkt hinter der Apertur ($z \rightarrow 0$)) die Form eines mit quadratischer Maske der Länge a hergestellten Strahlquerschnittes erhalten (Bild 16a), während mit abnehmender N_F -Zahl die ursprüngliche Struktur durch Beugung immer stärker verwischt wird (Bild 16b). Grund hierfür ist die sogenannte Fresnelsche oder Nahfeld-Beugung (Anhang A).

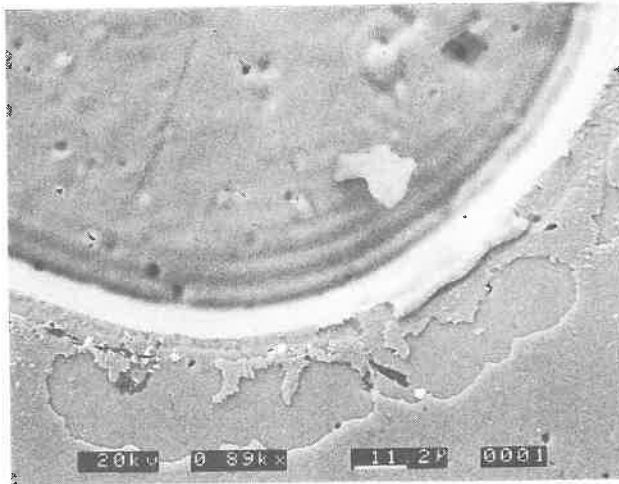


Bild 17: Einfluß von Beugung bei der Strukturierung von Keramikoberflächen (Al_2O_3), der sich in den ringförmigen Strukturen am Rande der bestrahlten Fläche auswirkt.

Die beim Excimerlaser vorliegende Unsymmetrie hinsichtlich der Beugungserscheinungen im Strahlquerschnitt ergibt sich aufgrund der unterschiedlichen Divergenz des

Laserstrahls in den zur Ausbreitungsrichtung senkrechten Achsen ($\theta_x = 4 \text{ mrad}$, $\theta_y = 1 \text{ mrad}$).

Abhängig vom Verkleinerungsfaktor des Systems, das heißt von der Länge der Brennweite der abbildenden Linse L_3 , variiert der Schärfenbereich der Abbildung: Je kürzer die Brennweite bei sonst konstanten Abmessungen des Systems, desto kleiner der Schärfenbereich. Dies kann anschaulich dadurch erklärt werden, daß eine minimale Verschiebung der Abbildungsebene eine dem Abbildungsmaßstab entsprechend große Verschiebung des Gegenstandes entspricht, man also nicht mehr die Maske abbildet, sondern eine Ebene, welche entlang der optischen Achse parallel zur Maske verschoben ist. Hier aber können dann die bereits erwähnten Beugungseffekte zum Tragen kommen, so daß es schließlich zu einem dem Beugungsmuster entsprechenden Abtrag kommt (Bild 17). Dies gilt es hauptsächlich bei Anwendungen mit größeren Abtrags-tiefen zu berücksichtigen, bei denen es auf eine mikrometergenaue Strukturierung ankommt. Im Falle der im Kap. 5.1 beschriebenen Anordnung liegt der Schärfenbereich bei ca. $300 \mu\text{m}$.

6 Detektionsmethoden zur Untersuchung der Abtragsdynamik

Aus den in den Kapiteln 3 und 4 angeführten Gründen ist klar ersichtlich, daß die beim gepulsten Abtragen auftretenden Vorgänge komplex miteinander verknüpft sind, beziehungsweise nicht voneinander getrennt betrachtet werden können. Hinzu kommt, daß viele Prozesse nur unzureichend verstanden sind, zumal die Randbedingungen, unter denen sie ablaufen, innerhalb extrem kurzer Zeiträume stark variieren.

Von Interesse ist vor allem die Kenntnis des Druckes in seinem zeitlichen und räumlichen Verlauf während des Abtragens mit einem gepulsten Laser. Prinzipiell kann dabei unterschieden werden zwischen dem Druck, der in der kondensierten Phase wirkt und somit für mechanische Spannungen verantwortlich ist, und dem Druck, der sich über der Probe ausbildet und eine Randbedingung für den Verdampfungsprozeß sowie gegebenenfalls die Beeinflussung eines Schmelzfilmes ist.

Während die Messung der im Target induzierten mechanischen Spannungen vornehmlich durch sogenannte Druckmeßwandler-Systeme untersucht werden (Kap. 6.2), können zur Erfassung der räumlichen und zeitlichen Druckgradienten über der Probe vor allem optische Beobachtungssysteme eingesetzt werden. Beispiele dafür sind die Auslenkung eines zur Targetoberfläche parallelen Sondenlaserstrahls (*Mirage-Effekt* [68]), Interferometrie-Verfahren [69] oder Kurzzeitphotographie von Schatten- und Schlierenbildern, wie dies im nachfolgenden beschrieben ist.

6.1 Schatten- und Schlierenverfahren

6.1.1 Grundlagen

Die älteste und einfachste Form der Sichtbarmachung von Dichteschwankungen in einer Gasströmung ist die Schatten- und Schlierenmethode [70],[71].

Bei der Schattenmethode durchdringt ein paralleler Lichtstrahl (im allgemeinen ein Sondenlaser geringer mittlerer Leistung) die optisch zu erfassende Strömung und wird danach über eine Optik auf die Bildebene einer Kamera abgebildet. Unterschiedliche

Gasdichte und damit unterschiedliche Brechungsindizes des Strömungsfeldes führen zu hellen und dunklen Zonen auf dem Schattenbild. Diese Übergänge sind ein Maß für die Änderung der zweiten Ableitung der Gasdichte.

Daraus folgt unmittelbar, daß diese Änderungen umso empfindlicher nachgewiesen werden können, je weiter die Abbildungsebene der Strömung und die Bildebene der Kamera auseinanderliegen (je stärker die Kamera "defokussiert" ist). Mit Verlassen der Abbildungsebene kommt es aber gleichzeitig zu störenden Beugungseinflüssen (vergleiche Kap. 5.3), sofern kohärentes Licht als Beleuchtung verwendet wird (Bild 18).

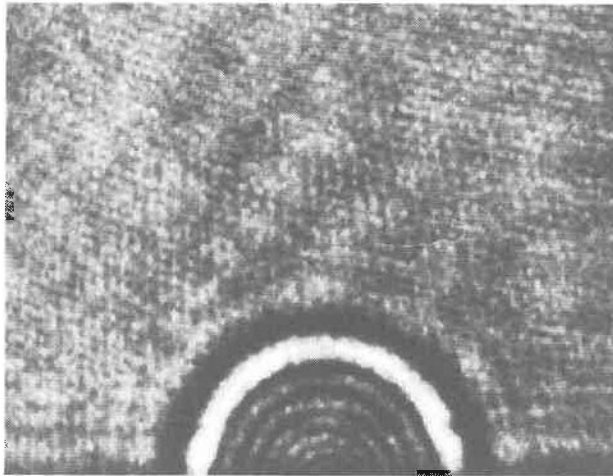


Bild 18: Momentaufnahme eines mit einem KrF-Excimerlaser abgetragenen Kupfertargets mit der Schattentechnik. An der Oberfläche und an der Stoßwelle sind starke Beugungseffekte zu erkennen.

Durch die Schlierentechnik, bei welcher die Dichteschwankungen auf die Bildebene der Kamera abgebildet werden, umgeht man diese Beugungsfehler. Bild 19 zeigt die Realisierung eines Schlierenaufbaus, wie man ihn zum Nachweis der beim Abtragen mit Excimerlasern auftretenden strömungsdynamischen Vorgänge einsetzen kann.

Material am Target wird mit Hilfe eines Excimerlasers abgetragen. Die über der Oberfläche ablaufenden gasdynamischen Prozesse werden mittels einer CCD-Kamera mit

sehr kurzer Verschußzeit (minimal 5 ns bei der hier verwendeten Kamera DICAM) detektiert. Da einerseits für diese kurzen Zeiten die Lichtausbeute eines Milliwatt-HeNe-Lasers zur Belichtung nicht mehr ausreicht, andererseits die CCD-Kamera ihr Empfindlichkeitsmaximum im grünen Spektralbereich besitzt (beziehungsweise im mittleren und fernen Infrarot unempfindlich ist), muß ein VIS-Laser mit einer Leistung von einigen Watt als Beleuchtungsquelle eingesetzt werden, in diesem Fall ein frequenzverdoppelter Q-switch Nd:YAG-Laser (Pulsdauer 100 ns). CCD-Kamera, Excimer- und Nd:YAG-Laser müssen dabei zeitlich so getriggert werden, daß Laufzeiteffekte und eventuell auftretende Jittervorgänge abgefangen werden können [63].

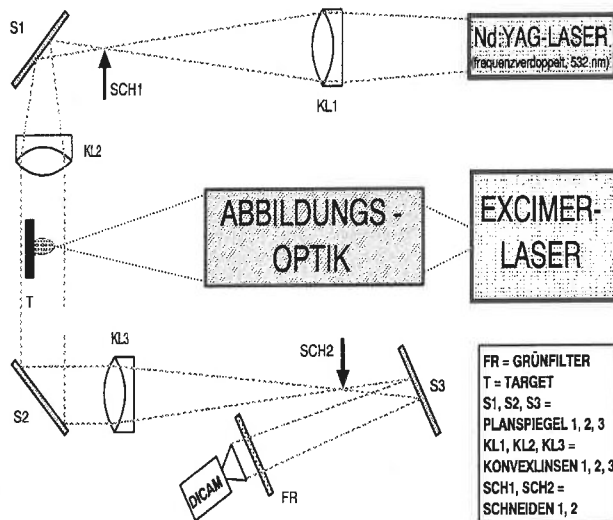


Bild 19: Schematische Darstellung eines Schlierenaufbaus zur Detektion von strömungsdynamischen Vorgängen im Nanosekundenbereich.

Über die Linsen KL1 und KL2 sowie den Umlenkspiegel S1 wird der räumlich homogene Nd:YAG-Laserstrahl senkrecht zur Oberflächennormalen geführt und durchstrahlt dabei die excimerlaser-induzierte Gaswolke. Die Linse KL3 bildet diese Zone über die Spiegel S2 und S3 (welche zur Faltung des Strahlenganges dienen) auf die CCD-Kamera ab. Dient Schneide Sch1 als Strahlbegrenzer für den Nd:YAG-Laserstrahl, so stellt Schneide Sch2 zusammen mit KL3 und der CCD-Kamera den eigentlichen Schlierenaufbau dar. Die Schneide Sch2 wird so in den Fokus gefahren, daß ohne Ablenkung des Sondenstrahls (das heißt bei abgeschaltetem Excimerlaser) dieser die Schneide ent-

weder vollständig passiert (*Hellfeldbeleuchtung*) oder aber von ihr komplett abgeblockt wird (*Dunkelfeldbeleuchtung*). Treten durch den Abtrag wie in Kapitel 4 geschilderte Phänomene mit den damit einhergehenden Druckgradienten über der Targetoberfläche auf, so äußern sich diese im ersten Fall durch zusätzliche schwarze Zonen im Bild der CCD-Kamera (helle Zonen im zweiten Fall).

Das Schlierenverfahren ist zwar hauptsächlich eine qualitative Methode, um lokale Dichteinhomogenitäten (Druckgradienten) nachzuweisen, kann jedoch je nach Positionierung der Schneide Sch2 im Fokus auch zur relativen Messung der Stärke einer Dichteänderung eingesetzt werden. Der zusätzlich im Strahlengang befindliche Grünfilter FR (Linienfilter für $\lambda = (532 \pm 3) \text{ nm}$) dient dazu, breitbandiges Streulicht des laserinduzierten Materialplasmas auszufiltern. Bei Entfernen der Schneide Sch2 und dieses Filters ist es aber auch möglich, das Eigenleuchten und damit die zeitliche Veränderung des Laserplasmas zu detektieren.

6.1.2 Ergebnisse der Kurzzeit-Schlieren-Photographie

Ein typisches Beispiel einer mit Schlierenphotographie sichtbar gemachten zeitlichen Entwicklung des Abtragsvorganges ist in Bild 20a-f für den Fall einer Kupferoberfläche bei Bestrahlung mit einem KrF-Excimerlaser ($H = 30 \text{ Jcm}^{-2}$, Durchmesser der bestrahlten Fläche $188 \text{ }\mu\text{m}$) unter Normalatmosphäre dargestellt. Bei Verwendung eines Grünfilters können sowohl die Entwicklung und Ausbreitung einer Stoßwellenfront, als auch zusätzliche, sich innerhalb des von der Stoßwellenfront und der Targetoberfläche eingegrenzten Bereichs befindliche Dichteänderungen erkannt werden. Deren genaue Ursachen sind noch nicht vollständig verstanden, jedoch wird in [63] und [72] ein möglicher Weg gezeigt, wie diese Beobachtungen zu erklären sind.

Trägt man den Abstand der Stoßwelle zur Probenoberfläche über der Zeit auf (Bild 21) und differenziert diese Kurve, so zeigt sich, daß für höhere Energiedichten Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Stoßwelle weit über 10 km/s auftreten können (Bild 22).

In diesen Diagrammen mit eingezeichnet ist das Ausbreitungsverhalten der Vorderfront des laserinduzierten Plasmaleuchtens, wie man es aus Schlierenphotographien ohne

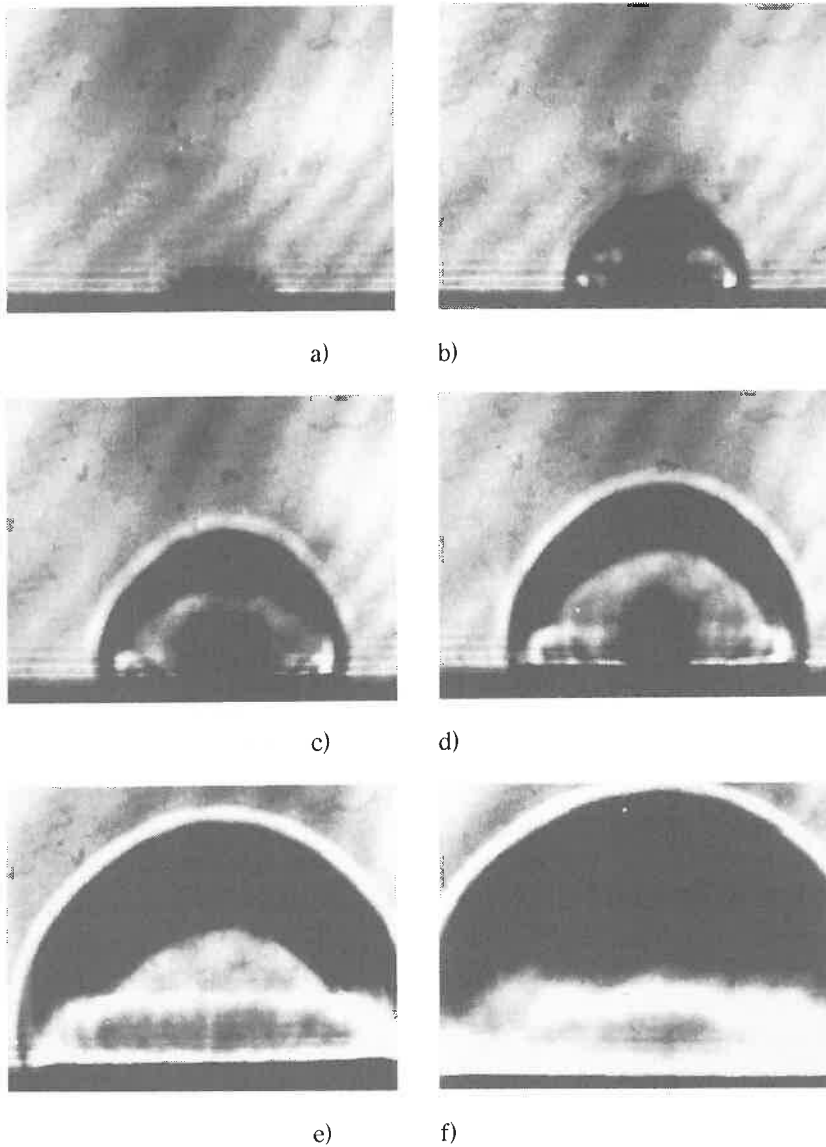


Bild 20: Schlierenaufnahmen zu verschiedenen Zeitpunkten: a) ~ 3 ns, b) ~ 16 ns, c) 29 ns, d) 42 ns, e) 70 ns und f) 100 ns nach Beginn des Excimerlaserpulses.

Verwendung des Grünfilters erhält. Als Beispiel dafür sind in Bild 23a-c Schlierenaufnahmen beim Abtragen einer Kupferoberfläche mit KrF-Excimerlaser ($H = 35 \text{ J cm}^{-2}$) dargestellt. Aus diesen Bildern erkennt man, daß zu Beginn des Laserplasmaleuchtens noch nicht zwischen der Plasmafront und der Stoßwellenfront unterschieden werden kann. Erst ab etwa 20 ns nach Beginn der Laserpulses (das heißt mit beginnendem Laserpulsabfall) trennen sich Stoßwellen- und Plasmafront, das heißt die Ausbreitungsgeschwindigkeit letzterer verringert sich stark gegenüber der der Stoßwellenfront.

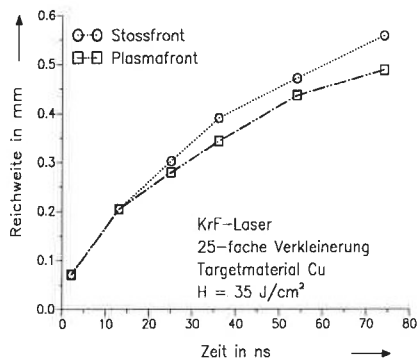


Bild 21:
Zeitliche Ausbreitung der Plasma- und Stoßwellenfront über einer Cu-Oberfläche.

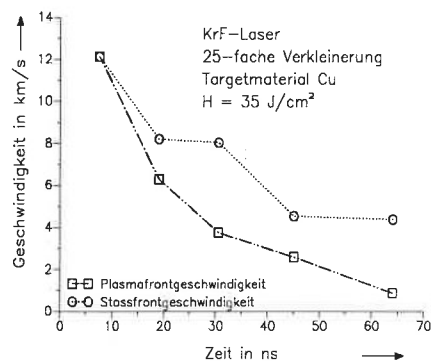


Bild 22:
Geschwindigkeit der Plasma- und Stoßwellenfront über einer Cu-Oberfläche.

Außerdem zeigen die Schlierenphotographien, daß das Plasmaleuchten länger andauert als der Laserpuls. Für einen 30 ns KrF-Excimerlaserpuls (FWHM) und eine Energiedichte von 12 J cm^{-2} wird eine Plasmaleuchtdauer in Cu von 8 μs und in Ta von 33 μs gemessen. Ventzek et al. zeigen sogar, daß für Kunststoffe das Plasmaleuchten bis in den Millisekundenbereich reichen kann, wobei jedoch für Zeiten $> 1 \text{ ms}$ sich das Plasma von der Oberfläche ablöst [73]. Hieraus läßt sich nun zwar nicht definitiv schließen, wie lange das Plasma einen signifikanten Einfluß auf das Abtragsverhalten der bearbeiteten Oberfläche hat. Jedoch ist damit zu rechnen, daß es - im Gegensatz zur Metallbearbeitung - speziell beim Abtragen von Kunststoffen mit hochrepetierenden Excimerlasern ($f_p > 1 \text{ kHz}$) einen Einfluß des Plasmas eines Laserpulses auf den nachfolgenden geben kann.

Untersucht man den Einfluß der voneinander abhängigen Größen Energie Q , Laser-

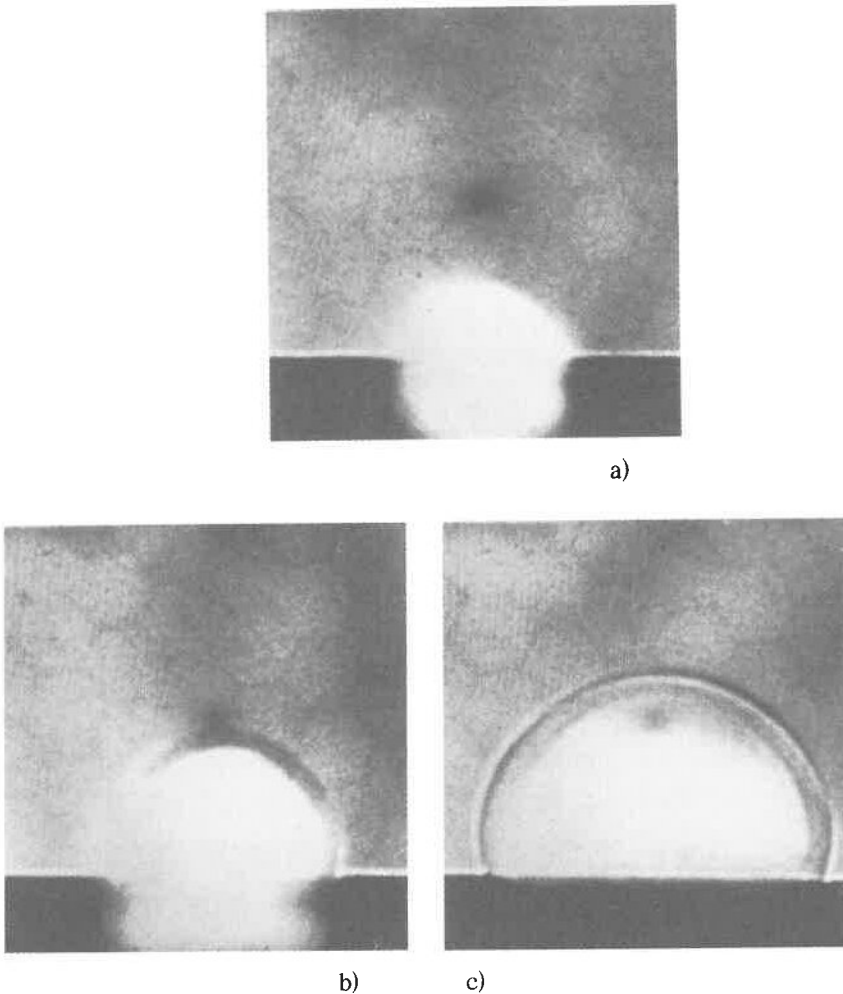


Bild 23: Schlierenaufnahmen zu verschiedenen Zeitpunkten nach Beginn des Excimerlaserpulses: a) 13 ns, b) 36 ns, c) 75 ns ($H = 35 \text{ Jcm}^{-2}$).

strahlfläche A und Energiedichte H auf die Stoßwellenfrontausbreitung beim Abtragen mit Excimerlasern, so ergeben sich die am Beispiel Kupfer in Bild 24a-d dargestellten Abhängigkeiten. Liest man diese Darstellung zeilen- und spaltenweise (das heißt obere Zeile: $H = \text{constant}$, untere Zeile: $H = \text{variabel}$, linke Spalte: $A = \text{variabel}$, rechte Spalte: $A = \text{constant}$), so sieht man, daß die die Stoßwellenausbreitung bestimmende

Größe allein die Laserpulsenergie ist (Diagonale von links oben nach rechts unten: $Q = \text{variabel}$, Diagonale von links unten nach rechts oben: $Q = \text{constant}$). Ist diese konstant, so ist auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwellenfront konstant (die in Bild 24c auftretenden Abweichungen sind auf die Meßungenauigkeiten des Aufbaus zurückzuführen).

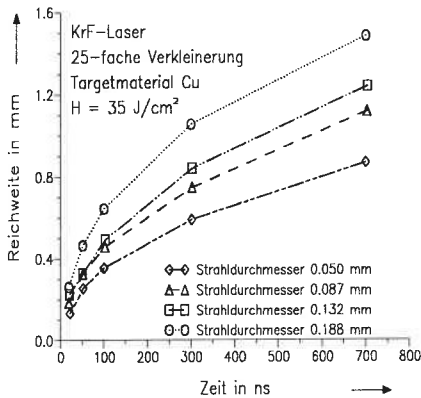


Bild 24a: Zeitliche Ausbreitung einer Stoßwellenfront ($H = \text{constant}$, $Q, A = \text{variabel}$).

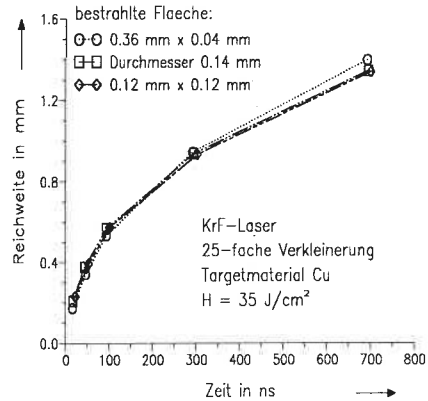


Bild 24b: Wie a, nur mit $H, Q, A = \text{constant}$, aber variablen Strahlmessungen.

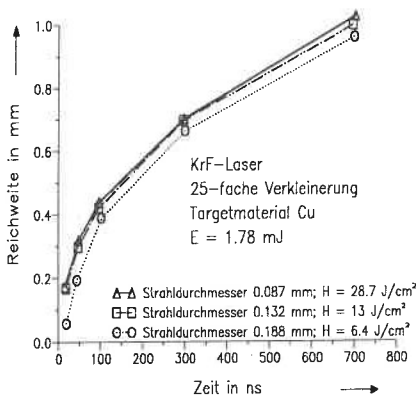


Bild 24c: Wie a, allerdings $H, A = \text{variable}$, $Q = \text{constant}$.

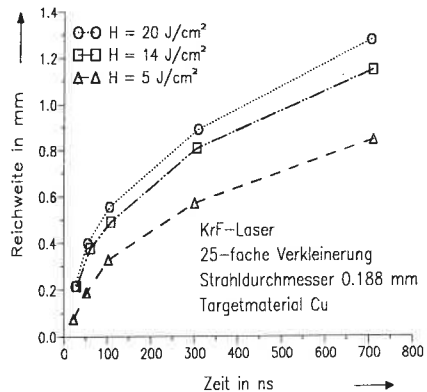


Bild 24d: Wie a, allerdings $H, Q = \text{variabel}$, $A = \text{constant}$.

Daß für diesen typischen Wechselwirkungsbereich diese Beobachtungen (welche auch bei anderen Metallen und bei Keramiken wie Si_3N_4 nachgewiesen werden [63]) auch Rückwirkungen auf das Abtragsergebnis haben können, wird im Kapitel 8 genauer diskutiert.

6.2 Optoakustische Meßwertaufnehmer

Eine bisher wenig beachtete Möglichkeit bei der Materialbearbeitung mit PulsLasern ist die Kennzeichnung und Überwachung laserinduzierter Vorgänge mittels Ultraschallwellen, wie sie sich aus der engen Wechselwirkung zwischen Laser/Materie und Schallanregung ergeben. Hierbei kann man sich die Methoden der Ultraschallprüftechnik zunutze machen, wie sie bisher vor allem bei der (nahezu) zerstörungsfreien Werkstoff- und Werkstückprüfung eingesetzt werden [74],[75]. Neben interferometrischen Verfahren handelt es sich dabei vor allem um piezoelektrische und berührungslos arbeitende kapazitive oder elektromagnetische Meßsysteme.

Auf letztere soll hier nicht näher eingegangen werden. Eine ausführliche Beschreibung dieser Systeme findet man beispielsweise in [76] oder [77].

6.2.1 Mechanismus der Ultraschallanregung mit kurzen Laserpulsen

Ultraschallerzeugung durch kurze Laserpulse kann je nach Höhe der absorbierten Laserleistung auf zwei verschiedene Mechanismen zurückgeführt werden:

Bei der sogenannten *thermoelastischen Schallanregung* ist der verdampfte Anteil des bestrahlten Materials vernachlässigbar (Laserintensität unterhalb der zur Abtragung notwendigen Schwelle, siehe Kap. 4.2). Das durch die absorbierte Laserenergie erwärmte Volumen dehnt sich sowohl lateral als auch normal zur Laserstrahlachse sehr schnell aus. Die daraus entstehenden mechanischen Spannungen pflanzen sich als elastische Ultraschallwellen fort (Bild 25a)). Es kommt zur Ausbildung von Kompressions-, Scher- und Oberflächenwellen.

Für höhere Laserpulsintensitäten ändert sich der Anregungsmechanismus, da mit Überschreiten der Abtragsschwelle die abdampfenden Teilchen aufgrund der Impulserhaltung einen Rückstoßimpuls auf den Festkörper ausüben (Bild 25b)). Dadurch entwickelt sich eine zusätzliche Normalkraft, die der thermoelastischen Anregung überlagert ist und die mit steigender Laserintensität diese dominiert. Hinzu kommt eventuell die vom Plasma erzeugte Stoßwelle in der umgebenden Atmosphäre, welche zusätzlich einen Druck auf den Festkörper ausüben kann. Diese Art der Schallanregung wird als *nicht-thermoelastisch* oder *ablativ* bezeichnet¹⁸⁾.

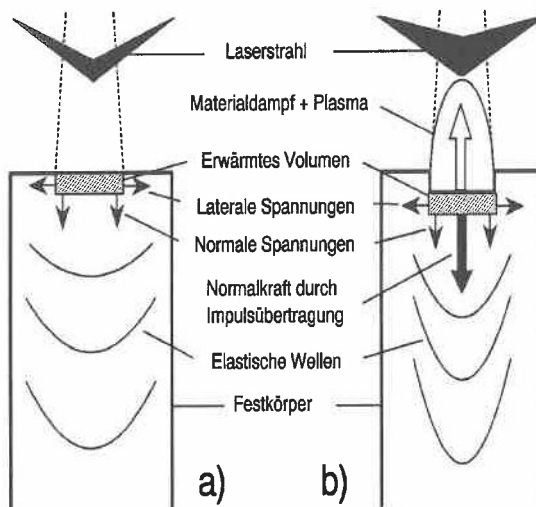


Bild 25: Schematische Darstellung der Ultraschallanregung durch
a) den thermoelastischen Effekt
b) Impulsübertrag bei Verdampfung.

6.2.2 Kapazitive und piezoelektrische Schallaufnehmer

Die laserinduzierten elastischen Wellen breiten sich im bestrahlten Festkörper aus und führen zu Verschiebungen seiner Netzebenen und Oberflächen. Diese Verschiebungen können mit verschiedenen Ultraschallmeßwandlern detektiert werden, wobei der Groß-

¹⁸⁾ Genau genommen müßte die Anregung als *nicht rein thermoelastisch* bezeichnet werden.

teil dieser Wandler normal zur Auslenkung mißt, das heißt zum Nachweis von Druck- oder Zugspannungen dient. Die Aufgabe der Ultraschallmeßwandler besteht nun darin, die Auslenkung in ein elektrisches Signal umzuformen. Sieht man von interferometrischen Methoden [78] einmal ab, so bieten sich für den Nachweis von Ultraschallwellen, die mit kurzgepulsten Lasern erzeugt werden, vor allem kapazitive und piezoelektrische Schallaufnehmer an.

Bei kapazitiven Aufnehmern befindet sich eine kreisförmige Elektrode in einem geringen Abstand von der leitenden Probenoberfläche, deren Auslenkung gemessen werden soll. Aufnehmer und Probe bilden auf diese Weise einen Plattenkondensator, bei dem eine Auslenkung der Probenoberfläche zu einer Kapazitätsänderung führt, welche linear zur Änderung des Plattenabstandes ist [79]. Dadurch messen kapazitive Aufnehmer die Auslenkung direkt.

Die Vorteile kapazitiver Aufnehmer bestehen darin, daß sie a) ein berührungsloses Messen ermöglichen, bei dem die Ultraschallwellen nicht beeinflußt werden, b) eine hohe Empfindlichkeit und Reproduzierbarkeit besitzen und c) eine große Bandbreite aufweisen, um das gesamte erzeugte Frequenzspektrum der Ultraschallwellen zu erfassen. Nachteilig wirkt sich jedoch aus, daß mit kapazitiven Meßmethoden nur leitende Proben untersucht werden können und der Justageaufwand ziemlich groß sein kann.

Im Gegensatz dazu messen piezoelektrische Meßwandler die zeitliche Änderung der Auslenkung der Probe, also einen dem Druck proportionalen Wert [80]. Das piezoelektrische Meßprinzip beruht darauf, daß es in einer Probe unter mechanischer Belastung zur Verschiebung von Dipolmomenten kommt. Werden diese Dipole durch eine Polarisierung zuvor ausgerichtet, so ist die Verschiebung der Ladungsschwerpunkte oder die Änderung der Orientierung der Dipole mit einer makroskopischen Ladungsänderung auf den Oberflächen des piezoelektrischen Elements verbunden. Hierbei gibt das piezoelektrische Modul d_{33} eines Stoffes die Ladungsmenge an, die bei einer angelegten mechanischen Kraft erzeugt wird. Für einen piezoelektrischen Stoff der Querschnittsfläche A gilt somit ein linearer Zusammenhang zwischen erzeugter Ladung Q und angelegtem Druck p :

$$Q = d_{33} \cdot A \cdot p \quad . \quad (50)$$

Greift man diese Ladung mit einem geeigneten Meßgerät hochohmig ab, so erhält man aus dem gemessenen Spannungsverlauf unmittelbar den zeitlichen am piezoelektrischen Element anliegenden Druckverlauf (*Leerlaufmessung*). Entlädt man hingegen dieses Element über einen niederohmigen Meßwiderstand, so ergibt der gemessene Stromverlauf den zeitlichen Druckgradienten an der Probe (*Kurzschlußmessung*, [81]).

Aufgrund der Tatsache, daß die Zeitauflösung eines piezoelektrischen Meßwandlers von seiner Dicke abhängt, sollte zum Nachweis von Ultraschallsignalen im Nanosekundenbereich ein möglichst dünnes piezoelektrisches Element verwendet werden. Dazu eignet sich zum Beispiel eine handelsübliche PVDF-Folie (Polyvinyl-Difluorid), die durch ein spezielles Verfahren homogen polarisiert wurde [82]. Mit dieser 23 μm dicken Folie kann theoretisch eine maximale Auflösung von 10 ns erreicht werden. Bild 26 zeigt die in dieser Arbeit vorgenommene Realisierung des mechanischen Aufbaus einer piezoelektrischen Meßaufnehmeranordnung.

Hierbei fällt der Laserstrahl von rechts auf das (in Bild 26 nicht mit eingezeichnete) maximal 10 mm dicke Target, welches von einer kardanähnlichen Aufnahmeverrichtung (A) gehalten wird. Über eine Stangenführung (E) wird die auf einem PVDF-Klotz aufgeklebte PVDF-Folie (siehe Ansicht "Z") an die Targetrückseite angepreßt. Die $(1 \times 1) \text{ mm}^2$ breite aktive Fläche der PVDF-Folie befindet sich dabei in Verlängerung zur optischen Achse des Lasers. Die Anpreßkraft kann mit Hilfe eines Drehmomentschlüssels über die Gewindestange (C) unabhängig von der Targetdicke reproduzierbar eingestellt werden. Zur Verringerung der Koppelverluste zwischen Target und PVDF-Folie wird zusätzlich als Koppelmedium eine möglichst dünne Schicht ($\sim 10 \mu\text{m}$) aus Ultraschall-Gel verwendet, wie dies auch aus der Sonographie bekannt ist.

Bei dieser Anordnung kann das Target über die Verstellerschraube (D) sowohl vertikal als auch über einen Schlitten (F) horizontal verschoben werden, ohne daß eine Neujustage zwischen PVDF-Folie und Laserstrahlachse notwendig wird. Damit können jeweils mehrere unbestrahlte Stellen einer Oberfläche untersucht werden, ohne die Probe zu wechseln. Hinzu kommt, daß es über die Drehvorrichtung (B) möglich ist, auch Schalldetektionen unter einem von Null verschiedenen Winkel zur optischen Achse des Laserstrahls durchführen zu können (wovon jedoch bei den nachfolgend beschriebenen Versuchen kein Gebrauch gemacht wird).

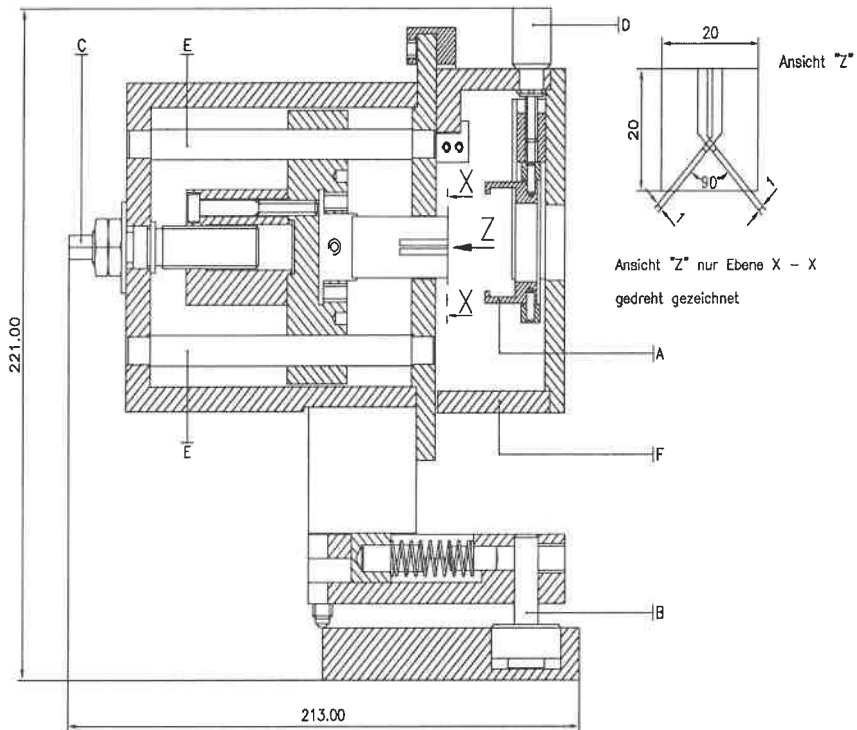


Bild 26: Schnitzzeichnung des mechanischen Aufbaus eines piezoelektrischen Systems zur Ultraschalldetektion.

Nicht eingezeichnet in Bild 26 sind die elektrischen Verbindungen zwischen den PVDF-Elektroden und einem hochohmigen Differenzverstärker (10 M Ω Eingangswiderstand, 60 MHz Bandbreite), welcher wahlweise ebenfalls auf der Meßaufnehmeranordnung angebracht werden kann, um die Signalleitungen so kurz wie möglich zu halten.

6.2.3 Die akustische Wellenform der Schallsignale

Die Form des Zeitverlaufs der von den Schallsignalen hervorgerufenen Auslenkung wird in der Literatur üblicherweise als akustische Wellenform bezeichnet [79]. Dabei unterscheidet sich diese im thermoelastischen Bereich von jener im nicht-thermoelastischen Bereich.

Die Wellenform in Bild 27 ist typisch für die hochohmige, piezoelektrische Messung von thermoelastischen Volumenwellen. Unter Berücksichtigung des negativen piezoelektrischen Moduls von PVDF ($d_{33} = -20 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$), aufgrund dessen positive Signalamplituden einer Zugentlastung, negative einer Druckbelastung entsprechen, können hier die gleichen charakteristischen Merkmale nachgewiesen werden wie bei ähnlichen Messungen mit einem kapazitiven Meßwandler [79].

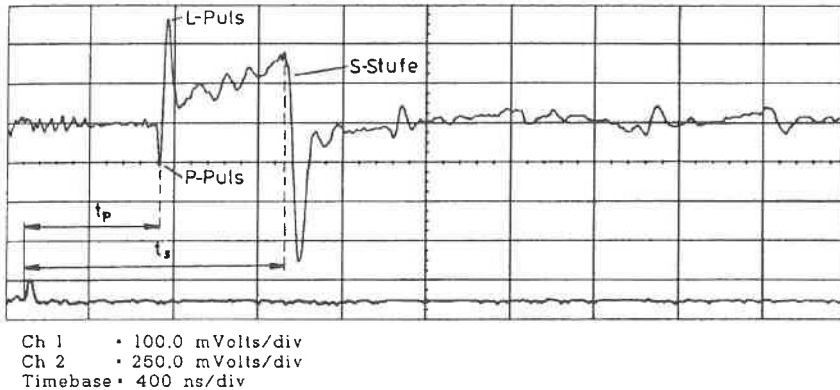


Bild 27: Thermoelastisches Drucksignal, gemessen an einer 2.63 mm dicken Kupferprobe (oben); zugehöriger Zeitverlauf des KrF-Excimerlaserpulses (unten).

Mit der Dehnung des vom Laser erwärmten Volumens entlang der Oberflächennormalen (vergleiche Bild 25a)) entstehen Kompressionswellen, deren Eintreffen am Meßwandler durch einen kleinen negativen Druckpuls (P-Puls) gekennzeichnet ist. Daran schließt sich unmittelbar eine größere positive Zugentlastung (L-Puls) an. Dieser L-Puls entsteht durch die in Richtung der freien Oberfläche abgestrahlte Kompressionswelle, die am Übergang Festkörper-Luft mit einem Phasensprung (Umkehrung von Kompression zu Entspannung) vollkommen reflektiert wird. Der Schalldruck dieser Entspannungswelle ist aufgrund der unbehinderten und damit stärkeren Volumenexpansion an der freien Oberfläche betragsmäßig größer als die normal in Richtung Meßwandler abgestrahlte Kompressionswelle.

Das sich daran anschließende, langsam ansteigende positive Signal kann durch Wärmeleitprozesse im Target erklärt werden [83]. Den Abschluß des gesamten ersten Signals stellt die sogenannte S-Stufe dar, ein negativer Signalsprung, welcher sich als

Folge von Scherwellen ausbildet, die sich langsamer als die longitudinalen Kompressionswellen im Target ausbreiten. Aus der Tatsache, daß dieses Signal mit der normal zur Rückfläche messenden Piezofolie nachgewiesen werden kann, folgt unmittelbar, daß auch Scherwellen eine Auslenkung normal zur Rückfläche hervorrufen.

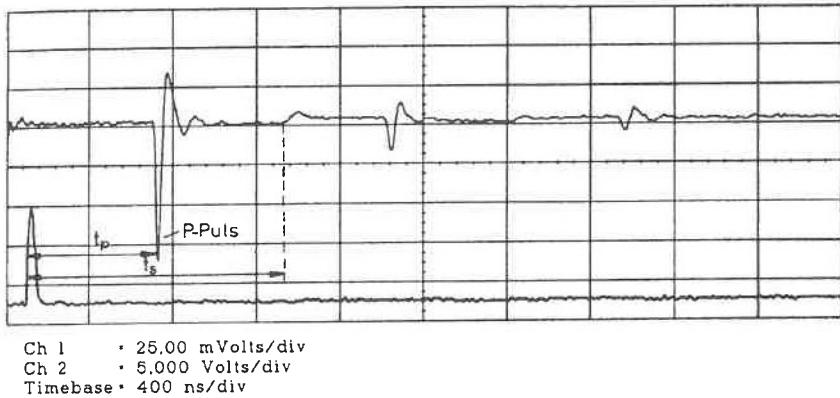


Bild 28: Piezoelektrisch detektiertes Drucksignal einer nicht-thermoelastisch erzeugten Schallwelle in einem 2.63 mm dicken Kupfertarget.

Eine theoretische Erklärung für diese Normalkomponente sowie die recht komplexe Struktur der Wellenformen bei thermoelastischer Schallanregung erklärt ein dreidimensionales Modell von Schleichert [84], das alle relevanten Laserstrahl- und Materialparameter mitberücksichtigt.

Die Signalamplituden hinter der S-Stufe in Bild 27 sind Echosignale. Das an der Verbindungsstelle Meßwandler/Targetrückseite eintreffende Schallsignal wird teilweise reflektiert, durchläuft nach erneuter Reflexion an der Probenvorderfläche das Target nochmals und trifft schließlich als Echosignal abgeschwächt wieder auf den Detektor.

Während die Schallanregung bei kleinen Laserstrahlintensitäten durch den thermoelastischen Effekt theoretisch vollständig erfaßt ist, gibt es für die nicht-thermische Schallanregung durch Impulsübertragung nur wenige Modellansätze, da die Wechselwirkung des Laserpulses mit dem abgetragenen Material aufgrund des Auftretens von Verdampfungs- und Plasmaeffekten komplizierter wird als im thermoelastischen Fall. Um aber gerade bei höheren Intensitäten einen Rückschluß auf den Anregungsmechanismus, beziehungsweise die Wechselwirkung Laserstrahl/Materie ziehen zu können,

ist ein solches Modell unabdingbar.

Wie man in Bild 28 sieht, ist das piezoelektrisch gemessene Signal einer nicht-thermoelastisch erzeugten Schallwelle durch einen ausgeprägten negativen P-Puls charakterisiert, während das Auftreten einer S-Stufe kaum noch erkennbar ist. Die Änderung dieser Signalform gegenüber dem thermoelastischen Bereich wird von verschiedenen Autoren beschrieben [79],[80],[85],[86].

Physikalische Folgerungen aus diesen Modellen zusammen mit experimentellen Messungen, die mit dem im Kap. 6.2.2 beschriebenen piezoelektrischen Meßwandler durchgeführt wurden, werden in den nachfolgenden Kapiteln beschrieben.

6.2.4 Physikalische Informationen der Schallsignale

Die Erfassung und Modellierung von laserinduzierten Ultraschallsignalen hat die Aufgabe, Rückschlüsse auf den Wechselwirkungsmechanismus Laserstrahl/Materie zu liefern. In diesem Zusammenhang gilt es, Antworten auf folgende Fragen zu finden:

- 1) Wie läßt sich aus den gemessenen Pulsformen der Ultraschallsignale im nicht-thermoelastischen Bereich auf den zeitlichen Kraftverlauf an der Targetoberfläche zurückschließen ?
- 2) Welche weiteren Informationen lassen sich aus den Ultraschallsignalen hinsichtlich des Abtragsvorganges ziehen ?
- 3) Kann das Meßverfahren außer an homogenen Materialien auch zur Bestimmung der schrittweisen Abtragung von Schichtsystemen verwendet werden ?
- 4) Inwieweit ist das Meßverfahren auch bei der Materialbearbeitung mit anderen gepulsten Lasern einsetzbar ?

6.2.4.1 Deutung der Ultraschallsignale im nicht-thermoelastischen Bereich

Steigert man bei der Bestrahlung von Materialoberflächen die Energiedichte, so kommt es zu einer Dominanz der nicht-thermoelastischen Schallanregung, was zur Erhöhung der Amplitude des P-Pulses, beziehungsweise zum Verschwinden der S-Stufe führt.

Ersteres ist eine Folge der bei der Verdampfung auftretenden zusätzlichen Normalkraft, letzteres eine Folge des zeitlichen Verlaufs dieser Normalkraft. Neben kapazitiven Messungen der Auslenkungen der Probenrückseite der laserbestrahlten Targets zeigen dies auch theoretische Überlegungen von Dewhurst et al. [85], wobei diese die anregende Normalkraft zeitlich zwischen einem Deltapuls und einer Stufenfunktion variieren.

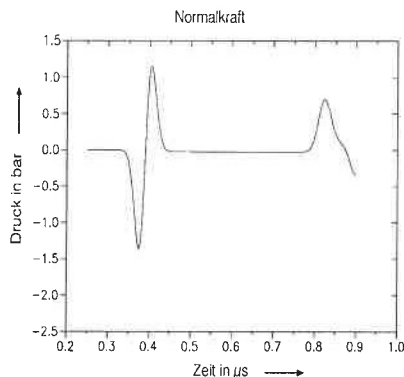


Bild 29a:
Theoretischer Druckverlauf bei symmetrischer Anregung (30/30).

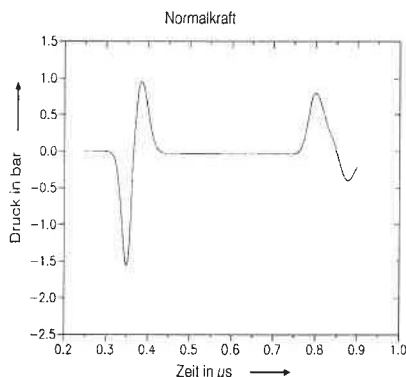


Bild 29b:
Theoretischer Druckverlauf bei unsymmetrischer Anregung (30/40).

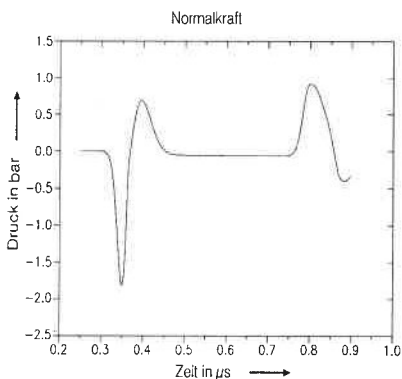


Bild 29c:
Theoretischer Druckverlauf bei unsymmetrischer Anregung (30/60).

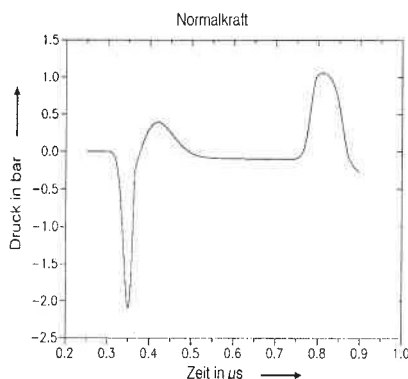


Bild 29d:
Theoretischer Druckverlauf bei unsymmetrischer Anregung (30/100).

Die hier angegebene Bezeichnungen, wie zum Beispiel (30/60), bedeuten, daß die ansteigende Flanke zu einem Gaußpuls mit Halbwertsbreite 30 ns, die abklingende Flanke

ke zu einem Gaußpuls mit Halbwertsbreite 60 ns gehört.

Basierend auf diesen Untersuchungen wurde von Stark ein Programm erstellt, bei dem der Zeitverlauf der anregenden Normalkraft variabel gestaltet und somit die piezoelektrisch gemessenen Ultraschallsignale sowohl im thermoelastischen als auch im nicht-thermoelastischen Bereich qualitativ richtig beschrieben werden [80].

Während für den thermoelastischen Fall davon ausgegangen wird, daß die zeitliche Einhüllende der Anregung des Ultraschallsignals dem Laserpuls-Zeitverlauf folgt, kann die fehlende Information über den genauen zeitlichen Druckverlauf, der bei der Materialablation mit Excimerlasern auf die Targetoberfläche wirkt, durch die theoretische Modellierung der Pulsform der anregenden Kraft ersetzt werden. Diese Modellierung besteht einmal in der Voraussetzung einer zeitlichen Asymmetrie des anregenden Druckpulses. Um verschiedene Anstiegs- und Abfallszeiten des Anregungspulses zu erhalten, werden dazu zwei Gaußpulse mit unterschiedlichen Halbwertsbreiten jeweils in der Mitte auseinandergeschnitten und zu einem asymmetrischen Puls zusammengesetzt.

Hierbei zeigt sich insbesondere für den ablativen Bereich, daß im Fall einer asymmetrischen Normalkraft das Verhältnis der Amplituden von P- und L-Puls mit steigender Asymmetrie steigt. In gleichem Maße findet eine Verbreiterung des L-Pulses statt (Bild 29a)-d)). Somit sollte also durch Messung des Verhältnisses von P- zu L-Puls eine Aussage über den Zeitverlauf der anregenden Kraft gemacht werden können.

Das Amplituden-Verhältnis von P- zu L-Puls hängt allerdings nicht nur vom Verhältnis Abfalls- zu Anstiegszeit der anregenden Kraft ab, sondern wird - vor allem bei höheren Werten dieses Verhältnisses - auch durch die Anstiegszeit bestimmt (Bild 30). Die Unkenntnis der ansteigenden Flanke der anregenden Kraft erschwert somit die Deutung des gemessenen Kurvenverlaufs des Verhältnisses P-/L-Puls.

So zeigen die mit einem KrF-Excimerlaser durchgeführten Messungen dieses Verhältnisses beim Abtragen von Kupfer und Aluminium zwar die Tendenz, daß bei diesem Vorgang eine unsymmetrische Normalkraft auf die Probe einwirkt, deren abfallende Flanke etwa doppelt so groß ist wie die der ansteigenden Flanke [80]. Da diese Unsymmetrie aber vergleichbar ist mit der des Laserpuls-Zeitverlaufs (siehe Bild 2), kann

nicht zwingenderweise auf eine Normalkraft zurückgeschlossen werden, die vom Laserstrahl entkoppelt ist.

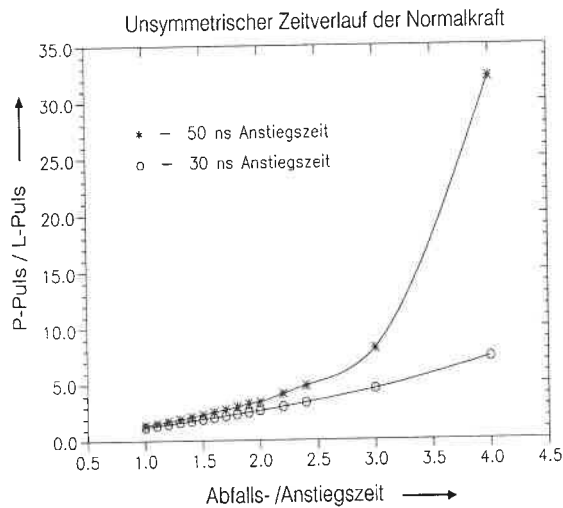


Bild 30: Einfluß des Verhältnisses von Abfalls- und Anstiegszeit der ablativen Normalkraft auf das Verhältnis P-/L-Puls (für Aluminium bei unterschiedlichen Anstiegszeiten gerechnet).

6.2.4.2 Bestimmung der auftretenden Kräfte und Drücke

Außer dem zeitlichen Verlauf der bei der Laserablation auf das Werkstück einwirkenden Kraft ist auch die Kenntnis der auftretenden Kraftamplitude wichtig. Im ablativen Bereich kann dazu die P-Puls-Amplitude herangezogen werden. Allerdings gilt es dabei, Einflüsse wie Schalldämpfung im Material durch Absorptionsverluste und Schalldissipation zu berücksichtigen, die für eine zuverlässige Eichung des Schallmeßsystems notwendig sind.

So zeigt sich, daß Kalibrierungsversuche an dem in Bild 26 dargestellten Meßwandleraufbau mit einem Lithium-Niobat-Quarz aufgrund fehlerhafter Kopplung zwischen der PVDF-Folie und der Quarzoberfläche zu Abweichungen führen können, bei denen die gemessenen Werte um 2 bis 3 Größenordnungen niedriger liegen als die theoretisch erwarteten [80].

Eine Verbesserung bringt hier die Eichung des Absolutdruckes mit Hilfe eines handelsüblichen Breitbandprüfkopfes (Fa. Panametrics, Videoscan V111, 12.7 mm Schwingungsdurchmesser, Nennfrequenz 10 MHz). Dieser wird auf der polierten Rückseite der unterschiedlich dicken, planparallelen Materialien mit Ultraschallgel als Koppelmedium angebracht und über ein Koaxialkabel mit dem 50 Ω - Eingangswiderstand eines schnellen Speicheroszilloskops verbunden. Die wichtigsten schalltechnischen Werte der untersuchten Materialien sind im Anhang E tabelliert.

Bei Beschuß dieser Werkstücke mit einem KrF-Excimerlaser wird im ablativen Bereich die maximale Spannungsamplitude des P-Pulses in Abhängigkeit von der Energiedichte (bei konstanter Strahlfläche von $2.54 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$) registriert. Mit Hilfe eines optischen Interferometers können aus diesen Signalspannungen die entsprechenden normalen Auslenkungen der Probenrückseite bestimmt werden [87]. Das Ergebnis einer solchen Kalibrierung ist in Bild 31 dargestellt, wobei durch die Reflexion an der freien Oberfläche ein doppelt so hoher Amplitudenwert auftritt, als dies beim Übergang zwischen Targetrückseite und Prüfkopf der Fall ist.

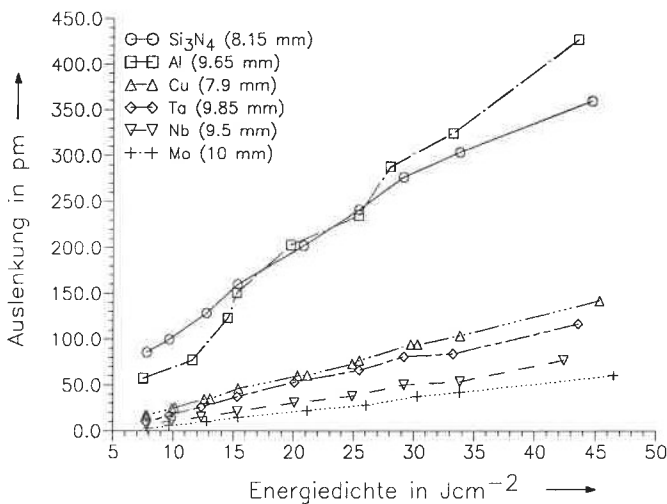


Bild 31: Maximale Auslenkung an der freien Rückfläche verschiedener Materialien bei variabler Energiedichte eines KrF-Excimerlasers.

Durch die Kenntnis der maximalen Auslenkung u_z^E an der Probenrückseite kann für den nicht-thermoelastischen Bereich mit Hilfe der Formel

$$u_z^E = \frac{f_a}{\pi \mu^* d c_s^2} \left(\frac{\partial g_l^E}{\partial t} + \frac{\partial g_s^E}{\partial t} \right) \quad (51)$$

auf die maximale Amplitude der anregenden Normalkraft an der Probenoberfläche zurückgerechnet werden [86]. Hierin sind μ^* die Lamékonstante, d der Abstand zwischen Vorder- und Rückseite der Probe und c_s die transversale Schallgeschwindigkeit im Material. g_l^E und g_s^E sind im Anhang E angegeben. Da diese Formel genau genommen nur für einen deltaförmigen Kraftstoß f_a gültig ist, muß sie für eine Kraft, die einen endlichen Zeitverlauf besitzt (beispielsweise dem Laserpulsverlauf folgt), mit diesem gefaltet werden. Das Ergebnis einer solchen Faltung der Werte aus Bild 31 mit einem symmetrischen Gaußpuls (Halbwertsbreite 30 ns) ist in Bild 32 dargestellt¹⁹⁾.

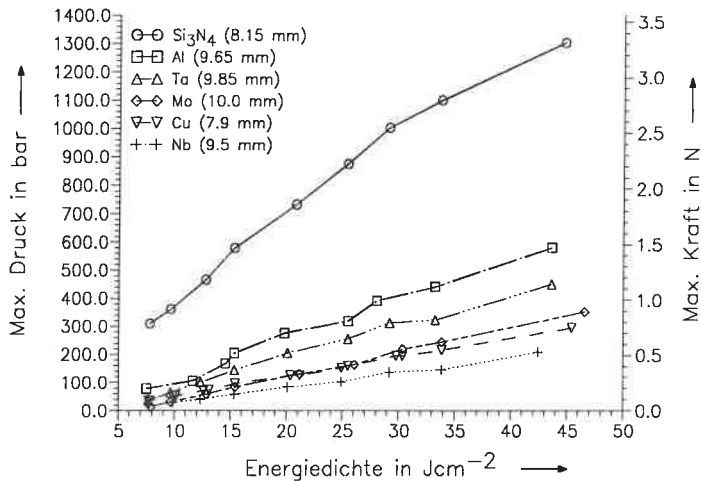


Bild 32: Maximaler Druck und maximale Kraft an der Probenoberfläche verschiedener Materialien bei variabler Energiedichte eines KrF-Excimerlasers im ablativen Bereich.

¹⁹⁾ Der zeitliche Druckverlauf der Normalkraft bei konstanter Amplitude hat nur einen geringen Einfluß auf die maximale Auslenkung, wie Simulationen mit un-symmetrischen Gaußpulsen bei 30 ns und 60 ns Halbwertsbreite zeigen.

Das Modell von Aussel [86] erfaßt aber nicht die in der Probe stattfindenden Schallabsorptionen, die zur Detektion eines geschwächten Signals an der Probenrückseite führen. Die in Bild 32 angegebenen Werte stellen deshalb eine untere Grenze für die maximale Kraft und den maximalen Druck dar, die an der Oberfläche herrschen. Unter Berücksichtigung der im Anhang E angegebenen Schwächungskoeffizienten der verschiedenen Materialien [87] ergeben sich die in Bild 33 dargestellten korrigierten Werte.

Somit ist gezeigt, wie aus den an der Rückseite gemessenen Schallsignalen quantitativ auf die Kräfte geschlossen werden kann, die an der Probenoberfläche während des Abtragens mit einem Laser herrschen. Gleichzeitig wird aber auch ersichtlich, daß die Genauigkeit, mit der dies erfolgen kann, davon abhängt, wie exakt die Parameter des bearbeiteten Materials eingegrenzt werden können, in dem die Schallausbreitung stattfindet. Eine grobe Abschätzung ergibt, daß für die in Bild 33 dargestellten Werte eine Abweichung von 20% durchaus gegeben sein kann.

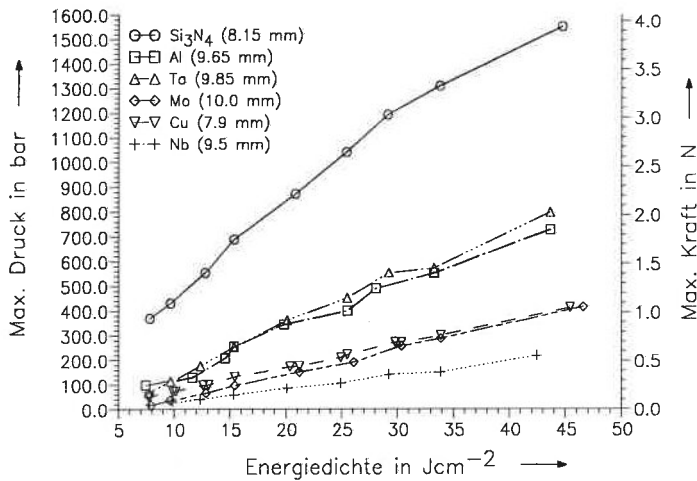


Bild 33: Korrigierte Druck- und Kraftwerte bei Berücksichtigung der Schallschwächung im Material.

6.2.4.3 Weitere Rückschlüsse aus den Ultraschallmessungen

Neben dem Kraft-Zeit-Verlauf und der Kraftamplitude liefern die Ultraschallmessungen aber auch zusätzliche Informationen hinsichtlich der Vorgänge bei der Wechselwirkung Laserstrahl/Material. Zu nennen sind hier der Einfluß von Laserpulsenergie und Energiedichte auf den Abtragsvorgang. Messungen von Dewhurst et al. [85] mit einem Q-switch Nd:YAG-Laser ($t_p = 27$ ns) und von Faßbender [79] mit einem Q-switch Rubinlaser ($t_p = 27$ ns) beim Abtragen von Metallen zeigen, daß bei konstanter Laserenergie die P-Puls-Amplitude mit steigender Energiedichte zunächst linear ansteigt (thermoelastischer Bereich), mit Überschreiten der Abtragsschwelle verstärkt zunimmt und für noch höhere Energiedichten ($> 8 \text{ Jcm}^{-2}$ in Al) nach Durchlaufen eines Maximums wieder abnimmt. Außerdem kommt es zu der bereits früher erwähnten Änderung der Form des Ultraschallsignals.

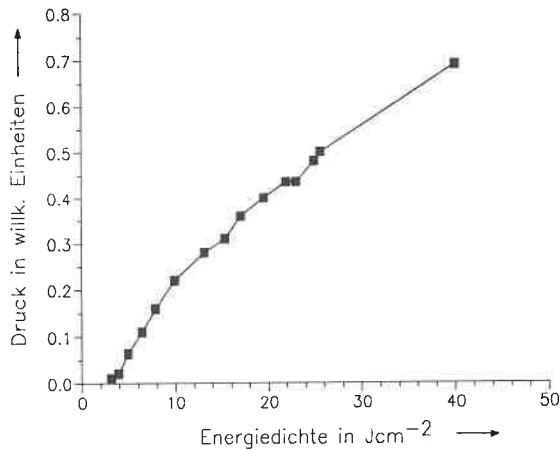


Bild 34: P-Puls-Amplitude in 2.5 mm dickem Aluminium (nach [80]).

Hingegen ergibt sich bei konstanter Energiedichte (für Energien bis ca. 300 mJ in Al und Stahl) ein linearer Zusammenhang zwischen P-Puls-Amplitude und Laserpulsenergie, wobei dies sowohl für den thermoelastischen wie auch den nicht-thermoelastischen Fall gilt. Gleichzeitig ändert sich die Pulsform bei Variation der Energie nicht.

Konstante Pulsform bei steigender Amplitude bedeutet aber, daß die auf die Probe wirkende Normalkraft zunimmt, ohne ihre zeitliche Form zu ändern. Im Gegensatz da-

zu nimmt der Spitzenwert der Normalkraft bei variabler Energiedichte wieder ab, was von Dewhurst et al. auf eine Plasmaabschirmung der einfallenden Laserstrahlung über der Probenoberfläche zurückgeführt wird. Gleichzeitig deutet die Veränderung der Signalform auf eine asymmetrische Normalkraft hin (schneller Anstieg, langsamer Abfall), also einer Verlängerung des Abtragsvorganges gegenüber dem eigentlichen Laserpuls durch Plasmaeffekte. (Interessanterweise wird von Dewhurst et al. zusätzlich gezeigt, daß das zeitliche Integral der wirkenden Normalkraft (das heißt der auf das Target wirkende Impuls) trotz abnehmender Spitzenamplitude weiter linear mit der Laserenergiedichte zunimmt.)

Im Unterschied zu den zuvor beschriebenen Versuchen wird die Materialbearbeitung mit Excimerlasern im allgemeinen bei konstantem Strahlquerschnitt durchgeführt, das heißt, Energie und Energiedichte werden proportional zueinander geändert. Untersucht man dabei die Form des P-Pulses und dessen Amplitude, so zeigen Versuche von Stark [80] und Wagner [81] an Aluminium und Kupfer mit einem KrF-Excimerlaser, daß im nicht-thermoelastischen Bereich diese Amplitude bis zu gemessenen Energiedichten von 40 Jcm^{-2} nahezu linear ansteigt (Bild 34, vergleiche auch Kap. 6.2.4.2). Nach dem zuvor Gesagten stellt dies jedoch ein Zeichen dafür dar, daß im betrachteten Energiedichtebereich eine vollständige Plasmaabschirmung der Laserstrahlung bei der Wellenlänge $\lambda = 248 \text{ nm}$ im Gegensatz zu der längerwelligen Rubin- ($\lambda = 694 \text{ nm}$) und Nd:YAG-Laserstrahlung ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) nicht gegeben ist.

Außer den Plasmavorgängen kann mit Hilfe der Schallsignalmessungen aber auch der Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit auf die Energieeinkopplung ins Target sichtbar gemacht werden. So kann man poliertes Aluminium und poliertes Kupfer mit jeweils mehreren Laserpulsen auf dieselbe Bearbeitungsstelle beschießen und deren Schallsignale miteinander verglichen. Während man bei Al einen deutlichen Unterschied im Verhalten der P-Amplitude zwischen 1. und 2. Schuß erkennen kann (Bild 35a), treten zwischen den ersten beiden (und höheren) Pulsen bei Cu keine Unterschiede auf (Bild 35b). Ebenso kann zwischen dem 2. und 3. Puls bei Al kein unterschiedliches Verhalten mehr beobachtet werden (Bild 36).

Der qualitative Verlauf des 2. Pulses in Al stimmt mit dem von Kupfer überein. Bei beiden Kurven ist für niedrige Energiedichten ein Kurvenknick zu erkennen. Für Werte unterhalb dieses Knicks weisen die Signale den typischen thermoelastischen Verlauf

auf. Hingegen tritt beim 1. Schuß auf Al keine Steigungsänderung auf; die Schallsignale zeigen das für Ablation typische Verhalten.

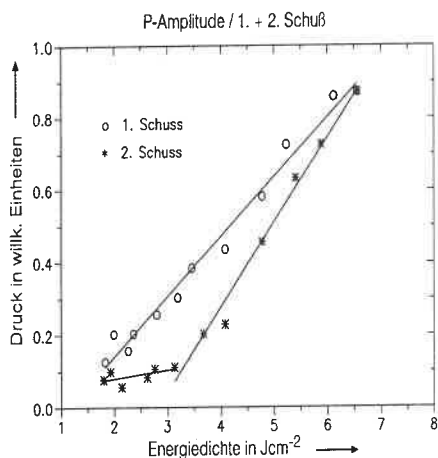


Bild 35a:
P-Amplituden beim 1. und 2. Schuß auf ein Al-Target ($d = 5 \text{ mm}$).

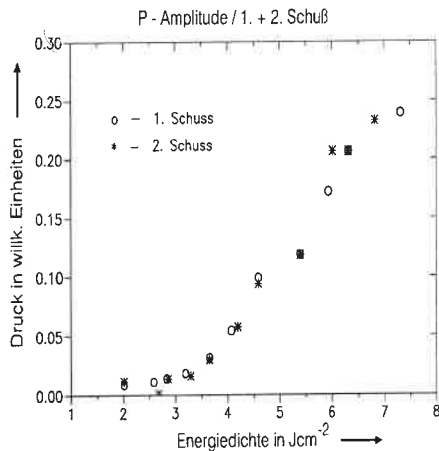


Bild 35b:
P-Amplituden beim 1. und 2. Schuß auf ein Cu-Target ($d = 7.6 \text{ mm}$).

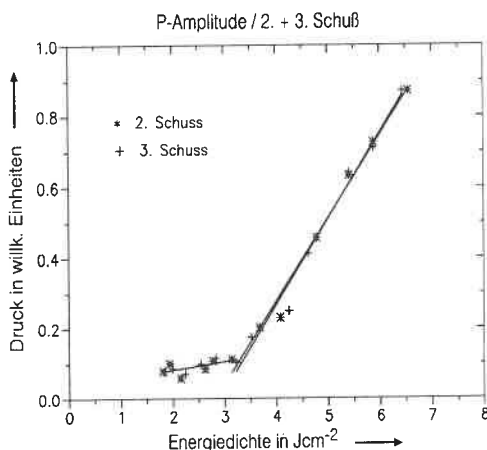


Bild 36: P-Amplituden beim 2. und 3. Schuß auf ein Al-Target ($d = 5 \text{ mm}$).

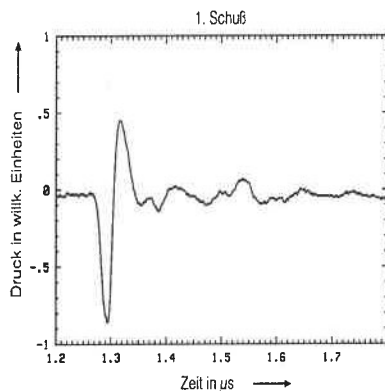


Bild 37a:
Entwicklung der Schallsignale in einer 7.3 mm dicken Al-Probe: 1 Puls.

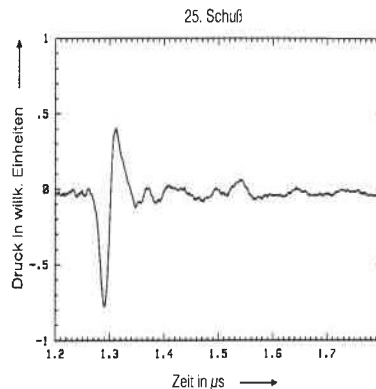


Bild 37b:
Entwicklung der Schallsignale in einer 7.3 mm dicken Al-Probe: 25 Pulse.

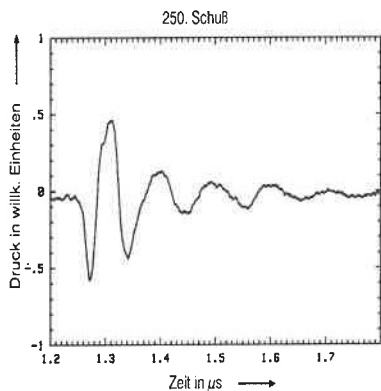


Bild 37c:
Entwicklung der Schallsignale in einer 7.3 mm dicken Al-Probe: 250 Pulse.

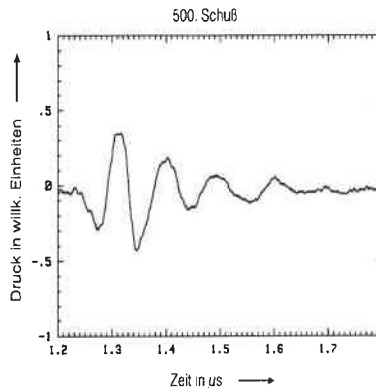


Bild 37d:
Entwicklung der Schallsignale in einer 7.3 mm dicken Al-Probe: 500 Pulse.

Dies erklärt sich durch die Eigenschaft von Aluminium, seine Oberfläche an Luft mit einer schützenden Oxidschicht überziehen zu können. Die Absorption von oxidiertem Al für UV-Licht der Wellenlänge $\lambda = 248 \text{ nm}$ kann bei über 40% liegen [88], also sehr viel höher als die von Al ($\sim 8\%$). Dies erklärt den viel früher einsetzenden Materialabtrag beim 1. Schuß aufgrund der besseren Energieeinkopplung. Dadurch wird die Oxidschicht abgetragen, der 2. Schuß trifft nun auf die reine Aluminium-

oberfläche mit ihrer geringeren Absorption, so daß für kleine Energiedichten diese nicht mehr ausreicht, um das Material weiter abzutragen. Die Annäherung der Kurven für den 1. und 2. Puls bei höheren Energiedichten ist ein weiteres Indiz dafür, daß irgendwann der abgetragene Aluminiumanteil so groß gegenüber der dünnen Oxidschicht geworden ist, daß letztere hinsichtlich einer effizienteren Einkopplung vernachlässigt werden kann.

Neben dem Nachweis von Oberflächeneffekten kann das Druckmeßsystem auch dazu verwendet werden, über die Schallsignale hinaus Aussagen über die Abtragstiefe zu gewinnen. Die Signale bei Variation der Schußzahl sind am Beispiel einer gereinigten Aluminiumoberfläche ($d = 7.3 \text{ mm}$) für $H = 8 \text{ J/cm}^2$ dargestellt (Bild 37a-d). Einerseits erkennt man, daß sich mit zunehmender Pulszahl die Form des Ultraschallsignales ändert (P-Puls-Amplitude nimmt ab; neben den bekannten P- und L-Pulsen treten zusätzliche Pulse auf). Andererseits verkürzt sich die Laufzeit der Pulse zwischen Targetoberfläche und Meßwandler, so daß bei Kenntnis der Schallgeschwindigkeit auf die Lochtiefe zurückgeschlossen werden kann.

6.2.4.4 Schalluntersuchung an Schichtsystemen

Damit liegt natürlich die Frage nahe, ob es mit diesem Druckmeßwandlersystem möglich ist, auch das Abtragsverhalten von Schichtsystemen untersuchen zu können. Beim vollständigen Abtrag einer Schicht sollte man eine charakteristische Änderung des Schallsignals erkennen können, bedingt zum einen durch eine veränderte Energieeinkopplung ins Material, zum anderen durch den Wegfall von Schallreflexionen in der abgetragenen Schicht.

Als einfachstes Beispiel sei die Untersuchung des Abtragsverhaltens einer ca. $100 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Epoxidschicht auf 2.4 mm dickem Aluminium angeführt. Dabei zeigt sich mit zunehmendem Abtrag der Epoxidschicht eine Veränderung der Signalform. Ein vollständiger Abtrag dieser Schicht wird visuell nach ungefähr 100 Schüssen festgestellt. Nach dieser Schußzahl kann dann auch ein für Aluminium dieser Dicke typisches Schallsignal detektiert werden (Bild 38a-c).

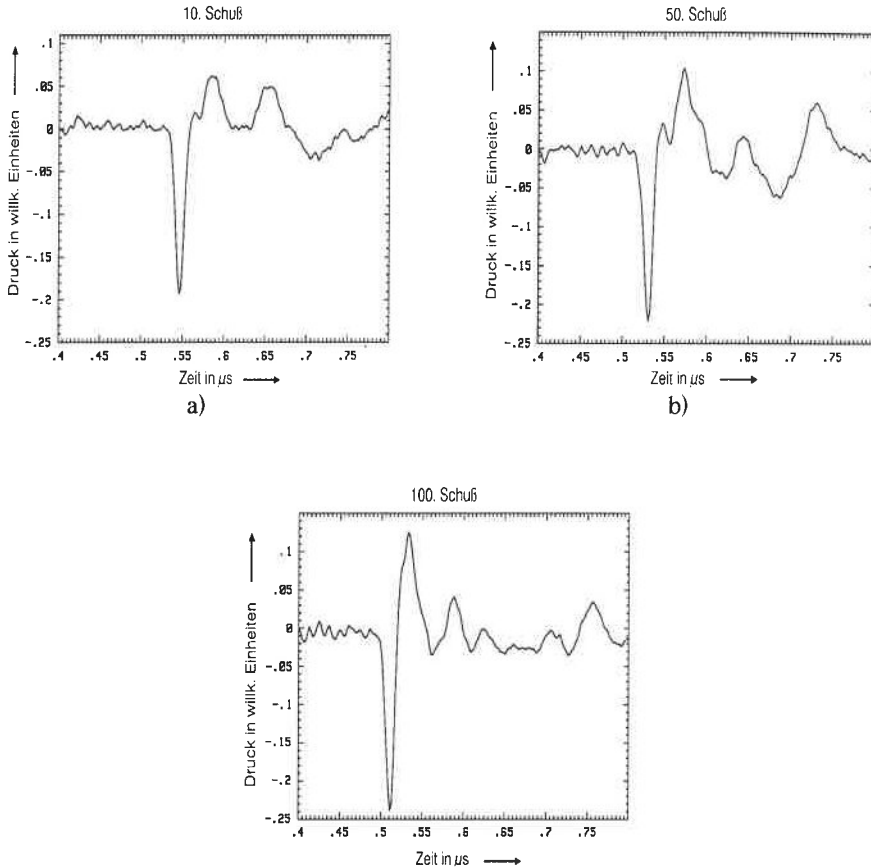


Bild 38c): Änderung des Schallsignals während der sukzessiven Abtragung einer Epoxidschicht auf Aluminium.

Messungen an einem komplexeren Schichtsystem (Au/NiCr/TaN/Au) liefern hingegen aufgrund der Reflexionen und Schallübergänge an den einzelnen Schichten Signale, die keine einfache Korrelation zum Abtrag einer Schicht zulassen. Zur genaueren Analyse der Schallreflexionen an Schichtsystemen wären Simulationsrechnungen zum Vergleich mit den gemessenen Signalen notwendig. Auf diese Art und Weise erscheint es dann auch möglich, das Abtragsverhalten, beziehungsweise die Abtragstiefe in diesen Schichtsystemen mit dem PVDF-Folienmeßwandlersystem bestimmen zu können.

6.2.4.5 Nd:YAG-Laser induzierte Schallsignale

Um zu überprüfen, ob mit dem piezoelektrischen Folien-Meßwandler auch Messungen an Lasern mit längeren Pulsdauern möglich sind, bietet sich die Aufnahme der Drucksignale in Al und Cu bei Beschuß mit einem Nd:YAG-Laser mit Pulsdauervariation an (vergleiche Kap. 9). Selbst bei den geringsten Pulslängen dieses Lasers liegen die Schallsignale im hörbaren Bereich (< 20 kHz) und somit weitab von der Resonanzfrequenz der Piezofolie. Fehlanpassungen aufgrund der unterschiedlichen Schallimpedanzen von Target und PVDF-Folie machen sich deshalb besonders stark bemerkbar. Diese Fehlanpassungen reduzieren die Empfindlichkeit des Systems.

So kann zwar in Kupfer bei den höchsten Laserpulsenergien eine Übereinstimmung zwischen Laserpuls- und Signalverlauf gemessen werden (was auf einen nichtablativen, thermoelastischen Erzeugungsmechanismus schließen läßt). Jedoch zeigt sich, daß zur Detektion mittels Nd:YAG-Laser induzierter Schallsignale mit Milli- und Submillisekundenpulsen das Meßsystem nicht geeignet ist. Eine Schallanalyse mit einem herkömmlichen Mikrophon scheint für diesen Frequenzbereich besser geeignet.

7 Abtragen verschiedener Materialien mit Excimerlasern

7.1 Experimentelle Versuche an Metallen

Im nachfolgenden sollen bei der Bearbeitung von Metallen mit Excimerlasern auftretende Effekte qualitativ und quantitativ beschrieben werden. Dabei wird das Hauptaugenmerk auf hochreflektierende oder hochschmelzende Nichteisenmetalle (Aluminium, Silber, Kupfer, Molybdän, Niob, Tantal) gelegt, die in Abhängigkeit von den Laserparametern Pulsenergie, Pulszahl, Strahlgeometrie, Laserwellenlänge und Pulsfrequenz sowie von der umgebenden Gasatmosphäre bearbeitet werden.

7.1.1 Auswertemethoden

Durch die bei der Excimerlaserbearbeitung von Metallen geringen Abtragstiefen pro Puls ($< 1 \mu\text{m}$, [89]) erweisen sich nur wenige Meßverfahren hinsichtlich der quantitativen Erfassung der erzielten Abtragsergebnisse als geeignet. Hierbei stellt in Metallen - wie gezeigt werden wird - besonders die entstehende Schmelze und die daraus resultierende Oberflächentopographie ein Problem dar (siehe zum Beispiel Bild 39).

Die erste experimentelle Schwierigkeit ergibt sich bei Fehlen eines geeignet genormten Meßsystems für die Bestimmung der Energiedichte auf der Targetoberfläche. Einerseits kann zwar die Laserpulsenergie mit Hilfe eines pyroelektrischen Detektors (GenTec ED-500) bis auf 10% Genauigkeit bestimmt werden, andererseits erweist sich die Bestimmung der bestrahlten Fläche und damit der daraus abgeleiteten Energiedichte als kritisch. Dies umso mehr, je mehr die Grenzen der Abtragszonen durch ausgetriebene oder entstandene Schmelze verwischt werden. Die kostengünstigste Methode zur Energiedichtebestimmung ist bei Excimerlasern mit homogener Strahlverteilung - in Analogie zu der weit verbreiteten Strahlquerschnittsbestimmung bei CO_2 -Lasern mit Hilfe von Plexiglaseinbränden [90] - das Heranziehen von Kunststoffen (zum Beispiel gefärbtem PVC), woraus mit Hilfe eines Lichtmikroskopes die Dimensionen der Laserstrahlfläche ermittelt werden können. Die Meßgenauigkeit liegt hierbei unter 5%.

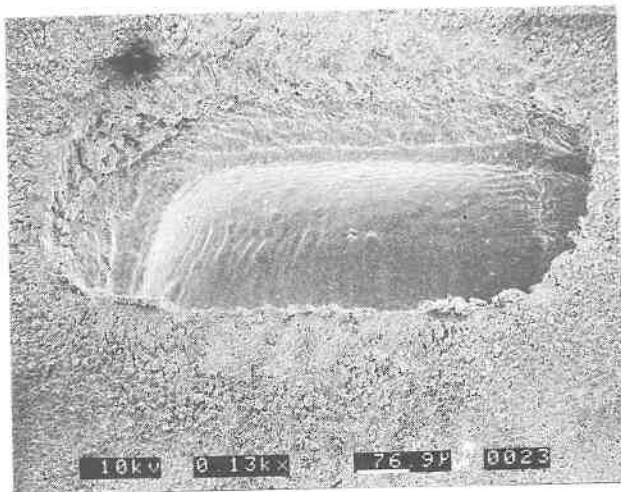


Bild 39: Gewölbte Mo-Oberfläche nach Beschuß mit 500 Pulsen KrF-Excimerlaserstrahlung bei $H = 26 \text{ Jcm}^{-2}$, $f_p = 10 \text{ Hz}$.

Des weiteren zeigen Metalle sowohl stark inhomogene Abtragsstrukturen, welche sich meist in einer konvexen Wölbung der bestrahlten Fläche äußern (Bild 39), als auch Schmelzgratränder (Bild 41). Diese Strukturen legen somit das für die quantitative Auswertung der Abtragsstrukturen zum Einsatz kommende Meßverfahren fest.

Da die Ausmessung dieser Abtragsformen mit Hilfe von Querschliffen, Lichtmikroskopie oder Rasterelektronenmikroskopie entweder zu kostspielig, zu ungenau oder nicht praktikabel ist, bleibt als eine labortechnisch zur Verfügung stehende Möglichkeit die dreidimensionale Abtastung der abgetragenen Oberfläche mit Hilfe eines optisch messenden Mikrotastersystems.

Qualitative Untersuchungen die Oberflächentopographie und die Struktur des laserbearbeiteten Metalls betreffend werden im allgemeinen rasterelektronenmikroskopisch vorgenommen.

7.1.2 Volumenbestimmung durch ein Mikrotastsystem

Aus den zuvor genannten Gründen ist es notwendig, die mit Excimerlaser abgetragenen Metalloberflächen dreidimensional auszumessen. Dazu kann ein zweidimensional messendes optisches Mikrotastsystem mit Autofokus-Nachführung [91] verwendet werden, welches nach Erweiterung um eine automatisch verschiebbare zweite Achse des Probenhalters senkrecht zur Abtastrichtung für dreidimensionale Messungen einsetzbar ist.

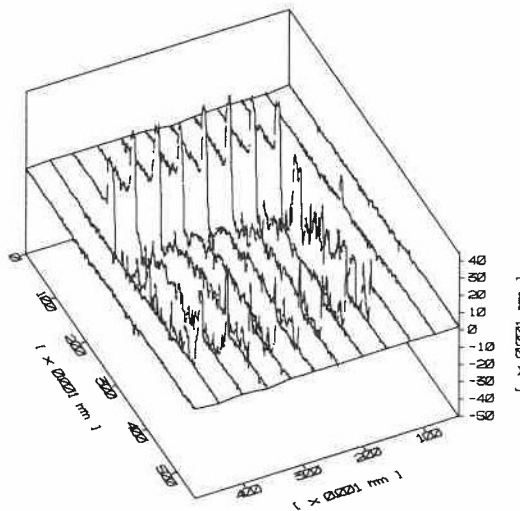


Bild 40: Mit einem optischen Mikrotaster abgetastete Kupferoberfläche nach KrF-Excimerlaserbearbeitung.

Ein mit diesem System erhaltenes typisches Meßresultat in Pseudo-3d-Darstellung ist in Bild 40 dargestellt. Man erkennt eine mit 12 Einzelspuren auf einer Fläche von 0.56 mm x 0.49 mm abgetastete Kupferoberfläche, die im zentralen Bereich von etwa 0.3 mm x 0.3 mm mit einem KrF-Excimerlaser abgetragen wurde. Ursache der an den Abtragsrändern sichtbaren Erhöhungen ist erstarrte Schmelze.

Gerade bei Metallen ist ersichtlich, daß die Anzahl der Tastspuren durch die inhomogene Oberfläche möglichst groß gewählt werden sollte, um das Abtragsvolumen möglichst korrekt bestimmen zu können. Hierbei können jedoch Beschränkungen aufgrund der dem optischen Mikrotaster zugrundeliegenden Technik auftreten. So kann bei-

spielsweise das Reflexionsverhalten der Metalloberfläche dazu führen, daß es zur Ausbildung eines Scheinfokus kommt und der Tastalgorithmus des Systems versagt. Deshalb wäre ein System mit langbrennweitigerer Optik wünschenswert, das jedoch für die hier interessierenden Dimensionen zur Zeit auf dem Markt noch nicht erhältlich ist.

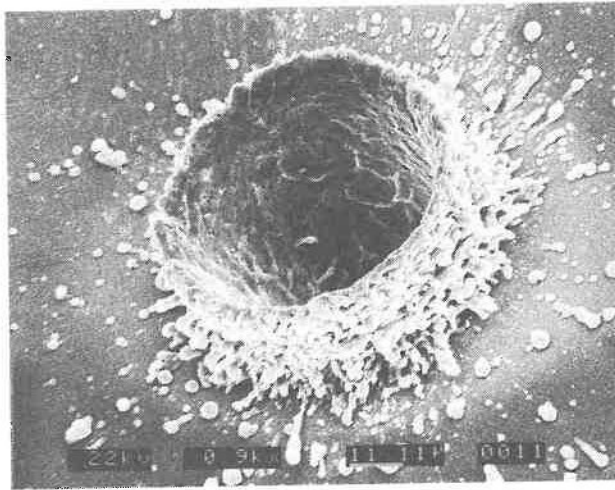


Bild 41: Bei 7 Jcm^{-2} Pulsenergiedichte abgetragenes Kupfer (300 KrF-Excimerlaserpulse, $f_p = 30 \text{ Hz}$, Strahldurchmesser $49 \text{ }\mu\text{m}$).

7.1.3 Abtragsergebnisse für verschiedene Metalle

7.1.3.1 Oberflächentopographie

Unabhängig von der Wellenlänge können bei der Bearbeitung von Metallen mit Excimerlasern an Luft unter Normalatmosphäre drei charakteristische Gebiete unterschieden werden:

1. Die unbestrahlte Bearbeitungsrandzone, welche durch unterschiedlich dicke Ablagerungen ("Debris") des abgetragenen, beziehungsweise ausgetriebenen Materials gekennzeichnet ist (Kap. 7.1.3.7).

2. Die durch erstarrte Schmelze charakterisierten Ränder der bestrahlten Oberfläche, welche wesentlich die Strukturierbarkeit des Metalls beeinflussen.
3. Die vom Laserstrahl direkt bearbeitete Abtragsfläche.

Die Topographie der letztgenannten Zone sollte theoretisch durch die Intensitätsverteilung des Laserstrahlquerschnittes vorgegeben sein. Wie sich jedoch zeigt, können auch andere, inhomogene Abtragsformen auftreten. Bei genauerer Betrachtung besitzen drei Formen Relevanz (schematisch dargestellt in Bild 42):

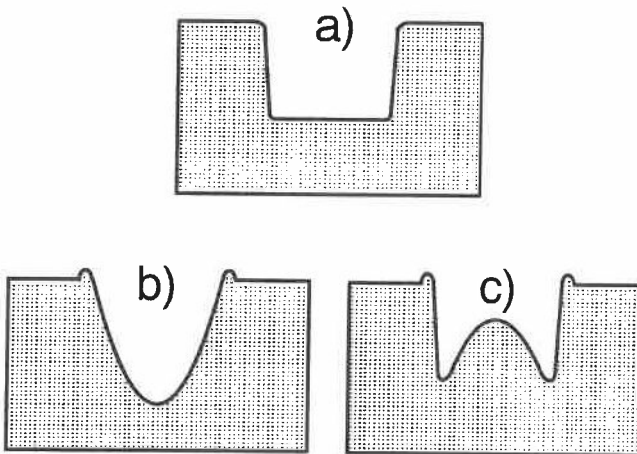


Bild 42: Querschnitte (schematisch) der beim Abtragen mit Excimerlasern auftretenden Strukturen: a) Ebene Form, b) U-Form, c) W-Form.

- Die theoretisch zu erwartende ebene Form, wie sie hauptsächlich bei Keramiken auftritt (Kap. 7.2).
- Die sogenannte U-Form (Bild 41), deren tiefste Stelle in der Mitte des Abtragsgebietes liegt.
- Die sogenannte W-Form, bei der die tiefsten Stellen unabhängig von der (homogenen) Strahlquerschnittsform am Rand der Bearbeitungszone auftreten (vergleiche Bild 39).

Während die U-Form vor allem bei Energiedichten nahe des Schwellwertes des betreffenden Materials, bei dem das Metall zum großen Teil nur aufgeschmolzen wird, und

bei hohen Abtragstiefen auftritt, kommt es zur Ausbildung der W-Form bei höheren Energiedichten bereits bei wenigen Pulsen.

7.1.3.2 Einfluß der Laserrepetitionsrate

Neben der Pulszahl ist die Repetitionsrate oder Pulsfolgefrequenz der einzige Laserparameter, der bei der Excimerlaserbearbeitung keinen statistischen Schwankungen unterworfen ist (wie beispielsweise die Laserpulsdauer und die Pulsenergie). Hinsichtlich des Einflusses der Laserrepetitionsrate auf das Abtragsergebnis an Metallen ist es deshalb sinnvoll, zuerst Untersuchungen bei konstanter Pulszahl und Pulsenergie an verschiedenen Metallblechen durchzuführen.

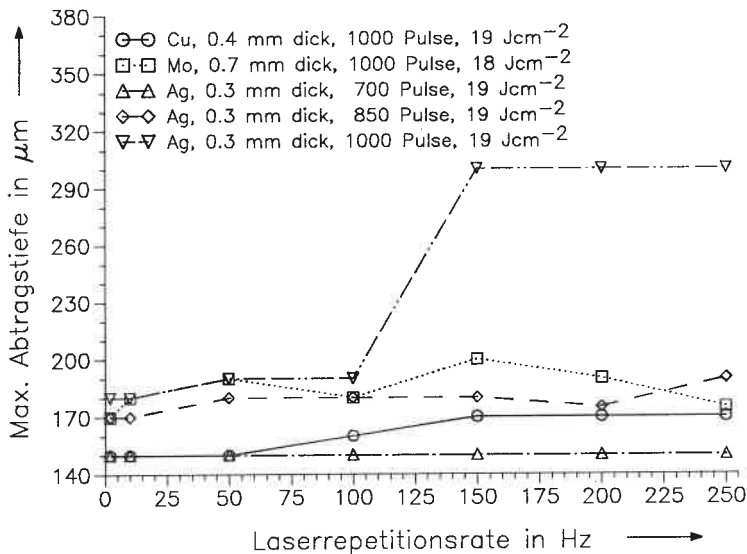


Bild 43: Die maximale Abtragstiefe als Funktion der Frequenz eines KrF-Excimerlasers bei verschiedenen Metallen.

Versuche mit einem KrF-Excimerlaser (EMG 203 MSC, Fa. Lambda Physik) an Blechen aus Kupfer (0.4 mm Dicke), Molybdän (0.7 mm Dicke) und Silber (0.3 mm Dicke) zeigen die in Bild 43 dargestellten Ergebnisse. Aufgetragen ist hier die maximale Abtragstiefe (das heißt der Wert der tiefsten Stelle in der bestrahlten Zone)

als Funktion der Laserpulsfrequenz.

Ist die Abtragstiefe kleiner als die Probendicke, so kann bei allen drei Metallen kein signifikanter Einfluß der Frequenz nachgewiesen werden. Dies steht in Übereinstimmung mit Versuchen an amorphen Metallen, deren Abtragstiefe pro Puls bis zu einer Frequenz von 200 Hz eines ArF-Excimerlasers von dieser unabhängig ist [1].

Anders verhält es sich, wenn Abtragstiefe und Blechstärke etwa gleich groß sind. Während bei Silberblech der Wandstärke 0.3 mm, das mit 700 und 850 Laserpulsen bestrahlt wurde, die Unabhängigkeit der Abtragstiefe von der Frequenz erhalten bleibt, ändert sich das Verhalten für 1000 Laserpulse. Zwischen 100 und 150 Hz setzt schlagartig ein Metalldurchbruch ein, der auch bei höheren Repetitionsraten beobachtet wird.

Einerseits zeigen (hier nicht aufgeführte) Rechnungen ähnlich den in Bild 6 dargestellten bei halbbunendlicher, eindimensionaler Wärmeausbreitung, daß für Laserpulsdauern im Nanosekundenbereich die bestrahlte Oberfläche ihre Ausgangstemperatur nach einer Zeit von einigen Mikrosekunden bis zu einigen zehn Mikrosekunden (je nach Wärmeleitfähigkeit des betreffenden Metalls) wieder erreicht, es also selbst bei Kilohertz-Frequenzen des Excimerlasers nicht zu einer signifikanten Erwärmung der Probe kommen sollte. Andererseits liegt die Vermutung nahe, daß eine Erklärung für obige Frequenzabhängigkeit gerade darin zu suchen ist, daß in Proben geringerer Dicke eine ungestörte Wärmeausbreitung behindert ist und es damit zu erhöhten Temperaturen im Material kommen kann. Die Energie der nachfolgenden Laserpulse könnte somit effizienter genutzt werden, um das noch warme Metall zu verdampfen. Aufschluß darüber könnten Wärmeleitungsrechnungen an dünnen Schichten unter Berücksichtigung von Wärmeübergängen geben, die aber im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wurden.

7.1.3.3 Variation der Pulszahl

Welchen Einfluß bei fest vorgegebenen Laser- und Materialparametern die Pulszahl auf die erzielte Abtragstiefe hat, zeigen die Ergebnisse, die in Bild 44a und b wiedergegeben sind. Unabhängig von der gewählten Laserwellenlänge zeigt sich bei den hier untersuchten Metallen eine mit zunehmender Pulszahl abnehmende mittlere Abtragstiefe pro Puls. Hierunter ist der Quotient aus gemessenem Abtragsvolumen zu Laser-

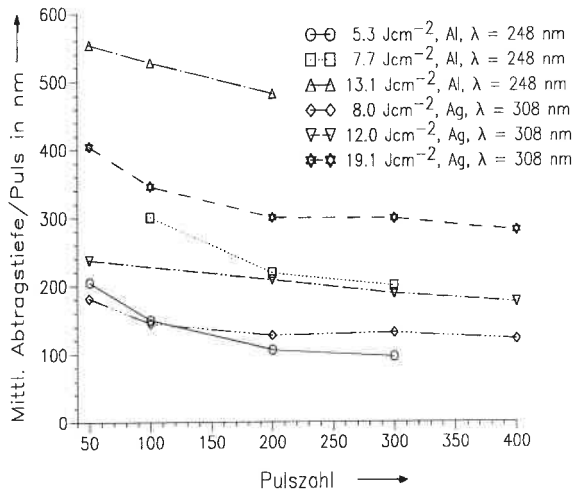


Bild 44a: Variation der Pulszahl beim Abtragen von Al und Ag bei verschiedenen Energiedichten und Wellenlängen (0.29 mm x 0.29 mm).

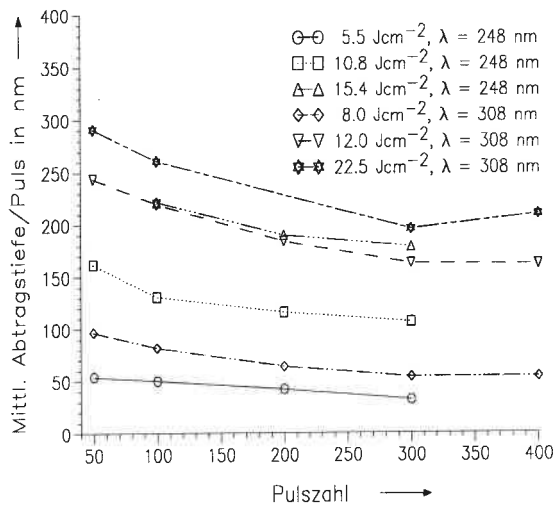


Bild 44b: Variation der Pulszahl beim Abtragen von Tantal bei verschiedenen Energiedichten und Wellenlängen (0.29 mm x 0.29 mm).

strahlfläche zu verstehen. Die größten Gradienten treten bei kleinen Pulszahlen und hohen Energiedichten auf.

Obwohl sich beim Abtragen ohne Strahlnachführung die Probenoberfläche aus der Abbildungsebene herausbewegt, kann der beobachtete Kurvenverlauf damit nicht erklärt werden, da bei den hier gewählten Pulszahlen die Abtragstiefe $< 100 \mu\text{m}$ ist, die bestrahlte Probenoberfläche sich also innerhalb des Schärfenbereichs der Maskenabbildung befindet (Kap. 5).

Dupont et al. [92], die einen ähnlichen Effekt auf einer oberflächenoxidierten Edelstahllegierung (304 AISI) beobachten, erklären diese Abnahme damit, daß die ersten Schüsse dazu verwendet werden, um die einige Mikrometer dicke Oxidschicht abzutragen, so daß erst danach eine konstante Abtragstiefe pro Puls auftreten kann. Da bei den oben beschriebenen Versuchen alle Probenoberflächen zuerst mechanisch poliert und danach in einem Exsikator bis zum Versuch aufbewahrt wurden, ist die Dauer zur Bildung einer dicken Oxidschicht allerdings zu kurz. Dies deckt sich mit den im Kap. 6.2.4.2 aufgezeigten Ultraschallmessungen, wo eine dünne Oxidschicht auf Al schon nach einem Puls entfernt ist. Gleiches dürfte für eine eventuell vorhandene Oberflächenschicht in Folge des Poliervorganges gelten.

Die Abnahme der mittleren Abtragstiefe pro Puls mit wachsender Pulszahl untermauert jedoch, daß die Proben bei der hier verwendeten Laserrepetitionsrate von 30 Hz zwischen zwei Pulsen genügend stark abkühlen, so daß eine Effizienzerhöhung des Abtragsprozesses aufgrund einer vorhandenen "Vorwärmung" der Probe nicht stattfindet.

7.1.3.4 Einfluß der Strahlgeometrie

Durch die bereits beschriebene Strahlcharakteristik des Excimerlasers können durch Veränderung der Maskenform und -größe bei gleicher Energiedichte unterschiedlich große Flächen abgetragen werden. Dabei bleibt im einfachsten Fall die Abtragstiefe unabhängig von der gewählten Geometrie konstant.

Bei Verwendung einer Rundmaske mit 4 mm Durchmesser, beziehungsweise einer quadratischen Maske mit einer Öffnung von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ ergeben sich die in Bild 45a und Bild 45b gezeigten Abtragsergebnisse für Aluminium, Kupfer, Niob und Tantal. Aufgetragen über der auf das Target einfallenden Energiedichte ist die mittlere Abtragstiefe bei den angegebenen Laserparametern.

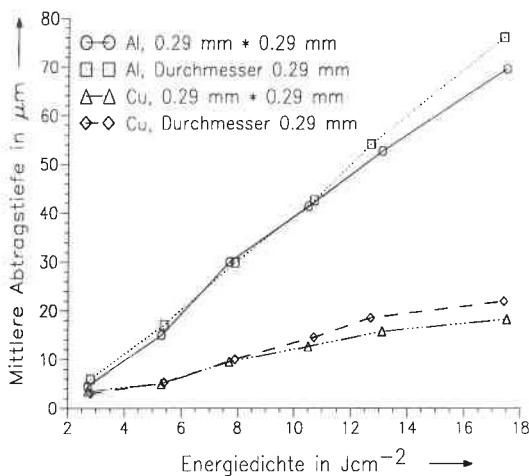


Bild 45a: Strahlgeometrieabhängigkeit von Al und Cu bei 100 KrF-Excimerlaserpulsen.

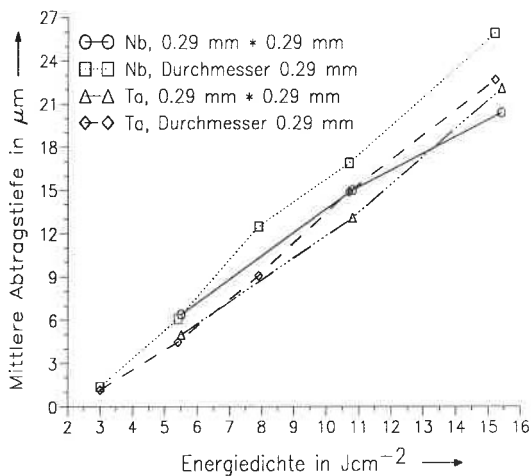


Bild 45b: Strahlgeometrieabhängigkeit von Nb und Ta bei 100 KrF-Excimerlaserpulsen.

Obwohl es eine durch das Meßverfahren bedingte Ungenauigkeit von $< 10\%$ bei der Bestimmung der mittleren Abtragstiefe zu berücksichtigen gilt, tendieren bei größeren Energiedichten die mit runder Maske erzeugten Strukturen zu leicht höheren Abtragswerten als die mit quadratischer Maske. Diese Tendenz konnte auch bei Excimerlasern

anderer Wellenlänge beobachtet werden. Als Beispiele dafür sind in Bild 46 und Bild 47 die mittleren Abtragsraten von Silber und Kupfer bei $\lambda = 308 \text{ nm}$ sowie von Niob und Tantal bei $\lambda = 193 \text{ nm}$ dargestellt.

Gleichzeitig zeigt sich, daß die Strukturgenauigkeit bei eckigem Abtrag weit weniger groß ist als bei rundem Abtrag [17]. Grund hierfür dürften die unterschiedlich ablaufenden Austriebsprozesse für die Schmelze sein, die im Falle eines unstetigen Übergangs (also Ecken) schlechtere Randbedingungen vorfinden (höhere Viskosität des abströmenden flüssigen Metalls aufgrund größerer Wärmeleitungsverluste in den Ecken) als an stetigen Rändern.

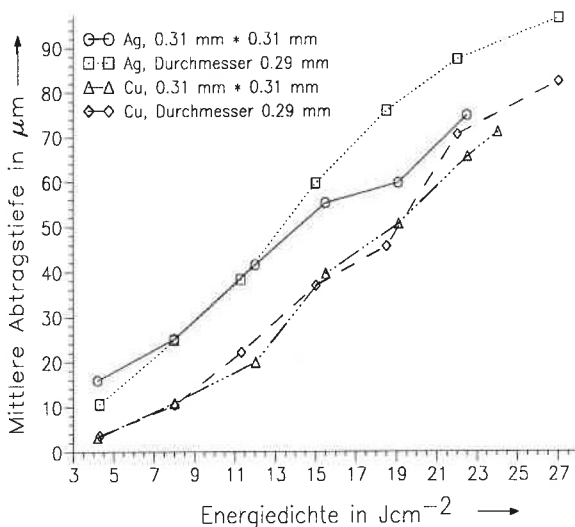


Bild 46: Strahlgeometrieabhängigkeit von Ag und Cu bei 200 XeCl-Excimer-laserpulsen.

Der Einfluß des Strahldurchmessers auf den Abtragswirkungsgrad bei konstanter Energiedichte kann mit dem dreidimensionalen Oberflächenmeßverfahren aufgrund von Unzulänglichkeiten des Tasters an steil abfallenden Strukturen bei kleinen Öffnungsflächen im allgemeinen nicht zufriedenstellend ermittelt werden. Über den Umweg des Durchbohrns von dünnen Metallfolien können jedoch Informationen über den Zusammenhang zwischen Laserstrahldurchmesser und Abtragstiefe gefunden werden.

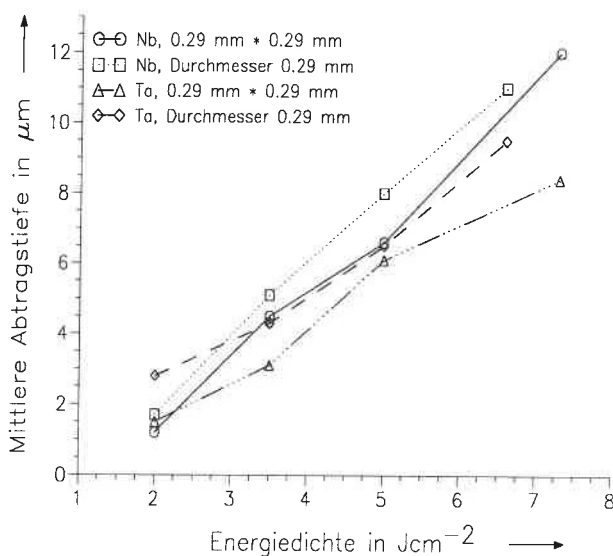


Bild 47: Strahlgeometrieabhängigkeit von Nb und Ta bei 200 ArF-Excimerlaserpulsen.

Bei diesen Versuchen wird in Verlängerung zur optischen Achse hinter dem Target eine UV-empfindliche Photodiode angebracht. Beim ersten Laserpuls nach Durchbruch durch die Folie schaltet deren Signal über einen Pulsgenerator den Laser aus. Die gemessene Zahl der Laserpulse bei konstant gehaltener Energiedichte liefert in Abhängigkeit vom Strahldurchmesser ein Maß für den Bohrwirkungsgrad.

Ergebnisse von durchbohrter 0.04 mm und 0.35 mm dicker Molybdänfolie, 0.4 mm dickem Silberblech und 0.1 mm dicker Kupferfolie bei Strahldurchmessern eines KrF-Excimerlasers zwischen 60 und 380 μm sind in Bild 48 dargestellt. Mit Ausnahme der 0.35 mm dicken Molybdänfolie, welche vor der Bearbeitung poliert wurde, handelt es sich dabei um technische Oberflächen. Jeder abgebildete Meßpunkt ist hierbei der Mittelwert über mindestens 5 Einzelversuche, wobei deren Schwankungsbreite durch die eingezeichneten Fehlerbalken gegeben ist. Wie man unschwer erkennen kann, treten die größten Schwankungen bei kleinen Strahldimensionen und größeren Folienstärken auf.

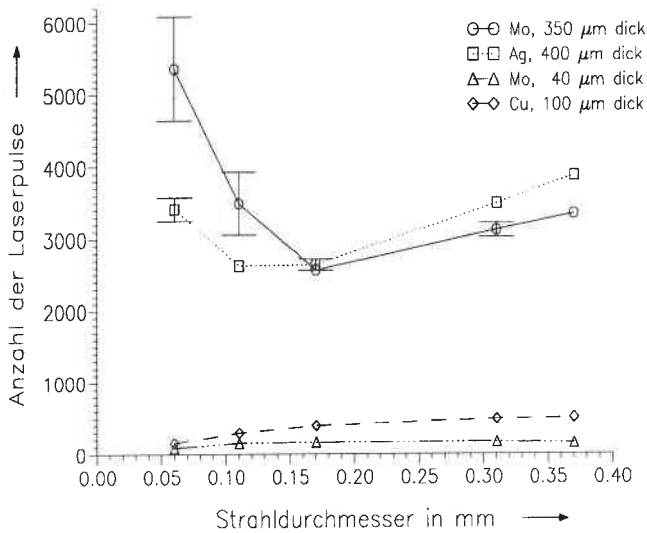


Bild 48: Anzahl der Laserpulse zum Durchbohren von verschiedenen Metallfolien bei $H = 16 \text{ Jcm}^{-2}$.

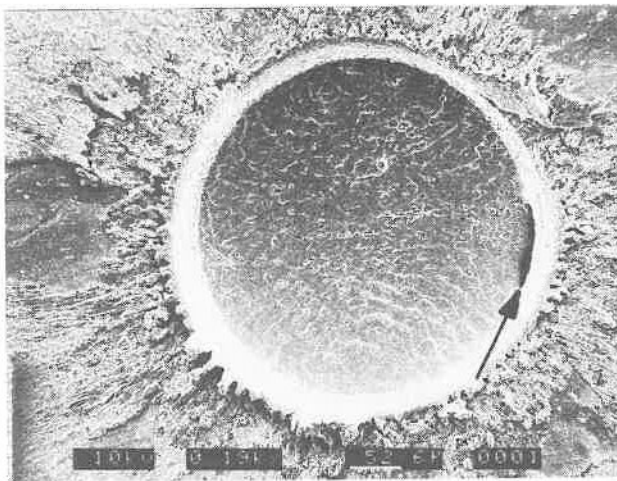


Bild 49: Oberseite einer Bohrung in 0.1 mm dickem Kupfer unmittelbar nach dem ersten Durchbruch (Pfeil).

Es zeigt sich, daß bei den dünneren Folien mit steigendem Strahldurchmesser die Anzahl der zum Durchbohren benötigten Pulse nur leicht ansteigt, beziehungsweise konstant bleibt. Hingegen ergibt sich bei der Bearbeitung von dickeren Folien ein Minimum hinsichtlich der Pulszahl, was also einem maximalen Bohrwirkungsgrad entspricht. Vertiefende Messungen auch an anderen Metallen (Al, Cu, Mo, Ti, W) zeigen, daß bei Blechdicken bis 0.4 mm dieses Minimum unterhalb eines Strahldurchmessers von 200 μm zu finden ist [93]. Dabei verschiebt sich dieses Minimum zu kleineren Strahldurchmessern sowohl mit steigender Energiedichte als auch mit abnehmender Blechdicke.

Sowada et al., welche ein ähnliches Verhalten sowohl bei Metallen [89], als auch bei Keramiken [94] beobachteten, erklären die Ergebnisse durch eine Verstärkung der Bestrahlungsintensität am Bohrlochboden durch streifende Reflexion an den Lochwänden. Dies liefert allerdings keine plausible Erklärung für das Minimumverhalten in Bild 48. Dazu kommt, daß bei streifendem Einfall von UV-Licht auf Metalloberflächen und bei zugrundelegenden von Fresnelscher Reflexion es aufgrund des großen Winkels zu einer nahezu 100 prozentigen Absorption in den Bohrlochwänden kommen sollte, der Effekt einer höheren Bestrahlungsintensität am Boden also genau ins Gegenteil verkehrt werden würde. Eine andere Möglichkeit, diesen Effekt zu erklären, wird in Kapitel 8 diskutiert.

Obwohl das hier beschriebene Verfahren (Erfassung der pro Puls erzielten Abtragstiefe durch Division der Foliendicke mit der zum Durchbohren benötigten Pulszahl) qualitativ die Abhängigkeit zwischen Strahlgeometrie und Abtragstiefe richtig beschreibt, weist das Verfahren hinsichtlich einer quantitativen Bestimmung letzterer einige Mängel auf. Die Gasdynamik in der bestrahlten Zone und damit die Schmelzbadbewegung sind nach dem ersten Durchbruch durch die Folie teilweise anders als beim Abtragen. So kommt es im allgemeinen nicht zu einem homogenen Durchbohren der Folie, was man in Bild 49 an der Spaltöffnung am rechten Rand im Bohrloch erkennen kann. Der für den Schmelzaustrieb verantwortliche Druck kann sich danach über die Öffnung "entspannen", was - bei Mittelung der Bohrtiefe über die Pulse bis zum vollständigen Freilegen der Bohrlochöffnung - zu einer reduzierten Abtragseffizienz führt.

7.1.3.5 Variation der Energiedichte

Wird es bei der Materialbearbeitung notwendig, mit variabler Energiedichte zu arbeiten, so ist es angebracht, diese weder durch Änderung der Entladespannung des Excimerlasers, noch durch Variation der Strahlgeometrie (das heißt durch Veränderung des Abbildungsmaßstabes) zu beeinflussen, da beide nach dem zuvor Gesagten einen wesentlichen Einfluß auf das Abtragsergebnis haben können.

Sinnvoll ist vielmehr die Strahlabschwächung durch einen oder mehrere dielektrisch beschichtete Strahlteiler, deren Transmissionsgrad vom Einfallswinkel des Laserstrahls abhängt. Hierbei müssen die Rückseiten der Strahlteiler notwendigerweise mit einer Antireflexbeschichtung ausgestattet sein.

Es hängt nun vom Lasertyp und dem Strahl Aufbau ab, welche Energiedichten maximal erreicht werden können. Die mit einem KrF-Excimerlaser erzielten Abtragsvolumina von 6 verschiedenen Metallen in Abhängigkeit von der Energiedichte sind in Bild 50a und Bild 50b dargestellt. Neben einem Schwellwert der Energiedichte, oberhalb dessen erst ein signifikanter Materialabtrag festgestellt werden kann, zeigen alle Kurven mit zunehmender Energiedichte zunächst ein lineares Anwachsen des Abtragsvolumens. Bei Energiedichten oberhalb etwa 15 Jcm^{-2} kommt es zu einer Verringerung der Kurvensteigung.

Ein ähnliches Verhalten gilt für Metalloberflächen, die mit einem XeCl-Excimerlaser und einem Strahl Aufbau ähnlich dem in Kapitel 5 beschriebenen (leicht veränderte Abstände zwischen den einzelnen Linsen aufgrund deren Brennweitenabhängigkeit von der Wellenlänge und Verzicht auf die Faltung des Strahlenganges über die beiden 90° -Umlenkspiegel [95]) abgetragen werden (Bild 51).

Bei experimentellen Untersuchungen mit einem ArF-Laser (LPX 315i, Lambda Physik) zeigen sich im Rahmen der Meßgenauigkeit lineare Zusammenhänge zwischen Abtragsvolumen und Energiedichte (Bild 52). Dies liegt jedoch vor allem daran, daß bei einer Wellenlänge von $\lambda = 193 \text{ nm}$ höhere Energiedichten als 8 J/cm^2 ohne besondere Vorkehrungen nicht realisiert werden können.

Grund hierfür ist die hohe Absorption des Luftsauerstoffs für Licht der Wellenlänge λ

= 193 nm, so daß auf dem Target infolge des langen Strahlweges nur ein Bruchteil der Ausgangspulsenergie von 500 mJ des verwendeten Lasers ankommt. Abhilfe schaffen hier stickstoffgeflutete Strahlführungsrohre, wie sie heute in handelsüblichen Bearbeitungsstationen üblich sind [96].

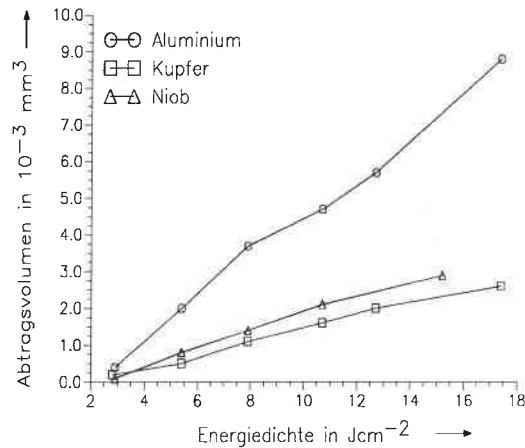


Bild 50a: Abtragsvolumen verschiedener Metalle bei variabler Energiedichte (Strahldurchmesser 0.29mm, 200 KrF-Excimerlaserpulse bei 30 Hz).

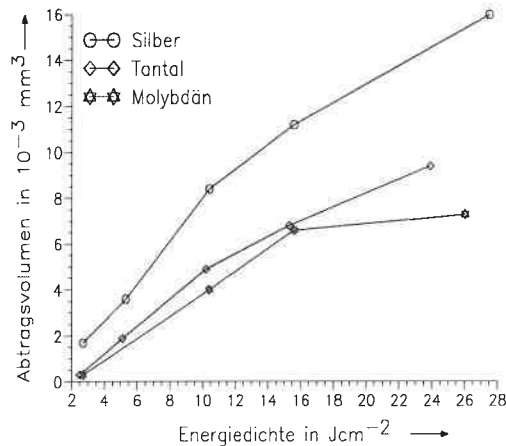


Bild 50b: Abtragsvolumen verschiedener Metalle bei variabler Energiedichte (Strahlfläche 0.76mm x 0.25mm, 200 KrF-Excimerlaserpulse bei 10 Hz).

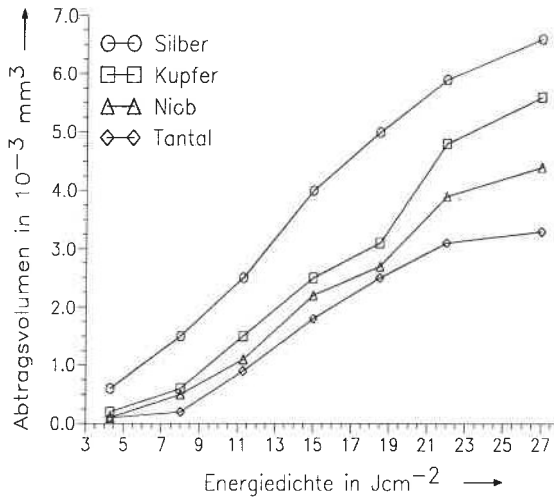


Bild 51: Abtragsvolumen verschiedener Metalle bei variabler Energiedichte (Strahldurchmesser 0.29 mm, 200 XeCl-Excimerlaserpulse bei 30 Hz).

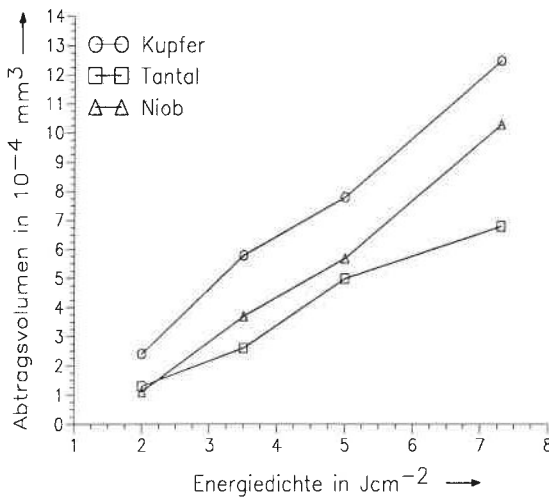


Bild 52: Abtragsvolumen verschiedener Metalle bei variabler Energiedichte (Strahlfläche 0.29 mm x 0.29 mm, 200 ArF-Excimerlaserpulse bei 30 Hz).

7.1.3.6 Variation der Laserwellenlänge

Im allgemeinen werden verschiedene Wellenlängen von Excimerlasern in der Materialbearbeitung deshalb eingesetzt, um einerseits kleinere, durch Beugung begrenzte Strukturgrößen mit kürzerer Wellenlänge erzeugen zu können, andererseits um abschirmende Plasmaeffekte zu umgehen, die bei verschiedenen Wellenlängen unterschiedlich stark zum Tragen kommen (siehe Kap. 4.4). Im nachfolgenden soll an einzelnen Metallen gezeigt werden, welchen Einfluß unterschiedliche UV-Wellenlängen auf die Topographie und die Abtragstiefe haben.

Dabei zeigen sich unabhängig von der verwendeten Wellenlänge (193 nm, 248 nm, 308 nm) hinsichtlich der Strukturgenauigkeit der bearbeiteten Metalle keine erkennbaren Unterschiede. Für alle 3 Wellenlängen sind die in Kap. 7.1.3.1 beschriebenen, für das jeweilige Metall typischen Merkmale erkennbar: gekrümmte Bodenflächen, Schmelzgrat und reduzierte Strukturgenauigkeit an Ecken und Kanten.

Stellt man die mittlere Abtragstiefe in Abhängigkeit von der Energiedichte für drei Wellenlängen einander gegenüber (Bild 53a-Bild 53b), so erkennt man, daß vor allem bei Niob (und dem sich ähnlich verhaltenden Tantal) die Abtragstiefen für $\lambda = 248$ nm und $\lambda = 193$ nm höher sind als für $\lambda = 308$ nm. Aber auch für Kupfer zeigt sich eine leicht höhere Abtragstiefe für die kürzeren Wellenlängen.

Die Ursache dieses Effektes ist unklar. Ausgeschlossen werden können unterschiedliche Rauigkeiten der Oberflächen zu Beginn der Bearbeitung (alle Proben wurden vor Versuchsbeginn nach derselben Methode poliert). Als mögliche Erklärung scheint jedoch der unterschiedliche Puls-Zeit-Verlauf der verwendeten Laser in Frage zu kommen. Während der ArF-Laser (Halbwertsbreite 20 ns) und der KrF-Laser (Halbwertsbreite 30 ns) zeitlich einen näherungsweise gaußförmigen Verlauf besitzen (mit einer kürzeren Anstiegs- als Abfallszeit), tritt beim XeCl-Laser (Halbwertsbreite 28 ns) zusätzlich zum eigentlichen Hauptpeak gegen Pulsende ein zweiter Nebenpeak auf, dessen Intensität weniger als 30% des Hauptpeaks beträgt und der etwa ein Viertel der Gesamtenergie des Laserpulses ausmacht [97]. Diese beiden Pulsformen sind schematisch in einfacher "digitalisierter" Form in Bild 54 dargestellt. Gesetzt den Fall, dieser Nebenpeak trüge nur zur Erwärmung, aufgrund der geringeren Intensität aber nicht zur Verdampfung des Probenmaterials bei, so ergäbe sich bei gleicher Gesamt-

energie, beziehungsweise Energiedichte die beobachtete geringere Abtragstiefe.

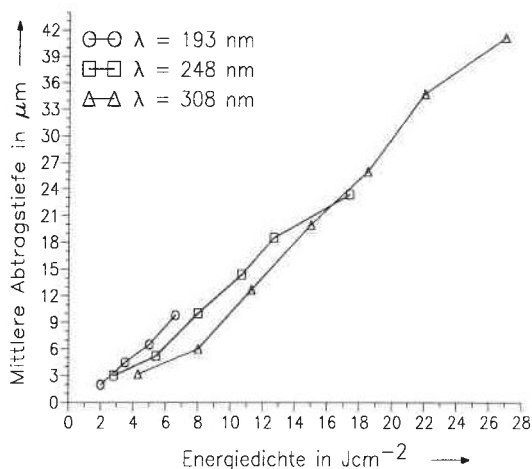


Bild 53a: Mittlere Abtragstiefe von Kupfer bei Variation der Excimerlaserwellenlänge (100 Pulse, Strahldms. 0.295 mm).

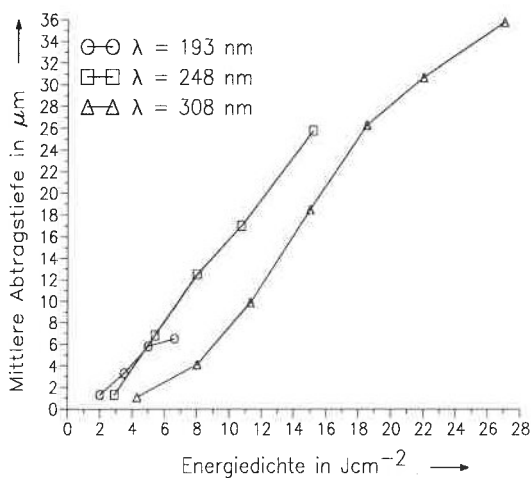


Bild 53b: Mittlere Abtragstiefe von Niob bei Variation der Excimerlaserwellenlänge (100 Pulse, Strahldms. 0.295 mm).

In Bezug auf industrielles Abtragen von Metallen mit Excimerlasern verschiedener

Wellenlänge bedeuten die oben erhaltenen Ergebnisse, daß zwar mit ArF- und KrF-Lasern die größten Abtragswerte zu erzielen sind, daß XeCl-Laser diesen Nachteil aber aufgrund ihrer im allgemeinen höheren Pulsenergien durch höhere Energiedichten wieder ausgleichen können. Berücksichtigt man zusätzlich die in Kap. 7.1.3.5 beschriebenen Probleme, die mit ArF-Lasern auftreten, so kann davon ausgegangen werden, daß sich in der Feinbearbeitung von Metallen - wenn überhaupt - nur KrF- und XeCl-Excimerlaser auf dem Markt behaupten werden können. Ergänzend sei angemerkt, daß Laserstrahlübertragung durch Lichtleitfasern bei $\lambda = 308 \text{ nm}$ heute schon nahezu problemlos realisiert werden kann, es bei den kürzeren Wellenlängen jedoch aufgrund der höheren Absorption des Fasermaterials zu frühzeitiger Alterung und Zerstörung des Lichtleiters kommt. Gleiches gilt für die Beschichtungen von optischen Systemen. Auch hier sinkt die Zerstörschwelle mit abnehmender Wellenlänge.

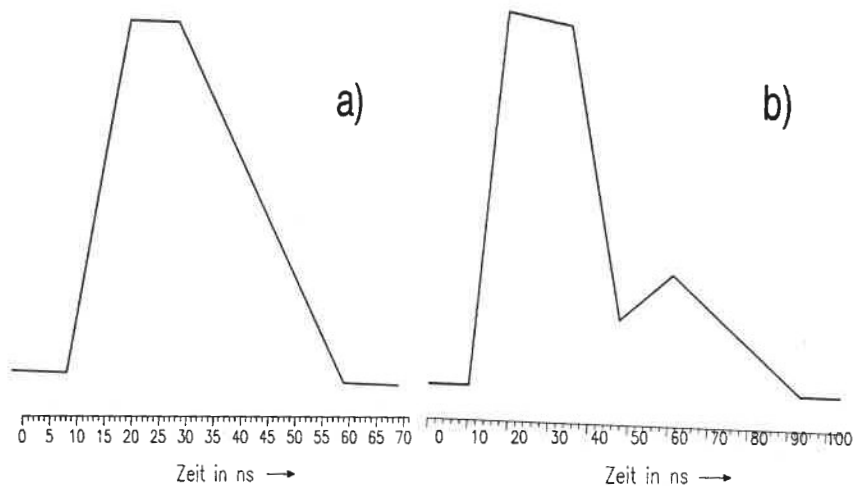


Bild 54: Schematische Darstellung a) des KrF-Excimerlaserpulses (FWHM: 30 ns), b) des XeCl-Excimerlaserpulses (FWHM: 28 ns).

7.1.3.7 Einfluß des Umgebungsgases

Laserbearbeitung von Oberflächen bringt das Problem mit sich, daß das abgetragene Material (in flüssigem oder kondensiertem Zustand) sich irgendwo ablagern muß. Im Gegensatz zu Bedampfungsprozessen, die diesen Effekt ausnutzen, um dünne Schich-

ten herzustellen, sind diese Ablagerungen in der Mikrobearbeitung meistens unerwünscht. Naheliegender ist deshalb die Vermutung, daß durch unterschiedliche Gasumgebungen während des Bearbeitungsprozesses diese Ablagerungen beeinflusst werden können.

Materialbearbeitung unter verschiedenen Gasatmosphären wirft somit folgende Fragen auf:

- Welchen quantitativen Einfluß haben verschiedene Gase auf das Abtragsverhalten der Metalle ?
- Wie ändern sich die Ablagerungen unter verschiedenen Gasatmosphären?
- Welchen Einfluß haben Gasdüsen auf das Abtragsergebnis ?

Die Realisierung von verschiedenen Gasumgebungen über dem Werkstück kann prinzipiell auf zwei Arten erfolgen:

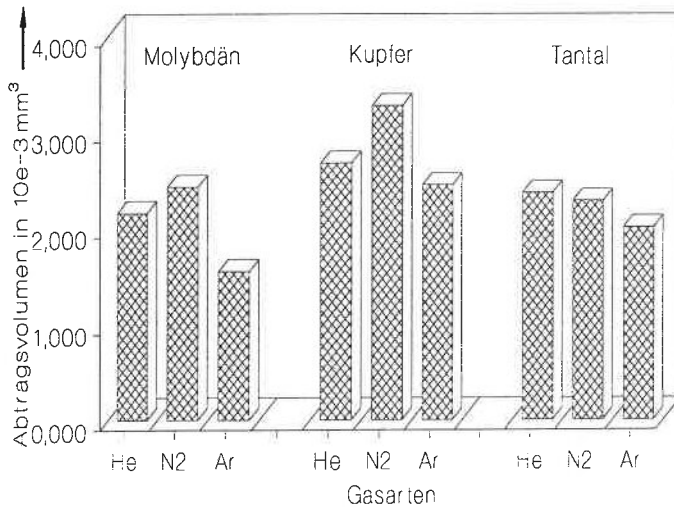


Bild 55: Abtragsvolumina verschiedener Metalle in unterschiedlichen Gasumgebungen (KrF-Laser, 200 Laserpulse, Strahldurchmesser 0.295 mm, $H = 14 \text{ Jcm}^{-2}$).

Zum einen durch die Bearbeitung in einem Gasbehälter, wobei der Excimerlaserstrahl über ein Quarzglasfenster in den eigentlichen Bearbeitungsraum eingespeist wird. Die-

ser Behälter kann sowohl mit verschiedenen Gasen beschickt als auch durch Verwendung einer Vakuumpumpe als Unterdruckkammer eingesetzt werden [98].

Zum anderen kann man Düsen verwenden, wie sie standardmäßig bei der Lasermaterialbearbeitung mit CO_2 - oder Nd:YAG-Lasern eingesetzt werden. Ein Sonderfall dieser Düsen ist die in dieser Arbeit verwendete *Zweistrahl-Laval-Düse* [99]. Im Gegensatz zu Untersuchungen in der Kammer, bei der die Gasumgebung zwischen Unter- und Normaldruck variiert wird, können bei einem Arbeitsabstand von 11 mm mit der Laval-Düse auf der Oberfläche Drücke bis zu einigen zehn Bar realisiert werden.

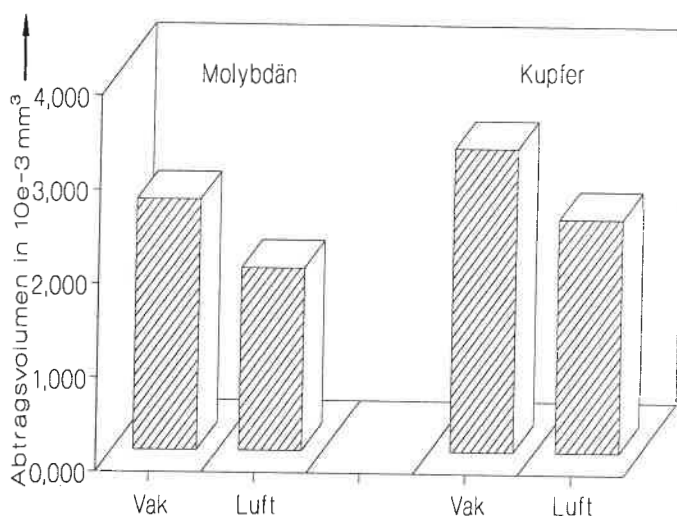


Bild 56: Abtragsvolumina verschiedener Metalle unter Normalbedingungen und unter reduziertem Druck (0.1 mbar, 200 Laserpulse, Strahldurchmesser des KrF-Excimerlasers 0.29 mm, $H = 19 \text{ Jcm}^{-2}$).

Einfluß auf die Abtragstiefen

Messungen an bestrahlten Metalloberflächen in einem Gasbehälter ergeben bei gleichen Laserparametern eines KrF-Excimerlasers, daß ein quantitativ eindeutiger Zusammenhang hinsichtlich der Größe der unter Helium- und Stickstoffatmosphäre ermittelten Abtragsvolumina bei konstantem Druck (1 bar) nicht besteht. Hingegen kann fast

ausnahmslos für alle Metalle gezeigt werden, daß unter Argonatmosphäre die Abtragsvolumina kleiner sind als bei den übrigen Gasen (Bild 55).

Ebenso zeigt sich, daß durch Druckreduzierung die Abtragseffizienz gesteigert werden kann (Bild 56), was auf die im Vakuum ungehinderte Abströmung des verdampfenden Materials zurückgeführt wird [100].

Gleichzeitig legen diese Ergebnisse die Vermutung nahe, daß Abtragsrate und Abtragsqualität beim gepulsten Abtragen mit Excimerlasern durch externe Gasströmungen beeinflussbar sein müßten.

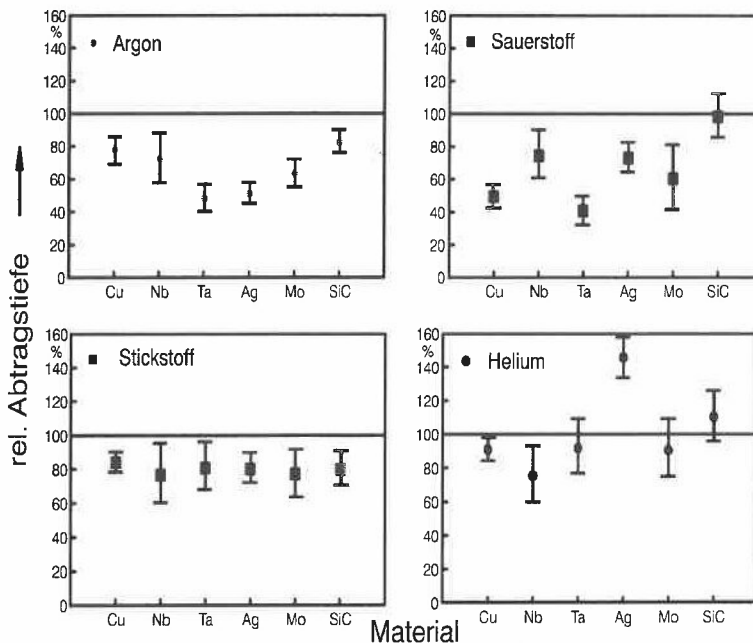


Bild 57: Relative Abtragstiefe in verschiedenen Materialien bei Verwendung einer Zweistrahl-Laval-Düse (10 bar).

Dies wird bestätigt durch Versuche mit der Zweistrahl-Laval-Düse [101]. Bei höherem Gasdruck zeigen fast alle untersuchten Metalle einen Rückgang der Abtragstiefe. Dies ist in Bild 57 für den Fall von fünf Metallen und einer Keramik (SiC) bei vier verschiedenen Gasen dargestellt. Unter Beibehaltung der Laserparameter eines

KrF-Excimerlasers (300 Pulse, $f_p = 30$ Hz, $H_{Ar} = 13 \text{ Jcm}^{-2}$, $H_{O_2} = 21 \text{ Jcm}^{-2}$, $H_{N_2} = 19 \text{ Jcm}^{-2}$, $H_{He} = 19 \text{ Jcm}^{-2}$, Laserstrahldimensionen: $0.295 \text{ mm} \times 0.295 \text{ mm}$) sind die relativen Abtragstiefen dieser Materialien bei Verwendung der auf 10 bar ausgelegten Düse (Betriebsdruck 10 bar) aufgetragen. Relativ bedeutet hierbei "bezogen auf die Abtragstiefe ohne Verwendung einer Düse", welche im Diagramm als 100%-Linie angegeben ist.

Abgesehen von wenigen Ausnahmen beim Helium²⁰⁾ liegen alle Abtragstiefen mit Düse unterhalb der 100%-Geraden. Dies ist also eine Bestätigung der zuvor unter Vakuum erhaltenen Ergebnisse.

Bei hohen Umgebungsdrücken, beziehungsweise bei schweren Gasen (wie Argon) verringert sich also die Abtragstiefe, was auf eine Behinderung des abströmenden Materials durch die umgebende Gasatmosphäre schließen läßt. Eine gesicherte Beschreibung der ablaufenden Vorgänge kann hier nicht gegeben werden. Es liegt jedoch die Vermutung nahe, daß Stöße über der Probenoberfläche, deren Häufigkeit mit wachsender Gasdichte zunimmt, die abströmenden Partikel ablenken, wobei diese Umlenkung umso stärker ausgeprägt ist, je größer die Masse der Atmosphärenteilchen ist. Damit in Übereinklang stehen würden die beobachteten Einflüsse der Gasumgebung hinsichtlich Ablagerungen auf der Probenoberfläche.

Einfluß auf die Ablagerungen

Neben der Abtragseffizienz werden nämlich auch die Ablagerungen um die bestrahlten Zonen von der umgebenden Gasatmosphäre und vom Druck beeinflusst. Kennzeichnet die Schwarzfärbung, welche beim Abtragen von Metallen unter Normaldruck in einer Gasdruckkammer detektiert werden [100], den Grad der Dicke der Ablagerungsschicht, so zeigen Versuche an Argon- und Luftatmosphäre die ausgeprägtesten Niederschlagszonen, während diese unter vakuumähnlichen Bedingungen stark reduziert sind. Auch dieses läßt sich wiederum durch die Umlenkung des abströmenden Materials aufgrund

²⁰⁾ Die abnormale Zunahme der Abtragstiefe bei Silberbearbeitung unter Heliumatmosphäre ist nicht geklärt, wird jedoch durch Wiederholungsversuche bestätigt.

von Teilchenstößen über der Probenoberfläche erklären [100].

Analysiert man mit einem energiedispersiven System den Abtragsbereich und die Ablagerungszonen, so zeigen die Ergebnisse an Luft, daß es sich bei den Ablagerungsprodukten fast ausschließlich um das (bearbeitete) Metall und um Sauerstoff handelt. Auffällig ist, daß der Sauerstoffgehalt in der bestrahlten Zone und im Grundmaterial in etwa gleich groß sind und nur einen Bruchteil des Sauerstoffgehalts der Ablagerungszonen ausmacht. Eventuell kommt es durch die Umströmung der abdampfenden Teilchen in Luft zu einer stärkeren Wechselwirkung zwischen Metall und Sauerstoff, als dies an der Werkstückoberfläche der Fall ist, was sich letztendlich in einem höheren Oxidationsgrad der Ablagerungen äußert.

Hingegen ergeben Analysen der Ablagerungen von Proben, die unter Inertgas (Helium, Argon) abgetragen wurden, keine signifikanten Unterschiede in der Elementzusammensetzung.

Bei Einsatz der Laval-Düse kann ein Rückgang des schwarzen Niederschlages um die Abtragszone beobachten werden. Vermutlich ist dies aber weniger auf eine Reduzierung der Ablagerungen zurückzuführen, als vielmehr auf eine Umverteilung der Ablagerungen über eine größere Fläche durch den Gasstrahl.

Oxidation und Rauigkeit

Einen weiteren Einfluß auf das Abtragsergebnis hat die Verwendung von Sauerstoff bei höheren Gasdrücken, was sich am eindeutigsten beim Abtragen von Kupfer nachweisen läßt [101]. Einerseits kommt es mit steigendem Gasdruck zu einer Zunahme der Oxidation, was man visuell durch eine Verfärbung der abgetragenen Zone von hellbraun (ohne Düse) über rot (5 bar Arbeitsdruck) nach blau (10 bar Arbeitsdruck) beobachten kann.

Andererseits ist mit der Entstehung von Metalloxiden eine Verringerung der Rauigkeit der abgetragenen Zone verbunden. Grund hierfür ist eine bei den meisten Metallen höhere Viskosität des Oxids gegenüber dem Element, wodurch die Beweglichkeit des Schmelzbades von ersterem stärker eingeschränkt wird. Dies ist in Bild 58a-b für zwei

mit einem quadratischem KrF-Excimerlaserstrahl abgetragene Kupferoberflächen abgebildet ($H = 12.5 \text{ Jcm}^{-2}$, $f_p = 30 \text{ Hz}$, 400 Pulse). Man erkennt deutlich die geringere Rauigkeit des Bodens der abgetragenen Zone im Fall erhöhter Sauerstoffzufuhr.

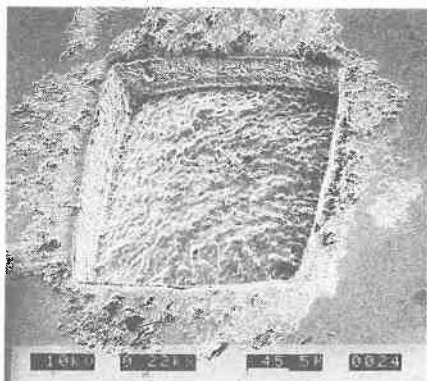


Bild 58a: REM-Aufnahme von abgetragener Kupfer unter Normalbedingungen.

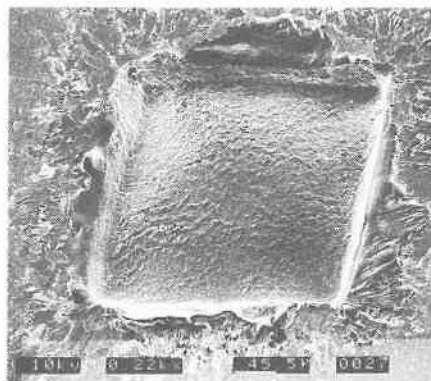


Bild 58b: REM-Aufnahme von abgetragener Kupfer mit Laval-Düse (10 bar O_2).

7.2 Experimentelle Versuche an Keramiken

Aufgrund ihrer chemischen Resistenz, ihrer Temperaturwechselbeständigkeit und ihrer Verschleißfreiheit finden keramische, insbesondere sonderkeramische Werkstoffgruppen in zunehmendem Maße überall dort Anwendungen, wo thermomechanische, strömungs- und tribotechnische Probleme zu lösen sind. Allerdings erweist sich die Bearbeitung der Sinterwerkstoffe wegen ihrer extremen Härte als problematisch und kostspielig [102]. Fertigungstechnisch werden heute zur Keramikbearbeitung vor allem das Schleifen (mit einem relativ hohen Zeitspannungsvolumen), das Läppen (mit hohen erreichbaren Oberflächengüten) und das Honen (zum Fertigen kleiner, langer Bohrungen) eingesetzt. Diese Verfahren weisen jedoch den Nachteil auf, nicht kontaktfrei zu arbeiten. Gerade aber bei der Keramikbearbeitung sollte der Anteil an mechanischen Kontaktteilen im Prozeß möglichst gering gehalten werden, da diese selbst einem hohen Verschleiß ausgesetzt sind.

Dies wird bei der Ultraschallbearbeitung, beim Funkenerodieren und bei der Laserbearbeitung realisiert, welches allesamt kontaktfreie Verfahrensprozesse sind. Ist das Funkenerodieren für die meisten Keramiken aufgrund fehlender elektrischer Leitfähigkeit nicht oder nur begrenzt anwendbar, bleiben als Alternativen das Ultraschalläppen und das Laserabtragen. Vor allem das letztgenannte zeichnet sich dabei durch eine große verfahrenstechnische Flexibilität aus. Je nach Anwendungszweck muß jedoch stark unterschieden werden, welches Keramikbearbeitungsverfahren gerade am günstigsten ist.

Untersucht man den Hauptanwendungsbereich der Excimerlaser-Bearbeitung von Keramiken, so wird man automatisch auf das Oberflächenmodifizieren und auf die Mikrostrukturierung mit hoher Genauigkeit geführt [94]. Im nachfolgenden soll deshalb auf die mit Excimerlasern erzielbaren qualitativen und quantitativen Resultate bei der Bearbeitung von Keramiken eingegangen werden.

7.2.1 Angewandte Methoden bei der Laserbearbeitung von Keramiken

Aufgrund ihres heutigen industriellen Stellenwertes werden Aluminiumoxid (Al_2O_3) als Vertreter einer oxidischen Keramik sowie Siliziumnitrid (Si_3N_4) als Vertreter von nichtoxidischen Keramiken und das gut wärmeleitende Siliziumkarbid (SiC)²¹⁾ untersucht.

Zur qualitativen Analyse beim Abtragen wird wie bei den Metallen ein Rasterelektronenmikroskop verwendet. Nicht möglich ist damit jedoch eine quantitative Ausmessung des Abtragsloches. Vielmehr erfolgt diese mit Hilfe eines Mikrotasters analog zu dem im Kap. 7.1.1 beschriebenen.

Auch bei Keramiken verbietet sich die Bearbeitung nach dem Maskenkontaktverfahren, da die zum Überschreiten der Abtragsschwelle notwendigen Energiedichten im allgemeinen einige Jcm^{-2} betragen. Statt dessen muß auch hier ein Aufbau nach dem Maskenprojektionsverfahren verwendet werden (siehe Kap. 5).

²¹⁾ Mit einem Wert von $\sim 120 \text{ W(mK)}^{-1}$ bei Zimmertemperatur besitzt SiC eine Wärmeleitfähigkeit, die nahe der von Molybdän liegt.

7.2.2 Oberflächenmodifikationen und Risse

An die Keramikbearbeitung mit Excimerlasern werden hauptsächlich 3 Fragen gestellt:

- a) Wie groß ist die mit dem Laser zu erreichende Abtragsgenauigkeit ?
- b) Welche Oberflächenveränderungen bewirkt die Laserbearbeitung ?
- c) Wo und wie stark treten thermisch hervorgerufene Risse bei der Excimerlaserbearbeitung auf ?

Anders als Metalle zeigen die meisten der mit Excimerlaser bearbeiteten Keramiken einen hohen Grad an Strukturtreue. Wird die abzutragende Fläche homogen ausgeleuchtet, so bestimmt im allgemeinen die Form der Maske die spätere Abtragsstruktur (Bild 59). Das Ergebnis ist charakterisiert durch nahezu senkrecht abfallende Wände, ebene Böden, sowie scharf ausgebildete Ecken und Kanten.

Diese gegenüber Metallen wesentlich verbesserte Bearbeitungsqualität (wie man sie beispielsweise auch von Kunststoffen her kennt) basiert vor allem auf dem geringeren Anteil an Schmelze gegenüber Metallen. Dickmann [103] führt dies insbesondere auf einen durch die hohe Photonenenergie des Excimerlasers hervorgerufenen großen Sublimationsanteil beim Materialabtrag zurück. Dies erklärt das Bearbeitungsergebnis jedoch nur teilweise.

Hinzu kommt nämlich, daß bis auf einige Ausnahmen (wie das bereits erwähnte SiC) aufgrund der zumeist schlechten Wärmeleitfähigkeit und der kurzen Laserpulsdauer in Keramiken die Erhitzung lokal begrenzt bleibt und dadurch die Zersetzungs-, beziehungsweise die Verdampfungstemperatur schneller erreicht wird.

Allerdings können auch in einigen Keramiken Schmelzeffekte auftreten, wie man dies in Bild 60 am Beispiel einer mit einem KrF-Excimerlaser abgetragenen SiC-Oberfläche erkennen kann. Hier treten neben einem metallischen Glanz an den Lochwänden Strukturen auf, wie sie von den Metallen her bekannt sind. Damit verbunden ist gleichzeitig eine starke Reduzierung der Kantenqualität im unteren Teil des Abtrages, während die Kanten an der Oberfläche weiterhin ihre scharfkantige Form beibehalten.

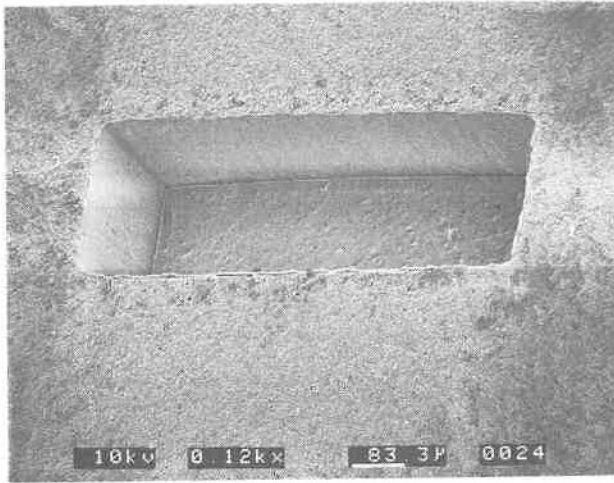


Bild 59: Rechteck ($0.76 \times 0.25 \text{ mm}^2$) in Al_2O_3 (KrF-Laser, 1000 Pulse, $H = 21 \text{ Jcm}^{-2}$).

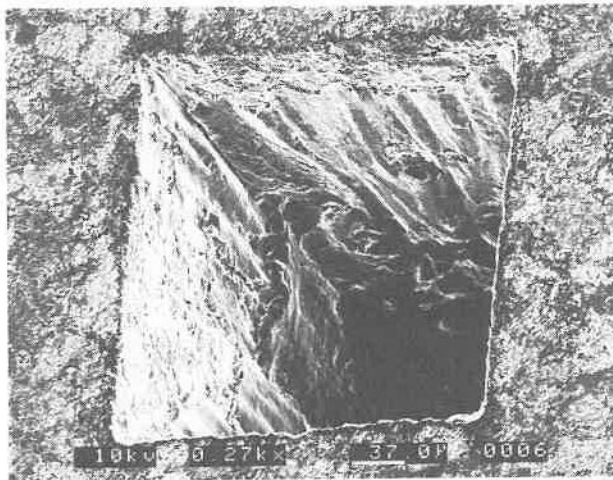


Bild 60: Quadratische Struktur in direktgesintertem SiC (KrF-Excimerlaser, 3000 Pulse, $H = 13 \text{ Jcm}^{-2}$).

Bei der metallisch glänzenden Schicht handelt es sich wahrscheinlich um einen Siliziumfilm. Dafür spricht der auf halber Höhe im Abtragsloch erkennbare Kantenabbruch, der auf einen spröden Stoff, wie dies Silizium ist, schließen läßt. Hierbei ist

aber noch nicht eindeutig klar, warum sich dieses zwar beim Abtragen mit Excimerlaser von SiC, nicht jedoch von Si_3N_4 bildet, welches ebenso wie SiC sublimiert. Tatsache allerdings ist, daß es auch beim Abtragen von Si_3N_4 mit einem Nd:YAG-Laser möglich ist, Siliziumtropfen in der bestrahlten Zone zu erzeugen [104].

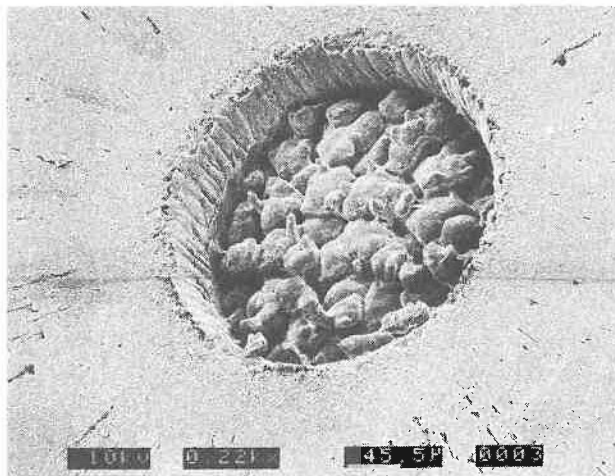


Bild 61: S-SiC nach Beschuß mit 400 KrF-Excimerlaserpulsen ($H = 15.2 \text{ Jcm}^{-2}$, 30 Hz).

Ein weiterer Punkt, welcher die sich ergebende Struktur beim Abtragen von Keramiken beeinflusst, ist die Zusammensetzung der Keramik. So zeigt SiC eines zweiten Herstellers (S-SiC, [105]) eine völlig andere, rauhere Bodenstruktur (Bild 61) als das zuvor beschriebene SiC. Wahrscheinlich ist dies auf das unterschiedliche Abtragsverhalten der einzelnen Komponenten der heterogen aufgebauten Keramik zurückzuführen [58].

Ein ähnliches Verhalten kann auch beim Abtragen von Keramiken bei niedrigen Energiedichten nahe des Schwellwertes beobachtet werden (Bild 62). Gemeint sind auftretende kegel- oder zylinderförmige Strukturen, die sich während des Bearbeitungsvorganges innerhalb der bestrahlten Zone entwickeln. Diese vereinzelt auch unter dem Namen "Trullies" [106] bekannten Strukturen werden verursacht durch selektive Abtragsvorgänge an der Oberfläche, wobei die einfallende Laserstrahlung nachfolgender Pulse in den entstandenen Löchern besser absorbiert wird und es somit zu einem

inhomogenen Abtrag kommt.

Dabei gilt es zu berücksichtigen, daß diese von der ebenen Bodenform abweichenden Strukturen - obwohl sie bei der Präzisionsbearbeitung störend sein können - für Anwendungen, bei der es auf eine Erhöhung der Oberflächenrauigkeit ankommt, durchaus förderlich sein können. Hier sei zum Beispiel das Aufrauen von Keramiken vor dem Aufbringen metallischer Schichten auf denselben zur verbesserten Haftfestigkeit genannt.

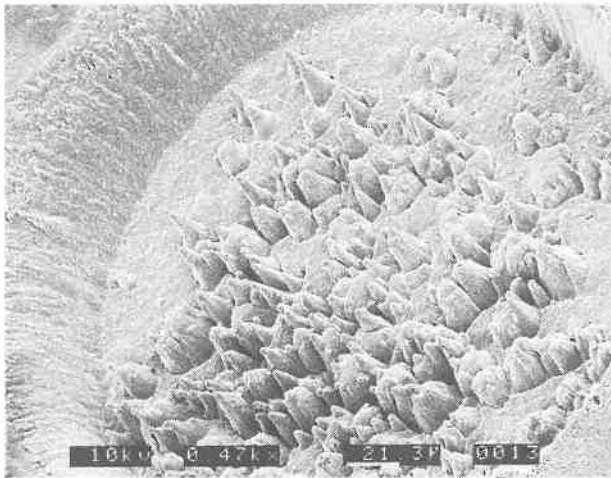


Bild 62: Kegelstümpfe als Ergebnis von 600 ArF-Excimerlaserpulsen auf Si_3N_4 bei $H = 2 \text{ Jcm}^{-2}$.

Gleichzeitig kann der Effekt der "Laser-Metallisierung" für manche Keramiken aber auch direkt genutzt werden. Im Fall von Aluminiumnitrid (AlN) kann beispielsweise die Keramikoberfläche durch lokale Zersetzung mit UV-Strahlung direkt metallisiert und damit teure metallorganische Pulver beziehungsweise umweltschädigende Chemikalien eingespart werden [107].

Der Effekt beruht hierbei auf einer pyrolytischen Denitrierung von AlN. Damit ist es möglich, Strukturgrößen mit einer lateralen Auflösung kleiner als 100 µm und einer Tiefe von 0.5 µm zu realisieren, die von konventionellen Verfahren (Dickschichttechnik, Leiterplattentechnik) nicht oder nur mit hohem Aufwand (Dünnschichttechnik)

erreicht werden können.

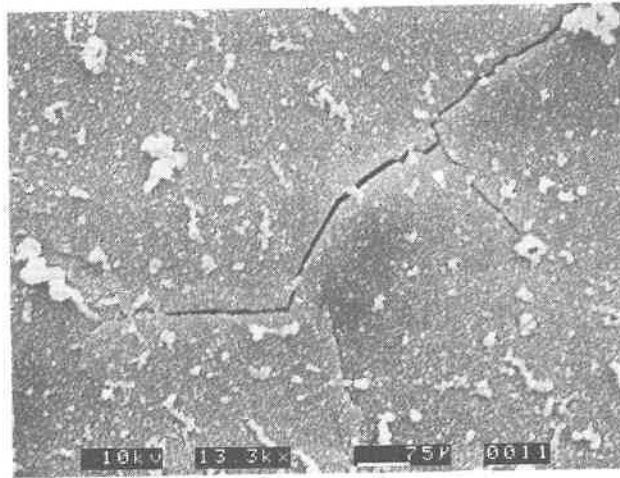


Bild 63a: Mikrorißbildung in der Wand von mit KrF-Excimerlaser abgetragenem Al_2O_3 .

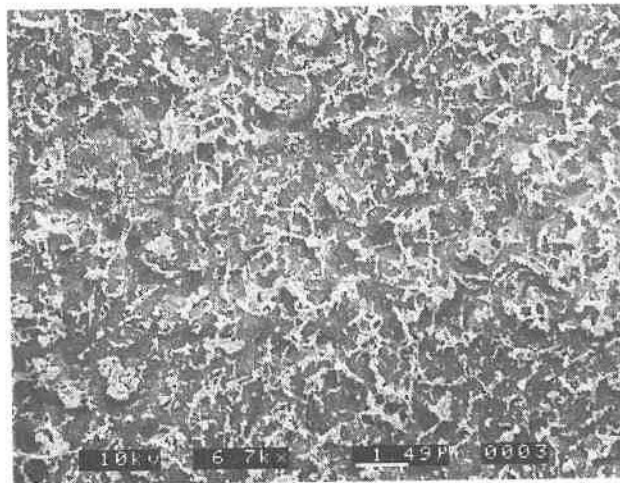


Bild 63b: Rissfreie Wand von mit KrF-Excimerlaser bearbeitetem Si_3N_4 .

Eine andere Oberflächenmodifikation ergibt sich durch das Entstehen von Rissen. Wenn es darum geht, mit Excimerlasern Keramiken zu ritzen oder zu schneiden, so sind Risse unverzichtbar [94]. Geht es jedoch um abtragende Bearbeitung (wie beispielsweise beim Beschriften), so führen Mikrorisse vor allem bei thermischen Wechselbelastungen zur Zerstörung der Keramik. Hauptursache der Rißbildung sind die durch schnelle thermische Auf- und Abkühlvorgänge hervorgerufenen mechanischen Spannungen in der Keramik. Als Beispiele dafür seien Bild 63a-b angeführt. Al_2O_3 , welches bei Erwärmung schmelzflüssig werden kann, zeigt unter Excimerlaserstrahlung an den Wänden Mikrorisse, welche auf die bei der Wiedererstarrung der Schmelze auftretenden thermisch induzierten Spannungen zurückzuführen sind.

Bei ähnlichen Laserparametern sieht man hingegen in Si_3N_4 keine Risse. Ursache dafür sind der gegenüber Al_2O_3 nur halb so große Ausdehnungskoeffizient²²⁾, die Tatsache, daß Si_3N_4 bei Erhitzung sublimiert, so daß die Gefahr des Entstehens von Erstarrungsrissen beim Abkühlen klein ist, und die wesentlich geringere Sprödigkeit.

7.2.3 Abtragstiefen und Ablagerungen

Neben der qualitativen Analyse der beim Keramikbearbeiten mit Excimerlasern erhaltenen Ergebnisse muß für industrielle Anwendungen die Bearbeitungsdauer und damit die Effizienz der Herstellung des einzelnen Bauteils im Vordergrund stehen. Deshalb ist es wichtig, die Einflüsse zu kennen, welche die Parameter des Bearbeitungsprozesses auf das Endresultat haben.

7.2.3.1 Abtragstiefe in Abhängigkeit von der Strahlgeometrie

Die beim Abtragen erzielbare Tiefe wird vor allem durch die Laserenergiedichte bestimmt. Diese kann einerseits durch Variation der Pulsenergie, andererseits durch Veränderung der bestrahlten Fläche beeinflusst werden. Um aber in beiden Fällen unter der Voraussetzung konstanter Energiedichte auch dasselbe Abtragsresultat zu erhalten,

²²⁾ $\alpha_t(\text{Al}_2\text{O}_3) = 8.7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_t(\text{Si}_3\text{N}_4) = 4.3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

muß für den zweiten Fall eine geometrische Abhängigkeit ausgeschlossen werden.

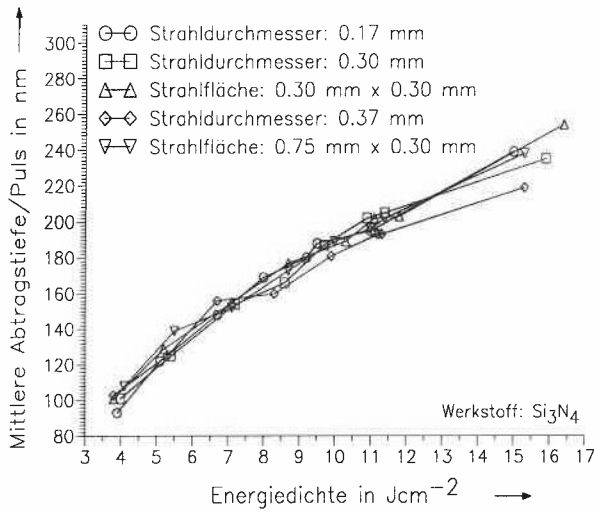


Bild 64a: Strahlflächeneinfluß auf die Abtragstiefe pro Puls bei 400 KrF-Laserpuls in Si_3N_4 .

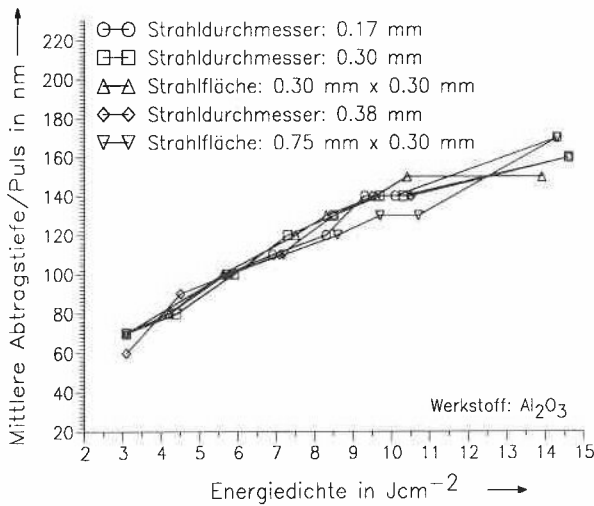


Bild 64b: Strahlflächeneinfluß auf die Abtragstiefe pro Puls bei 400 KrF-Laserpuls in Al_2O_3 .

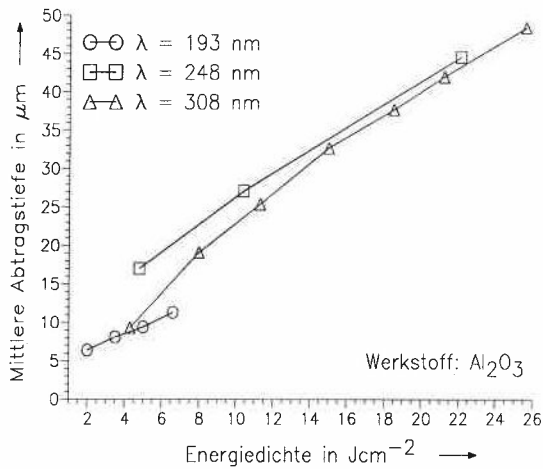


Bild 65a: Mittlere Abtragstiefe von Al_2O_3 bei unterschiedlichen Wellenlängen in Abhängigkeit von der Energiedichte.

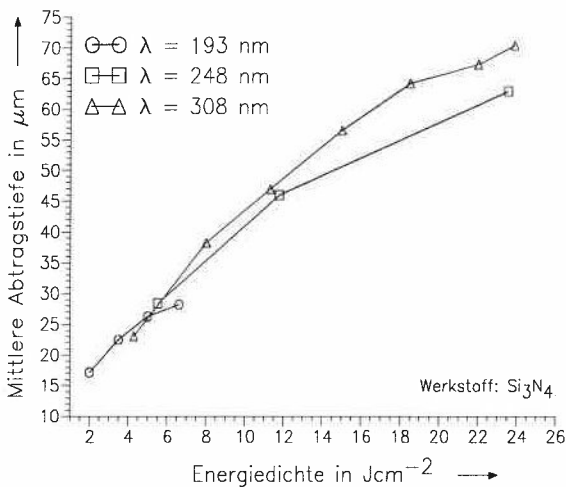


Bild 65b: Mittlere Abtragstiefe von Si_3N_4 bei unterschiedlichen Wellenlängen in Abhängigkeit von der Energiedichte (200 Pulse).

Abgetragene Keramikoberflächen mit einem KrF-Excimerlaser der Fa. Lambda Physik (EMG 203 MSC) ergeben beim Einsatz verschiedener rechteckiger und runder Blenden

sowie eines Verkleinerungsmaßstabes um den Faktor 14 die in Bild 64a und b dargestellten Resultate für Si_3N_4 und Al_2O_3 . Abgebildet sind die auf die bestrahlte Querschnittsfläche bezogenen Abtragsvolumina pro Puls in Abhängigkeit von der eingestrahnten Energiedichte bei konstanter Pulszahl (400).

Aus diesen Ergebnissen kann unter Berücksichtigung einer Meßungenauigkeit von 15% kein Einfluß der Geometrie auf das Abtragsergebnis von Si_3N_4 und Al_2O_3 festgestellt werden, das heißt im Gegensatz zu Metallen (Kap. 7.1.3.4) hat die Laserquerschnittsfläche innerhalb der untersuchten Grenzen keinen Einfluß auf das Abtragsergebnis. Diese Aussage darf aber nicht verallgemeinert werden. So zeigen Versuche von Sowada et al. [94] für Lochdurchmesser < 0.2 mm sehr wohl eine von der Strahlgeometrie abhängige Bohreffizienz beim Durchbohren von 0.63 mm dickem Al_2O_3 .

7.2.3.2 Abtragstiefe in Abhängigkeit von verschiedenen Laserparametern

Die Abtragstiefe wird primär durch die Pulsenergiedichte des einfallenden Laserstrahls bestimmt, wie man in Bild 65a und b für Al_2O_3 und Si_3N_4 sieht. Hier sind die auf eine runde Laserstrahlfläche (0.068 mm^2) bezogenen Abtragsvolumina (= mittlere Abtragstiefe) bei 200 Laserpulsen für verschiedene Excimerlaserwellenlängen über der Energiedichte aufgetragen. Die Versuche wurden jeweils mit einem Lambda Physik Laser durchgeführt (ArF und XeCl: LPX 315i, KrF: EMG 203 MSC).

Dabei zeigt sich zum einen, daß die Unterschiede in den bei 248 nm und 308 nm erzielten Abtragstiefen nur geringfügig sind, während sich bei 193 nm eine weitaus geringere Abtragstiefe ergibt als bei den beiden anderen Wellenlängen. Sowada et al. [94], die außer einer niedrigeren Abtragstiefe beobachteten, daß die Materialerwärmung in Al_2O_3 bei Bestrahlung mit $\lambda = 248$ nm und $\lambda = 308$ nm höher ist als bei $\lambda = 193$ nm, führen beide Effekte auf eine weitaus geringere Eindringtiefe der Laserstrahlung in Al_2O_3 für die kürzere Wellenlänge zurück. Dadurch wären das durch Laserabsorption erwärmte und tatsächlich verdampfte Volumen nahezu identisch, wodurch die nach dem Abtrag im Material noch deponierte Restenergie und damit die Materialerwärmung gering bliebe. Allerdings können erst Messungen der kinetischen, beziehungsweise der thermischen Energie des Materialdampfes, die für $\lambda = 193$ höher sein müßte als für die beiden anderen Wellenlängen, zeigen, inwiefern dieses Modell richtig ist.

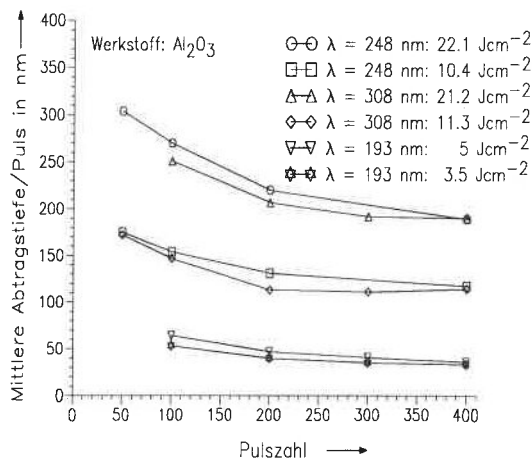


Bild 66a: Pulszahlvariation beim Abtragen von Al_2O_3 bei verschiedenen Laserparametern.

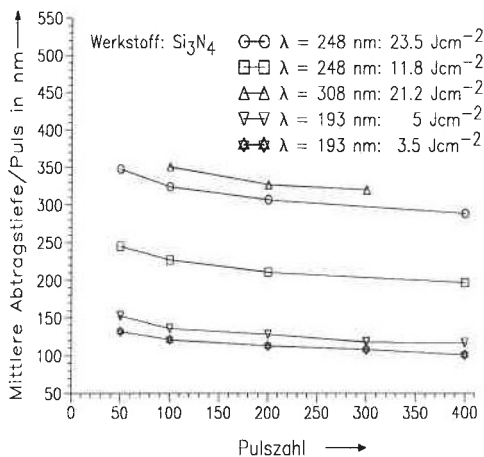


Bild 66b: Pulszahlvariation beim Abtragen von Si_3N_4 bei verschiedenen Laserparametern.

Zum anderen kann bei Si_3N_4 eine mit wachsender Energiedichte konkave Kurvenkrümmung festgestellt werden, während bei Al_2O_3 der Kurvenverlauf nahezu linear

ist. Diese Beobachtungen decken sich mit den von Schmatjko und Endres [108] gemachten, welche dieses nahezu lineare Verhalten den oxidischen Keramiken zuordnen, während nichtoxidische Keramiken ein deutliches Sättigungsverhalten zeigen.

Hingegen zeigt ein Vergleich der von Sowada et al. [94] erhaltenen Werte der Abtragstiefe pro Puls mit den hier gemessenen, daß die Abtragswerte letzterer etwas höher liegen. Grund dafür dürfte die unterschiedliche Zahl der Laserpulse sein, welche zur Bearbeitung von unterschiedlich dickem Material notwendig sind.

Betrachtet man nämlich die über der Pulszahl aufgetragene mittlere Abtragstiefe pro Laserpuls (Bild 66a und b), so zeigt sich sowohl für Al_2O_3 als auch für Si_3N_4 vor allem bei höheren Energiedichten unabhängig von der Laserwellenlänge ein leichter Rückgang mit wachsender Pulszahl. Hierbei ist dieser Einfluß an der oxidischen Keramik stärker sichtbar als an der nichtoxidischen.

7.2.3.3 Einfluß der Gasumgebung auf das Abtragsergebnis

Ebenso wie bei Metallen liegt die Vermutung nahe, daß verschiedene das Keramiktarget umgebende Gasatmosphären einen Einfluß sowohl qualitativ als auch quantitativ auf das Abtragsergebnis haben sollten. Dies zeigen Versuche, die neben der Bearbeitung unter Normalbedingungen an Luft in einem Gasbehälter sowie mit einer Zweistrahl-Laval-Düse durchgeführt werden (vgl. Kap. 7.1.3.7).

Bei den Ergebnissen treten zwei wesentliche Erscheinungen auf, die für alle untersuchten Keramiken gleichermaßen gelten:

- 1) Ähnlich wie bei den Metallen zeigt sich, daß die unmittelbar an das bestrahlte Abtragsgebiet angrenzende grauschwarze Zone im Falle von Vakuum und Heliumatmosphäre weitaus kleiner war als bei den anderen Gasen (Luft, Stickstoff und Argon). Gleiches gilt bei Verwendung der Laval-Düse. Wie qualitative Elementanalysen ergeben, besteht der Niederschlag von Al_2O_3 unabhängig vom verwendeten Gas hauptsächlich aus Aluminium und Sauerstoff, während die Si_3N_4 -Ablagerung sich aus Silizium und Sauerstoff zusammensetzt, jedoch keinen Stickstoff enthält. Dies zeigt, daß sich diese Keramik durch die

Laserbearbeitung zersetzt und dabei der Stickstoff entweicht. Das Vorhandensein von Sauerstoff kann durch eine stattfindende Reaktion von Si oder Si_3N_4 mit Luftsauerstoff nach Ende des eigentlichen Versuchs erklärt werden.

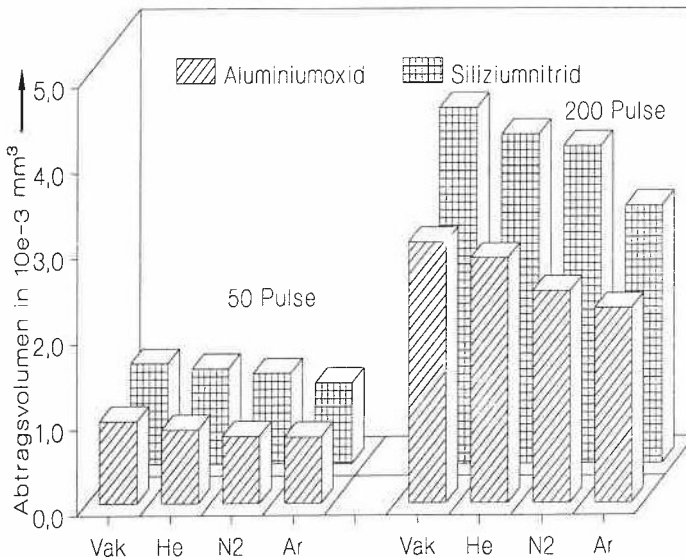


Bild 67: Abtragsvolumina verschiedener Keramiken bei Variation der Umgebungsatmosphäre (Strahldurchmesser 0.29 mm , $H = 19.6 \text{ Jcm}^{-2}$, $f_p = 30 \text{ Hz}$).

- 2) Eine Bestimmung des Abtragsvolumens der unter denselben Laserparametern, aber bei verschiedenen Atmosphären durchgeführten Versuche zeigt, daß das abtragbare Volumen unter reduziertem Druck (0.1 mbar) eindeutig größer ist als unter Normaldruck.

Eindeutig ist, daß unter Argonatmosphäre sowohl die erzielbaren Abtragsvolumina am kleinsten sind, als auch die Schwärzung der Laserrandzone am stärksten ausgeprägt ist. Kommt es also auf hohe Abtragswerte und geringe Ablagerungen um die bestrahlte Laserzone an, so sollte Argon als Prozeßgas vermieden werden.

Die Verwendung einer Düse eröffnet speziell bei S-SiC die Möglichkeit, die zuvor beschriebene raue Bodenstruktur zu verhindern. In Bild 68 ist dies am Abtrag einer

SiC-Oberfläche unter 10 bar N_2 Laval-Düsendruck (Auslegungsdruck 10 bar) zu erkennen. Vergleicht man dieses Resultat mit dem in Bild 61 dargestellten derselben Keramik, so sieht man deutlich das homogenere Abtragsverhalten. Offensichtlich ist es also möglich, die Ausbildung von Löchern in der Keramikoberfläche zu verhindern, was gleichbedeutend der Unterbindung eines selektiven Abtrags ist. Als Folge davon ergeben sich mit und ohne Gasdüse unterschiedliche Rauigkeiten [101]. Unter Stickstoff oder Sauerstoff reduziert sich diese bei SiC um über 70%, während unter Argon (50%) und Helium (25%) die Rauigkeitsabnahme gegenüber Normalbedingungen an Luft geringer ausfällt. Gleichzeitig ist der Einfluß der verschiedenen Gase auf die relative Abtragstiefe gering (Bild 57).

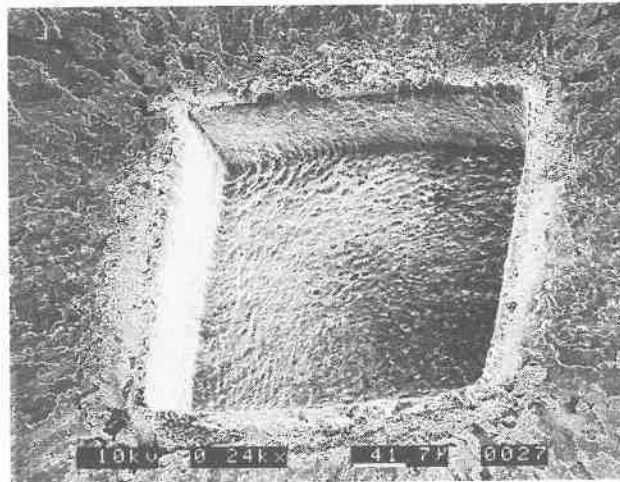


Bild 68: Abgetragenes S-SiC bei Einsatz einer 10 bar Laval-Düse (10 bar N_2 , Auslegungsdruck der Laval-Düse 10 bar).

8 Diskussion der Ergebnisse

Auf Grund der zuvor dargestellten Einflüsse von Material- und Laserparametern auf das Abtragsergebnis ist es schwierig, eine geschlossene Theorie darzulegen, welche alle Parameter impliziert. Trotzdem kann man durch einen Vergleich von theoretischen Vorhersagen (Kap. 4 und 6) und experimentellen Ergebnissen (Kap. 7) Schlußfolgerungen auf die bei der Abtragung stattfindenden Vorgänge ziehen.

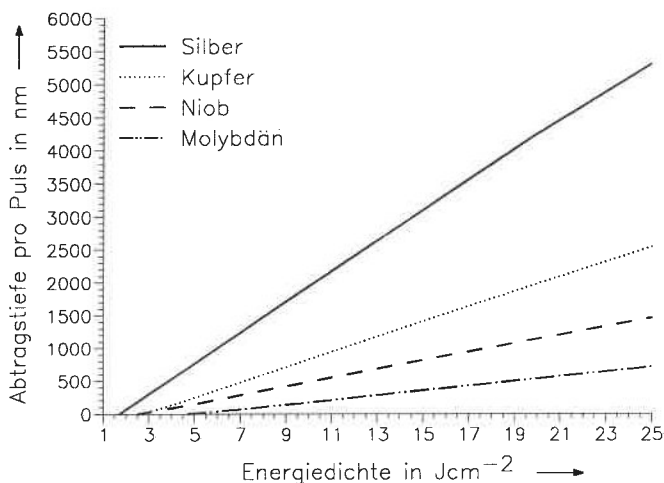


Bild 69: Simulation der Abtragstiefe mit einem trapezförmigen KrF-Excimerlaserpuls (9-9-33) bei verschiedenen Metallen ($\alpha = 0 \text{ cm}^{-1}$).

Ausgehend von einer einfachen nichtstationären numerischen Simulation, bei der der nicht durch Wärmeleitung und latente Wärme verbrauchte Anteil der absorbierten Laserenergie zur Verdampfung unter Normalbedingungen eingesetzt wird, ergibt sich für 4 verschiedene Metalle die in Bild 69 dargestellte Abtragstiefe für einen trapezförmigen KrF-Laserpuls (9-9-33) mit 30 ns Halbwertsbreite [42]. Die zu erkennende Linearität ist dabei darauf zurückzuführen, daß diese eindimensionale Simulation zunächst weder Plasma-, noch Druckeffekte mitberücksichtigt. Am Beispiel von Kupfer soll genauer erläutert werden, inwiefern sich diese Voraussagen mit der Wirklichkeit decken und welche Korrekturen an diesem Modell eventuell gemacht werden müssen.

8.1 Vergleich theoretischer und tatsächlicher Abtragstiefen am Beispiel Kupfer

Betrachtet man sowohl nach dem zuvor erwähnten theoretischen Modell als auch nach den im Kap. 7.1 beschriebenen Versuchen die mittleren Abtragstiefen pro Puls für Kupfer in Abhängigkeit von der Energiedichte, so zeigt sich unabhängig von der Wellenlänge des Excimerlasers eine starke Diskrepanz zwischen diesen Werten. Dies ist in Bild 70a für $\lambda = 248$ nm und in Bild 70b für $\lambda = 308$ nm dargestellt, wobei der "absorptionsfreie" theoretische Kurvenverlauf jeweils durch die durchgezogene Linie gegeben ist.

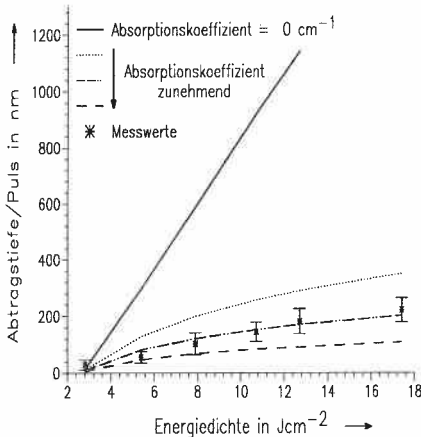


Bild 70a: Theoretische Abtragstiefe pro Puls in Cu bei variablem α und gemessene Abtragstiefen ($\lambda = 248$ nm).

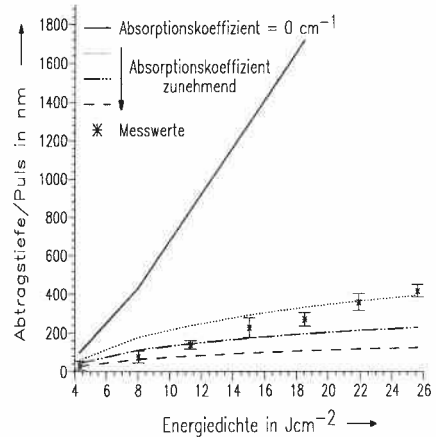


Bild 70b: Theoretische Abtragstiefe pro Puls in Cu bei variablem α und gemessene Abtragstiefen ($\lambda = 308$ nm).

In Bild 70a wurde hierbei ein trapezförmiger Puls (9-9-33) zugrundegelegt, in Bild 70b ein dem XeCl-Laserpulsverlauf nachempfundener modifizierter Trapezpuls (vergleiche Bild 54 in Kap. 7.1.3.6). Die in den Messwerten miteingezeichneten Fehlerbalken resultieren aus der Berücksichtigung der von der Pulszahl (≤ 400) abhängigen Abtragstiefe (Kap. 7.1.3.3).

Wie eine einfache Abschätzung zeigt, kann diese Diskrepanz von vorhergesagten und gemessenen Werten nicht über eine höhere Verdampfungstemperatur aufgrund eines höheren Dampfdruckes über der Probenoberfläche erklärt werden (Kap. 4.3). Der

Grund liegt darin, daß zwar einerseits bei höherer Verdampfungstemperatur die Energie, die zum Erwärmen der Probe auf diesen Wert benötigt wird, zunimmt, andererseits mit wachsender Temperatur aber auch die Verdampfungsenthalpie abnimmt (um schließlich am kritischen Punkt ganz zu verschwinden). Für Kupfer zeigt sich, daß der Summenterm dieser beiden Energien (*die Verdampfungswärme ΔE_{Cu}*) mit wachsender Temperatur leicht zunimmt [109]:

$$\Delta E_{Cu} = 5500 \frac{J}{g} + 0.3 \frac{J}{g^{\circ}C} \cdot T_p \quad (52)$$

(T_p in $^{\circ}C$ ist die Verdampfungstemperatur von Kupfer bei einem Druck p).

Die Mehrenergie, die man braucht, um Kupfer (Verdampfungstemperatur unter Normalbedingungen $2595^{\circ}C$) auf die doppelte Temperatur unter erhöhtem Druck zu erwärmen ($5190^{\circ}C$), beträgt demnach nur ca. 13% der Verdampfungswärme unter Standardbedingungen (6285 Jg^{-1}). Andererseits ergäbe sich eine Verdampfungstemperatur von $23380^{\circ}C$, wenn man der Probe das Doppelte der Verdampfungswärme bei Standardbedingungen zuführen wollte. Dies entspräche aber einem dazu notwendigen Dampfdruck von über 10^{12} bar ! Dieser nach der Clausius-Clapeyron-Gleichung ermittelte Wert ist mit Sicherheit unrealistisch, da er von Gleichgewichtsbedingungen ausgeht, liefert jedoch einen Anhaltspunkt für die Unwahrscheinlichkeit, die gegenüber der Theorie zu niedrige Abtragstiefe allein mit Dampfdruckerhöhungen erklären zu wollen.

Ein realistischer Ansatz ist hingegen die Annahme eines den Laserstrahl schwächenden, sich über der Probe befindlichen Plasmas. Obwohl die Erfassung der räumlichen und zeitlichen Entwicklung dieses Plasmas und somit sein Absorptionsverhalten weit über der Intention dieser Arbeit liegt, zeigen Bild 70a und Bild 70b doch eindeutig die Tendenz auf, daß damit die vorhergesagten und gemessenen Werte miteinander in Einklang gebracht werden können. Bei der Modellierung des Abtragsvorganges wird davon ausgegangen, daß ein Plasma mit homogenem, konstantem Absorptionskoeffizienten den einfallenden Laserstrahl exponentiell schwächt und damit die Abtragstiefe pro Puls reduziert. Aus rechentechnischen Gründen wird die Ausdehnung des Plasmas dabei auf die Abtragstiefe bezogen, was - wie die im Kap. 6.1 gezeigten Schlierenbilder beweisen - physikalisch betrachtet falsch ist. Um den tatsächlichen Absorptionskoeffizienten des Plasmas (und damit seine Elektronendichte) bestimmen zu können,

müßte das Produkt aus Abtragstiefe und der modellierte Absorptionskoeffizient durch die tatsächliche Ausdehnung des Laserplasmas dividiert werden. Da sich diese aber zeitlich verändert, andererseits aus den hier durchgeführten Messungen nicht auf das tatsächliche räumliche Absorptionsverhalten des Plasmas zurückgeschlossen werden kann, reichen die in Bild 70a und b dargestellten Meßwerte für Kupfer nicht aus, um daraus eine quantitativ präzise Theorie herzuleiten.

Jedoch lassen sich aus Bild 70a und b tendenzielle Rückschlüsse ziehen, welcher Bruchteil der eingestrahnten Laserpulsenergie tatsächlich auf die Materialoberfläche trifft. Definiert man diesen gemäß dem Beerschen Gesetz (siehe Kap. 3.4) als die Exponentialfunktion des negativen Produktes aus gemessener Abtragstiefe und theoretischem Absorptionskoeffizienten, so ergeben sich bei $\lambda = 308 \text{ nm}$ für Energiedichten zwischen 4 und 26 Jcm^{-2} Werte zwischen 50% und 10% , bei $\lambda = 248 \text{ nm}$ für Energiedichten zwischen 5 und 18 Jcm^{-2} Werte zwischen 30% und 10% . Mit zunehmender Energiedichte wird also relativ gesehen weniger Energie zum Abtragen von Material aufgewendet. Vielmehr wird bei höheren Energiedichten ein Großteil der Laserenergie im Plasma absorbiert, was zu einer Beschleunigung oder weiteren Erhitzung desselben führt. Damit läßt sich einerseits der mit wachsender Energie²³⁾ linear steigende Druck über der Probe erklären (siehe Kap. 6.2), andererseits stellt dies eine Erklärung der aus den Schlierenphotographien erhaltenen hohen Stoßfront- und Plasmageschwindigkeiten dar (siehe Kap. 6.1). Die Frage, ob der höhere Absorptionsverlust im Plasma auf einen mit zunehmender Energiedichte größeren Spitzenwert des Absorptionskoeffizienten oder auf eine zeitlich integrale Absorptionszunahme zurückzuführen ist, muß dabei offen bleiben.

Diese Erkenntnis hat unmittelbar eine Konsequenz auf die Effektivität des Prozesses. Die im Bild 69 für verschiedene Metalle, beziehungsweise in Bild 70a und b für Kupfer (bei $\alpha = 0 \text{ cm}^{-1}$) dargestellten Kurven stellen - abhängig von der Laserpulsform - die maximal möglichen Abtragstiefen pro Puls und damit den Wert höchster Effizienz des Abtragsprozesses aufgrund von Verdampfung dar. Um diese Werte erreichen zu können, muß allerdings die Ausbildung eines Plasmas, beziehungsweise dessen den Abtragsvorgang störender, da energiedissipierender Aufheizvorgang vermieden werden.

²³⁾ Energie und Energiedichte sind bei konstanten Laserstrahldimensionen äquivalente Größen.

Ansonsten nimmt die Effizienz des eigentlichen Abtrags mit steigender Energiedichte ab, obwohl die absoluten Abtragstiefen zunehmen. Gibt es keine Möglichkeiten, das laserinduzierte Plasma zu manipulieren, so sollte also aus energetischen Gründen beim Abtragen von Metallen knapp oberhalb der Schwellenergiedichte, die mindestens zum Verdampfen des Materials notwendig ist, gearbeitet werden. Allerdings ist gleichzeitig - aus den bereits früher erwähnten Gründen - für diese Energiedichten die Schmelzbildung höher, so daß hier für nichtsublimierende Materialien mit geringerer Strukturgenauigkeit zu rechnen ist.

8.2 Weitere Einflüsse auf die Abtragseffizienz

Wie zuvor am Beispiel Kupfer gezeigt wurde, haben auftretende Plasmaeffekte einen großen Einfluß auf die Effizienz beim Abtragen mit Excimerlasern. Verändert man die Umgebungsbedingungen, unter denen diese Prozesse ablaufen, so zeigen die in den Kap. 7.1.3.7 und 7.2.3.3 besprochenen Ergebnisse, daß damit Veränderungen hinsichtlich des Abtragsverhaltens des jeweiligen Materials verbunden sind.

Hauptsächlich durch Veränderung des Umgebungsdruckes kann eine stärkere Beeinflussung des Abtragsprozesses von Metallen und Keramiken mit Excimerlasern erreicht werden. Die umgebende Atmosphäre behindert die Ausbreitung des laserinduzierten Plasmas und damit eine Abnahme dessen abschirmender Wirkung. In diese Modellvorstellung passen sowohl die Ergebnisse von Schutte et al. [110], die ein unterschiedliches Ausbreitungsverhalten eines mit XeCl-Excimerlaser induzierten Plasmas über einer Titanoberfläche bei verschiedenen Sauerstoff-Umgebungsdrücken beobachten, als auch Untersuchungen von Montagne et al. [111], die beim Beschuß von Aluminiumlegierungen unter Vakuum (10^{-7} bar) mit einem Langpuls-KrF-Excimerlaser ($\tau_p = 400$ ns) ein lineares Abtragsverhalten bei Energiedichten zwischen 3 Jcm^{-2} und 10^4 Jcm^{-2} beobachten.

Aber auch die im Kap. 7.1.3.4 gezeigte Abhängigkeit der Bohreffizienz von der Laserstrahlgeometrie ist zum Teil auf das laserinduzierte Plasma zurückzuführen. Die beobachteten "idealen" Bohrdurchmesser, das heißt die Durchmesser, bei denen eine maximale Effizienz des Bohrens gegeben ist, wird als Folge der Überlagerung zweier Effekte erklärbar:

Zum einen sind es die bei kleinen Strahlgeometrien und damit kleinen Bohrdurchmessern stärker wirksam werdenden Verluste aufgrund des Übergangs von ein- zu dreidimensionaler Wärmeleitung. Abnehmender Strahldurchmesser bedeutet eine Abnahme des Verhältnisses von erwärmtem Volumen zur (wärmeableitenden) Mantelfläche des erwärmten Volumens. Damit kühlt dieses bei kleinen Strahldurchmessern schneller ab und die Effizienz des Bohrprozesses sinkt (was sich in Bild 48 in Form einer höheren Zahl von Laserpulsen zum Durchbohren einer Folie konstanter Dicke bemerkbar macht).

Setzt man zum anderen voraus, daß die abschirmende Wirkung des Laserplasmas (das heißt das Produkt aus Plasmalänge und Absorptionskoeffizient) zunimmt mit zunehmendem Strahldurchmesser (und damit zunehmender Energie bei konstanter Energiedichte), so würde dies das in Bild 48 bei höheren Bohrdurchmessern beobachtete Ansteigen der Laserpulszahl erklären. Diese Annahme wird dadurch plausibel, daß einerseits die Plasmaausdehnung für höhere Energien höher ist als bei niederen Energien. Andererseits steht - ähnlich wie bei der zuvor beschriebenen geometrieabhängigen Abkühlung einer Probe - zu erwarten, daß auch die Kühlung von Plasmen größerer lateraler Ausdehnung geringer ausfällt als die von Plasmen kleinerer Ausdehnung, die absorbierende Wirkung von ersteren also größer ist.

Verschiedene Versuche (wie die im Kap. 6.1.2 beschriebene höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle mit zunehmender Energie und das in Bild 70a aufgezeigte zunehmende Produkt aus Abtragstiefe und Absorptionskoeffizient mit steigender Energie, beziehungsweise Energiedichte in Kupfer) untermauern diesen Erklärungsversuch.

9 Ergänzende Versuche mit einem Laser längerer Pulsdauer (Nd:YAG-Laser)

Materialbearbeitung mit Lasern erfordert einerseits möglichst hohe Abtragsraten (um effizient arbeiten zu können), andererseits die Erzeugbarkeit von kleinsten Strukturen mit höchster Präzision (um dadurch in Konkurrenz zu konventionellen Bearbeitungsverfahren treten zu können).

Wie aus den zuvor angegebenen Ergebnissen klar wird, ist der Excimerlaser durch seine kurze Wellenlängen zwar in der Lage, das letzte Kriterium zu erfüllen, scheitert jedoch aufgrund seiner zur Zeit noch geringen mittleren Leistung, wenn es um hohe Abtragsraten geht. Grund hierfür ist vor allem die in der kurzen Pulsdauer von maximal einigen hundert Nanosekunden freisetzbare geringe Energie (vergleiche Tabelle 1, Kap. 2.1).

Andererseits können mit Nd:YAG-Lasern Pulsdauern erreicht werden, die vom quasi cw-Betrieb bis in den Nanosekundenbereich (durch Güteschaltung) reichen, und damit Pulsenergien, die beispielsweise im Millisekundenbereich bis zu einigen hundert Joule betragen können. Dadurch sollte es mit diesem Laser je nach Betriebsart möglich sein, die oben angegebenen Forderungen erfüllen zu können. Hinzu kommt, daß durch die Entwicklung von diodengepumpten Festkörperlasern der Wirkungsgrad und damit der Kostenvorteil dieser Laser gegenüber anderen Lasersystemen weiter zunehmen wird. Um eine Abschätzung darüber machen zu können, welchen Stellenwert der Excimerlaser für zukünftige industrielle Anwendungen im Verhältnis zu dem ihm auf der Wellenlängenskala am nächsten stehenden Hochleistungslaser²⁴⁾, dem Nd:YAG-Laser, einnehmen kann, ist deshalb ein Vergleich zwischen beiden angebracht.

Dies soll an abtragenden Untersuchungen mit einem gepulsten 600 W Nd:YAG-Laser der Fa. Haas erörtert werden. Dessen Laserstrahl wird über eine Lichtleitfaser (Durchmesser 600 μm) und eine 1:1-Abbildung des Faserausgangs auf die Werkstückoberfläche geführt, wodurch ein rundes, homogenes Strahlprofil ähnlich dem des Exci-

²⁴⁾ Die Existenz des KupferdampfLasers wird dabei vernachlässigt, da er industriell zur Zeit noch keine Rolle spielt.

merlasers nach Abbildung einer runden Maske erzeugt wird. In diesen Versuchen kann die Pulsdauer (zwischen 150 μ s und 1 ms) und die Pulsenergie (zwischen 260 mJ und 12 J) variiert werden. Dadurch ergeben sich Pulsspitzenleistungen zwischen 1.7 kW und 12 kW. Aufgrund der mit der höheren Pulsenergie im allgemeinen verknüpften höheren Abtragstiefe pro Puls werden - soweit nicht anders angegeben - im Gegensatz zu den Abtragsversuchen mit dem Excimerlaser die Auswirkungen untersucht, die ein **einzelner** Nd:YAG-Laserpuls auf das Abtragsergebnis hat.

9.1 Metalle

Im Gegensatz zum Excimerlaser ist die Bearbeitung von vielen Metallen mit Nd:YAG-Laserstrahlung problematisch, da infolge des hohen Reflexionsgrades für $\lambda = 1060$ nm auf ebenen Oberflächen ein Großteil der Strahlung reflektiert wird (siehe Tabelle 7).

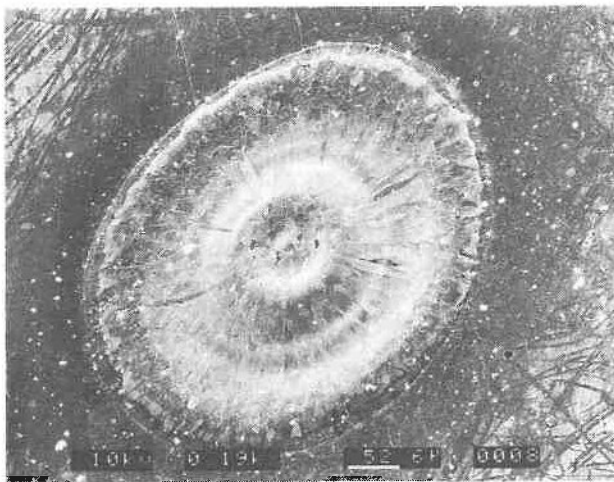


Bild 71: Mit einem Nd:YAG-Laserpuls aufgeschmolzenes Silber (Pulsdauer 1 ms, Pulsenergie 9.5 J).

In den vorliegenden Versuchen äußert sich diese Tatsache darin, daß beispielsweise auf Kupfer und Silber eine Veränderung der Oberflächen nur bei Pulsdauern ≥ 0.5 ms sichtbar wurde (siehe Bild 71). Aber auch bei anderen Metallen konnte kein Abtrag mit definierten Randbegrenzungen festgestellt werden. Entweder bildet das aufge-

schmolzene und wiedererstarrte Metall einen Krater mit kuppelförmigem Aufbau (Bild 72), oder die am Rand ausgetriebene Schmelze hinterläßt einen Grat, der im Extremfall zu einer Überlappung mit dem durch den Laserstrahl erzeugten Loch führt und damit eine saubere Strukturierung des Abtragsergebnisses verhindert (Bild 73). Als weitere unangenehme Nebenerscheinung bilden sich in der erstarrten Schmelze verschiedener Metallen vor allem bei längeren Laserpulsdauern starke Risse aus.

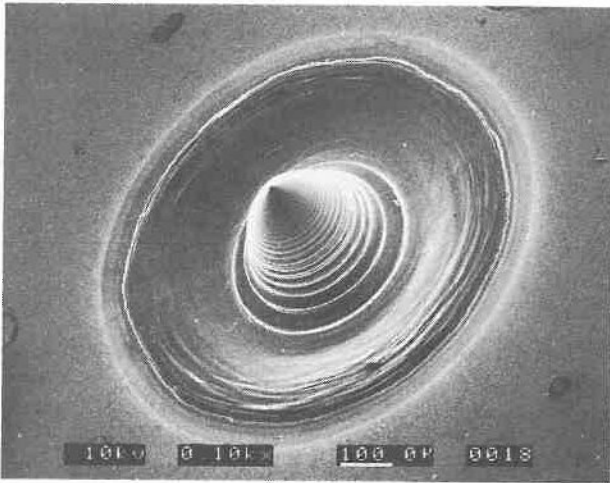


Bild 72: Kraterstruktur mit kuppelförmigem Aufbau auf einer Nioboberfläche (Nd:YAG-Laserpuls, 0.3 ms, 2.1 J).

	Ag	Al	Cu	Mo	Nb	Ta	W
R [%]	98.1	95.6	97.2	69.3	81.4	88	60.1

Tabelle 7: Reflexionsgrade verschiedener Nichteisenmetalle für $\lambda = 1060\text{ nm}$ bei senkrechtem Lichteinfall und $T = 300\text{ K}$ (nach [28]).

Wie aus diesen Bildern unmittelbar hervorgeht, ist die für eine Modellierung des Abtragsprozesses wichtige quantitative Bestimmung der Abtragsrate äußerst mühevoll. Nachdrücklich bestätigen die Ergebnisse vielmehr die bereits früher dargestellte Notwendigkeit des dreidimensionalen Abtastens der abgetragenen Zonen auf Metallen.

In Bild 74 sind so gemessene Abtragstiefen (das heißt Abtragsvolumina verschiedener Metalle bezogen auf die Strahlfläche des Nd:YAG-Lasers) in Abhängigkeit von der Leistungsdichte und der Pulsdauer aufgetragen.

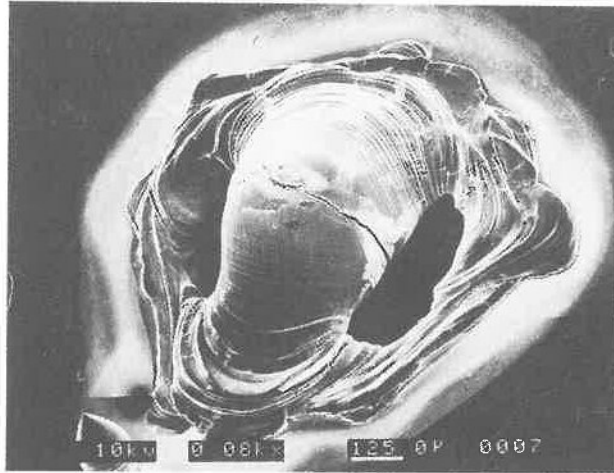


Bild 73: Durch überlappende Schmelze verdeckter Abtraggrund in Molybdän (ein Nd:YAG-Laserpuls, 1 ms, 9.5 J).

Erkennbar ist hier, daß es durch den Einfluß der Schmelze zu großen Schwankungen bezüglich der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse kommt. Trotz dieser Imponderabilien läßt sich aus diesem Diagramm gut erkennen, daß die Abtragstiefe bei gleicher Leistungsdichte oberhalb eines Schwellwertes durch Erhöhung der Pulsdauer (also höheren Pulsenergien) erhöht werden kann.

Gleichzeitig zeichnet sich die Tendenz ab, daß die auf die Energie bezogene Abtragstiefe bei höheren Pulsdauern größer ist als bei kleineren Pulsdauern. Dies zeigt auch ein Vergleich der Abtragsraten verschiedener Metalle mit einem Nd:YAG-Laser und einem Excimerlaser. Trägt man die über einen Laserpuls gemittelte und auf die eingestrahlte Pulsenergie bezogene Masse eines abgetragenen Metalls über der Leistungsdichte eines Nd:YAG Lasers (Pulsdauer 0.15 ms) und eines XeCl-Excimerlasers (Pulsdauer 30 ns) auf (Bild 75), so ist diese Abtragsrate trotz größerer Einkoppelverluste durch höhere Reflektivität für den Nd:YAG-Laser höher.

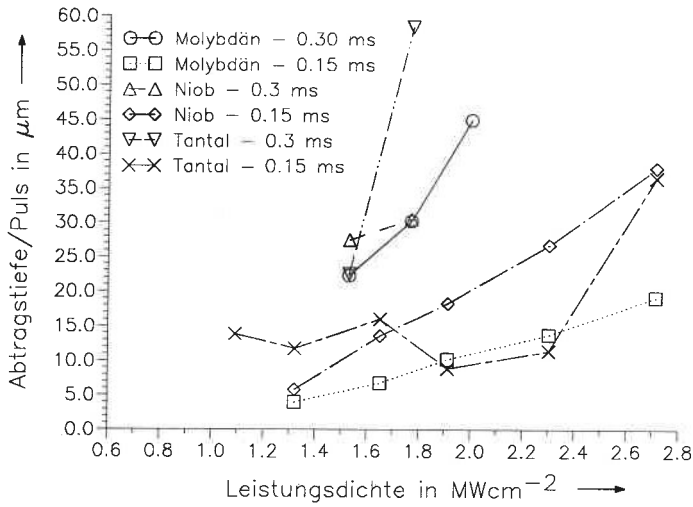


Bild 74: Mit einem Nd:YAG-Laserpuls erzielte Abtragstiefen in verschiedenen Metallen (Laserstrahldurchmesser 0.6 mm).

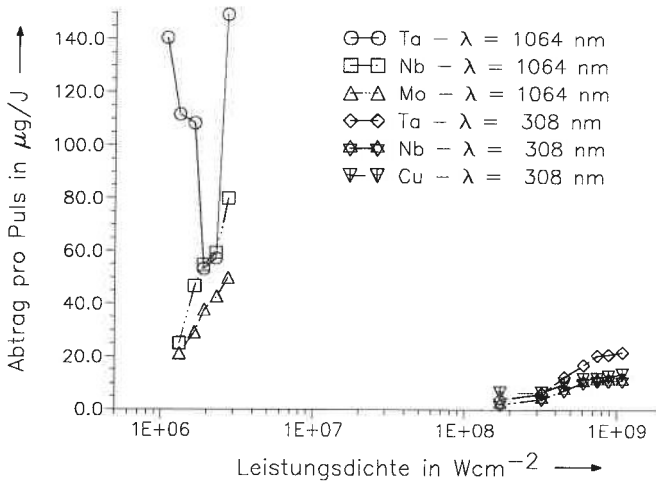


Bild 75: Vergleich der pro Puls und Energie abgetragenen Masse verschiedener Metalle unter Nd:YAG- und XeCl-Excimerlaser-Bestrahlung.

Der Grund hierfür ist darin zu suchen, daß infolge des schnelleren Erwärmungsvorganges beim Excimerlaser mehr Material verdampft wird als beim Nd:YAG-Laser, was jedoch energetisch ungünstiger ist und deshalb zu einer geringeren Effizienz des Abtragsprozesses führt.

Somit ergibt sich als Fazit dieses Vergleichs, daß zwar beim Bearbeiten von Metallen mit Excimerlasern formtreuere Strukturen als mit Nd:YAG-Lasern erzielt werden können, daß aber das Fehlen einer möglichen Pulsdauervariation für ersteren zu einem schwerwiegenden Hindernis in Bezug auf einen großtechnischen Einsatzes führen kann. Hinzu kommt, daß in der letzten Zeit die Entwicklung des Festkörperlaser hinsichtlich hoher mittlerer Leistungen enorme Fortschritte macht, so daß auch ein Vorstoß des Nd:YAG-Lasers in den noch vom Excimerlaser dominierten UV-Wellenlängenbereich durch Frequenzvervielfachung möglich ist. Eine augenblickliche Begrenzung dieser Entwicklung scheint nur darin zu bestehen, die diesen Leistungen standhaltenden nicht-linearen Kristalle mit genügendem Wirkungsgrad und ausreichender Zuverlässigkeit herstellen zu können.

9.2 Keramiken

Mit einem Festkörperlaser erzeugtes UV-Licht hätte auch für die Bearbeitung einiger Keramiken seine Vorteile. Zu nennen ist hier beispielsweise Aluminiumoxid, welches im UV-Bereich eine geringere Eindringtiefe besitzt als für $\lambda = 1060 \text{ nm}$. Dies hat zur Folge, daß sich Al_2O_3 nur schwer mit herkömmlichen Nd:YAG-Lasern bearbeiten läßt; entweder tritt überhaupt kein Abtrag auf oder es kommt durch Abblättern der Keramik zu starker Rißbildung im Grundmaterial.

Überhaupt läßt sich zeigen, daß die Ausbildung von Rissen ein Hauptproblem darstellt bei der Materialbearbeitung von Keramiken mit Lasern längerer Pulsdauer. In Bild 76 ist ein typisches Ergebnis am Beispiel einer mit einem 1 ms-Laserpuls bearbeiteten Si_3N_4 -Oberfläche dargestellt. Zur Rißbildung kommt es, wenn die Spannungen im Grundmaterial aufgrund hoher thermischer Belastungen zu groß werden. Da diese vor allem durch die eingekoppelte Pulsenergie bestimmt werden, darf angenommen werden, daß sich für gütegeschaltete Nd:YAG-Laser aufgrund ihrer geringeren Pulsenergie und Pulsdauer die Zahl der Risse stark reduzieren wird.

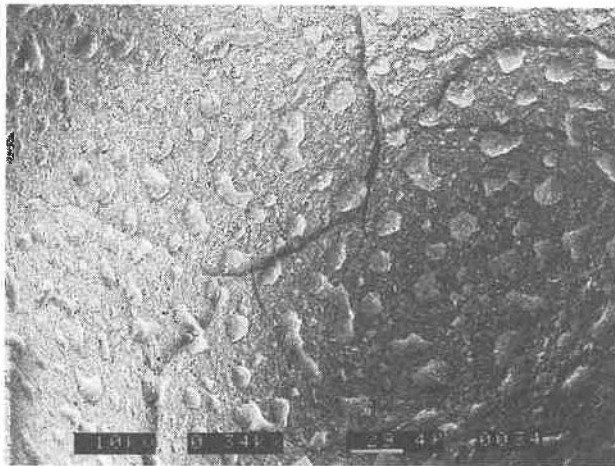


Bild 76: Ausgeprägte Risse am Boden einer mit Nd:YAG-Laser bestrahlten Si_3N_4 -Oberfläche (Pulsdauer 1 ms).

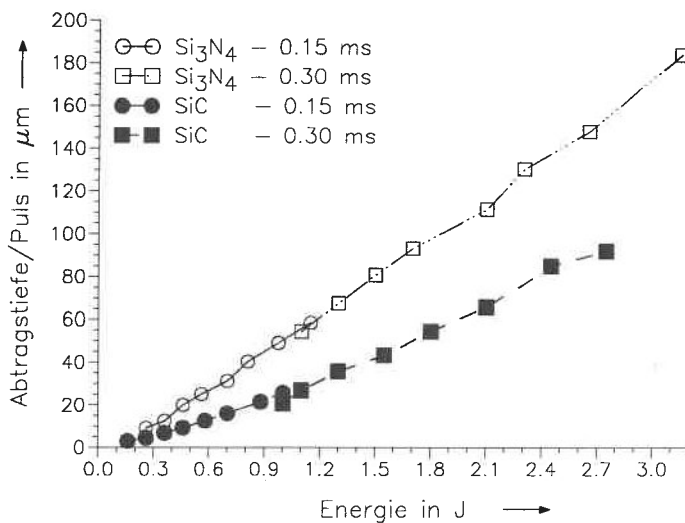


Bild 77: Abtrag pro Puls von Si_3N_4 und SiC bei unterschiedlichen Pulsdauern eines Nd:YAG-Lasers (Strahldurchmesser 0.6 mm).

Dem steht gegenüber, daß hohe Abtragstiefen nur durch hohe Pulsenergien erreichbar sind. In Bild 77 ist dies am Beispiel Si_3N_4 und SiC deutlich erkennbar. Unabhängig von der Pulsdauer skalieren beide Keramiken im betrachteten Bereich nahezu linear mit der Energie (Kurve Steigung bei Si_3N_4 59 $\mu\text{m}/\text{J}$, bei SiC 36 $\mu\text{m}/\text{J}$). Aufgrund dieser Tatsache können deshalb heute Nd:YAG-Laser im Gegensatz zum Excimerlaser zum Schruppen und Schlichten von Keramiken eingesetzt werden [112].

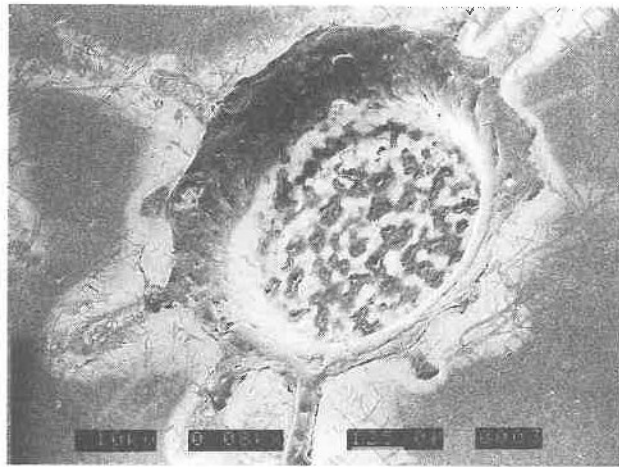


Bild 78: Oberfläche einer Al_2O_3 -Keramik nach Beschuß mit einem homogenen Nd:YAG-Laserpuls ($E = 7 \text{ J}$, Pulsdauer 1 ms).

Ein neben der stärkeren Rißbildung weiterer Nachteil, den man sich bei höheren Pulsenergien, beziehungsweise längeren Pulsdauern einhandelt, ist bei Keramiken, die eine Schmelzphase besitzen, die Reduzierung der Strukturgenauigkeit.

In Bild 78 ist eine mit einem homogenen, runden Strahlprofil eines Nd:YAG-Lasers bearbeitete Al_2O_3 -Oberfläche abgebildet. Verglichen mit einer mit dem Excimerlaser erzeugten Struktur (siehe Bild 59) ist deutlich die stärkere Ausbildung von Schmelze an den Rändern erkennbar.

Ein Vergleich der abgetragenen Masse pro Puls und Energie in Keramiken zwischen einem Nd:YAG-Laser und einem Excimerlaser liefert ähnliche Resultate wie bei den Metallen. Trägt man die über einen Laserpuls gemittelte und auf die eingestrahlte

Pulsenergie bezogene Masse einer Keramik über der Leistungsdichte eines Nd:YAG-Lasers (Pulsdauer 0.15 ms) und verschiedener Excimerlaser (Pulsdauer jeweils 30 ns) auf (Bild 79), so ist diese für den Nd:YAG-Laser höher.

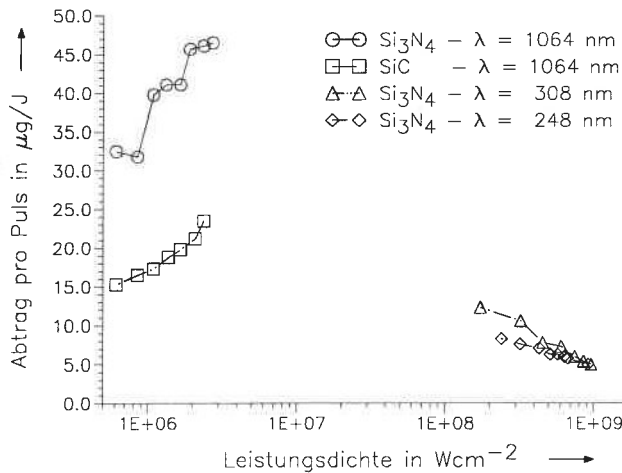


Bild 79: Vergleich der pro Puls und Energie abgetragenen Masse von Si_3N_4 und SiC zwischen Nd:YAG-Laser und Excimerlaser.

Vergleicht man also Excimer- und Nd:YAG-Laser hinsichtlich der Bearbeitung von Keramiken, so bleibt als Vorteil des erstgenannten aufgrund seiner kurzen Wellenlänge die Größe der erreichbaren Strukturen (im Mikrometer- und Submikrometerbereich). Damit könnte sich auch hier eine ähnliche Situation entwickeln, wie sie in Zusammenhang mit der Metallabtragung angedeutet wurde.

10 Zusammenfassung und Ausblick

Materialabtragung von Metallen und Keramiken mit Excimerlasern ist ein thermisch dominierter Prozeß. Dabei hängt es von den Eigenschaften des jeweils bearbeiteten Werkstückes ab, ob und wie stark das Abtragsergebnis von Schmelzeffekten (Gratbildung, Kantenabrundungen, Strukturgenauigkeit ...) beeinflußt wird. Während schlechte Wärmeleitfähigkeit oder Sublimationsverdampfung - wie man dies in vielen Keramiken wiederfindet - einen scharf strukturierten Abtrag begünstigt, kommt es vor allem bei Metallen trotz der kurzen Laserpulsdauer von einigen zehn Nanosekunden zur Ausbildung einer schmelzflüssigen Phase, wobei die durch Dampf- und Plasmaentwicklung kurzzeitig auftretenden Drücke (bis zu einigen hundert bar) nicht ausreichen, die Schmelze vollständig auszutreiben.

Grund für das Auftreten der Schmelze sind einerseits der zeitliche Verlauf des Excimerlaserpulses, andererseits die beim Abtragen eingesetzte Energiedichte. Wie in Simulationsrechnungen gezeigt werden konnte, nimmt mit zunehmender Intensität der Laserstrahlung die Schmelzfilmdicke ab, das heißt die Laserpulsdauer eines Nanosekunden-Excimerlasers ist immer noch zu lang, um Schmelze in Metallen verhindern zu können.

Andererseits zeigen Rechnungen, daß auch mit Zunahme der ins Material eingekoppelten Energie bei konstanter Laserpulsdauer und Strahlfläche die Schmelzfilmdicke reduziert werden kann. Demgegenüber stehen allerdings Beobachtungen, daß mit steigender Energiedichte unter Normalatmosphäre durch wachsende Plasmaabsorption die relative Energieeinkopplung ins Material sinkt, der Abtragsprozeß also energetisch ineffizienter wird.

Plasmaabschirmung und Wärmeleitung führen des weiteren dazu, daß die Laserbearbeitung von Werkstücken von der Strahlgeometrie abhängt, es also zur Bildung eines Bearbeitungsbereiches maximaler Effizienz kommen kann, wie dies beim Durchbohren verschiedener Metallfolien mit mehreren Pulsen gezeigt wurde.

Verschiedene Möglichkeiten wurden erprobt, um die bei der Excimerlaser-Materialbearbeitung auftretenden Vorgänge zu detektieren, beziehungsweise Einfluß auf die ab-

laufenden Prozesse zu nehmen.

Piezoelektrische Messungen an der Rückseite von laserbestrahlten Proben ergaben, daß sich Ultraschallwellen, wie sie sich aus der Wechselwirkung zwischen Laserpuls/Materie und Schallanregung ergeben, gut zur Kennzeichnung und Überwachung von kurzen, laserinduzierten Vorgängen eignen. Neben der Unterscheidung zwischen thermo-elastischer Erwärmung und Impulsübertrag bei Verdampfung konnten aus dem Kurvenverlauf der Schallsignale Rückschlüsse auf den zeitlichen Verlauf und den Maximalwert der anregenden Kraft an der Targetoberfläche gezogen werden. Außerdem war es möglich, sowohl Veränderungen des Zustandes der bestrahlten Oberfläche nachzuweisen, als auch aus der Laufzeit der Schallwellen auf die Dicke der Probe und damit die Abtragstiefe zurückzuschließen. Hingegen war der Nachweis des selektiven Abtrags eines Mehrschichtsystems ohne - hier nicht durchgeführte - Simulationsrechnungen nicht möglich.

Schatten- und Schlierenaufnahmen mit einer Kurzzeitkamera offenbarten die Möglichkeit, die beim Abtragen mit Kurzpulslasern auftretenden strömungsdynamischen Dichteänderungen sichtbar zu machen, wobei sich unter anderem zeigte, daß das Ausbreitungsverhalten von laserinduzierten Stoßwellenfronten energie- und nicht energiedichteabhängig ist. Mit dieser Methode sollte es in Zukunft möglich sein, die Wirkungen verschiedener Maßnahmen zur Beeinflussung der Abtragsdynamik beobachten zu können (als Beispiel sei der Einfluß verschiedener Gase auf die beim Abtragen entstehenden Ablagerungen genannt [113]).

Daß es einen solchen Einfluß gibt, konnte durch die Abtragsversuche von Metallen und Keramiken unter verschiedenen Gasbedingungen gezeigt werden. Es ergab sich, daß einerseits die Abtragstiefe (und damit die Abtragseffizienz) mit Reduzierung des Umgebungsdruckes erhöht werden kann, andererseits bei Verwendung einer zum Laserstrahl coaxialen Gaszuführung und Drücken zwischen 5 und 20 bar die Oberflächenstrukturen veränderbar sind.

Mit Kenntnis solcher Zusammenhänge bleibt die Frage zu beantworten, wie die zukünftige Entwicklung des Excimerlasers, beziehungsweise seines Einsatzes für die Metall- und Keramikbearbeitung fertigungstechnisch zu bewerten ist. Wie eingangs erwähnt, werden Excimerlaser heutzutage in größerem Umfang nur von Großfirmen

der Elektronikbranche eingesetzt und dann vor allem zur lithographischen Bearbeitung von Kunststoffen und in geringerem Maße von Metallen. Obwohl gezeigt wurde, daß Excimerlaser ein effektives Werkzeug für die Formgebung einer Vielzahl von Materialien bei hoher räumlicher Auflösung darstellen, stehen deren Einführung vor allem der Anschaffungspreis des Lasers und seiner notwendigen Peripherie-Geräte (Gasversorgung etc.), sowie eine eher konservative Einstellung der Industrie entgegen.

Da es aber verschiedenen Herstellern inzwischen gelungen ist, einerseits Excimer-Hochleistungslaser mit industrietauglichem Standard hinsichtlich Verfügbarkeit und Bedienerkomfort anzubieten, andererseits kostengünstige Excimerlaser geringer Pulsenergie, aber hoher Strahlqualität (*Hohl- oder Wellenleiter-Excimerlaser*) verstärkt auf den Markt drängen, scheint der Einsatz von Excimerlasern in größerem Umfang nur eine Frage der Zeit zu sein. Hierfür sprechen auch die nach und nach erkennbaren Anwendungen, für die der Excimerlaser eingesetzt wird (wie beispielsweise das sogenannte *Direct-Writing* [8] oder die Herstellung von Mikrostrukturen zur Verbesserung von Schmiereigenschaften bewegter Teile [114]).

Daß in den nächsten Jahren mit einem verstärkten Einsatz von Lasern auf dem Gebiet der Mikrobearbeitung zu rechnen ist, scheint sicher. Wie sich der Markt allerdings vor allem zwischen diodengepumpten, frequenzvervielfachten Nd:YAG-Lasern und Excimerlasern aufteilen wird, ist heute noch nicht absehbar.

Literatur

- [1]: BÜTJE, R.: *Abtragen von Metallen mit Excimer-Lasern als Verfahren zur Mikrobearbeitung*, Dr.-Ing. Dissertation, Universität Hannover, 1992.
- [2]: EWING, J.J.: *Excimer Lasers*, pp. 137 - 197, in *Lasers Handbook*, Vol. 3, North-Holland Publishing, Amsterdam, 1979.
- [3]: BASOV, N.G.; DANILYCHEO, V.A. AND POPOV, Y.M., *Sov. J. Quantum Electronics* **1**, 18, 1971.
- [4]: BRINKMANN, U., *Lambda Highlights* No. **22**, Göttingen, April 1990.
- [5]: Sopra, Frankreich: *Switchless excimer laser*, Produktspezifikationen, 1992.
- [6]: PUMMER, H.; SOWADA, U.; OESTERLIN, P.; REBHAN, U.; BASTING, D.: *Kommerzielle Excimerlaser*, *Laser und Optoelektronik*, No. 2, 1985, pp. 141-148.
- [7]: HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeug Laser*, Teubner Studienbücher - Maschinenbau, 1992.
- [8]: Potomac Photonics, Inc., Lanham, GB: *Direct-write photoablation with ultraviolet waveguide lasers*, Application note DP-1.
- [9]: DICKMANN, K.: *Excimer-Laser ermöglicht kalten Materialabtrag*, *Labor* 2000-1991, S. 24-33.
- [10]: KÖNIG, H.-J.; BÜCKER, G.; STEFANEC, A.; HILLER, U.; GUILOTTA, F.: *Ablationswirkung von Excimerlaserstrahlung am zentralen und peripheren Nervensystem und an Hartschubstanzen*, *Med. Tech.* **1**, 65 (1990).
- [11]: FÖRSTER, W.; EMMERICH, K.-H.; SCHEID, W.; TRAUT, H.: *Zur Mutagenität der Excimer-Laserstrahlung*, Sitzungsbericht der Rheinisch-Westfälischen Augenärzte, 1991, (im Druck).
- [12]: BÜTJE, R. ET AL.: *Klebflächenvorbehandlung von Kunststoffen durch Excimer-Laser*, *Laser und Optoelektronik* **21** (6), 1989, S. 62-66.
- [13]: SOWADA, U.; KAHLERT, H.-J.; BASTING, D.: *Von der Forschung in die Fertigung: Excimer-Laser bohrt Kleinstlöcher in Kunststoff*, *PRONIC*, Heft 4, 29. April 1991.
- [14]: SERCEL, J.; SOWADA, U.: *Why excimer lasers excel in marking*, *Lasers and Optronics*, September 1988, pp. 69-72.

- [15]: TÖNSHOFF, H.K.; GEDRAT, O.: *Absorption behaviour of ceramic materials irradiated with excimer-lasers*, SPIE, Vol. 1377, 9.11.1990.
- [16]: GEIGER, H.; LUTZ, N.; REBHAN, T.: *Influence of process and materials parameters on ablation phenomena and mechanical properties of ceramics and composites for excimer laser treatment*, ECLAT'92, Göttingen, 12.-15.10.1992, S. 577-584.
- [17]: ARNOLD, J.; DAUSINGER, F.: *Surface structures produced by excimer lasers during ablation of metals*, Proceedings of ECLAT'90, Vol. 2, September 17-19, 1990, Erlangen, pp. 859-870.
- [18]: BÜTJE, R.; DICKMANN, K.: *Vorsprung für Excimer*, LASER, März 1989, S. 14-17.
- [19]: SOWADA, U.; KAHLERT, H.-J.; BASTING, D.: *Excimer laser processing of thin metallic films on dielectric substrates*, Proceedings of SPIE Vol. 801, The Hague, 1987, pp. 163-167.
- [20]: BACHMANN, F.: *Applications of excimer lasers in an industrial fabrication line: Generation of blind via holes for through contacts by photo ablation*, Proceedings of ECLAT'90, Vol. 2, Erlangen, Sept. 17-19, 1990, pp. 825-834.
- [21]: BRINKMANN, U.: *Japanese high technology in AMMTRA - excimer lasers recognized as a key technology*, Lambda Highlights No. 34, April 1992, pp. 1-2.
- [22]: BERGMANN, H.W.; SCHUBERT, E.: *Review on materials procesing with excimer lasers*, Proceedings of ECLAT'90, Erlangen, Sept. 17-19, 1990, pp. 813-824.
- [23]: KAHLERT, H.-J.; SOWADA, U.; BASTING, D.: *Technische und wirtschaftliche Aspekte der excimerlasergestützten Mikromaterialbearbeitung*, Laser Magazin 5/88, S. 25-28.
- [24]: HECHT, ZAJAC: *Optics*, Addison-Wesley Publishing Company, 7th printing, 1982.
- [25]: PALIK, E.D.: *Handbook of optical constants of solids*, Academic Press, Inc., 1985.
- [26]: VON ALLMEN, M.: *Laser Beam Interactions with Materials*, Materials Science, Vol. 2, Springer Verlag, 1987.
- [27]: ASHCROFT, N.W.; MERMIN, N.D.: *Solid State Physics*, Holt-Saunders International Editions, 1981.

- [28]: WEAVER, J.H. ET AL.: *Optical properties of metals*, Physik Daten, Part I and II, FIZ Karlsruhe-Leopoldshafen, 1981, Nr. 18-1.
- [29]: BRÜCKNER, M.; SCHÄFER, J.H.; UHLENBUSCH, J.: *Ellipsometric measurement of optical constants of solid and molten aluminium and copper at $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$* , J. Appl. Phys. 66(3) 1989, pp. 1326-1332.
- [30]: LANDOLT, BÖRNSTEIN: *Zahlenwerte und Funktionen*, II.Band, 4.Teil: Kalorimetrische Zustandsgrößen, Springer Verlag 1961.
- [31]: PESCHKO, W.: *Abtragung fester Targets durch Laserstrahlung*, Dissertation, Universität Darmstadt, 1981, D17.
- [32]: VON ALLMEN, M.: *Coupling of laser radiation to metals and semiconductors*, Academic Press, New York 1982, pp.49-75.
- [33]: BECK, M.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Studie zur Energieeinkopplung beim Tiefschweißen mit Laserstrahlung*, Laser und Optoelektronik 21 (1989), Nr. 3, S. 80-84.
- [34]: GERTHSEN, KNESER, VOGEL: *Physik*, 13.Auflage, Springer Verlag, Berlin, 1977.
- [35]: BORN, M.; WOLF, E.: *Principles of optics*, 6. (korrigierte) Fassung, Pergamon Press, 1986.
- [36]: LANDOLT-BÖRNSTEIN: *Zahlenwerte und Funktionen*, IV. Band, II. Teil, Bandteil 4b, Springer Verlag, 1961.
- [37]: D'ANS-LAX: *Taschenbuch für Chemiker und Physiker*, Band 1, 3. Auflage, Springer Verlag, 1967.
- [38]: Feldmühle Aktiengesellschaft: *Werkstoffdaten*, Produktspezifikationen, KI 009/D/GB/F-5.000-9/90-Ma.
- [39]: DULEY, W.W.: *CO₂-Laser-Effects and applications*, Academic Press, New York, 1976.
- [40]: CARSLAW, JAEGER: *Conduction of heat in solids*, 2nd Edition, Oxford University Press, 1959.
- [41]: BAERI, P.; CAMPISANA, S.U.: *Heat flow calculations*, Chapter 4 in "Laser Annealing of Semiconductors", Academic Press, 1982.
- [42]: SINGH, R.; VIATELLA, J.: *Simulation of laser interaction with materials*, PC-Version 1.0, University of Florida, USA, 1992.

- [43]: GORBUNOV, A.; KONOV, V.: *Materials processing by excimer laser ablation*, Proceedings of Lamp'92, Nagaoka, June 1992, pp. 1061-1066.
- [44]: 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**(11), 1 Dec. 1987.
- [45]: VEIKO, V.P. ET AL.: *Two-phase mechanism of laser-induced removal of thin absorbing films: II.Experiment*, J. Phys. D: Appl. Phys. **13** (1980), pp. 1571-1575.
- [46]: ANISIMOV, S.I.: *Vaporization of metal absorbing laser radiation*, Soviet Physics JETP, **Vol. 27**, No. 1, July 1968, pp. 182-183.
- [47]: ANISIMOV, S.I.; RAKHMATULINA, A.K.: *The dynamics of the expansion of a vapor when evaporated into a vacuum*, Sov. Physics JETP, **Vol. 37**, No. 3, September 1973, pp. 441-444.
- [48]: TREUSCH, H.G.: *Geometrie und Reproduzierbarkeit einer plasmaunterstützten Materialabtragung durch Laserstrahlung*, Dissertation, TH Darmstadt, D17, 1985.
- [49]: KNIGHT, C.J.: *Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure*, AIAA Journal, **Vol. 17**, No. 5, May 1979, pp. 519-523.
- [50]: ADEN, M.; BEYER, E.; HERZIGER, G.; KUNZE, H.: *Laser induced vaporization of a metal surface*, J. Phys. D: Appl. Phys. **25** (1992), p. 57-65.
- [51]: PIRRI, A.N. ET AL.: *Plasma energy transfer to metal surfaces irradiated by pulsed lasers*, AIAA Journal **Vol. 16**, No. 12, 1977, pp. 1296-1304.
- [52]: POPRAWA, R.: *Materialabtragung und Plasmaformation im Strahlungsfeld von UV-Lasern*, TU Darmstadt, Dissertation, D17, 1984.
- [53]: KITTEL, CH.: *Einführung in die Festkörperphysik*, 6. Auflage, Oldenbourg Verlag, 1983.
- [54]: DODUCO KG, Pforzheim: *Datenbuch*, Produktspezifikationen, 2.Auflage, 1977.
- [55]: DEKKER, A.J.: *Solid state physics*, Macmillan Student Editions, 1981.
- [56]: DOWNEY, S.W.; MITCHELL, A.; GOTTSCHO, R.A.: *Photoemission optogalvanic spectroscopy: An in situ method for plasma electrode surface characterization*, J. Appl. Phys. **63**(11), 1 June 1988.
- [57]: MATTHIAS, E.; DREYFUS, P.W.: *From laser-induced desorption to surface damage* in "Topics in current physics", Vol. **47**, S. 89-127, Springer Verlag,

Berlin, 1989.

- [58]: ARNOLD, J.: *Mikro-Abtragen von Metallen und Keramiken*, VDI-Fortbildungsseminar 33-11-01, 12./13. Februar 1992, Stuttgart.
- [59]: STEGMAN, R.L.; SCHRIEMPF, J.T.; HETTICHE, R.L.: *Experimental studies of laser-supported absorption waves with 5 ms pulses of 10.6 μm radiation*, J. Appl. Phys., Vol. 44, No. 8, August 1973, pp. 3675-3681.
- [60]: BONI, A.A.; SU, F.Y.: *Propagation of laser supported deflagration waves*, The Physics of Fluids, Vol. 17, No. 2, Febr. 1974, pp. 340-342.
- [61]: PIRRI, A.N.: *Theory for momentum transfer to a surface with a high-power laser*, The Physics of Fluids, Vol. 16, No. 9, September 1973, pp. 1435-1440.
- [62]: SEDOV, L.I.: *Similarity and dimensional methods in mechanics*, Cleaver-Hume Press, Infosearch LTD, London, 1959.
- [63]: CALLIES, G.: *Experimentelle Untersuchungen der physikalischen Wechselwirkung zwischen Material und Laserstrahl beim Abtragen mit gepulsten Hochleistungslasern*, Diplomarbeit, IFSW, 1993, (in Arbeit).
- [64]: DAUSINGER, F.; ARNOLD, J.: *Abtragende Bearbeitung von Metallen und Keramiken*, Abschlußbericht zum F&E-Verbundprojekt "Materialbearbeitung mit Excimerlasern (homogene Materialien)" des BMFT, Förderkennzeichen 13N56237, Juni 1992, (unveröffentlicht).
- [65]: JENKINS UND WHITE: *Fundamentals of Optics*, McGraw Hill (1976).
- [66]: RÜCKLE, B. ET AL.: *Wavelength stabilized and computer controlled 248.4 nm Excimer Laser for microlithography*, Lambda Industrial No. 1, February 1988, pp. 1-4.
- [67]: SIEGMAN, A.E.: *Lasers*, University Science Books (1986).
- [68]: PAETZOLDT, S.; EIG, A.P.; REICHLING, M.; REIF, J.; MATTHIAS, E.: *Surface laser damage thresholds determined by photoacoustic deflection*, Appl. Phys. Lett. 53 (21), 21 November 1988, pp. 2005-2007.
- [69]: YANG, W.-J.; CHAN, Y.: *Optical methods in flow visualization*, Journal of Laser Applications, October 1989, pp. 31-39.
- [70]: DVOŘÁK V. in *Wiedemanns Annalen*, 9 (1880), S. 502.
- [71]: TOEPLER, A.: *Beobachtung nach einer neuen optischen Methode* in *Poggendorfs Annalen*, 127 (1866), S. 556.

- [72]: HÜGEL, H.; ARNOLD, J.; CALLIES, G.; BERGER, P.: *Experimentelle und modellmäßige Erfassung von gas- und fluiddynamischen Prozessen beim Abtragen mit gepulsten Hochleistungslasern*, Berichtsheft zum Kolloquium des DFG-Schwerpunkt-Programms "Strahl-Stoff-Wechselwirkung bei der Lasermaterialbearbeitung", 20./21. April 1993, Erlangen, S. 129-134.
- [73]: VENTZEK, P.; GILGENBACH, R.; SELL, J.; HEFFELFINGER, D.: *Schlieren measurements of the hydrodynamics of excimer laser ablation of polymers in atmospheric pressure gas*, J. Appl. Phys. **68** (3), 1 August 1990.
- [74]: KRAUTKRÄMER, J.; KRAUTKRÄMER, H.: *Werkstoffprüfung mit Ultraschall*, Springer Verlag, Berlin, 1986.
- [75]: SCHLEICHERT, U.; PAUL, M.; HOFFMANN, B.; LANGENBERG, K.J.; ARNOLD, W.: *Photoacoustic and photothermal phenomena*, Springer Verlag, Heidelberg, Band 58, 284 (1988).
- [76]: DEWHURST, R.J.; EDWARDS, C.E.; PALMER, S.B.: *Noncontact detection of surface-breaking cracks using a laser acoustic source and an electromagnetic acoustic detector*, Appl. Phys. Lett. **49** (7), 18 August 1986, p. 374-376.
- [77]: DEWHURST, R.J.; EDWARDS, C.E.; MCKIE, A.D.W.; PALMER, S.B.: *Comparative study of wide-band ultrasonic transducers*, Ultrasonic 1987, Vol. 25, November, p. 315-321.
- [78]: PAUL, M.: *Breitbandiger Nachweis von Ultraschall mittels Interferometrie und kapazitiven Aufnehmern*, Diplomarbeit, Fachbereich 11 der Universität Saarbrücken und IzfP, Saarbrücken (1987).
- [79]: FAßBENDER, S.: *Breitbandige Ultraschallanregung an Metalloberflächen durch Materialverdampfung mittels Nanosekunden-Laserpulsen*, Diplomarbeit, IzfP (No. 900105-TW), Saarbrücken (1990).
- [80]: STARK, U.: *Erfassung von excimerlaser-induzierten Druckpulsen mit Hilfe eines schnellen PVDF-Meßdruckwandlers und deren Deutung*, Diplomarbeit, IFSW (91-48), Universität Stuttgart (1991).
- [81]: WAGNER, T.: *Grundlagen und Konstruktion eines PVDF-Ultraschall-Meßwandlers zur Detektion von excimerlaser-induzierten Druckpulsen im Nanosekundenbereich in Metallen*, Studienarbeit, IFSW (90-24), Universität Stuttgart (1990).
- [82]: BAUER, F.: *Piezoelectric polymer PVDF shock gauge: State of the research art*, ISL-Saint Louis (France), 1988.
- [83]: WAGNER, T.: *Verfahren zur Detektion der durch KrF-Excimerlaser induzierten breitbandigen Ultraschallwellen in Metallen*, Diplomarbeit, IFSW (90-37), Universität Stuttgart (1990).

- [84]: SCHLEICHERT, U.: *Die Theorie der optischen Erzeugung elastischer Wellen in Festkörpern*, Dissertation, Fachbereich Elektrotechnik der Gesamthochschule Kassel, Kassel (1989).
- [85]: DEWHURST, R.J. ET AL.: *Qualitative measurements of laser-generated acoustic waveforms*, J. Appl. Phys. **53**(6), June 1982, pp. 4064-4071.
- [86]: AUSSEL, J.D. ET AL.: *Generating acoustic waves by laser: theoretical and experimental study of the emission source*, Ultrasonics 1988, Vol. 26, September, pp. 245-255.
- [87]: Die interferometrische Kalibrierung und die Dämpfungsmessungen der verschiedenen Proben wurden von A. Hoffmann und W. Arnold, Institut für zerstörungsfreie Prüfverfahren (IzFP) der Universität Saarbrücken, durchgeführt.
- [88]: VAN HORN, K.R.: *Aluminium - Vol. I: Properties, physical metallurgy and phase diagrams*, American Society for metals, Ohio, 1967.
- [89]: SOWADA, U.; KAHLERT, H.-J.; BASTING, D.; GERHARDT, H.: *Excimerlaser für die Materialbearbeitung - Verfahren und Resultate*, Laser und Optoelektronik **20** (2), 1988, p.86 ff.
- [90]: ZOSKE, U.; GIESEN, A.; HÜGEL, H.: *Strahlformung von CO₂-Laserstrahlung*, Optoelektronik in der Technik, LASER '89, Springer Verlag, S. 98ff.
- [91]: Feinprüf-Perthen, Göttingen: *Focodyn - Optischer Mikrotaster für Perthometer*, Produktspezifikationen, 1989.
- [92]: DUPONT, A.; CAMINAT, P.; BOURNOT, P.: *Efficiency of metallic materials ablation using impulsional lasers with several wavelengths*, Proceedings of GCL'92, Crete, Sept. 1992 (to be published).
- [93]: FANKHÄNEL, J.: *Abhängigkeit der Bohreffizienz vom Strahldurchmesser beim Durchbohren von Metallfolien mit KrF-Excimerlaser*, Diplomarbeit, IFSW 93-21, Universität Stuttgart, 1993.
- [94]: SOWADA, U.; LOKAL, P.; KAHLERT, H.-J.; BASTING, D.: *Excimerlaser-Bearbeitung keramischer Werkstoffe - Ergebnisse und physikalische Vorgänge*, Laser und Optoelektronik **21**(3), 1989, p. 107ff.
- [95]: KUCHER, M.: *Vergleichende Untersuchungen beim Abtragen von Keramiken und Metallen mit verschiedenen Lasern*, Diplomarbeit, IFSW 93-23, Universität Stuttgart, 1993.
- [96]: SPATEN, J.; WAGNER, W.D.: *Excimer-Laser Mikro-Materialbearbeitungsanlagen*, Soliton Journal **3**, September 1991, S. 5.

- [97]: Dr. Burghardt, Lambda Physik: Persönliche Mitteilung.
- [98]: EHRMANN, M.: *Abtragen von Metallen mittels KrF-Excimerlaser unter Einsatz einer Gaskammer zur Erzeugung verschiedener Gasatmosphären*, HF-Studienarbeit, IFSW 91-42, Universität Stuttgart, 1991.
- [99]: EDLER, R.; BERGER, P.: *Vorstellung eines neuen Düsenkonzepts zum Lasertrennen*, Laser und Optoelektronik 5 (1991), S. 54-61.
- [100]: ARNOLD, J.; STARK, U.; DAUSINGER, F.: *Structuring of Metals by Ablation with Excimer Lasers*, Proceedings of the ICALEO '91, LIA Vol. 74, 3.-7. November 1991, San José (Cal.), pp. 414-423.
- [101]: MÜLLER-LUFFT, S.: *Abtragen von verschiedenen Materialien mit Excimerlaser unter Verwendung einer Doppellavalddüse mit verschiedenen Gasen*, große Studienarbeit, IFSW 92-30, Universität Stuttgart, 1992.
- [102]: KNOCH, H.: *Carbide - hochverschleißfeste keramische Sonderwerkstoffe*, Elektroschmelzwerk Kempten, Sonderdruck aus den Technischen Mitteilungen, Heft 4/1987.
- [103]: DICKMANN, K. ET AL.: *Excimer-Hochleistungslaser in der Materialbearbeitung*, Teil 2, Laser Magazin 4/87, S. 34 ff.
- [104]: ARNOLD, J.: *Mikro-Abtragen von Metallen und Keramiken*, VDI-Fortbildungsseminar 33-11-02 "Feinbearbeitung mit dem Laser als Werkzeug", 10./11. März 1993, Stuttgart.
- [105]: STEINMANN, D.: *Konstruktionskeramik für den Maschinen- und Apparatebau*, Sonderdruck aus cav 1/88 und 2/88, ESK, Kempten, 1988.
- [106]: BRINKMANN, U.: *Material processing using 157 nm*, Lambda Highlights No. 25, October 1990, p. 1-2.
- [107]: ESROM, H.: *Neue UV-induzierte Metallisierungsverfahren für Aluminiumnitrid-Substrate*, Tagungsband der SMT/ASIC/HYBRID, 11.-13. Juni 1991, S. 213-224.
- [108]: SCHMATJKO, K.J.; ENDRES, G.: *Feinbearbeitung von Keramik mit dem Excimerlaser*, Fachberichte für die Metallbearbeitung, Vol. 64, No. 4, 1987, S. 294-298.
- [109]: LANDOLT-BÖRNSTEIN: *Zahlenwerte und Funktionen*, IV.Band, 2.Teil, Bandteil b: *Technik - Sinterwerkstoffe und Schwermetalle*, Springer Verlag, 1964.
- [110]: SCHUTTE, K.; EISNER, K.; NASER, J.; BERGMANN, H.W.: *Investigations of laser-beam-interactions with materials using short time diagnostic*, Proceedings of EUREKA 205 International Workshop Excimer laser applications, 1./2. April

1993, Erlangen, p. 102-103.

- [111]: MONTAGNE, J.E.; SARNET, TH.; INGLESAKIS, G.; AUTRICH, M.: *High energy, long pulse, electron-beam driven KrF laser in laser-matter interaction*, Proceedings of EUREKA 205 International Workshop *Excimer laser applications*, 1./2. April 1993, Erlangen, p. 80-81.
- [112]: MEINERS, E.; DAUSINGER, F.: *Micro machining of hard materials using Nd:YAG laser*, Proceedings of Laser '91, München: Laser in Engineering, Springer Verlag, S.284-287.
- [113]: KÜPER, S.; BRANNON, J.: *Ambient gas effects on debris formed during KrF laser ablation of polyimide*, Appl. Phys. Lett. **60**(13), 30 March 1992, pp. 1633-1635.
- [114]: ARNOLD, J.; MÜLLER, G.; SCHNEIDER, H.; MÜLLER, H.K.; HÜGEL, H.: *Herstellung von Mikrostrukturen in SiC-Gleitringen mit dem Excimerlaser*, Laser und Optoelektronik **6** (1993), S.66-70.

Anhang

A) Fresnelsche Beugung

Eine für Wellenphänomene charakteristische Eigenschaft ist die Abweichung der Wellen von ihrer geradlinigen Ausbreitung, sobald ein Teil der Wellenfront auf ein transparentes oder undurchsichtiges Hindernis trifft (egal ob es sich hierbei um Schall-, Licht- oder Materiewellen handelt). Dieser Vorgang wird als **Beugung** bezeichnet.

Das elektrische Feld E einer Primärquelle, welches zum Zeitpunkt $t = 0$ am Ort S einer Punktquelle erzeugt wird, ist auf einer sphärischen Oberfläche mit Radius Q zum Zeitpunkt $t' > 0$ gegeben durch

$$|E| = \frac{\varepsilon_0}{Q} \cos(\omega t' - kQ) \quad (A.1)$$

Da aber jeder Punkt der Primärwelle als kontinuierlicher Strahler von sphärischen Sekundärwellen gemäß der Huygenschen Theorie gilt, würde neben der sich in Vorwärtsrichtung ausbreitenden Einhüllenden auch eine in entgegengesetzter Richtung laufende Welle entstehen. Um diesen zum Experiment in Widerspruch stehenden Effekt vermeiden zu können, wird in der Theorie von Huygens- Fresnel ein sogenannter Neigungsfaktor $K(\theta)$ eingeführt, welcher den Sekundärwellen eine Richtcharakteristik aufprägt. Nach Kirchhoff gilt für diesen Faktor $K(\theta) = 1/2(1 + \cos \theta)$.

Um die Feldverteilung an einem Punkt P zu bestimmen, zerlegt man nun die Oberfläche der Primärwelle in mehrere Kreisflächen dS , wobei die Grenzen der verschiedenen Kreiszonen als Schnittfläche der Primärwellenfront mit einer Reihe von um P konzentrischen Kugeln (mit Radien $r_0 + \lambda/2$, $r_0 + \lambda$, $r_0 + 3\lambda/2$...) gegeben sind. Diese Zonen bezeichnet man als Fresnelsche Zonen (FZ). Mit ε_A (d.h. der Quellstärke der Sekundärwellenemitter pro Einheitsfläche) ergibt sich in P der Beitrag der optischen Störung der Sekundärwellen auf dS zu

$$dE = K \frac{\varepsilon_A}{r} \cos(\omega t - k(Q + r)) dS . \quad (\text{A.2})$$

Der Beitrag der l-ten FZ zur elektrischen Feldverteilung im Punkt P führt durch Integration auf

$$E_l = (-1)^{l+1} \frac{2K_l \varepsilon_A Q \lambda}{Q + r_o} \sin(\omega t - k(Q + r_o)) . \quad (\text{A.3})$$

Es zeigt sich, daß die Amplituden zweier benachbarter FZ zwischen positiven und negativen Werten schwanken, somit also gegenphasig schwingen und sich damit auslöschen versuchen. Aufgrund des winkelabhängigen K- Faktors ist diese Auslöschung allerdings nicht vollständig. Wie in [HECHT, ZAJAC: *Optics*, Addison-Wesley Publishing Company, 7th printing, 1982] gezeigt, ergibt sich als Summe aller FZ

$$E \approx \frac{|E_1|}{2} = \frac{K_1 \varepsilon_A Q \lambda}{Q + \lambda} \sin(\omega t - k(Q + r_o)) , \quad (\text{A.4})$$

d.h. die optische Störung, welche durch eine vollständig unbehinderte Sekundärwellenfront gemäß der Huygens-Fresnelschen Theorie erzeugt wird, ist ungefähr gleich der Hälfte der Feldverteilung der ersten Zone.

Vergleicht man Gl.(A.4) mit der ungestörten Feldverteilung der Primärwelle im Punkt P

$$E = \frac{\varepsilon_o}{Q + r_o} \cos(\omega t - k(Q + r_o)) , \quad (\text{A.5})$$

so kann man daraus zwei Näherungen ableiten, die man in der Huygens- Fresnelschen Theorie durchführen muß, um diese mit einem Großteil der experimentellen Beobachtungen in Einklang zu bringen:

- 1) Mit $K_1 = K(\theta = 0) = 1$ muß der Amplitudenfaktor als $\varepsilon_A = \varepsilon_0/(q\lambda)$ kalibriert werden.
- 2) Die $\pi/2$ -Phasendifferenz zwischen Gl.(A.4) und Gl.(A.5) ist nur dann erklärbar, wenn man davon ausgeht, daß die Sekundärwellen gegenüber der Primärwelle durch den Anregungsmechanismus um $\lambda/4$ verschoben schwingen.

Das Huygens-Fresnelsche Gesetz kann nun als halbqualitative Methode dazu verwendet werden, um die Beugung an verschiedenen Aperturen zu beschreiben. Dazu betrachtet man weiterhin die obige Anordnung, setzt nun jedoch an die Kugel an der Stelle O tangential eine Kreisblende mit Öffnungsradius R. Es zeigt sich, daß im Punkt P die gemessene Intensität von der Anzahl der FZ abhängt, die die Aperturöffnung füllen (Beispiel: Anzahl FZ gerade $\Rightarrow E \approx 0$, Anzahl FZ ungerade $\Rightarrow E \approx |E_1|$). Hierbei ist zu berücksichtigen, daß den Zonen keine reale Bedeutung zukommt. Die Fläche A jeder Zone ist gegeben durch [HECHT, ZAJAC: *Optics*, Addison-Wesley Publishing Company, 7th printing, 1982]

$$A = \frac{q}{q+r_o} \pi r_o \lambda \quad . \quad (A.6)$$

Daraus ergibt sich in guter Näherung die Anzahl Z der Zonen innerhalb der Aperturöffnung

$$Z = \frac{\pi R^2}{A} = \frac{q+r_o}{q\lambda r_o} R^2 \quad . \quad (A.7)$$

Dies bedeutet, daß Z vom Abstand r_o zwischen P und O abhängt. Bewegt sich P entlang dieser Achse, so oszilliert die Anzahl der FZ zwischen geraden und ungeraden Werten. Als Folge davon durchläuft die Intensität entlang der Achse eine Reihe von Minima und Maxima. Gleiches gilt parallel der Aperturblende entlang einer Achse durch P, so daß das Beugungsmuster einer Kreisblende einer dazu parallelen Ebene durch P Ringe mit abwechselnd hellen und dunklen Flächen sind. Ob das Zentralfeld hierbei ein Hellfeld oder ein Dunkelfeld ist, hängt vom Abstand OP ab.

Sind q und r_o gemäß Gl.(A.7) soweit auseinander, daß nur noch ein kleiner Teil einer Zone in der Aperturöffnung erscheint, so ist der Grenzfall der Fraunhofer-Beugung

erreicht. Als Folge davon kann dann natürlich die abwechselnde Hell- Dunkel- Feldverteilung entlang der Achse OP nicht mehr auftreten, da die Interferenz verschiedener Zonen wegfällt. Auch das Beugungsmuster senkrecht zur Achse OP sieht hier anders aus. (Anmerkung: Ist die Aperturblende nicht kreisförmig, so muß Gl.(A.2) zwischen anderen Grenzen integriert werden und man kommt im Fall kleiner Aperturabmessungen bezüglich ϱ_0 und r_0 auf die sogenannten *Fresnelschen Integrale*, so daß das entstehende Beugungsmuster keine konzentrischen Ringe mehr sind. Gültig bleibt jedoch weiterhin die Aussage, daß bei Verschiebung der Beobachtungsebene entlang der Achse OP sich das Beugungsmuster stark ändert.)

B) Thermodynamische Größen verschiedener Materialien

	Schmelz- temperatur [K]	Siede- temperatur [K]	Schmelz- wärme [kJ/cm ³]	Verdamp- fungswärme [kJ/cm ³]
Ag	1234	2436	1.1	24.72
Al	933	2793	1.07	29.39
Cr	2133	2953	2.03	42.13
Cu	1358	2833	1.83	42.72
Mo	2888	4883	2.94	63.21
Nb	2740	5013	2.42	62.93
Ta	3253	5643	2.88	69.08
Ti	1940	3558	1.82	39.64
W	3660	5828	3.7	83.96
Al ₂ O ₃	2318	3803	4.44	71.14
Si ₃ N ₄	--	2150	--	20.02
SiC	--	3250	--	32.08

(aus [D'ANS-LAX: *Taschenbuch für Chemiker und Physiker*, Band 1, 3. Auflage, Springer Verlag, 1967], [SMITHELLS: *Metals Reference Book*, 6th Edition, ed. by E. A. Brandes, Butterworth, London, 1983], [SALMANG, H.; SCHOLZE, H.: *Keramik*, Teil 1: Allgemeine Grundlagen und wichtige Eigenschaften, 6. Auflage, Springer Verlag, 1982].)

Wärmeleitfähigkeit K in [W/(Kcm)] in Abhängigkeit von der Temperatur T in [K] von festen Metallen [TOULOUKIAN, J.: *Thermophysical properties of matter*, The TPRC Data Series, Vol. 1-13, IFL/Plenum, New York/Washington, 1973]:

Ag:	$K = -7.714 \cdot 10^{-4} \cdot T + 4.506$	
Al:	$K = -3 \cdot 10^{-6} \cdot (T-400)^2 + 2.4$	für $300 \text{ K} \leq T \leq 500 \text{ K}$
	$K = -6 \cdot 10^{-4} \cdot T + 2.67$	für $500 \text{ K} \leq T \leq 933 \text{ K}$
Cr:	$K = 3.973 \cdot T^{-0.08} - 1.615$	
Cu:	$K = -1.061 \cdot 10^{-5} \cdot T^{1.546} + 4.032$	
Mo:	$K = -3.71 \cdot 10^{-4} \cdot T + 1.491$	für $300 \text{ K} \leq T \leq 1000 \text{ K}$
	$K = 558.96 \cdot T^{-1.025} + 0.649$	für $1000 \text{ K} \leq T \leq 2888 \text{ K}$
Nb:	$K = 2.806 \cdot 10^{-4} \cdot T^{0.919} + 0.484$	
Ta:	$K = 3.824 \cdot 10^{-5} \cdot T + 0.564$	für $300 \text{ K} \leq T \leq 2000 \text{ K}$
	$K = -3.97 \cdot 10^6 \cdot T^{-2.429} + 0.678$	für $2000 \text{ K} \leq T \leq 3253 \text{ K}$
Ti:	$K = -9 \cdot 10^{-5} \cdot T + 0.246$	für $300 \text{ K} \leq T \leq 600 \text{ K}$
	$K = 4.22 \cdot 10^{-6} \cdot (T-650)^{1.393} + 0.193$	für $600 \text{ K} \leq T \leq 1940 \text{ K}$
W:	$K = 20.034 \cdot T^{-0.48} + 0.4835$	

Wärmeleitfähigkeit K in [W/(Kcm)] von flüssigen Metallen [SMITHELLS: *Metals Reference Book*, 6th Edition, ed. by E. A. Brandes, Butterworth, London, 1983]:

	Ag	Al	Cr	Cu	Mo	Nb	Ta	Ti	W
K	1.85	1.004	0.27	1.74	0.41	0.45	0.34	0.15	0.77

(= extrapolierte Werte)

Wärmeleitfähigkeit K in [W/(Kcm)] von Keramiken bei T = 300 K [Feldmühle Aktiengesellschaft: *Werkstoffdaten*, Produktspezifikationen, KI 009/D/GB/F-5.000-9/90-Ma]:

	Si_3N_4	SiC
K	0.09	1.4

Temperaturabhängigkeit der Volumenwärmekapazität C_p in [J/(Kcm³)] verschiedener Festkörper (nach [LANDOLT, BÖRNSTEIN: *Zahlenwerte und Funktionen*, II. Band, 4. Teil: Kalorimetrische Zustandsgrößen, Springer Verlag 1961], [D'ANS-LAX: *Taschenbuch für Chemiker und Physiker*, Band 1, 3. Auflage, Springer Verlag, 1967], [SMITHELLS: *Metals Reference Book*, 6th Edition, ed. by E. A. Brandes, Butterworth, London, 1983], [LANDOLT-BÖRNSTEIN: *Zahlenwerte und Funktionen*, IV. Band, II. Teil, Bandteil 4a, Springer Verlag, 1961]):

Ag: $C_p = 3.596 \cdot 10^{-5} \cdot T^{1.379} + 2.396$

Al: $C_p = 2.962 \cdot 10^{-4} \cdot T + 2.069$

Cr: $C_p = 1.314 \cdot 10^{-3} \cdot T - 4.9 \cdot 10^4 \cdot T^{-2} + 3.251$

für $300 \text{ K} \leq T \leq 1823 \text{ K}$

$C_p = 5.632$

für $1823 \text{ K} \leq T \leq 2133 \text{ K}$

Cu: $C_p = 8.826 \cdot 10^{-4} \cdot T + 3.182$

Mo: $C_p = -47.382 \cdot T^{-0.7545} + 3.176$

für $300 \text{ K} \leq T \leq 800 \text{ K}$

$C_p = 7.635 \cdot 10^{-4} \cdot T + 2.26$

für $800 \text{ K} \leq T \leq 2888 \text{ K}$

Nb: $C_p = 3.312 \cdot 10^{-4} \cdot T^{1.015} + 2.198$

Ta: $C_p = 2.99 \cdot 10^{-4} \cdot T + 2.234$

(Streng gültig nur bis 1900 K,
darüber wurde extrapoliert.)

Ti: $C_p = 0.5 \cdot T^{0.23} + 0.502$

W: $C_p = 3.64 \cdot 10^{-4} \cdot T + 2.491$

Si_3N_4 : $C_p = 2.526 \cdot 10^{-3} \cdot T - 1.512 \cdot 10^4 \cdot T^{-2} + 1.768$

SiC : $C_p = 9.609 \cdot 10^{-4} \cdot T - 9.855 \cdot 10^4 \cdot T^{-2} + 2.86$

Volumenwärmekapazität C_p in $[J/(Kcm^3)]$ von flüssigen Metallen:

	Ag	Al	Cr	Cu	Mo	Nb	Ta	Ti	W
C_p	2.97	2.92	5.54	4.435	4.45	3.1	3.21	3.16	3.82

(= extrapolierte Werte)

C) Berechnete Druckwerte bei schneller Verdampfung

Die theoretische Erfassung der gaskinetischen Vorgänge beim schnellen Verdampfen an Oberflächen wird analytisch in zwei Arbeiten von Knight [KNIGHT, C.J.: *Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure*, AIAA Journal, Vol. 17, No. 5, May 1979, pp. 519-523] und Ytrehus [YTREHUS, T.: *Theory and experiment on gas kinetics in evaporation*, Proceedings of the 10th international symposium on rarefied gas dynamics, Aspen (Colorado), July 19-23, 1976, pp. 1197-1212] beschrieben. Nachfolgend sind die wichtigsten Ergebnisse dieser Veröffentlichungen zusammengefaßt dargestellt:

Der Gleichgewichtszustand einer Flüssigkeit oder eines Festkörpers mit dem über der Oberfläche befindlichen Dampf bei einem Druck p_L und einer Temperatur T_L ist dadurch gekennzeichnet, daß die Verdampfungsrate gleich der Kondensationsrate an der Oberfläche ist. Setzt man eine schlagartige Änderung von p_L auf den konstanten Wert p voraus, dann setzt an der Phasenfläche Verdampfung oder Kondensation ein, je nachdem ob $p_L > p$ oder $p_L < p$ ist.

Geht man ferner davon aus, daß dieser sich nicht im Gleichgewicht befindende Zustand nach einer gewissen Zeit (beziehungsweise gewissen Strecke oberhalb der Phasenfläche) durch Stöße in einen einheitlichen Gleichgewichtszustand gebracht wird, so erhält man eine dünne kinetische Grenzschicht (Knudsen-Schicht (KS)). In ihr beeinflussen also Nichtgleichgewichtsbedingungen die Dampfbewegung (Bild C.1).

Mathematisch bedeutet dies, daß zwar die Geschwindigkeits-Verteilungsfunktion der Teilchen an der Phasenfläche und über der KS bekannt sind (welche aufgrund des Gleichgewichts jeweils durch eine Maxwellverteilung im Geschwindigkeits-Halbraum oberhalb der Phasenfläche, beziehungsweise im gesamten Geschwindigkeitsraum über der KS beschrieben wird (siehe unten)), daß die Verteilungsfunktion in der KS aber nicht bekannt ist.

Sind ξ , η , ζ die kartesischen Komponenten der Teilchengeschwindigkeit, so kann die Geschwindigkeits-Verteilungsfunktion f an der Phasengrenze durch

$$f = \begin{cases} \frac{p_L}{(2\pi RT_L)^{1.5}} \exp\left(-\frac{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}{2RT_L}\right) & \xi \geq 0 \\ \beta \frac{p}{(2\pi RT)^{1.5}} \exp\left(-\frac{(\xi - u)^2 + \eta^2 + \zeta^2}{2RT}\right) & \xi < 0 \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

genähert dargestellt werden (R ist die universelle Gaskonstante, das heißt die Gaskonstante $R^* = 8.314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{g})$ dividiert durch die Molmasse des Gases). Hierbei beschreibt der Term für $\xi > 0$ die emittierten Teilchen, welche sich vor der Verdampfung mit der Flüssigkeit im Gleichgewicht befanden (p_L entspricht dem gesättigten Dampfdruck bei der Temperatur T_L). Der zweite Term berücksichtigt zusätzlich die rückgestreuten Teilchen²⁵⁾.

Aufgrund der Unkenntnis der genauen Verteilungsfunktion dieser Teilchen wird eine Proportionalität zu dem über der KS liegenden Dampf angenommen (Dichte ρ , Temperatur T, mittlere Teilchengeschwindigkeit u). Der Proportionalitätsfaktor β ist dabei zunächst unbestimmt.

Um nun die gasdynamischen Vorgänge auch in diesem Gebiet mathematisch fassen zu können, werden

$$\begin{aligned} \text{Massenstrom} &= \int \xi f d\xi d\eta d\zeta, \\ \text{Impulsstrom} &= \int \xi^2 f d\xi d\eta d\zeta, \\ \text{Energiestrom} &= \int \frac{1}{2} \xi (\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2) f d\xi d\eta d\zeta \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

als konstant über die KS hinweg angenommen.

Nach Integration und Lösen der drei Gleichungen mit diesen Randbedingungen erhält man schließlich β , sowie das Verhältnis der Temperatur T zu T_L und der Dichte ρ zu

²⁵⁾ Für elementare Metalle kann dabei angenommen werden, daß alle zurückgestreuten Teilchen auf der Oberfläche kondensieren.

q_L in Abhängigkeit von

$$m = \frac{u}{\sqrt{2RT}} = \sqrt{\frac{\gamma}{2}} M, \quad (C.3)$$

der um den Faktor $(\gamma/2)^{0.5}$ modifizierten Machzahl oberhalb der KS:

$$\frac{T}{T_L} = \left[\sqrt{1 + \pi \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{m}{2} \right)^2} - \sqrt{\pi} \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{m}{2} \right]^2 \quad (C.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{q}{q_L} = \sqrt{\frac{T_L}{T}} & \left[\left(m^2 + \frac{1}{2} \right) \exp(m^2) \operatorname{erfc}(m) - \frac{m}{\sqrt{\pi}} \right] \\ & + \frac{1}{2} \frac{T_L}{T} \left[1 - \sqrt{\pi} m \exp(m^2) \operatorname{erfc}(m) \right] \end{aligned} \quad (C.5)$$

$$\beta^- = \left[2m^2 + 1 - m\sqrt{\pi} \sqrt{\frac{T_L}{T}} \right] \exp(m^2) \frac{q_L}{q} \sqrt{\frac{T_L}{T}} \quad (C.6)$$

($\operatorname{erfc}(m)$ ist die komplexe Fehler-Funktion, die durch

$$\operatorname{erfc}(m) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^m \exp(-t^2) dt \quad (C.7)$$

definiert ist).

Für ein ideales Gas kann man aus Gl.(C.5) auch das Verhältnis des Druckes an der Phasengrenze (p_L) zum Druck des die KS verlassenden Gases (p) berechnen:

$$\frac{p}{p_L} = \sqrt{\frac{T}{T_L}} \left[\left(m^2 + \frac{1}{2} \right) \exp(m^2) \operatorname{erfc}(m) - \frac{m}{\sqrt{\pi}} \right] + \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{\pi} m \exp(m^2) \operatorname{erfc}(m) \right] \quad (\text{C.8})$$

Außerdem folgt für das Verhältnis des die KS verlassenden Massestroms ϱu zum Massestrom $\varrho_L u_L$, welcher die Oberfläche durch Verdampfung verläßt,

$$\frac{\varrho u}{\varrho_L u_L} = 2m\sqrt{\pi} \frac{p}{p_L} \sqrt{\frac{T_L}{T}} \quad (\text{C.9})$$

Als physikalische Schlußfolgerungen aus den Gleichungen (C.4)-(C.9) ergeben sich:

- a) Durch die oben angegebene Theorie ist die Machzahl M (beziehungsweise m) außerhalb der KS unbestimmt, das heißt sie kann ohne Verletzung von Massen-, Impuls- und Energieerhaltung zunächst noch frei bestimmt werden. Eine genauere Analyse zeigt jedoch [YTREHUS, T.: *Theory and experiment on gas kinetics in evaporation*, Proceedings of the 10th international symposium on rarefied gas dynamics, Aspen (Colorado), July 19-23, 1976, pp. 1197-1212], daß die Voraussetzung einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen oberhalb der KS nur dann erfüllt werden kann, wenn $M \leq 1$ ist. Somit können die Teilchen innerhalb der KS maximal Schallgeschwindigkeit erreichen.
- b) Es ist β^- für $m > 0$ immer größer als eins (siehe Tabellen C1 und C2), so daß also der auf die Oberfläche zurückströmende Teilchenstrom größer ist als der in die KS zurückströmende. Das bedeutet, daß es in der KS zu Stößen zwischen den verdampften Teilchen kommt und diese deshalb wieder auf die Oberfläche zurückkehren, wo sie rekondensieren. Dies äußert sich auch darin, daß das Verhältnis $(\varrho u / \varrho_L u_L)$ kleiner als eins ist, wobei es für größere Machzahlen M im allgemeinen einen größeren Wert hat.
- c) Der Druck und die Temperatur oberhalb der KS sind kleiner als an der Phasengrenze, und die Differenz nimmt mit zunehmender Machzahl zu.

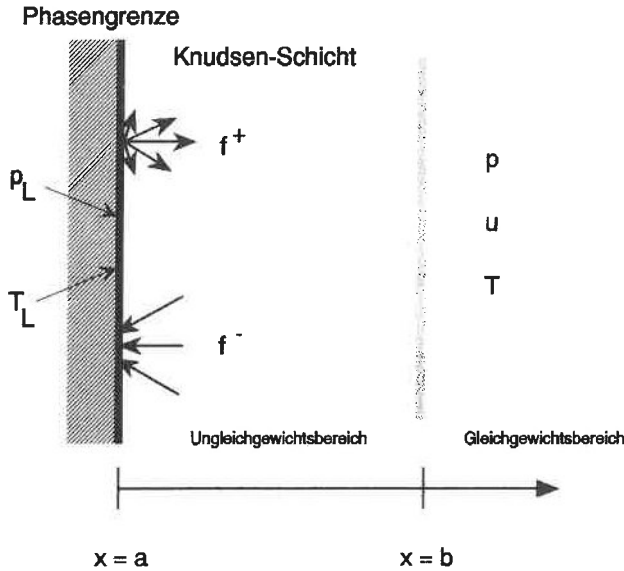


Bild C.1: Schematische Darstellung der Knudsen-Schicht. Für $x = b$ ist ein Gleichgewichtszustand im Dampf erreicht.

Um nun den Zusammenhang zwischen dem ruhenden Gas vor der Stoßwelle (siehe Bild 12) und dem Druck an der Phasengrenze herleiten zu können, bedarf es weiterführender gaskinetischer Überlegungen. Betrachtet man zuerst den Fall einer Unterschallströmung oberhalb der KS (Bild 12a)) und indiziert man die Gasparameter jeweils mit der zugehörigen Bereichsnummer (also M_3 statt bisher M, \dots), so ergeben sich zusammen mit den Gleichungen (C.4)-(C.9):

$$u_2 = a_1 \frac{\frac{p_2}{p_1} - 1}{\gamma_1 \sqrt{1 + \frac{\gamma_1 + 1}{2\gamma_1} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right)}} = u_3 \quad (\text{C.10})$$

$$\frac{p_3}{p_1} = 1 + \gamma_1 M_3 \frac{a_3}{a_1} \left[\frac{\gamma_1 + 1}{4} M_3 \frac{a_3}{a_1} + \sqrt{1 + \left(\frac{\gamma_1 + 1}{4} M_3 \frac{a_3}{a_1} \right)^2} \right]$$

$$= \frac{p_2}{p_1}, \quad (\text{C.11})$$

wobei $a_i = (\gamma_i R_i T_i)^{0.5}$ die Schallgeschwindigkeit im Bereich $i = 1, 2, 3$,

$M_3 = u_3 / (\gamma_3 R_3 T_3)^{0.5}$ die Machzahl im Bereich 3 und

γ_i der Adiabatenexponent ist (für $i = 1, 2$ ist $\gamma = 1.4$ (zweiatomiges Molekülgas)).

Aus Gl.(C.8) und Gl.(C.11) kann dann die Beziehung zwischen Oberflächendruck p_L und Umgebungsdruck p_1 hergeleitet werden:

$$\frac{p_3}{p_1} : \frac{p_3}{p_L} = \frac{p_L}{p_1} = \frac{Q_L T_L}{Q_1 T_1}. \quad (\text{C.12})$$

Hierbei wird für den rechten Term jeweils ein ideales Gas angenommen.

Kommt es bei hohen Verdampfungsraten im Bereich 3 zu Überschallströmungen, so müssen dort zusätzliche Verdünnungsfächer auftreten, da nach dem zuvor Gesagten die Strömung innerhalb der KS nicht größer als Schallgeschwindigkeit werden kann. Diese Verdünnungsfächer überführen also die Schallströmung oberhalb der KS in eine Überschallströmung an der Übergangsschicht (Bild 12b)). Bezeichnet man nun den Bereich oberhalb der KS mit dem Index "4", so gelten folgende zusätzliche Bedingungen ($M_4 = u_4 : a_4 = 1$):

$$\frac{a_4}{a_3} = \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{\gamma_3 - 1}{2\gamma_3}} = \frac{2}{\gamma_3 + 1} + \frac{\gamma_3 - 1}{\gamma_3 + 1} M_3 \quad (\text{C.13})$$

Zusammen mit Gl.(C.8) ($p = p_4$) gilt jetzt

$$\frac{p_L}{p_1} = \frac{p_4}{p_3} \cdot \frac{p_3}{p_1} \cdot \frac{p_4}{p_L} \quad (\text{C.14})$$

und

$$\frac{a_4}{a_1} = \frac{a_3}{a_1} \cdot \frac{a_4}{a_3} = \sqrt{\frac{\gamma_3 R_3}{\gamma_1 R_1} \frac{T_L}{T_1} \frac{T_4}{T_L}} \quad (\text{C.15})$$

Berücksichtigt man zusätzlich die *Clausius-Clapeyron-Gleichung*

$$\frac{p_L}{p_1} = \exp\left(\frac{\Delta H_{lv}(T_L - T_{lv})}{R^* T_L T_{lv}}\right) \quad (\text{C.16})$$

(T_{lv} = Verdampfungstemperatur bei einem Druck p_1 , ΔH_{lv} = molare Verdampfungsenthalpie), so ist bei Kenntnis von T_L der Strömungszustand eindeutig bestimmt. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß das Modell nur eine Näherung sein kann, da Voraussetzungen (wie Gültigkeit der idealen Gasgleichung, konstante Verdampfungsenthalpie etc.) für bestimmte Temperaturen nicht mehr zutreffend sind.

M	m	T/T_L	p/p_L	β	$qu/q_L u_L$
0	0	1	1	1	0
0.1	0.091	0.960	0.827	1.017	0.272
0.2	0.183	0.922	0.689	1.051	0.465
0.3	0.274	0.886	0.579	1.111	0.598
0.4	0.365	0.851	0.490	1.214	0.688
0.5	0.456	0.817	0.418	1.389	0.748
0.6	0.548	0.785	0.358	1.684	0.786
0.7	0.639	0.754	0.309	2.163	0.807
0.8	0.730	0.725	0.269	2.944	0.817
0.9	0.821	0.696	0.235	4.211	0.819
1.0	0.913	0.669	0.206	6.290	0.816

Tabelle C1: Strömungseigenschaften eines einatomigen Gases ($\gamma_a = 5/3$) über eine KS hinweg.

M	m	T/T_L	p/p_L	β	$qu/q_L u_L$
0	0	1	1	1	0
0.1	0.084	0.975	0.842	1.020	0.254
0.2	0.167	0.952	0.715	1.056	0.434
0.3	0.251	0.929	0.610	1.118	0.563
0.4	0.335	0.906	0.523	1.222	0.653
0.5	0.418	0.884	0.453	1.389	0.713
0.6	0.502	0.862	0.393	1.660	0.753
0.7	0.586	0.841	0.343	2.091	0.776
0.8	0.669	0.821	0.301	2.760	0.788
0.9	0.753	0.801	0.265	3.823	0.791
1.0	0.837	0.781	0.235	5.483	0.788

Tabelle C2: Strömungseigenschaften eines zweiatomigen Gases ($\gamma_a = 7/5$) über eine KS hinweg.

D) Eigenschaften von LSA-Wellen

Mit dem Adiabatenexponenten γ_s für die umgebende Gasatmosphäre, dem Adiabatenexponenten γ für den Materialdampf, der Teilchengeschwindigkeit u_s hinter dem Stoß relativ zur bewegten Targetwand und der Dichte ϱ_∞ des ungestörten Gases gilt für die Stoßwellengeschwindigkeit v_s , den Stoßwellendruck p_s und den Plasmadruck p

$$v_s = \frac{\gamma_s + 1}{2} u_s \quad (\text{D.1})$$

$$p_s = \left[\frac{\gamma_s + 1}{2} \varrho_\infty \right]^{\frac{1}{3}} \left[\frac{(\gamma - 1)(\gamma_s - 1)I_p}{(\gamma + W)(\gamma_s - 1 - 2W)} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (\text{D.2})$$

$$\begin{aligned} u_s &= \left[\frac{2(\gamma - 1)(\gamma_s - 1)I_p}{(\gamma_s + 1)\varrho_\infty(\gamma + W)(\gamma_s - 1 - 2W)} \right]^{\frac{1}{3}} \\ &= \frac{v_0}{W + 1} \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

$$p = \left(1 - \frac{2W}{\gamma_s - 1} \right) p_s \quad (\text{D.4})$$

Hierin ist $I_p = I_0 - q_r - q_l$ die im Plasma absorbierte Laserintensität I_0 abzüglich von Strahlungsverlusten des Plasmas an die Targetwand (q_r in Wcm^{-2}) und an die Luftschicht zwischen Stoß- und LSC-Welle (q_l in Wcm^{-2}). W ist die auf u_s normierte Geschwindigkeitsdifferenz zwischen der LSC-Wellengeschwindigkeit v_0 und der Teilchengeschwindigkeit u_s :

$$W = \frac{v_0 - u_s}{u_s} \quad (\text{D.5})$$

E) Schalltechnische Werte und Größen verschiedener Materialien

	Al	Cu	Mo	Nb	Ta	Si ₃ N ₄
Material- dicke [mm]	9.65	7.9	10	9.5	9.85	8.15
Dichte ρ [kgm ⁻³]	2695	8930	10220	8400	16670	3250
longitud. Schallge- schwind. [ms ⁻¹]	6360	4760	6650	5100	4240	10450
transv. Schallge- schwind. [ms ⁻¹]	3130	2320	3510	2090	2030	5950
Schallwi- derstand [Nsm ⁻³]	$17.2 \cdot 10^6$	$42.5 \cdot 10^6$	$68.0 \cdot 10^6$	$42.8 \cdot 10^6$	$70.7 \cdot 10^6$	$35.4 \cdot 10^6$
Lamé- konst. λ [Nm ⁻²]	$5.6 \cdot 10^{10}$	$10.6 \cdot 10^{10}$	$20.0 \cdot 10^{10}$	$14.5 \cdot 10^{10}$	$16.2 \cdot 10^{10}$	$12 \cdot 10^{10}$
Lamé- konst. μ^* [Nm ⁻²]	$2.6 \cdot 10^{10}$	$4.8 \cdot 10^{10}$	$12.6 \cdot 10^{10}$	$3.7 \cdot 10^{10}$	$6.9 \cdot 10^{10}$	$1.2 \cdot 10^{11}$
Dämp- fungs- koeff. [dbcm ⁻¹]	2.1	3.8	1.5	0.5	5.1	1.8

$$c_l = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu^*}{\varrho}} \quad (\text{E.1})$$

$$c_s = \sqrt{\frac{\mu^*}{\varrho}} \quad (\text{E.2})$$

$$g_l^E = \frac{(S_l^2 + c_l^{-2})(2S_l^2 + c_s^{-2})^2}{[(2S_l^2 + c_s^{-2})^2 - 4S_l^2 \sqrt{(S_l^2 + c_l^{-2})(S_l^2 + c_s^{-2})}]^2} H\left(t - \frac{d}{c_l}\right) \quad (\text{E.3})$$

$$g_s^E = \frac{-4S_s^2(S_s^2 + c_l^{-2})(S_s^2 + c_s^{-2})}{[(2S_s^2 + c_s^{-2})^2 - 4S_s^2 \sqrt{(S_s^2 + c_l^{-2})(S_s^2 + c_s^{-2})}]^2} H\left(t - \frac{d}{c_s}\right) \quad (\text{E.4})$$

$$S_s^2 = \frac{t^2}{d^2} - c_s^{-2} \quad (\text{E.5})$$

$$S_l^2 = \frac{t^2}{d^2} - c_l^{-2} \quad (\text{E.6})$$

$H(t)$ ist die Heaviside-Sprungfunktion.

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, vor allem meinen Eltern für ihre unermüdliche Hilfe und ihr Verständnis.

Stellvertretend für die Mitarbeiter des Instituts für Strahlwerkzeuge seien neben Dr. Friedrich Dausinger und Peter Berger mein langjähriger Zimmergenosse Eckhard Meiners als steter Diskussionspartner und Ratgeber sowie Stefan Borik, Rüdiger Paul, Wolfgang Pfeiffer und Klaus Breining genannt, mit denen es trotz eines wiederkehrenden kleineren Hindernisses gelang, abteilungsübergreifend hervorragend zusammenzuarbeiten.

Für ihre fachlich fundierte, freundschaftliche und unbürokratische Zusammenarbeit gilt mein Dank besonders der Werkstatt des IFSW mit Werner Hennig und Manfred Frank an der Spitze.

Weiterhin gesondert danken möchte ich Gert Callies, Ulrich Stark, Thomas Wagner und Martin Kucher, die im Rahmen ihrer Studien- und Diplomarbeiten wertvolle Beiträge für diese Dissertation geliefert haben. Ebenso Herrn Priv.-Doz. Dr. W. Arnold (IzFP, Saarbrücken) für die an seinem Institut durchgeführten Messungen und für seine beratende Unterstützung Fragen der Ultraschall-Meßtechnik betreffend.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. H. K. Tönshoff danke ich für die Anfertigung des Mitberichtes und die kritische Durchsicht des Manuskriptes. Für die Möglichkeit der Mitarbeit an seinem Institut und für seine wertvollen Hinweise bei der Erstellung dieser Arbeit möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. H. Hügel meinen allerherzlichsten Dank ausdrücken.

Pforzheim, Mai 1993



B. G. Teubner Stuttgart

ISBN 3-519-06215-1