

Mikromaterialbearbeitung mit gepulsten Festkörperlasern

**Diplom-Ingenieur Alexander Binder
aus Stuttgart**

von der Fakultät V - Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktor der Ingenieurwissenschaften
– Dr.Ing. –**

genehmigte Dissertation

Berlin 2006

D 83

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Henning J. Meyer (TU Berlin)

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Heinz Lehr (TU Berlin)

2. Gutachter: Dr.-Ing. Steffen Walter (Scansonic Berlin)

Tag der Eröffnung des Promotionsverfahrens: 29.03.2006

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 05.05.2006

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Bohrverfahren	6
2.1	Bohrverfahren in der Mikrotechnik.....	6
2.1.1	Bohren mit Spiralbohrern.....	6
2.1.2	Funkenerosives Bohren.....	6
2.1.3	Ultraschallbohren	6
2.1.4	Ionen- und Elektronenstrahlbohren.....	7
2.1.5	Elektrochemisches Bohren.....	7
2.1.6	Laserbohren.....	7
3	Eigenschaften von Laserlicht	7
3.1	Strahltaille und Intensitätsprofil.....	8
3.2	Strahlparameter und Beugungsmaßzahl M^2	10
3.3	Messung der Strahldurchmesser.....	10
3.4	Bedeutung der Strahlqualität für die Anwendung.....	12
3.4.1	Geometrie des fokussierten Strahls	12
3.4.2	Strahldichte (Intensität).....	14
4	Nd:YAG-Laser	14
4.1	Funktionsweise gepulster Festkörperlaser.....	14
4.1.1	Kontinuierlich emittierende Laser.....	14
4.1.2	Kontinuierlich gepumpte, gütegeschaltete Laser	15
4.1.3	Gepulst gepumpte Laser ohne Güteschaltung	16
4.1.4	Gepulst gepumpte Laser mit Güteschaltung	17
4.2	Kommerzielle gepulste Festkörperlaser	17
4.2.1	Azura Laser	18
4.2.2	IB-Laser „DiNY cwQ“.....	18
4.2.3	Quantronix „Condor“ und „Hawk“.....	19
4.2.4	Lumonics „Spectron“	19
4.2.5	Bavarian Photonics „DPSSL-1064-32-V“	19
4.2.6	Rofin „Powerline“	19
4.2.7	Jenoptik JenLas.® mopa.N45.....	20
4.2.8	Leistungsvergleich.....	20
5	Versuchsaufbauten	20
5.1	Grundmode Einstabsystem.....	20
5.2	Doppelbrechungskompensation von Zweistabsystemen.....	22
5.3	Multimode Zweistabsystem	23

5.4	Grundmode Zweistabsystem	25
5.5	Oszillator-Verstärkersystem (MOPA).....	25
5.5.1	Signalfolge der Steuersignale	26
5.5.2	Gütegeschalteter Oszillator im Grundmode-Betrieb.....	27
5.5.3	Verstärkeranordnung	30
6	Lasermaterialbearbeitung	31
6.1	Fokusslage.....	31
6.1.1	Definition.....	31
6.1.2	Fokusslagenabschätzung durch Leuchtphänomene	31
6.1.3	Fokusslagenbestimmung durch Einzelbohrungen (Fokussmatrix)	32
6.2	Laser-Material-Wechselwirkung.....	33
6.2.1	Absorption	33
6.3	Laserbohren	36
6.3.1	Zeitlicher Ablauf beim Laserbohren	36
6.3.2	Einteilung des Laserbohrens	38
6.4	Laserschneiden	41
6.5	Laserritzen	42
7	Bohrexperimente mit verschiedenen Lasersystemen.....	43
7.1	Bohrversuche mit gestapelten Keramikscheiben	43
7.1.1	Schichtdicken	44
7.1.2	Darstellung der Bohrlochgeometrie	45
7.1.3	Fokusslage.....	46
7.2	Untersuchungen mit dem Einstabsystem	47
7.3	Untersuchungen mit dem Multimode Zweistabsystem	48
7.3.1	Brennweite $f = 100 \text{ mm}$ ($w_F = 47 \text{ }\mu\text{m}$).....	48
7.3.2	Brennweite $f = 200 \text{ mm}$ ($w_F = 93 \text{ }\mu\text{m}$).....	56
7.3.3	Vergleich der Brennweiten $f = 100 \text{ mm}$ und $f = 200 \text{ mm}$	59
7.4	Untersuchungen mit dem Grundmode Zweistabsystem.....	62
7.4.1	Bohrtiefe und Aspektverhältnis.....	62
7.4.2	Bohrqualität.....	69
7.5	Untersuchungen mit dem Oszillator-Verstärkersystem (MOPA)	73
7.5.1	Bohren in Metalle mit unterschiedlichem Umgebungsdruck.....	73
7.5.2	Bohrungen in Keramik (Aluminiumnitrid und -oxid)	73
8	Frequenzkonversion	76
8.1	Versuchsaufbau	77
8.2	Einstellen der Kristalltemperatur.....	78
8.3	Frequenzkonversion mit verschiedenen Kristalltypen	79

8.3.1	Lithium Triborat (LBO)	79
8.3.2	Kalium Titanyl Phosphat KTP	81
8.4	Lasermikrostrukturierung bei 532 nm	82
8.4.1	Laserbohren von Keramik mit dem MOPA-System	82
8.4.2	Laserbohren von Silizium mit 1064 nm und 532 nm	84
8.5	Laserschneiden und –ritzen von Glas bei 532 nm	85
8.5.1	Laserschneiden von Duranglas	86
8.5.2	Laserritzen von Brandschutzglas	86
9	Vergleich der Lasersysteme	88
9.1	Vergleich der Zweistabsysteme (Multimode und Grundmode)	88
9.2	Vergleich des MOPA-Systems mit dem Multimode-Zweistablaser	89
9.2.1	Abtragraten	93
10	Zusammenfassung und Ausblick	94
10.1	Einstablaser	94
10.2	Multimode- und Grundmode-Zweistablaser	95
10.3	Oszillator-Verstärker-System (MOPA)	95
10.4	Vergleich der Lasersysteme	96
10.5	Ausblick	96
11	Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen	97
12	Quellenverzeichnis	99
13	Publikationsliste	102

1 Einleitung

In unterschiedlichsten Bereichen der Technik, insbesondere in der Mikrotechnik, besteht ein wachsendes Interesse an der Herstellung von Fein- und Mikrobohrungen. Besonders anspruchsvoll ist beispielsweise die Realisierung von schrägen Kühlluftbohrungen in Keramik / Nickelbasis-Verbundwerkstoff für Gasturbinenschaufeln oder das Generieren von keramischen Spinddüsen für die Textilindustrie. Hierfür bietet sich als Verfahren das Laserstrahlbohren mit herausragenden Merkmalen an: berührungslose Bearbeitung, hohe Bearbeitungsgeschwindigkeit oder die Bearbeitung härtester Materialien.

Trotz seiner Vorteile kam das Laserstrahlbohren in der Vergangenheit nur in begrenztem Umfang zum Einsatz. Eine Ursache lag in der oft ungenügenden Qualität der Bohrungen im Vergleich zu konventionellen Verfahren. Erst die Entwicklung von Lasersystemen mit hoher Strahlqualität hat auch die Herstellung kleinster Strukturen mit der geforderten Güte ermöglicht. So ist es besonders dem technologischen Fortschritt auf dem Gebiet der Festkörperlaser zuzuschreiben, dass heute eine große Zahl entsprechender Systeme im Grundmode zur Verfügung steht. Weite Verbreitung haben hier gütegeschaltete Lasersysteme auf der Basis von Nd:YAG erlangt. Sie liefern Pulsdauern im Nanosekundenbereich und decken durch Frequenzvervielfachung Wellenlängen vom infraroten bis in den ultravioletten Spektralbereich ab. Allerdings erreichen kommerziell erhältliche Lasersysteme bei beugungsbegrenzter Strahlqualität derzeit nur maximal 40 W mittlere Ausgangsleistung. Während beispielsweise das Bohren von Dieseleinspritzdüsen durch Wandstärken von ca. 1 mm Dicke mittlerweile Stand der Technik ist, stoßen viele kommerzielle Lasersysteme bei Bohrtiefen von wenigen Millimetern bereits an ihre Grenzen. Entlüftungsbohrungen in der Gießtechnik oder Druckausgleichsbohrungen in Fahrzeuggetrieben in Wandstärken bis zu 20 mm können daher nicht immer mit dem Laser realisiert werden.

Hinsichtlich einer effektiven Materialbearbeitung mit Festkörperlasern ist es daher auch in dieser Arbeit von Interesse, höhere mittlere Ausgangsleistungen bei gleichzeitig guter Strahlqualität zu erreichen. Mit diesem Ziel beschäftigt sich die vorliegende Arbeit im ersten Teil. Dabei werden Aufbauten verschiedener Nd:YAG-Lasersysteme charakterisiert und deren Optimierung bis hin zu einem MOPA-System mit 100 W Ausgangsleistung bei sehr guter Strahlqualität beschrieben. (MOPA: „Master-Oscillator Power-Amplifier“, Oszillator-Verstärkersystem, siehe Kapitel 5.5.) Trotz seiner altmodisch anmutenden Anregung durch Blitzlampen ist dieses System hinsichtlich seiner hohen Pulsleistung (bis zu 50 MW) allen bekannten kommerziellen, diodengepumpten Lasern weit überlegen und wird in diesem Punkt nur durch lampengepumpte Laser weit schlechterer Strahlqualität übertroffen. In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Eigenschaften wie Laserleistung, Pulscharakteristik und Strahlqualität diskutiert.

Inhalt des zweiten Teils dieser Arbeit ist die Herstellung von Mikrobohrungen mit hohem Schachtverhältnis, hauptsächlich in Keramiken unter Verwendung der verschiedenen Laser-

systeme. Das Schachtverhältnis V_S definiert sich aus der Bohrtiefe t_B und dem mittleren Bohrdurchmesser d_B nach:

$$V_S = \frac{t_B}{d_B} \quad (1-1)$$

Als Konstruktionswerkstoffe finden Keramiken in vielen technologischen Bereichen eine zunehmende Anwendung, zum Beispiel als Schneidwerkzeuge in der zerspanenden Fertigung oder als Kühlkörper für Laserdioden. Aufgrund ihrer hohen Härte und Formstabilität ist eine Bearbeitung von Keramiken mit konventionellen Werkzeugen nur schwer oder gar nicht möglich. Der Vorteil der Laserbearbeitung dieser Art von Materialien besteht in einem reproduzierbaren und sehr präzisen Prozess ohne große Schädigung der Umgebungszonen. Wegen hoher erzielbarer Energiedichten eignen sich hierfür speziell gepulste Lasersysteme mit hoher Strahlqualität. Eine der Hauptmotivationen für die Untersuchungen liegt darin, mehrere gestapelte keramische Hochleistungsleiterplatten gleichzeitig zu bearbeiten (siehe Abbildung 1-1). Es ist daher von Interesse, Parameter zu finden, die möglichst tiefe und im Durchmesser gleich bleibende Bohrungen für Durchkontaktierungen ermöglichen.

Als Versuchswerkstoffe stehen die Keramiken Aluminiumnitrid (AlN) und Aluminiumoxid (Al₂O₃) im Vordergrund. AlN bietet den Vorteil der direkten Durchkontaktierung, da die Bohrwände während der Laserbearbeitung eine elektrisch leitende Aluminiumschicht herausbilden. Die hohen Streueigenschaften dieser Werkstoffe sind besonders geeignet, die verschiedenen Strahlqualitäten der Lasersysteme herauszustellen, da hier Selbstfokussierungseffekte im Vergleich zu metallischen Werkstoffen geringer sind. Untersucht werden dabei sowohl verschiedene Fokussierbedingungen, als auch der Einfluss unterschiedlicher atmosphärischer Umgebungen auf das Bohrergebnis. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals Bohrungen in Keramik mit fast 20 mm Bohrtiefe erreicht und ein Weltrekord beim Bohren in Stahl mit einem Schachtverhältnis von 200 aufgestellt [Vdi03].

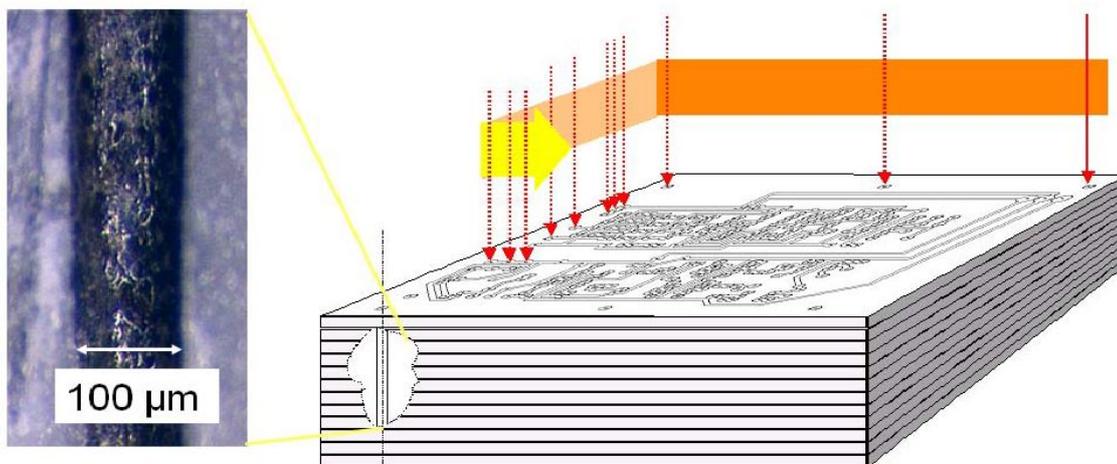


Abb. 1-1 Simultanbearbeitung gestapelter Leiterplatten.
Links: Aluminisierte Bohrwand einer Aluminiumnitridkeramik

2 Bohrverfahren

Die Laserfeinbearbeitung ist nur ein Verfahren aus einer Vielzahl von konkurrierenden Techniken, die es ermöglichen, Löcher oder kleine Strukturen in Festkörpern zu erzeugen. Um die Motivation für das Laserbohren von Löchern mit hohem Schachtverhältnis besser einordnen zu können, ist es wesentlich, die konkurrierenden Verfahren in der Mikrotechnik zu kennen. Sie werden daher nachfolgend mit ihren Eigenschaften vorgestellt.

2.1 Bohrverfahren in der Mikrotechnik

Die Bearbeitungsverfahren in der Mikrotechnik lassen sich grob in spanerzeugende und nicht spanerzeugende Verfahren unterteilen. Erstere beruhen auf einer Relativbewegung zwischen einem Werkzeug und dem Werkstück. Ein Abtrag findet durch Schneiden statt. In die Kategorie der nichtspanerzeugenden Verfahren fallen zum Beispiel chemische, elektrochemische, funkenerosive Methoden und Strahlwerkzeuge [Scu98]. Die wichtigsten Bohrverfahren der Mikrotechnik werden hier mit ihren Haupteigenschaften kurz angesprochen. Das Laserbohren wird zum direkten Vergleich nur kurz vorgestellt, jedoch im Kapitel 6.3 ausführlicher erläutert.

2.1.1 Bohren mit Spiralbohrern

Mit diesem mechanischem Verfahren werden überwiegend metallische Werkstoffe bearbeitet und Löcher mit minimalem Durchmesser zwischen 10 und 30 μm erzeugt. Das maximal erreichbare Schachtverhältnis beträgt dabei nach [Rai99] $V_S = 6$. Keramiken lassen sich nur mit Diamantbohrern bearbeiten, die bei geringer Standzeit der Bohrer minimale Bohrdurchmesser um 600 μm erreichen. Bohrungen die schräg zur Oberfläche verlaufen, können nur in einem sehr eng begrenzten Winkelbereich angebracht werden [Föh00].

2.1.2 Funkenerosives Bohren

Das funkenerosive Abtragen ermöglicht durch elektrische Entladungen zwischen einer Elektrode und dem Werkstück ein gezieltes Abtragen im Bereich der Elektrode, die jedoch bei feinen Strukturen oft getauscht werden muss. Dieses Verfahren wird häufig für Durchbrüche in Metallfolien verwendet und erzielt minimale Durchmesser von ca. 20 μm [Löh05]. Allerdings setzt dieses Verfahren ein Minimum an Leitfähigkeit des zu bearbeitenden Materials voraus und lässt sich nur bedingt für Keramiken einsetzen.

2.1.3 Ultraschallbohren

Beim Ultraschallbohren wird das Material durch kleine scharfkantige Körner, zum Beispiel aus Borcarbid oder Siliziumcarbid, abgetragen. Die in einer Suspension befindlichen Körner werden dabei mit Hilfe einer Sonotrode örtlich definiert zum Schwingen angeregt und tragen den Werkstoff mechanisch ab. Dieses Verfahren eignet sich vor allem für harte Werkstoffe. In Keramiken können Löcher bis minimal 150 μm Durchmesser mit einem Schachtverhältnis von bis zu 100 hergestellt werden [Scu98, Rai99].

2.1.4 Ionen- und Elektronenstrahlbohren

Das Ionen- und Elektronenstrahlbohren ist dem Laserstrahlbohren ähnlich. Es werden kleinste Bohrungsdurchmesser von 40 bis 1000 μm mit einem Schachtverhältnis von maximal 15 erzielt. Das Verfahren nutzt die kinetische Energie von Ionen, beziehungsweise Elektronen, die beim Auftreffen auf die Oberfläche des Werkstücks zu dessen Sublimation führen. Mit dieser Methode lassen sich bis zu 10.000 Bohrungen pro Sekunde erzielen. Allerdings ist der verfahrenstechnische Aufwand erheblich, da das Ionen- und Elektronenstrahlbohren nur im Vorvakuum angewandt werden kann [Scu98, Rai99, Föh00].

2.1.5 Elektrochemisches Bohren

Das elektrochemische Abtragen ist ein nasschemisches Verfahren und erfolgt in einem elektrolytischen Bad. Dabei wird das in einem Elektrolyt befindliche, anodisch gepolte Werkstück bei ausreichend hohem Stromfluss aufgelöst [Alv94, Heu91]. Dieses Verfahren setzt leitfähige Werkstoffe voraus und erzielt Bohrungen mit 100 μm Durchmesser bei einer Tiefe bis zu 10 mm [Roh98].

2.1.6 Laserbohren

Laserbohren ist wie das funkenerosive Abtragen ebenfalls ein thermisches Verfahren und von allen vorgestellten Verfahren das jüngste [Scu98]. Ein auf ein Werkstück fokussierter Laserstrahl führt zum örtliche Verdampfen des Materials und somit zum Abtrag. Die hohen erzielbaren Energiedichten lassen hohe Bearbeitungsgeschwindigkeiten von bis zu mehreren Millimetern pro Sekunde zu. Mit dem Laserbohren lassen sich kleine Bohrungen in annähernd allen Materialien erzeugen. So werden z.B. fast 1.000.000 Bohrungen je Sekunde in Zigarettenpapier erzielt [May06]. Kleinste Bohrungsdurchmesser liegen im Bereich von wenigen Mikrometern bei einem Schachtverhältnis bis zu 200 [1].

3 Eigenschaften von Laserlicht

Die Charakterisierung von Laserstrahlung nach verbindlichen Normen dient als Grundlage, um Lasersysteme zu vergleichen. Parameter wie Ausgangsleistung, Wellenlänge, Pulsdauer oder Repetitionsrate sind vergleichsweise einfachen und reproduzierbaren Messverfahren zugänglich. Bei der Bestimmung der Strahlqualität sind zur Zeit noch mehrere konkurrierende Verfahren üblich, deren Messergebnisse nicht immer vergleichbar sind. Im diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen, sowie die wichtigsten Verfahren zur Bestimmung der Strahlqualität beschrieben. Dazu werden zuerst die Ausbreitung von Laserstrahlung im freien Raum betrachtet und die wichtigsten Parameter für deren Beschreibung hergeleitet. Weiter wird die Bedeutung der Strahlqualität für die Anwendung, speziell der Materialbearbeitung, näher erläutert. Das Kapitel schließt mit einer eingehenden Beschreibung des Messverfahrens des Laserstrahldurchmessers ab, wie es in der vorliegenden Arbeit benutzt wurde.

3.1 Strahltaile und Intensitätsprofil

Die Ausbreitung eines Gauß-Strahls ist in der folgenden Abbildung 3-1 skizziert. Ausgehend von einer Strahltaile (zum Beispiel erzeugt durch eine Linse oder am Austritt eines Resonatorspiegels) weitet sich der Strahl mit zunehmender Entfernung z von der Strahlquelle auf.

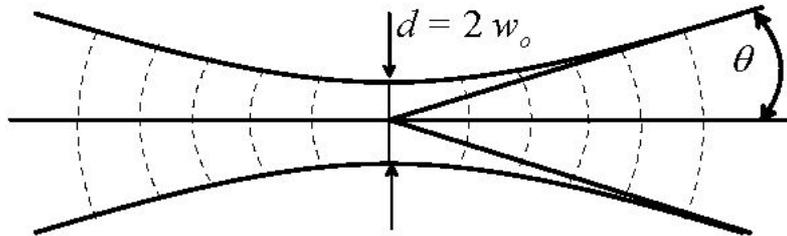


Abb. 3-1 Ausbreitung eines Gauß-Strahls, mit den Parametern $w_0 =$ Tailenradius und $\theta =$ halber Fernfeldöffnungswinkel

Die örtliche Intensitätsverteilung $I(r,z)$ ist gegeben durch [Hüg92]:

$$I(r,z) = I_0(z) \cdot e^{-2r^2/w(z)^2} \quad (3-1)$$

und in Abbildung 3-2 skizziert. Für $r = w_0$ ist die Maximalintensität auf den Wert $1/e^2 \approx 0,135$ abgefallen.

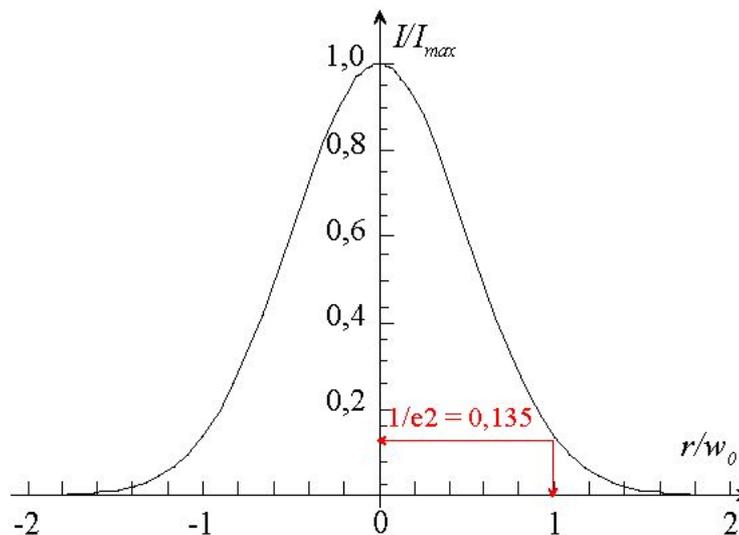


Abb. 3-2 Intensitätsprofil eines Gauß-Strahls transversal zu seiner Ausbreitungsrichtung

Die Leistung eines Gauß-Strahls, die innerhalb einer zentrierten Blende mit dem Radius r enthalten ist, ergibt sich nach [Hüg92] aus

$$P_L = \int_0^{\infty} I(r) 2\pi r dr \quad (3-2)$$

mit der Gesamtleistung P_L

$$P_L = \frac{I_0}{2} w^2 \pi \quad (3-3)$$

An der Stelle $r = w$ ergibt sich ein Anteil von $1 - 1/e^2 \approx 86,5$ Prozent der Gesamtleistung. Dies ist auch gleichzeitig der Gaußstrahlradius. Über die Messung der Intensität, die durch eine Blende transmittiert wird, erhält man damit eine erste Methode zur Messung von Strahlradien. Streng gilt der 86,5 Prozent-Leistungseinschluss nur für den Gauß-Strahl. Diese Definition wird aber auch für andere Strahlprofile, vor allem in der Materialbearbeitung angewandt, wenn z. B. mittlere Leistungs- oder Energiedichten abgeschätzt werden sollen [Web96]. In Abbildung 3-3 ist der Leistungseinschluss eines Gauß-Strahls bei Transmission durch eine Blende in Abhängigkeit vom Blendenradius aufgetragen. Erst bei einem Verhältnis $r/w = 1,54$ werden mehr als 99 Prozent der Leistung transmittiert. Dies ist vor allem bei der Einkopplung in Glasfasern oder Verstärkern zu berücksichtigen.

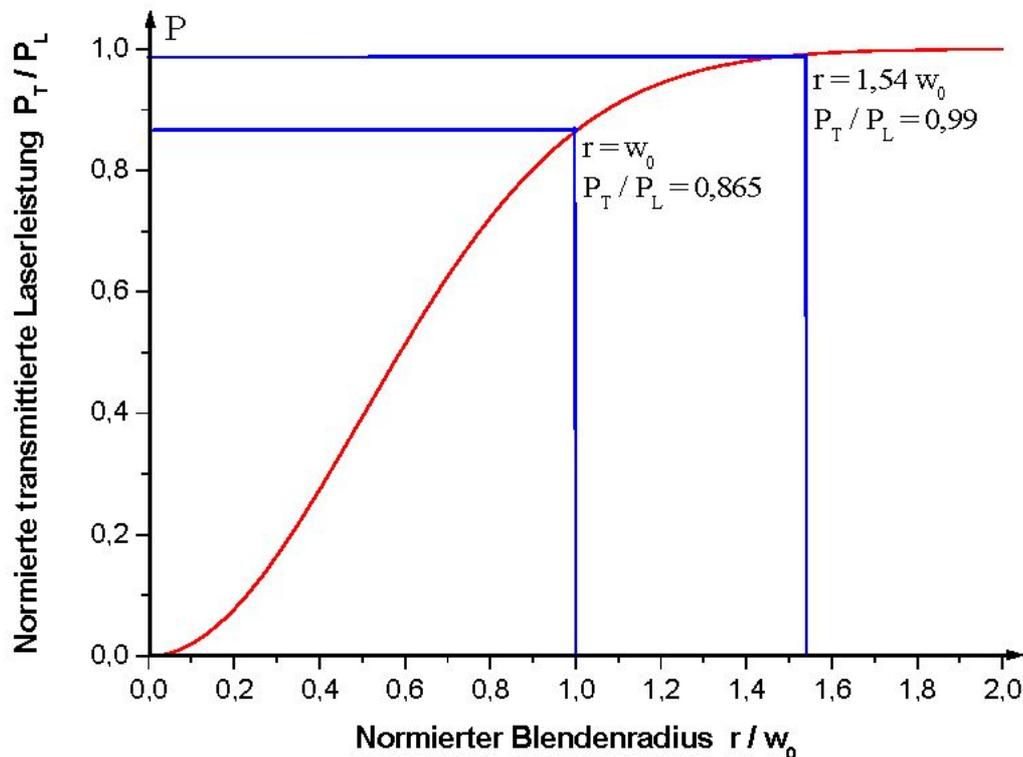


Abb. 3-3 Abhängigkeit der transmittierten Leistung P_T vom Blendendurchmesser $2r$ eines Gaußstrahls mit der Gesamtleistung $P_L = 1$

3.2 Strahlparameter und Beugungsmaßzahl M^2

Bedingt durch Beugung, verbreitert sich der Gauß-Strahl mit zunehmendem Entfernung z von seiner Taille. An der Stelle $z = z_R$ (Rayleighlänge) hat sich der Strahldurchmesser um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert. Im Fernfeld, d. h. für Abstände von der Strahltaile, die groß gegen z_R sind, nimmt der Strahlradius angenähert linear mit z zu:

$$w = \frac{w_0}{z_R} z \quad (3-4)$$

Das Verhältnis vom Strahldurchmesser $d = 2 w$ zum Abstand z von der Strahltaile wird als voller Fernfeldöffnungswinkel (Divergenz) 2θ des Laserstrahls bezeichnet. Der halbe Öffnungswinkel θ ergibt sich aus der Grenzwertbetrachtung für $z \rightarrow \infty$:

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (3-5)$$

Die Größen Strahltaile w_0 und Divergenzwinkel θ werden als Strahlparameter bezeichnet. Das Produkt dieser beiden Größen, das Strahlparameterprodukt, ist eine Konstante des paraxialen Strahlungsfeldes:

$$w_0 \theta = \frac{\lambda}{\pi} \quad (3-6)$$

Bis jetzt wurden nur Gauß-Strahlen betrachtet, für die das Strahlparameterprodukt die theoretische untere Grenze für die Divergenz bei gegebenem Strahlradius darstellt. Ursache für die Aufweitung des Strahls ist die Beugung, entsprechend heißt das kleinste, theoretisch mögliche Strahlparameterprodukt auch Beugungsgrenze. Höhere transversale Moden, Modengemische und aberrierte Strahlung haben einen größeren Divergenzwinkel. Zu ihrer Beschreibung ist die Beugungsmaßzahl M^2 eingeführt. Sie gibt an, um welchen Faktor sich ein Strahl stärker als ein Gauß-Strahl aufweitet.

$$w_0 \theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi} \quad (3-7)$$

Die Beugungsmaßzahl M^2 ist die Größe zur Definition der Strahlqualität. Um sie zu bestimmen, ist die Messung einer Reihe von Strahldurchmessern entlang der Propagationsachse des Strahls notwendig. Eine Definition des Strahlmessers für höhere transversale Moden und Modengemische ist daher von zentraler Bedeutung. Der $1/e^2$ Abfall der Intensität, wie beim Gauß-Strahl, eignet sich dafür nicht, da die Leistung für höhere Moden nicht monoton in transversaler Richtung abfällt.

3.3 Messung der Strahldurchmesser

In der Anwendung haben sich Verfahren etabliert, die den Strahldurchmesser über den Leistungseinschluss definieren. Für rotationssymmetrische Strahlen ist die Verwendung von

Kreisblenden sinnvoll. Der Strahldurchmesser ist dann über die Öffnung der Blende definiert, die einen vorher festgelegten Anteil von 86,5 Prozent der Strahlleistung passieren lässt. Für nicht rotationssymmetrische Strahlen empfiehlt sich die Schneidenmethode. Hier wird eine Schneide transversal durch den Strahlengang gefahren und die Leistung in Abhängigkeit der Schneidenposition bestimmt. Die Strecke der Schneide von 84 Prozent Transmission bis zu 16 Prozent Transmission fällt bei dieser Methode mit dem Radius eines Gauß-Strahls zusammen, vergleiche hierzu [Epp98, Meh99].

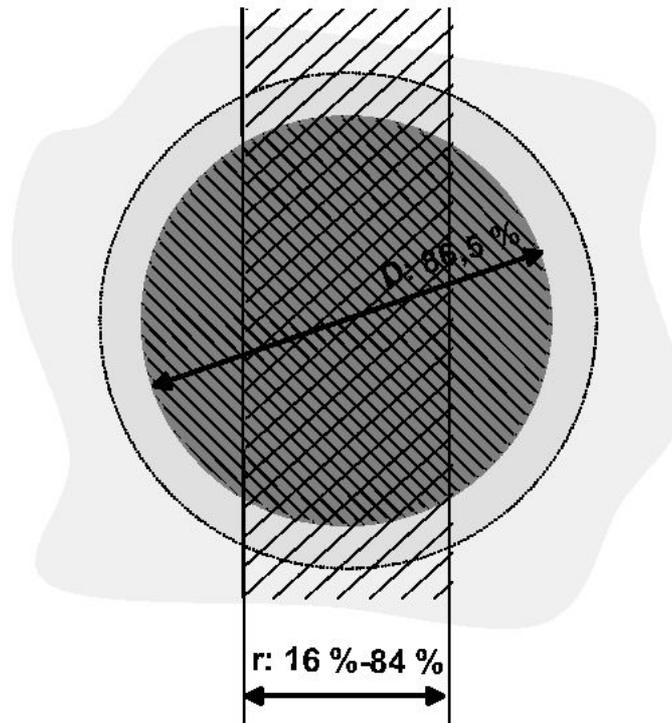


Abb. 3-4 Vergleich der Definitionen und Messmethoden für den Strahldurchmesser (Blende mit 86,5 Prozent Leistungsinhalt) und den Strahlradius (Klingenspalt mit 68 Prozent Leistungsinhalt)

Die Ergebnisse einer beispielhaften Messung mit der Schneidenmethode ist in Abbildung 3-5 dargestellt.

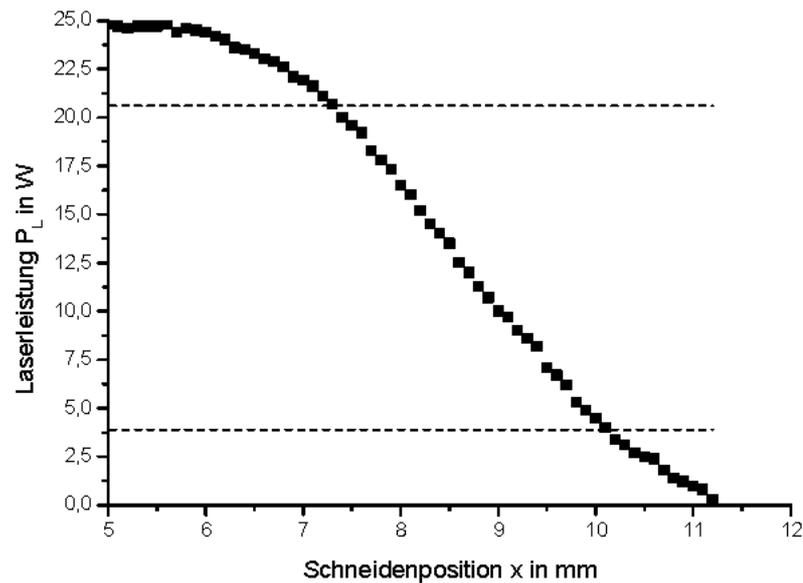


Abb. 3-5 Bestimmung des Strahlradius mit der Schneidenmethode. Die gestrichelten Linien entsprechen 84 Prozent (oben) und 16 Prozent (unten) der Laserleistung nach der Schneide

Durch lineare Interpolation der Punkte $x_1 = 7,3$ mm ($P_L = 84,5$ Prozent) und $x_2 = 7,4$ mm ($P_L = 81,6$ Prozent), sowie $x_3 = 10,1$ mm ($P_L = 16,3$ Prozent) und $x_4 = 10,2$ mm ($P_L = 13,9$ Prozent) nach:

$$x_{84} = \frac{(x_1 - x_2)(P_{84} - P_1)}{(P_2 - P_1)} + x_1 \quad \text{bzw.} \quad x_{16} = \frac{(x_3 - x_4)(P_{16} - P_3)}{(P_4 - P_3)} + x_3 \quad (3-8)$$

ergibt sich in diesem Beispiel ein Strahlradius von 2,8 mm.

3.4 Bedeutung der Strahlqualität für die Anwendung

In der Einleitung wurde bereits auf die Bedeutung der Strahlqualität für bestimmte Anwendungen hingewiesen. Im Kapitel 9.2 ist dies an einem praktischen Beispiel illustriert: Bei gleicher Intensität auf dem Werkstück ermöglicht das Lasersystem mit der besseren Strahlqualität deutlich schlankere und tiefere Bohrungen.

3.4.1 Geometrie des fokussierten Strahls

Zwei Parameter sind bei der Bearbeitung mit Laserstrahlung von entscheidender Bedeutung: Der Fokusbereich und die Schärfentiefe. Der Fokusbereich $2w_F$ ergibt sich aus:

$$2w_F = M^2 \cdot \frac{4\lambda}{\pi} \cdot \frac{f}{D} \quad (3-9)$$

mit der Strahlqualitätskennzahl M^2 , der Wellenlänge λ , der Brennweite f und dem Strahldurchmesser auf der Fokussierlinse D , im lasertechnischen Sprachgebrauch oft „Aufweitung“ genannt. Bei einer konstanten Strahlqualität kann der Fokusbereich nur durch Vergrößerung der Aufweitung, die durch den nutzbaren Linsendurchmesser begrenzt ist, und durch Verkürzung der Brennweite erzielt werden. Letztere korreliert mit einem Mindestarbeitsabstand zum Schutz der Optik, der durch die Natur des Prozesses vorgegeben ist (Funken-, Rauch- und Schmelzspritzerbildung). Aus der Gleichung (3-9) ergeben sich folgende für den Anwender wichtige lineare Zusammenhänge:

kurze Brennweite	→ kleiner Fokus	(Begrenzung durch Arbeitsabstand)
große Aufweitung	→ kleiner Fokus	(Begrenzung durch Linsendurchmesser)
kurze Wellenlänge	→ kleiner Fokus	(Frequenzkonversion aufwändig)
bessere Strahlqualität	→ kleiner Fokus	(hoher Aufwand, Leistungseinbußen)

Das in dieser Arbeit beschriebene MOPA-Lasersystem hat eine Strahlqualität $M^2 = 2,3$ und die Grundwellenlänge $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$. Bei einer typischen Strahlaufweitung $D = 5\text{mm}$ und einer Fokussierlinse mit der Brennweite $f = 100\text{mm}$ ergibt sich z.B. ein Strahldurchmesser von $2w_F = 62,3 \mu\text{m}$.

Die Schärfentiefe $t_S = 2 z_R$ ist der Bereich vor und nach dem Fokus, in welchem der Strahldurchmesser maximal das $\sqrt{2}$ -fache des Fokusbereichs beträgt, also die Querschnittsfläche verdoppelt und die Intensität auf 50 Prozent zurückgeht. Der Wert z_R ist die so genannte Rayleighlänge und berechnet sich nach [Hüg92]:

$$z_R = \frac{\pi \cdot \omega_0^2}{\lambda \cdot M^2} \quad (3-10)$$

Eine große Schärfentiefe t_S trägt zu einem stabilen Prozess bei, indem Positionierungenauigkeiten der Fokussierlinse und Unebenheiten des Werkstücks kompensiert werden können. Setzt man in die Gleichung (3-10) den Fokusradius w_F ein, erhält man:

$$z_R = M^2 \cdot \frac{4\lambda}{\pi} \cdot \frac{f^2}{D^2} \quad (3-11)$$

Mit den Werten des obigen Beispiels wird eine Schärfentiefe von $t_S = 2 z_R = 2,49\text{mm}$ erreicht. Aus der Gleichung (3-11) ergeben sich für den Anwender folgende wesentliche lineare und quadratische Zusammenhänge:

lange Brennweite	→ sehr große Tiefenschärfe
geringe Aufweitung	→ sehr große Tiefenschärfe
lange Wellenlänge	→ große Tiefenschärfe
bessere Strahlqualität	→ große Tiefenschärfe

Der Einfluss der Fokusslänge auf das Bearbeitungsergebnis beim Bohren wird anschaulich im Kapitel 9.2 illustriert. Die in der Lasermaterialbearbeitung angestrebte Kombination aus kleinem Fokussdurchmesser und großer Fokusslänge stellt immer einen Kompromiss dar. Dabei sollte der Fokussdurchmesser in der Regel im Bereich der gewünschten Strukturauflösung und die Fokusslänge um eine Größenordnung über der zu bearbeitenden Strukturtiefe liegen.

3.4.2 Energiedichte

Die Energiedichte ist die auf die Fläche des Laserfokus konzentrierte Laserenergie. Sie ist ein wichtiger Parameter bei der Materialbearbeitung, da sie bestimmt, ob ein Prozess beginnt, indem die Zerstörschwelle des Materials überschritten wird. Später wird in einigen Beispielen illustriert, dass bei gleicher Energiedichte einige Materialien bearbeitbar, andere aber keinen laserinduzierten Abtrag ermöglichen. Die Energiedichte wird meist in J/cm^2 angegeben und berechnet sich nach:

$$H = \frac{E_{PULS}}{A} \quad (3-12)$$

4 Nd:YAG-Laser

4.1 Funktionsweise gepulster Festkörperlaser

Da in dieser Arbeit verschiedene gepulste Lasersysteme zur Materialbearbeitung eingesetzt werden, folgt hier zum besseren Verständnis der Versuchsaufbauten eine Beschreibung der unterschiedlichen Betriebsarten von Lasern.

4.1.1 Kontinuierlich emittierende Laser

Kontinuierlich emittierende Lasersysteme werden oft auch cw-Laser genannt (englisch: continuous wave), der deutschsprachige Terminus ist „Dauerstrichlaser“. Diese Laser werden mit konstanter Energie gepumpt und geben die Laserenergie zeitlich unverändert ab. Es besteht zu jeder Zeit ein Zusammenhang zwischen eingebrachter Pump- und extrahierter Laserenergie.

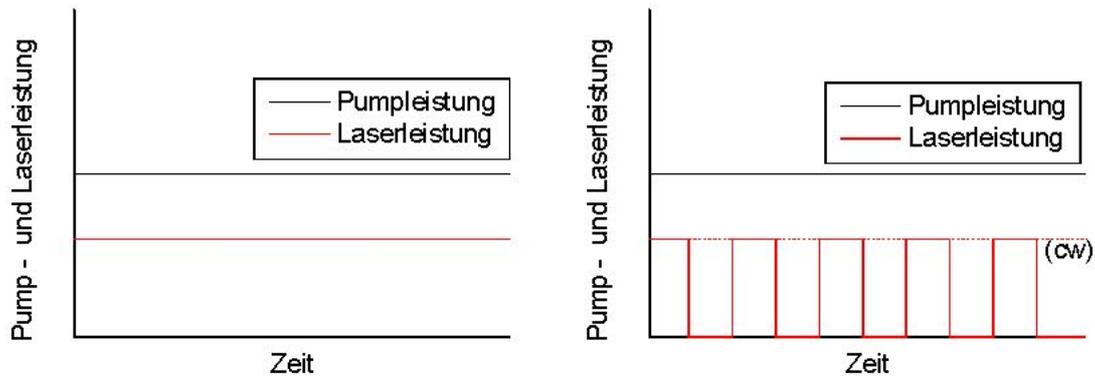


Abb. 4-1 Zeitlicher Verlauf der Pump- und der Laserleistung bei Dauerstrichlasern, rechts mit extern getaktetem Laserstrahl

Das bloße Ein- und Ausschalten von Dauerstrichlasern oder das kurzzeitige Sperren des resonatorexternen Strahlengangs durch einen mechanischen Verschluss wird getakteter Laserbetrieb genannt und ist mit den unten beschriebenen gepulsten Lasern nicht vergleichbar, da hier keine Leistungserhöhung stattfindet.

4.1.2 Kontinuierlich gepumpte, gütegeschaltete Laser

Im Gegensatz zu kontinuierlich emittierenden Lasern wird bei gepulsten Systemen die Laserleistung nicht permanent abgegeben. Einen großen Teil der Zeit, in der das laseraktive Medium gepumpt wird, bleibt der Resonator gesperrt, d.h. die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus nimmt während des Pumpens bis zur Sättigung zu. Durch kurzzeitiges Öffnen des Resonators wird diese Energie in einem so genannten Riesenimpuls freigesetzt. Die freigesetzte mittlere Leistung ist zwar gleich oder geringer als bei cw-Systemen, dennoch wird während der Pulsdauer deutlich mehr Leistung, auch so genannte Pulsleistung, zur Verfügung gestellt.

Beispiel: Ein kontinuierlich arbeitendes System mit 100 W Ausgangsleistung setzt während 1 s eine Energie von 100 J frei. (Dieser gedachte Puls von 1 s Dauer hat dann eine „Pulsleistung“ von 100 W.) Dagegen setzt ein gepulstes System mit $P_L = 100$ W mittlerer Leistung und einer Repetitionsrate von $f_{REP} = 100$ Hz pro Puls nur $E_P = 1$ J frei. Bei einer Pulsdauer von $t_p = 10$ ns ergibt sich daraus jedoch eine Pulsleistung von $P_P = 10$ MW. Die Pulsleistung hängt also wesentlich von der Repetitionsrate und der Pulsdauer ab.

$$E_P = \frac{P_L}{f_{REP}} \quad (4-1)$$

$$P_P = \frac{E_P}{t_p} \quad (4-2)$$

4.1.2.1 Güteschaltung

Das oben beschriebene Sperren und Freischalten des Laserresonators wird als Güteschaltung, oft auch Q-switch (englisch: quality-switch) bezeichnet und kann unterschiedlich betrieben werden. Der positive Begriff „Güteschaltung“ resultiert aus dem erwünschten Zugewinn an Pulsleistung gegenüber resonatorexternen Lösungen zum bloßen Takten von Lasern oder bei Lasern, welche durch gepulste Anregung nicht-kontinuierlich emittieren. Bekannt sind rein mechanische Lösungen mit z.B. rotierenden Lochscheiben, elektrooptische Schalter (so genannte Pockelszellen), sättigbare Absorber und akusto-optische Modulatoren (AOM). Letztere kommen in den hier beschriebenen Resonatoren zum Einsatz, weshalb ihre Funktionsweise kurz illustriert werden soll.

Ein AOM besteht aus einem Piezokristall, der in der Regel bei einer Frequenz von 27 MHz zu einer stehenden Schallwellenschwingung angeregt wird, durch welche ein Beugungsgitter entsteht. Dieses Beugungsgitter lenkt einen großen Teil des Laserstrahls aus der optischen Achse des Resonators ab, so dass eine Verstärkung in einem weiteren Durchgang durch das laseraktive Medium verhindert wird. Durch kurzzeitiges Aufheben des Beugungsgitters wird der Laserstrahl nicht abgelenkt und dadurch zu einem Riesenimpuls verstärkt. Die Häufigkeit dieses Aufhebevorgangs, also die Anzahl der Riesenimpulse je Zeiteinheit, ist die Repetitionsrate, eine der wichtigsten Kenngrößen gepulster Lasersysteme. Beim Wiedereinschalten der Schwingung baut sich diese mit einer Geschwindigkeit von $5 \text{ mm} / \mu\text{s}$ auf [Koe92]. Ein typischer AOM einer Dicke von 10 mm sperrt damit nach spätestens $2 \mu\text{s}$ komplett. Die Sperreffizienz hängt von der Repetitionsrate und der mittleren Laserleistung ab. Oft ist es notwendig, mehrere AOMs in Reihe zu schalten oder im Mehrfachdurchgang zu betreiben, um ein vollständiges Sperren zu bewirken. Nicht vollständiges Sperren bewirkt eine kontinuierliche Teilemission („cw-Rauschen“), ist also ein Verlust und kann die Applikation negativ beeinflussen. Die Repetitionsraten von AOMs liegen zwischen 1 kHz – 200 kHz. Die Effizienz eines gepulsten Systems hängt von der Aufbauzeit der Inversion und der Lebensdauer im oberen Laserniveau ab. Bei Nd:YAG beträgt die Lebensdauer des oberen Laserniveaus $200 \mu\text{s}$ und die Pulsaufbauzeit liegt bei $200 \mu\text{s}$. Die Pulsdauer hängt von der Anzahl der Umläufe im Resonator ab, die benötigt wird, um eine ausreichende Verstärkung zu erreichen. Bei geringen Repetitionsraten steht mehr gespeicherte Energie im oberen Laserniveau zur Verfügung, da dieses seltener entleert wird als bei hohen Repetitionsraten. Daher reichen bei niedrigen Repetitionsraten weniger Resonatorumläufe aus, um eine ausreichende Verstärkung zu erlangen. Die Pulsdauer wird durch Resonatorlänge, Lichtgeschwindigkeit und Anzahl der Resonatorumläufe bestimmt.

4.1.3 Gepulst gepumpte Laser ohne Güteschaltung

Lasersysteme, deren Anregung nicht-kontinuierlich stattfindet, z.B. mit Blitz- statt Bogenlampen, können kurzzeitig eine größere Besetzungsdichte im oberen Laserniveau erzielen als Dauerstrichlaser. Das liegt teilweise an der Belastbarkeit der Blitzlampen, die für einige Millisekunden höhere Ströme aushalten als Bogenlampen. Prinzipiell unterscheiden sich

diese Systeme nicht wesentlich von Dauerstrichlasern, da die Laserenergie unmittelbar von der Pumpenergie abhängt (siehe Abbildung 4-2). Gepulst gepumpte Systeme kommen beim Laserschweißen und -schneiden zum Einsatz, wo sie im Vergleich zu Dauerstrichlasern zu deutlich geringeren thermischen Belastungen des Bauteils führen. Dies ist besonders wichtig beim Schweißen dünnwandiger Werkstücke. Ein modifiziertes gepulst gepumptes Lasersystem wird im Kapitel 5.5 als Verstärker beschrieben.

4.1.4 Gepulst gepumpte Laser mit Güteschaltung

Der im Abschnitt 4.1.3 beschriebene Vorteil der höheren Inversionskapazität gepulst gepumpter Systeme kann durch Güteschaltung weiter ausgebaut werden. Hier wird die durch einen Pumpimpuls aufgebaute Inversion nicht in einem Laserimpuls komplett abgebaut, sondern dieser durch Güteschaltung, wie im Kapitel 4.1.2 beschrieben, in mehrere Nanosekundenpulse unterteilt. Dadurch wird eine weitere Pulsüberhöhung bis in den Terawattbereich ermöglicht. Das im Kapitel 5.5 beschriebene Oszillator-Verstärkersystem emittiert z.B. während einer Sekunde in 100 Pumpimpulsen je nach AOM-Steuerfrequenz 1 - 60 Einzelpulse. Es stellt bis zu 500 mJ Pulsenergie bei einer Pulsdauer von 26 ns bereit, was einer Einzelpulsleistung von über 19 MW entspricht.

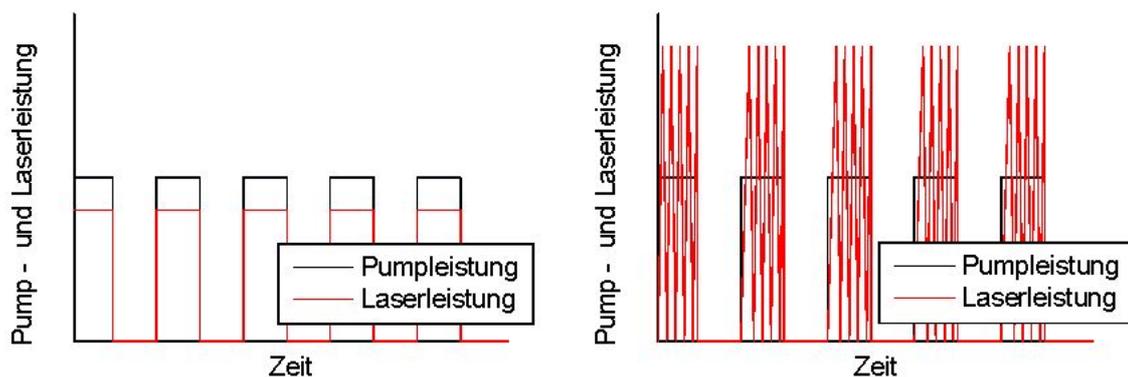


Abb. 4-2 Zeitlicher Verlauf der Pump- und der Laserleistung bei gepulst gepumpten Lasern ohne (links) und mit Güteschaltung (rechts)

4.2 Kommerzielle gepulste Festkörperlaser

In diesem Abschnitt wird der Stand der Technik gepulster Laser skizziert, die kommerziell erhältlich sind. Es sind Lasersysteme, die zum Teil im Umfeld dieser Arbeit getestet wurden, um einen Vergleich mit den eigenen Versuchsaufbauten zu erzielen. Entscheidend ist dabei nicht nur die mittlere verfügbare Laserleistung, sondern auch die über die Repetitionsrate einstellbare Einzelpulsenergie. Viele kommerzielle Lasersysteme werden mit Repetitionsraten über 10 kHz oder gar 20 kHz betrieben, was Einzelpulsenergien nur im Bereich unter 1 mJ erlaubt. Für die Mikromaterialbearbeitung, die über eine Oberflächenmodifikation hinausgeht, also Bohren, Schneiden oder Ritzen, sind erfahrungsgemäß Einzelpulse von mindestens 1 mJ erforderlich. In Abbildung 4-3 sind die mittleren Laserleistungen kommerzieller Lasersysteme dem MOPA-System der LMTB gegenübergestellt, welches im Kapi-

tel 5.5 ausführlich beschrieben wird. Das in dieser Darstellung aufgeführte MOPA-System mit 120 W mittlerer Leistung, dessen Verstärker im Doppeldurchgang betrieben wird, wurde noch nicht für die Materialbearbeitung erprobt und taucht daher im experimentellen Teil der Arbeit nicht auf.

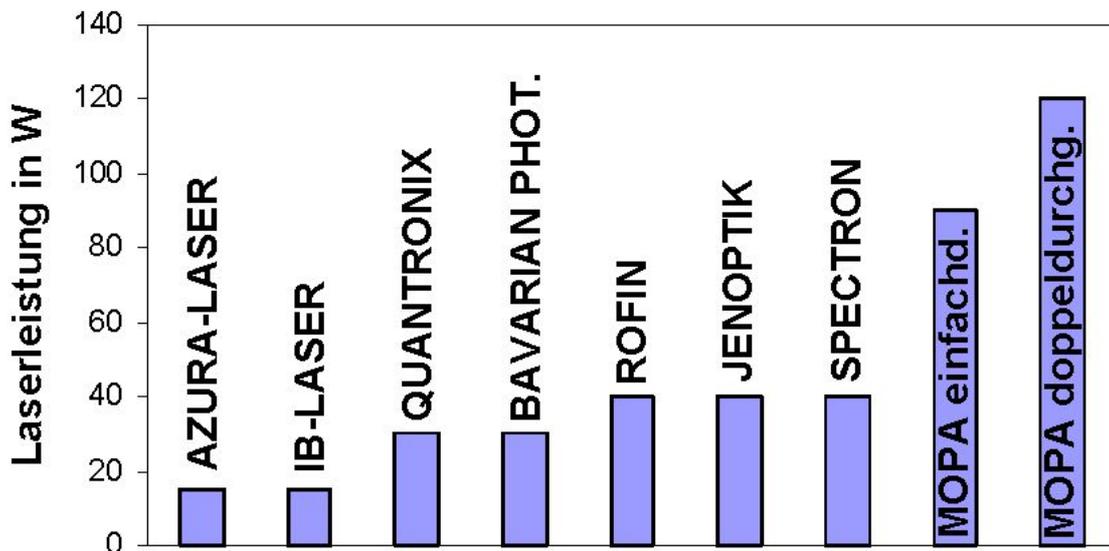


Abb. 4-3 Verschiedene kommerzielle, gepulste Grundmodelaser im Leistungsvergleich mit dem MOPA-System (Einfach- und Doppeldurchgang)

4.2.1 Azura Laser

Die Berliner Azura GmbH baut in dieser Auflistung die einzigen luftgekühlten diodengepumpten Laser, die sehr kompakt und leise sind. Das Kerngeschäft bilden frequenzverdreiften Modellen (UV: 355 nm), die intensiv an der LMTB in Applikationen mit technischen Gläsern getestet wurden. Seit kurzem hat Azura mit dem „MESA SL 50“ das vermutlich erste Lasersystem für die Materialbearbeitung konzipiert, das 15 W in der Grundwellenlänge 1064 nm, mehr als 5 W bei 532 nm und 2 W bei 355 nm emittiert. Die größte Einzelpulsenergie unter den Serienmodellen liegt bei 8 mJ, die mit 8 W mittlerer Leistung bei 1 kHz Repetitionsrate vom „Power Peak“ bereitgestellt wird. Ein flexibleres System ist der IR-Y-20, welcher bei 1064 nm zwischen 1 kHz und 70 kHz betrieben werden kann und dabei zwischen 3,5 W (4 kHz, daher 875 μJ / Puls) und 7 W (70 kHz, daher 100 μJ / Puls) Laserleistung emittiert.

4.2.2 IB-Laser „DiNY cwQ“

Das Berliner Unternehmen IB-Laser fertigt diodengepumpte Laser verschiedener Leistungsklassen. Der DiNY cwQ 200S liefert 200 Watt bei einer Strahlqualität von $M^2 < 20$. Das leistungsstärkste Grundmodesystem, der DiNY cwQ 100 M, liefert mehr als 25 W bei $M^2 < 1,2$. Ein nicht mehr im Lieferprogramm aufgeführtes System mit variabler Moden-

blende wurde in den Laboren der LMTB ausgiebig getestet. Es leistete zwischen 10 W im Grundmode und 50 W im Multimode, wobei die Modenblende sehr komfortabel von außen in das Gehäuse gesteckt werden kann.

4.2.3 Quantronix „Condor“ und „Hawk“

Der Condor 200 der Firma Quantronix ist ein lampengepumptes Nd:YAG System, das im Multimode-Betrieb eine mittlere Leistung von 200 W emittiert und im Grundmode 30 W liefert. Die Repetitionsrate kann von 2 kHz bis 50 kHz eingestellt werden. Ein leistungsschwächeres Modell, der Condor 100, liefert 100 W im Multimode und 22 W im Grundmode. Vermutlich ist das Condor-System das einzige kommerzielle System, das durch niedrige Repetitionsraten hohe Einzelpulsenergien bereitzustellen vermag. Diese liegen bei vermutlich 25 W bei 2 kHz etwas über 12 mJ. Im Vergleich dazu liefert das in dieser Arbeit vorgestellte MOPA-System bei 2 kHz noch 80 W, was 40 mJ Einzelpulsenergie entspricht. Das diodengepumpte Pendant, der „Hawk“, liefert 30 W im Grundmode und ist mit kavitätsinterner Frequenzverdopplung auch als „grüner“ Laser mit mehr als 10 W bei 532 nm erhältlich. Dieses System wurde an der LMTB ausgiebig zwischen 2 kHz und 40 kHz Repetitionsrate getestet, einige Ergebnisse werden im Kapitel 8.4.2 illustriert.

4.2.4 Lumonics „Spectron“

Die englische Firma Lumonics, welche auch die Laserkavitäten für das im Kapitel 5.5 vorgestellte Oszillator-Verstärker-System lieferte, bietet ein diodengepumptes Zweistabsystem an, das bei Repetitionsraten zwischen 3 kHz und 30 kHz 40 W mittlere Leistung bei $M^2 = 1,3$ bereitstellt. Dieser Laser kommt beim Hochgeschwindigkeitsschneiden (v_L bis 0,5 m / s) von Silizium-Wafern zum Einsatz [Cha04]. Seine maximale Pulsenergie wird mit 7,7 mJ angegeben.

4.2.5 Bavarian Photonics „DPSSL-1064-32-V“

Das leistungsstärkste Lasersystem der Firma Bavarian Photonics, der DPSSL-1064-32-V, ist ein Neodym-Vanadat-Laser, der bei einer Strahlqualität von $M^2 < 1,4$ 30 W liefert. Die Wiederholfrequenz liegt zwischen 20 kHz und 100 kHz, die kürzeste Pulsdauer beträgt 18 ns.

4.2.6 Roфин „Powerline“

Neben dem Powerline E, dessen frequenzverdoppelte Variante 7 W bei 532 nm emittiert und bei der LMTB an Glasproben und Siliziumwafern getestet wurde, existiert neuerdings ein leistungsstärkeres System, das je nach eingesetzter Modenblende zwischen 40 W im Grundmode und bis zu 100 W im Multimode jeweils in der Grundwellenlänge 1064 nm bereitstellt [May06].

4.2.7 Jenoptik JenLas.® mopa.N45

Das einzige bekannte kommerzielle Oszillator-Verstärker-System wird von Jenoptik vertrieben. Es leistet 40 W bei einer Strahlqualität von $M^2 < 1,2$ und kann nur zwischen 30 kHz und 100 kHz betrieben werden, was seine Einzelpulsenergie auf ca. 1 mJ begrenzt.

4.2.8 Leistungsvergleich

Kommerzielle Lasersysteme liefern bis zu 40 W bei sehr guter Strahlqualität, erreichen aber aufgrund ihrer meist hohen Repetitionsraten selten Pulsenergien von über 10 mJ. Im Vergleich dazu leistet das in dieser Arbeit beschriebene MOPA-System bis zu 120 W bei einer Strahlqualität von $M^2 < 2,2$ und liefert Pulsenergien von 20 mJ bei 6 kHz bis 500 mJ mit einer Repetitionsrate von 100 Hz.

5 Versuchsaufbauten

Im Folgenden wird auf verschiedene Laserkonzepte eingegangen. Zunächst wird mit dem Einstablasers ein Laseraufbau mit nur einer Laserkavität beschrieben, das 10 W bei beugungsbegrenzter Strahlqualität liefert. Im Anschluss werden so genannte Zweistabsysteme beschrieben, die durch Erweiterung des Einstab-Resonators um eine zweite Laserkavität realisiert wurden. Sie stellen 40 W im Grundmode und 100 W im Multimode bereit. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung eines Systems, das mit einem Einstab-Laser in Verbindung mit einem Zweistabverstärker bis zu 120 W mittlerer Leistung im Grundmode emittiert.

5.1 Grundmode Einstabsystem

Die einfachste Versuchsanordnung in dieser Arbeit ist ein so genanntes Einstabsystem, dessen Nd:YAG-Stab von einer Bogenlampe kontinuierlich gepumpt wird. Eine Prinzipskizze des Einstablasers ist in Abbildung 5-1 dargestellt. Der Resonator wird mit zwei Planspiegeln realisiert. Das Anschwingen höherer Moden, welche die Strahlqualität mindern, wird mit einer Modenblende verhindert. Ein resonatorinterner Polarisator gibt die Polarisationsrichtung des ausgekoppelten Laserstrahls vor. Dies hat den Vorteil, dass nur polarisiertes Licht verstärkt wird und die Depolarisationsverluste (vgl. Abbildung 5-1: P_{DEP}) auf ca. 25 Prozent begrenzt werden können, anstatt, wie bei resonatorexternen Lösungen, 50 Prozent zu betragen. Die Güteschaltung erfolgt über einen akustooptischen Modulator. Der Einstablasers wird in Kapitel 5.5 in einem modifizierten Aufbau als Oszillator eines Verstärkersystems genutzt und dort detailliert beschrieben. Einstabsysteme sind sehr robust und, bis auf periodische Lampenwechsel, wartungs- und justagefrei. Im Rahmen der Untersuchungen erwies sich der Polarisator als empfindliche Schwachstelle des Systems, wenn der mechanische Verschluss bei niedrigen Repetitionsraten geöffnet wird. Dadurch weist der erste Riesenimpuls eine höhere Intensität als die Zerstörschwelle der Polarisatorbeschichtung auf. Viele kommerzielle Laser können diesen Effekt unterdrücken, welcher bei der Materialbearbeitung, insbesondere beim Laserbeschriften, unerwünscht ist. In den tech-

nischen Beschreibungen ist dann von der so genannten „first peak suppression“, der Unterdrückung des ersten Riesenimpulses die Rede.

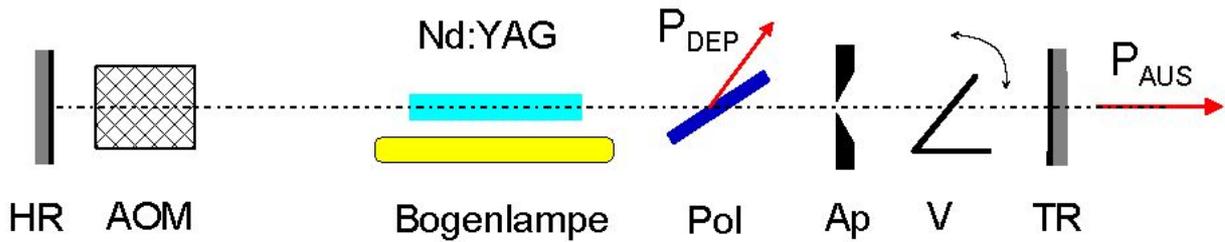


Abb. 5-1

Prinzipieller Aufbau eines Einstablasers, bestehend aus vollreflektierendem Endspiegel = HR, akustooptischem Modulator = AOM, Bogenlampe und Laserkristall = Nd:YAG, Polarisator = Pol, Modenblende = Ap, mechanischem Verschluss = V und teilreflektierendem Auskoppelspiegel = TR

Die typischen Daten für das in dieser Arbeit verwendete Einstabsystem im Grundmodebetrieb sind ca. 10 W mittlere Leistung, Pulsfrequenzen zwischen 2 kHz und 20 kHz, wobei die Standardanwendungen bei einer Repetitionsrate von 5 kHz und einer mittleren Leistung von 5 W liegen. Die Pulsdauer beträgt zwischen 140 ns und 180 ns. Um die hervorragende Strahlqualität dieser Anordnung zu dokumentieren, sind in einem Handversuch über 1000 Bohrungen auf einer Fläche von 1 mm² verteilt worden (vgl. Abbildung 7-7 in Kapitel 7.2).

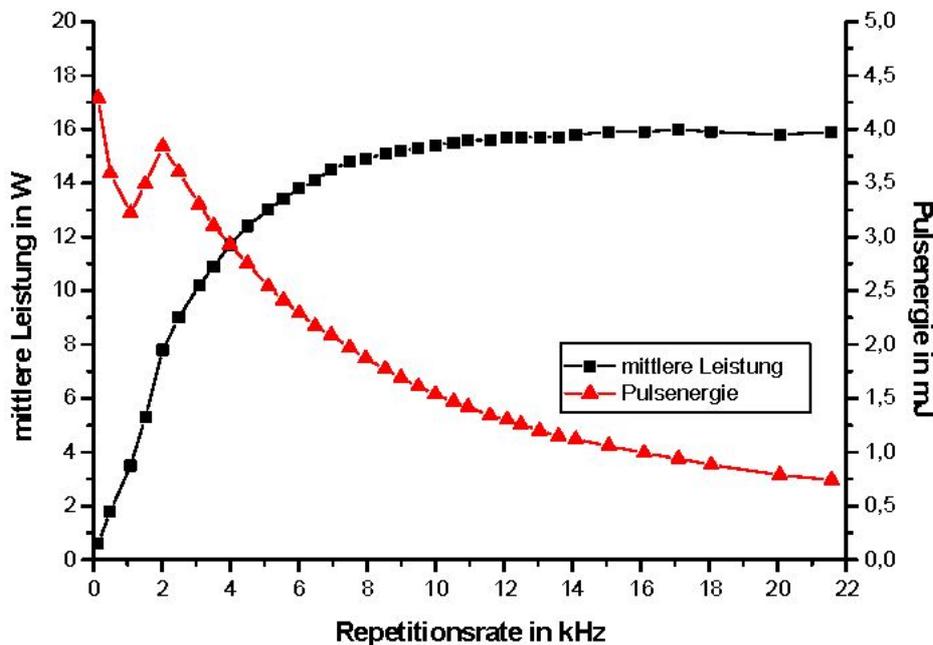


Abb. 5-2 Durchschnittliche Ausgangsleistung und Pulsenergie in Abhängigkeit von der Repetitionsrate des Einstabresonators

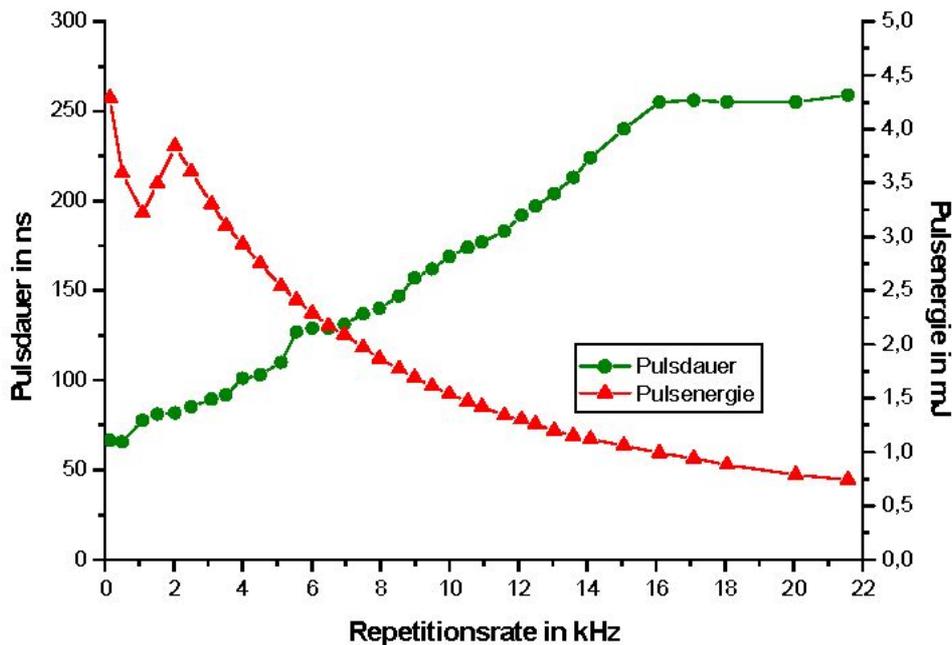


Abb. 5-3 Pulsdauer und Pulsenergie in Abhängigkeit von der Repetitionsrate des Einstabresonators

5.2 Doppelbrechungskompensation von Zweistabsystemen

Die beim optischen Pumpen der Nd:YAG-Kristalle auftretenden Effekte der Depolarisation und Bifokussierung führen beim Durchgang von polarisierter Strahlung zu hohen Verlusten von bis zu 25 Prozent [Koe92, Kug00]. Bei einem Zweistabsystem bietet sich allerdings eine einfache Möglichkeit, die durch die Laserstäbe verursachte Doppelbrechung zu kompensieren [Sei95]. Bei der thermischen Linse des Nd:YAG-Stabes ist die Brechkraft der radiale und die azimutale Komponente verschieden. Dies führt zu Depolarisation und Bifokussierung. Ein 90°-Quarzrotator vertauscht Amplitude und Phase dieser beiden Polarisationsrichtungen. Zwischen die beiden Laserstäbe positioniert, kompensiert ein Quarzrotator die im ersten Stab verursachten Effekte der Doppelbrechung durch Überlagerung mit den im zweiten Stab aufgeprägten Störungen. Da die Doppelbrechung ortsabhängig ist, funktioniert diese Methode am Besten, wenn die Hauptebenen der thermischen Linsen der einzelnen Stäbe aufeinander abgebildet werden. Dies wird im verwendeten System mit einem 1:1-Kepler-Teleskop ($f_{L1} = f_{L2} = 150 \text{ mm}$) realisiert. Dadurch kann die depolarisierte Laserleistung auf ca. vier Prozent reduziert werden. Die linear polarisierte Ausgangsleistung wird dann im Vergleich zu einer Anordnung ohne Kompensation der Doppelbrechung um ca. 20 Prozent erhöht.

5.3 Multimode Zweistabsystem

Mit dem Zweistabsystem wird der Einstabblaser um eine zweite Laserkavität erweitert, wodurch höhere Ausgangsleistungen erzielbar sind. Der Resonator des Zweistablasers besteht aus einer doppelbrechungskompensierten Anordnung mit zwei 130 mm langen und 5 mm dicken Nd:YAG-Stäben. Die optische Anregung erfolgt kontinuierlich mit je einer Kryptonbogenlampe des Typs QCW 189 der Firma IB Laser.

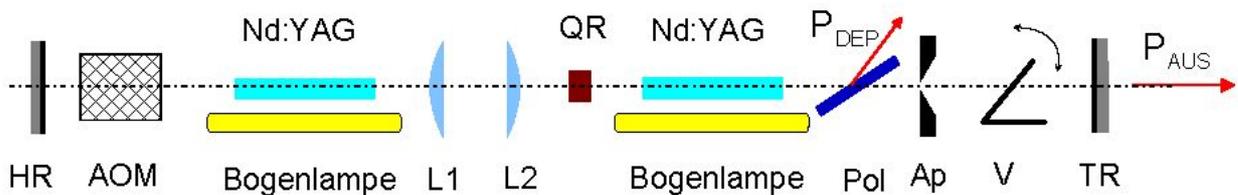


Abb. 5-4

Aufbau des Zweistab-Resonators (von links): Endspiegel = HR, Akustooptischer Modulator = AOM, Laserkristall = Nd:YAG und Bogenlampe, Teleskop L1 und L2, Quarz-Rotator, Laserkristall = Nd:YAG und Bogenlampe, Polarisator = Pol, Modenblende = Ap, mechanischer Verschluss = V und Auskoppelspiegel = TR

Die Doppelbrechungskompensation erfolgt durch einen Quarz-Rotator (QR), der die radiale und azimutale Polarisationsrichtungen in Verbindung mit einem Teleskop (L1, L2, $f_{L1} = f_{L2} = 150 \text{ mm}$) tauscht. Diese bildet Hauptebenen der thermischen Linse in den Stäben aufeinander ab. An einem Dünnschichtpolarisator (Pol) wird der depolarisierte Strahlungsanteil ausgekoppelt, so dass ein linear polarisierter Ausgangsstrahl zur Verfügung steht. Eine Modenblende mit der Öffnung $d = 2 \text{ mm}$ unterdrückt die Verstärkung höhermodiger Strahlanteile. Durch verschiedene Blendendurchmesser wird ein Kompromiss zwischen Strahlqualität und durchschnittlicher Ausgangsleistung gefunden. Die mittlere Ausgangsleistung beträgt bei einer Strahlqualität von $M^2 = 20$ $P_L = 100 \text{ W}$.

Um die für die Materialbearbeitung notwendigen Leistungsdichten auf dem Werkstück zu erzeugen, wird der Resonator mit einem akustooptischen Modulator (AOM) gütegeschaltet. Dabei werden Repetitionsraten bis zu 20 kHz und Pulsenergien bis 30 mJ erreicht (siehe Abbildung 5-5).

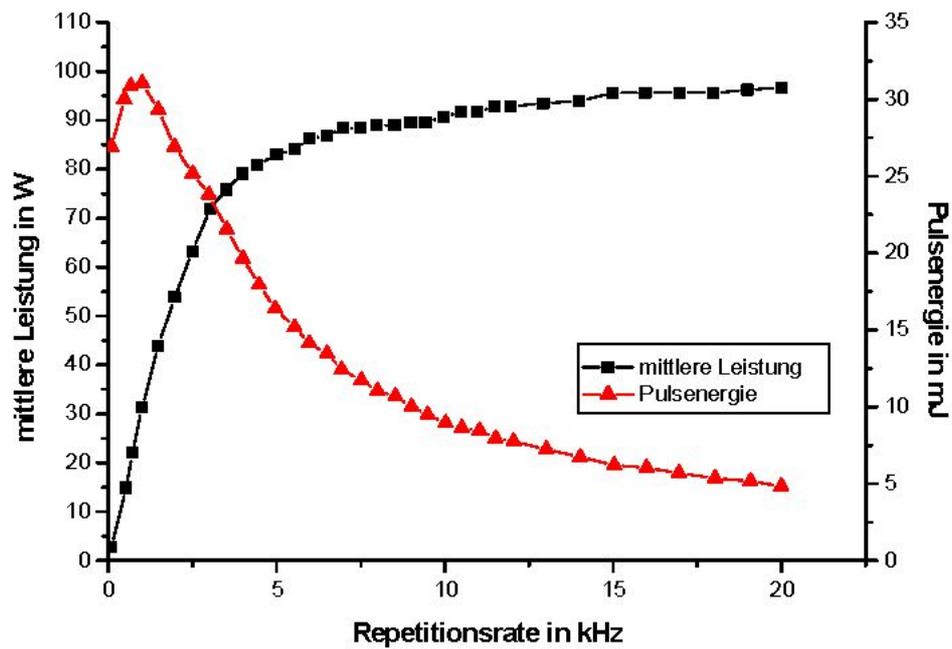


Abb. 5-5 Durchschnittliche Ausgangsleistung und Pulsenergie in Abhängigkeit von der Repetitionsrate des Zweistabresonators

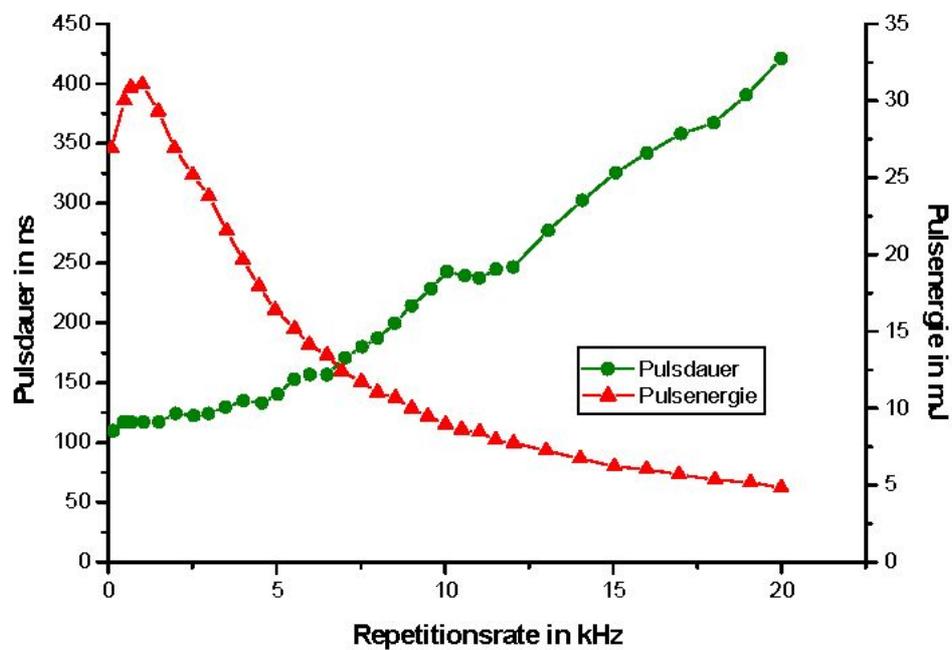


Abb. 5-6 Pulsdauer und Pulsenergie in Abhängigkeit von der Repetitionsrate des Zweistabresonators

5.4 Grundmode Zweistabsystem

Das in Kapitel 5.3 dargestellte multimode Zweistabsystem wurde mit einer Modenblende des Durchmessers $D = 0,4$ mm in den Grundmode überführt, um mit einer besseren Strahlqualität ($M^2 = 1,1$ im Vergleich zum Multimode mit $M^2 = 20$) Bohrungen mit höherem Schachtverhältnis zu realisieren. Der Aufbau ist bis auf wenige Details identisch und wird daher hier nicht nochmals dargestellt. Das Grundmode Zweistabsystem liefert 40 W mittlere Leistung und kann nur mit einer Repetitionsrate zwischen 5 kHz und 20 kHz betrieben werden. Niedrigere Wiederholfrequenzen führten aufgrund der hohen Intensitäten immer wieder zur Zerstörung des vollreflektierenden Endspiegels. Daher wurde auf Versuche mit niedrigen Repetitionsraten und Pulsenergien über 10 mJ verzichtet. Prinzipiell können Zweistablaser im Grundmode 20 mJ Pulsenergie aus 40 W bei 2 kHz erreichen [Ris03].

5.5 Oszillator-Verstärkersystem (MOPA)

Gemeinsam mit dem Optischen Institut der TU Berlin wurde an der LMTB ein Oszillator-Verstärker-System entwickelt [Rie99], das die gute Strahlqualität eines Einstaboszillators mit der hohen mittleren Leistung eines Multimode Zweistabsystems vereint. Das Oszillator-Verstärker-System besteht aus einem AOM-gütegeschalteten Einstaboszillator und einem doppelbrechungskompensiertem Zweistabverstärker. Der Oszillator wird mit einer Blitzlampe, die Verstärkerkavitäten werden mit je zwei Blitzlampen gepumpt. Der Oszillator emittiert einen Laserstrahl mit einer mittleren Leistung $P_{L,OSZ} = 8$ W bei einer Strahlqualität $M^2 = 1,3$. Durch Abbildung des Oszillatorstrahls in die Verstärker wird dieser auf $P_{L,VER} = 95$ W skaliert. Der Aufbau des Gesamtsystems ist in der Abbildung 5-7 dargestellt. Die linear polarisierte Ausgangsleistung des aktiv gütegeschalteten Grundmode-Oszillators wird in eine serielle Anordnung von zwei Verstärkerstäben eingekoppelt. Zwischen den Verstärkerstäben befindet sich ein System zur Kompensation der Doppelbrechung, die beim optischen Pumpen von Nd:YAG auftritt. Das System konnte auf einen Depolarisationsverlust von 4 Prozent optimiert werden. Diese Anteile werden an einem Dünnschichtpolarisator ausgekoppelt.

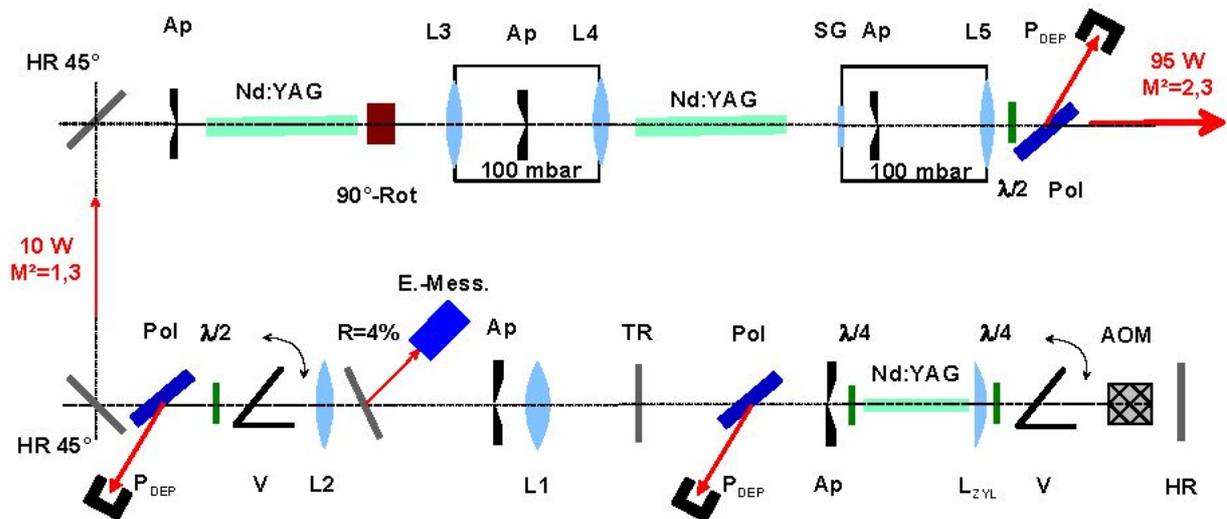


Abb. 5-7

Gesamtaufbau des Oszillator-Verstärkersystems (von unten rechts im Uhrzeigersinn): Endspiegel = HR, mechanischer Verschluss = V, akusto-optischer Modulator = AOM, Viertelwellenlängenplatte = $\lambda / 4$, Zylinderlinse, Oszillator-Laserkristall, $\lambda / 4$ -Platte, Modenblende = Ap, Dünnschichtpolarisator mit Sumpf, Auskoppelspiegel = TR, 1:10-Teleskop mit Blende und Energiemesstelle, mechanischer Verschluss = V, Abschwächer aus $\lambda / 2$ -Platte und Polarisator, Umlenkspiegel, Eintrittsblende = Ap, 1.Verstärkerkristall, 90°-Rotator, Niederdruck-Teleskop mit Blende, 2. Verstärkerkristall, Niederdruck-Kollimator mit Blende und Abschwächer

5.5.1 Signalfolge der Steuersignale

Um einen optimalen Betrieb des Systems zu erreichen, müssen die Triggersignale der Blitzlampen von Verstärker und Oszillator synchronisiert werden. Das führt dazu, dass der Laserpuls des Oszillators genau dann durch die Verstärkerstäbe läuft, wenn dort die höchste Besetzungsinversion erreicht ist. Eine Synchronisation ist gegeben, wenn im Laserbetrieb eine maximale Ausgangsleistung nach dem Verstärkerdurchgang detektiert wird.

Außerdem muss das Modulationssignal des AOM mit dem Blitzlampenpuls des Oszillators synchronisiert werden, um eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Energie in den Burstpulsen über den gesamten Pulszug zu erreichen, bzw. bei Einzelpulsbetrieb maximale Energie im Q-Switchpuls zu deponieren. Abbildung 5-8 stellt die zeitliche Abfolge der Signale schematisch dar.

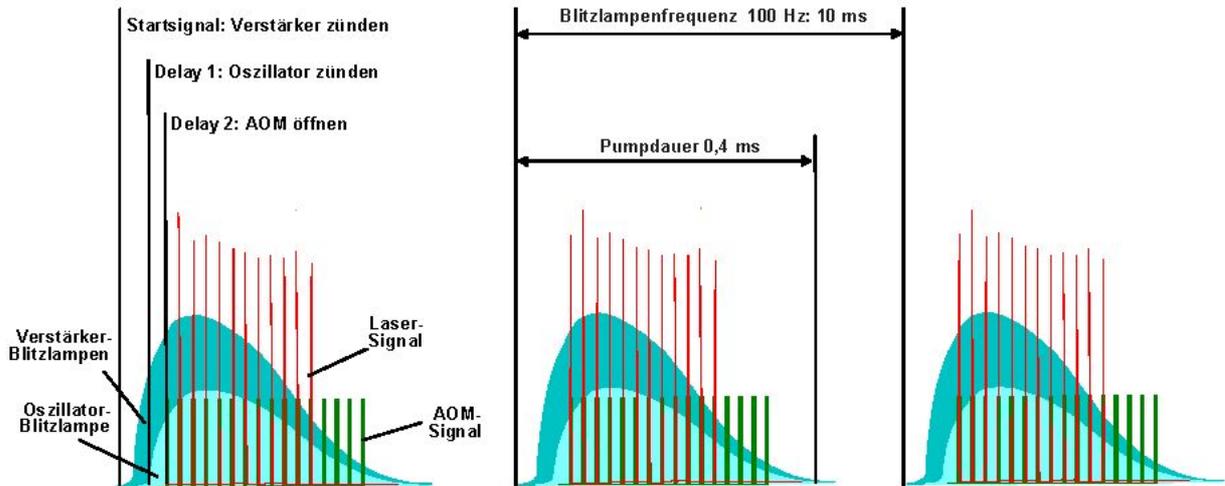


Abb. 5-8 Signalfolge in einem Oszillator-Verstärker-System zur Synchronisation von Oszillator, akusto-optischem Modulator (AOM) und Verstärkern

Die Zeitfolge der Signale wird mit zwei Frequenzgeneratoren realisiert. Ein erster Generator gibt eine feste Pulsfrequenz vor, mit der die beiden Netzgeräte für die Verstärkerblitzlampen getriggert werden (Startsignal). Bezüglich dieses Startsignals wird mit einer einstellbaren Verzögerungszeit (Delay I) das Triggersignal für das Oszillatormetzgerät erzeugt. Dieses Signal wiederum geht an einen zweiten Frequenzgenerator, den Burstgenerator. Der Burstgenerator öffnet nach einer weiteren Verzögerungszeit (Delay II) ein Zeitfenster mit der Breite $\Delta t_{\text{Burst}} = 1 \text{ ms}$, in dem mit einer variierbaren Frequenz (Burstfrequenz f_{Burst}) die in den AOM eingekoppelte RF-Leistung moduliert wird. Die Verzögerungszeit I hat einen Einfluss auf die Einhüllende der Laserpulse, die in der Abbildung 5-8 idealisiert symmetrisch dargestellt sind. Dies trifft bei einer Verzögerungszeit I von 0,4 ms annähernd zu. Bei einer kürzeren Verzögerungszeit I ist die Besetzungsdichte in den Verstärkern noch nicht ganz aufgebaut, wenn der Oszillator zu emittieren beginnt. In diesem Fall zeichnen sich die Laserpulse durch ein ansteigendes Dreiecksprofil als Einhüllende aus (typisch 0,3 ms). Ein abfallendes Dreiecksprofil als Einhüllende resultiert bei einer Verzögerungszeit I = 0,5 ms. In diesem Fall ist die Inversion in den Verstärkern nicht mehr maximal, wenn der Oszillator noch lasert. Die Verzögerungszeit II bestimmt den Öffnungszeitpunkt des Resonators durch den AOM. Sie hat ebenfalls einen Einfluss auf die Charakteristik der Burstpulse. Sie sollte grundsätzlich so gewählt werden, dass der AOM schon vor dem Erreichen der maximalen Besetzungsdichte öffnet. Bei einer geringeren AOM-Frequenz als 20 kHz, also weniger als 7 Laserpulse je Pumpimpuls, ist es sinnvoll, das Delay II hinsichtlich eines symmetrischen Laserpulsprofils etwas zu verschieben.

5.5.2 Gütegeschalteter Oszillator im Grundmode-Betrieb

Der Oszillator besteht im wesentlichen aus den im Kapitel 5.1 beschriebenen Komponenten des Einstabsystems. Zur spektralen Einengung des Oszillators wird dieser im so genannten „twisted mode“ betrieben. Dazu dienen je eine Viertelwellenplatte vor und hinter dem aktiven Medium, die gegenläufig zirkular polarisiertes Licht in diesem erzeugen. Dadurch lässt

sich das so genannte räumliche Lochbrennen im Laserstab unterdrücken und die Anzahl der anschwingenden Moden reduzieren. Der dazu gewählte Aufbau ist in Abbildung 5-9 dargestellt.

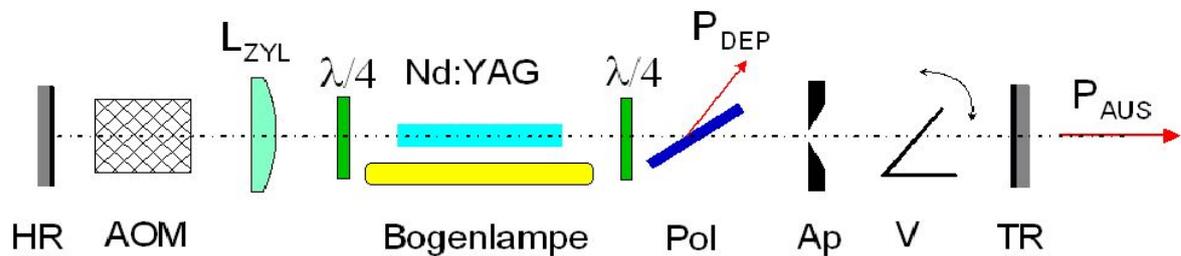


Abb. 5-9 Aufbau des Oszillators: Hochreflektierender Spiegel = HR, akustooptischer Modulator = AOM, Aufweitungslinse L_{ZYL} , Viertelwellenplatte = $\lambda / 4$, Modenblende = Ap, Polarisator = Pol, Auskoppelspiegel = TR

Als aktives Medium wird ein Nd:YAG-Stab mit einer Abmessung von 5 mm x 140 mm verwendet, der in einer kommerziellen Pumpkavität der Firma Spektrum eingebaut ist. Ein diffus streuender Keramikeinsatz sorgt für eine homogene Pumplichtverteilung im Laserstab. Ein zusätzlicher Europium-dotierter Einsatz gewährleistet eine Unterdrückung der UV-Anteile des Pumplichts zur Verhinderung von Farbzentrenbildung. Gleichzeitig wird dadurch eine Reduktion der thermischen Linse ermöglicht, da die UV-Anteile zur Aufheizung des Stabs führen. Optisch angeregt wird das aktive Material mit einer Xenon-Blitzlampe, die mit einem Netzgerät der Firma Trumpf-Laser (ehemals Firma Haas, Modell Lay 300) betrieben wird. Die typische Repetitionsrate beträgt $f_{REP} = 100$ Hz, das Netzgerät lässt Repetitionsraten bis zu einem kHz zu. Die erforderliche Pumpleistung kann über die Pumpspannung und die Dauer des Pumpimpulses eingestellt werden. Eine Modenblende erzwingt den transversalen Grundmode. Zur Maximierung des Grundmodevolumens befindet sich eine Zylinderlinse der Brennweite $f_x = -800$ mm, $f_y = -1000$ mm im Resonator. Mit dieser wird eine Erhöhung der Ausgangsleistung bei beugungsbegrenzter Strahlqualität möglich. Die Zylinderlinse ermöglicht es darüber hinaus, die durch das asymmetrische Pumpen bedingte Elliptizität des Oszillatorstrahls auszugleichen. Die Güteschaltung erfolgt mit einem akustooptischen Modulator, mit dem während eines Pumpimpulses eine variable Anzahl von Burstpulsen erzeugt werden kann. Innerhalb dieser Grenzen lässt sich die Pulsenergie der einzelnen Burstpulse über deren Anzahl variieren.

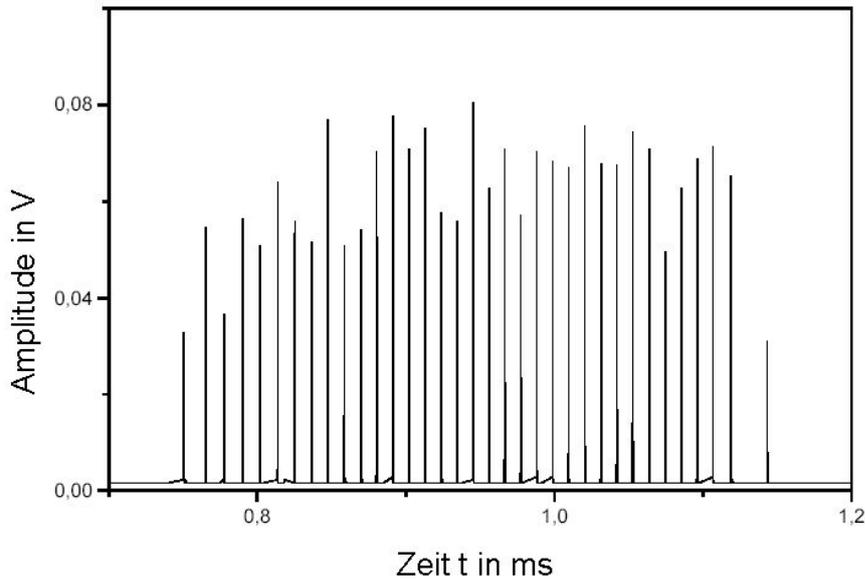


Abb. 5-10
 Typischer Verlauf
 eines Pulszuges
 während eines
 Pumpulses.
 Anzahl der Burstpul-
 se: $N_{burst} = 35$

Abhängig von der Frequenz des Signals, mit welcher der AOM angesteuert wird, lässt sich die Zahl der Burstpulse reduzieren und damit die Pulsenergie erhöhen. Die durchschnittliche Ausgangsleistung bleibt dabei über große Bereiche nahezu konstant. In Abbildung 5-11 ist die durchschnittliche Ausgangsleistung des Oszillators, sowie die Pulsenergie und die Pulsdauer in Abhängigkeit von der Anzahl der Burstpulse dargestellt. Die Pulsenergie lässt sich quasi kontinuierlich von 1,6 mJ bis zu 10 mJ einstellen.

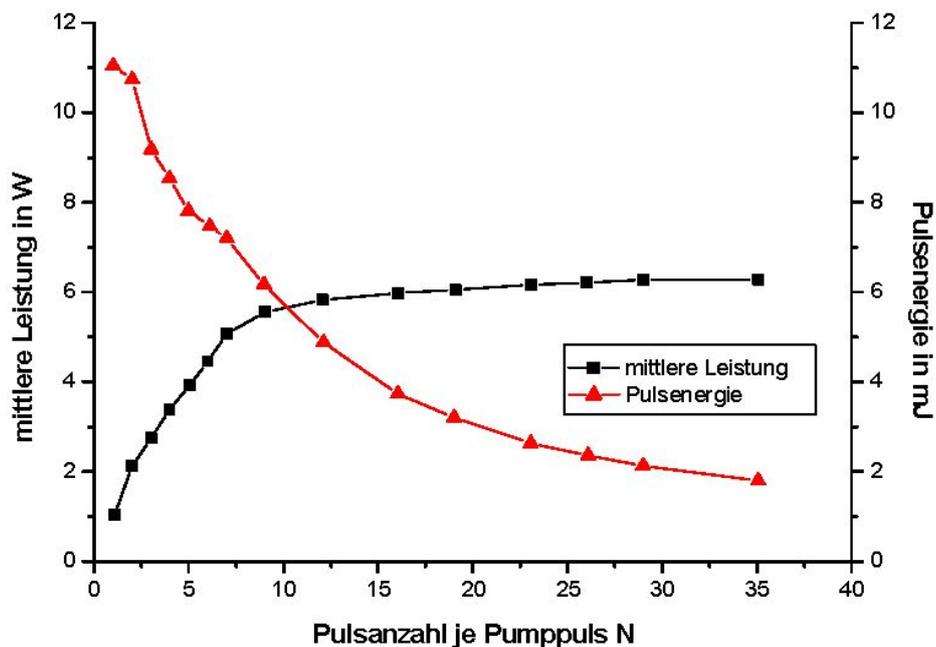


Abb. 5-11 Durchschnittliche Ausgangsleistung und Pulsenergie des Einstaboszillators in Abhängigkeit von der Anzahl der Pulse je Pumpuls

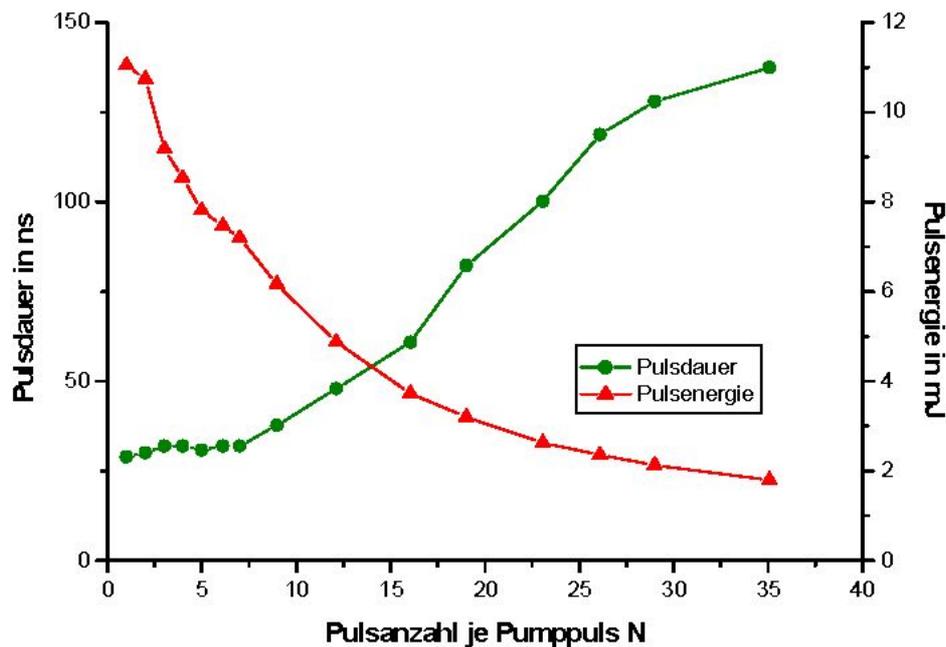


Abb. 5-12 Pulsdauer und Pulsenergie des Einstaboszillators in Abhängigkeit von der Anzahl der Pulse je Pumpimpuls

5.5.3 Verstärkeranordnung

Die Laserstrahlung des Oszillators wird in eine Anordnung von zwei seriellen Verstärkern eingekoppelt. Diese Anordnung ist bereits in Abbildung 5-7 gezeigt. Der Oszillatorstrahl wird mit einem Teleskop auf einen Strahldurchmesser von $D \approx 5$ mm aufgeweitet. Dazu wird ein Kepler-Teleskop mit Linsen der Brennweiten $f_{L1} = 50$ mm und $f_{L2} = 500$ mm verwendet. Im Brennpunkt der Linse L1 befindet sich eine Blende mit der Öffnung $d = 0,50$ mm, die als Raumfilter dient. Zur dynamischen Abschwächung des Strahls vor Eintritt in die Verstärker dient ein Dünnschichtpolarisator in Kombination mit einer Halbwellenplatte. Der aufgeweitete, linear polarisierte Laserstrahl wird über zwei Umlenkspiegel in die Verstärkerstäbe eingekoppelt. Eine Blende vor dem ersten Verstärkerstab mit einer Öffnung von 7 mm dient zur Unterdrückung außen liegender Strahlanteile. Zwischen den Verstärkerstäben befindet sich eine Anordnung zur Doppelbrechungskompensation, wie beim Zweistabsystem (vgl. dazu Kapitel 5.3). Der verbleibende depolarisierte Strahlanteil wird an einem weiteren Polarisator ausgekoppelt. Die Verstärkerstäbe haben eine Abmessung von 9,5 mm x 152 mm und werden in zwei identischen Kavitäten (Modell MS 830 der Firma Lumonics) mit einem diffusen Keramikreflektor optisch gepumpt. Der Laserstab liegt bei diesen Kavitäten in einer Ebene mit zwei Blitzlampen. Die Blitzlampen werden mit denselben Netzgeräten betrieben, wie der Oszillator. Die Lampenebene gibt bei dieser Anordnung auch eine Vorzugsebene für den Wärmeeintrag in den Laserstab vor, so dass die thermische Linse des Stabs in horizontaler (Lampenebene) und vertikaler Ebene (senkrecht zur Lampenebene) beim optischen Pumpen unterschiedliche Werte annimmt. Dadurch ergibt sich im Einfachdurchgang ein elliptischer Ausgangsstrahl. Die Verstärkerstäbe sind zur optischen Achse leicht verkippt eingebaut, um bei hoher Inversion ein selbst-

optischen Achse leicht verkippt eingebaut, um bei hoher Inversion ein selbständiges Lasern des Verstärkers mit den Stabendflächen zu verhindern. Ein weiterer wichtiger Aspekt beim Betrieb der Verstärker ist die Verstärkung der Reflexe an den Endflächen der optischen Komponenten. Einerseits können sie einen Teil der Inversion in den Verstärkerstäben abbauen, der dann zur Verstärkung des Primärstrahls fehlt. Andererseits können verstärkte Rückreflexe bei ungünstiger Fokusslage das System beschädigen. Blenden im System dienen dazu, solche Rückreflexe zu blockieren.

6 Lasermaterialbearbeitung

6.1 Fokusslage

Wie im Kapitel 3.4.1 beschrieben, wächst der Strahldurchmesser ober- und unterhalb der Fokusebene, wodurch entsprechend der Flächenzunahme die Intensität der Laserstrahlung sinkt. Der Fokussdurchmesser $2w_F$ und die Rayleighlänge $2z_R$ lassen sich bei gegebener Brennweite der Fokussierlinse f , bekanntem Strahldurchmesser D , abhängig von Strahlqualität M^2 und Wellenlänge λ , berechnen. Die wellenlängenabhängige Brennweite f einer Linse ist den Datenblättern der Linsenhersteller zu entnehmen. In der Praxis lässt sich der optimale Abstand Fokussierlinse-Werkstück nicht leicht aus der Brennweite f umsetzen, und die berechnete Rayleighlänge ist nicht automatisch identisch mit dem sicheren Prozessfenster. Daher gibt es verschiedene Methoden zur Bestimmung des Fokus und zur Abschätzung der Tiefenschärfe. Einige davon werden im Folgenden kurz vorgestellt. Die Fokusslagenbestimmung lässt sich von Hand mit einem Mikrometerverschraubtisch durchführen, effizienter ist sie jedoch mit einer CNC-Anlage.

6.1.1 Definition

Es gibt unterschiedliche Definitionen der Fokusslage bezüglich der Werkstückoberfläche. In dieser Arbeit wird die Vorzeichenregel festgelegt, in der, ausgehend vom Auskoppелеlement der Strahlquelle, immer positiv gezählt wird. Der Einfachheit halber wird die Fokusslage auf dem Werkstück als relative Referenz definiert („Nullfokus“), wovon die Vorzeichenregel „positiv mit Entfernung vom Laser“ unberührt bleibt. Daher ist bei einem Fokus im Werkstück die Fokusslage positiv und über dem Werkstück negativ. Bei der Materialbearbeitung wird meist die Fokusslage $z_F = 0$ angestrebt und dieser Wert mit den Koordinaten einer CNC-Anlage verknüpft.

6.1.2 Fokusslagenabschätzung durch Leuchtphänomene

Es gibt zwei schnelle Methoden, mit welchen die Fokusslage durch Leuchtphänomene bei der Laser-Material-Wechselwirkung abgeschätzt wird: Fokusslagenabschätzung durch stärkstes und schwächstes Leuchten. Beide sind nicht sehr genau und lassen keine Rückschlüsse auf die Tiefenschärfe zu. Zur schnellen Überprüfung, besonders bei langen Brennweiten und Systemen geringer Strahlqualität, sind diese Verfahren jedoch praktikab-

ler als die unten beschriebene Methoden. Außerdem lassen sie die Abschätzung am Realbauteil zu, während die exakten Verfahren dünnes Probenmaterial erfordern.

6.1.2.1 Fokuslagenabschätzung durch stärkstes Leuchten

Die schnellste Fokussuche lässt sich durch das Bewegen der Fokussierlinse entlang der optischen Achse bei geringer Laserintensität durchführen. Beim subjektiv stärksten Leuchten wird die Position des kleinsten Strahldurchmessers angenommen. Der Nachteil dieser sehr einfachen Bestimmung der Fokuslage ist folgender Umstand: Während der Bewegung der Linse wird ständig die selbe Stelle bestrahlt und durch kumulative Effekte kann ein starkes Leuchten auch außerhalb des Fokus als kleinster Strahldurchmesser interpretiert werden. Außerdem wird oft beobachtet, dass selbst bei kleinen Intensitäten gepulster Systeme im Fokus Material verdampft wird. Es ist dann nur einige Sekundenbruchteile lang ein starkes Leuchten erkennbar, danach liegt eine Bohrung vor, in deren Innern es nur schwach glimmt.

6.1.2.2 Fokuslagenbestimmung durch schwächstes Leuchten

Eine etwas präzisere Vorgehensweise als die im Abschnitt 6.1.2.1 beschriebene Methode ist das Verfahren der Linse bei geringer Intensität. Begonnen wird deutlich außerhalb der Fokusposition zum Fokus hin. Dies geschieht jeweils von oberhalb und unterhalb der vermuteten Fokusposition. Dabei wird die Fokuslage als der Mittelwert der beiden Linsenpositionen angenommen, bei welchen jeweils das erste schwache Leuchten erkennbar ist. Diese Methode ist präziser, weil das Leuchten quasi binär wahrgenommen wird (es leuchtet oder es leuchtet nicht) und nicht qualitativ bewertet werden muss.

6.1.3 Fokuslagenbestimmung durch Einzelbohrungen (Fokusmatrix)

Bei dieser Methode wird ein Laserstrahl geringer Intensität für jeweils einige 100 ms auf eine ca. 50 μm starke Probe gelenkt, wobei der Abstand Linse-Probe nach jedem Laserpuls variiert und die Probe seitlich verschoben wird. Sinnvollerweise beginnt man mit einer schnellen Fokuslagenabschätzung, wie im Abschnitt 6.1.2 beschrieben. Je nach Brennweite und Rayleighlänge müssen Startposition der Fokussierlinse und die Schrittweite der Linsenverschiebungen angepasst werden. Als Faustwert hat es sich für Systeme guter Strahlqualität bewährt, einen Höhenbereich von $f/10$ in $f/1000$ -Schritten abzufahren. Als Start empfiehlt sich z.B. für eine Fokussierlinse mit $f=100$ mm eine Reihe, welche 5 mm unterhalb des geschätzten Fokus beginnt und in 100 μm -Schritten bis 5 mm oberhalb endet. Optimal für die Auswertung ist ein Mikroskop mit Durchleuchteinheit.

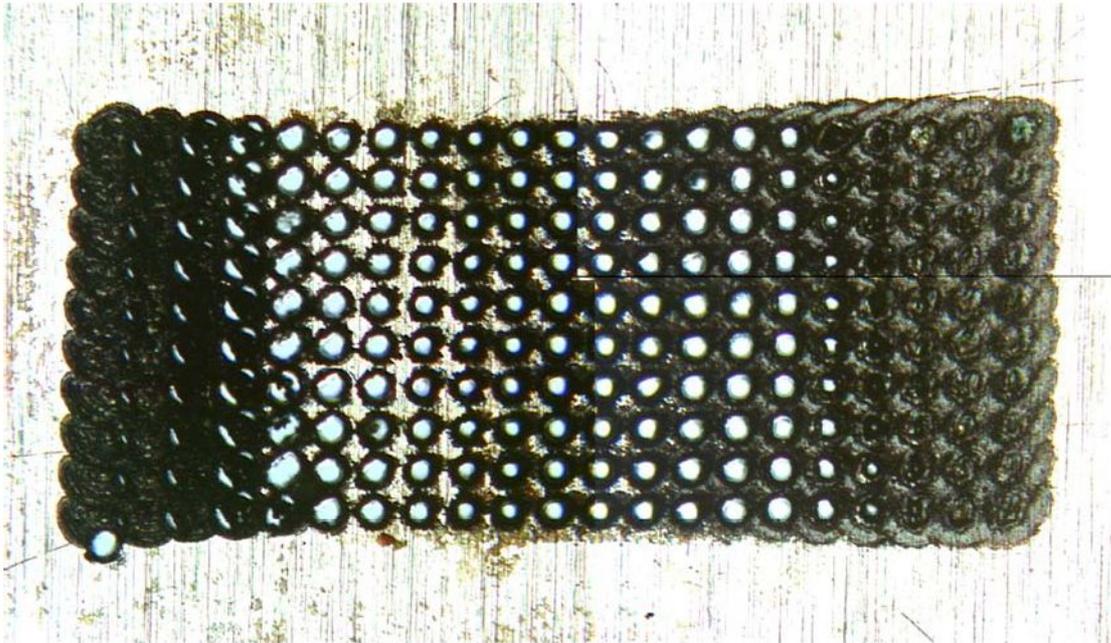


Abb. 6-1 Matrix aus 20 x 10 Bohrungen mit variiertem Höhenposition der Fokussierlinse

Die Abbildung 6-1 stellt eine so genannte Fokusmatrix dar, welche sich aus Laserbohrungen mit verschiedenen Fokuslagen zusammensetzt. Die Bohrungen beginnen unten links mit einer Fokusposition, die 10 mm unterhalb der angenommenen Fokuslage liegt. Die Bohrungen wurden mit einer Laserleistung von 0,7 W und einer Fokussierlinse der Brennweite $f = 100$ mm durchgeführt, die in 100 μm -Schritten angehoben wurde. Von links nach rechts liegen 20 Spalten mit je 1 mm Hubversatz, von unten nach oben 10 Zeilen mit je 0,1 mm Hubversatz. Die große Bohrung unten links dient als Orientierungshilfe beim Auswerten, da das Bild unter dem Mikroskop und durch die CCD-Kamera oft seitenverkehrt dargestellt wird. Die Linsenposition, in welcher der relativ kleinste Durchmesser gebohrt wurde, wird als Fokuslage Null angenommen. Zu den Rändern der Matrix nehmen die Durchmesser wieder ab und werden absolut kleiner als der relativ kleinste Durchmesser. Für die Abschätzung der Tiefenschärfe ist es wichtig, dass die relativ kleinsten Bohrungen mittig in der Matrix liegen und am Rand der Matrix keine Durchgangsbohrungen mehr gefertigt werden können. Nach einer ersten Matrix folgen weitere Reihen, wobei der Fokus iterativ weiter eingegrenzt werden kann.

6.2 Laser-Material-Wechselwirkung

6.2.1 Absorption

Um den Einfluss des Laserlichts auf den zu bearbeitenden Werkstoff (speziell Keramik) zu verdeutlichen, sei hier auf einige grundlegende Wechselwirkungsmechanismen zwischen Laserstrahl und Materie eingegangen. Bei den folgenden Betrachtungen wird vorausgesetzt, dass der Laserstrahl auf das Werkstück senkrecht auftrifft. Dort wird er teilweise reflektiert (R) und absorbiert (A). Die Absorption hängt von der Wellenlänge λ und den Absorptionseigenschaften des Materials ab. Kann bei entsprechender Dicke des Werkstoffes keine

Transmission erfolgen, wird der gesamte verbleibende Strahlungsanteil A absorbiert und es gilt:

$$1 - A = R \quad (6-1)$$

Im Absorptionsverhalten ist dabei eine Abhängigkeit sowohl von den optischen Eigenschaften des Werkstoffs (Brechungsindex n , Absorptionsindex κ), als auch von der Wellenlänge λ der Strahlung zu erkennen. Der Absorptionskoeffizient α als beschreibende Kenngröße setzt sich wie folgt zusammen [Hüg92]:

$$\alpha = \frac{4 \cdot \pi \cdot n \cdot \kappa}{\lambda} \quad (6-2)$$

Der weitere Verlauf des absorbierten Anteils der Intensität im Werkstoff entlang der Eindringtiefe z kann mit dem Beer'schen Gesetz beschrieben werden:

$$I(z) = I_0 \cdot A \cdot e^{-\alpha z} = I_0 \cdot (1 - R) \cdot e^{-\alpha z} \quad (6-3)$$

$I_0 \cdot A$ kennzeichnet den absorbierten Anteil der einfallenden Strahlungsintensität I_0 . Zur Charakterisierung der Absorption wird oft auch die Absorptionslänge l_a herangezogen, welche ist als die Strecke definiert ist, nach der die Intensität im Werkstück auf einen Bruchteil von $1/e$ des ursprünglichen Wertes I_0 abgefallen ist. l_a resultiert aus dem Kehrwert des Absorptionskoeffizienten α :

$$l_a = \frac{1}{\alpha} \quad (6-4)$$

Die während der Absorption erzeugte Wärme fließt in das Werkstück ab. Ein Maß für den Weg, den eine Isotherme innerhalb der Zeit t im Werkstück zurücklegt, ist die Diffusionslänge l_{th} (auch thermische Eindringtiefe). Eine Beschreibung der Diffusionslänge l_{th} erfolgt bei Pulsdauern größer als 10 ps durch die Pulsdauer t_p und die Temperaturleitfähigkeit D_T [Dau99]:

$$l_{th} = 2\sqrt{D_T \cdot \tau_p} \quad (6-5)$$

Die Temperaturleitfähigkeit D_T setzt sich nach [Bae96]

$$D_T = \frac{\lambda_w}{\rho \cdot c_p} \quad (6-6)$$

aus Wärmeleitfähigkeit λ_w , der Dichte ρ und der spezifischen Wärmekapazität zusammen. Daraus folgend, fügt sich die gesamte Eindringtiefe l der Laserstrahlung in das Werkstück aus der optischen (Absorptionslänge l_a) und der thermischen Einwirktiefe (Diffusionslänge l_{th}) zusammen:

$$l = l_a + l_{th} \quad (6-7)$$

Bei der Grundwellenlänge von Nd:YAG (1064 nm) ist die Absorption in Stahl mit weniger als 40 Prozent vergleichsweise gering. Sobald aber die Oberfläche durch die ersten Laserimpulse vorstrukturiert ist, nimmt die Absorption stark zu, da der reflektierte Anteil nicht unbedingt von der Oberfläche weg-, sondern vermehrt in das Material hineinreflektiert wird. Dieser für die effiziente Lasermaterialbearbeitung wesentliche Vorgang wird als Einkoppeln bezeichnet. Die nach dem Einkoppeln ablaufenden Prozesse hängen von der Laserintensität ab und können nach [Hüg92] wie folgt unterteilt werden:

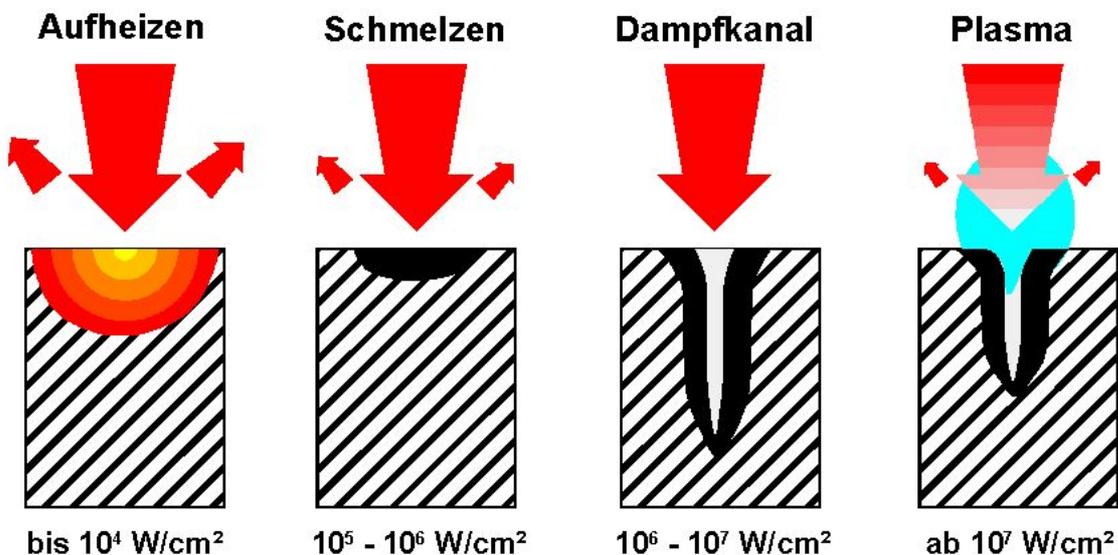


Abb. 6-2 Einfluss der Intensität auf die Art der Laser-Material-Wechselwirkung

Bei Intensitäten unterhalb von 10 kW/cm^2 erreicht die Aufheizung durch die Laserstrahlung nicht die Schmelztemperatur. Dieser Intensitätsbereich wird beispielsweise für das Laserhärten genutzt. Ein großer Teil der Laserstrahlung geht auch durch Reflexion verloren. Ab 100 kW/cm^2 wird das Material aufgeschmolzen und Wärmeleitungsschweißen, Laserbeschichten oder Laserlegieren werden möglich. Durch die bessere Einkopplung nehmen die Reflexionsverluste weiter ab. Oberhalb von 1 MW/cm^2 beginnt die Schmelze zu sieden und ein Dampfkanal bildet sich aus. In diesem Intensitätsbereich finden die Prozesse Tiefschweißen oder Laserschneiden und -bohren statt. Reflexion vom Bauteil weg findet praktisch nicht mehr statt, der treibende Prozess ist eine Vielfachreflexion im Bohrkanal. Ab 10 MW/cm^2 ionisiert das verdampfte Material, wodurch es zur so genannten Plasmaabschirmung kommt. Die Plasmawolke absorbiert und reflektiert einen Teil der Laserstrahlung, die dann nicht mehr für den Prozess zur Verfügung steht. Der Fokus verschiebt sich nach oben (so genannte Fokusverkürzung). Um dennoch in diesem Intensitätsbereich Lasermaterialbearbeitung betreiben zu können, werden Schutzgase mit hoher Ionisierungsenergie, wie z.B. Helium, eingesetzt.

6.3 Laserbohren

Für die Herstellung von Bohrungen, bzw. Strukturen von hoher Präzision mit dem Laserstrahl als Werkzeug, sind mehrere Verfahrensvarianten bekannt [Roh98, Rai99, Föh00]. Beim Perkussions-Bohren führt eine Serie von Einzelpulsen auf die gleiche Stelle des Werkstücks zur Ausbildung des Bohrlochs. Auf diese Art lassen sich im Vergleich zum Einzelpuls-Bohren größere Lochtiefen realisieren, die im Bereich mehrerer Millimeter liegen können [Tre90].

6.3.1 Zeitlicher Ablauf beim Laserbohren

Durch die Auflösung des Bohrprozesses in Einzelschritte (Verringerung der Pulsenergie) reduziert sich das pro Puls abgetragene Volumen, welches durch den Fokusbereich und die Einwirktiefe l bestimmt wird. Dieser geringere Materialabtrag begünstigt das Abströmverhalten des Materialdampfes und des Plasmas, was eine höhere Präzision der Bohrungen zur Folge hat. Basierend auf einer Modellvorstellung sollen die wesentlichen Wechselwirkungsvorgänge zwischen Laserstrahl und Materie erläutert werden, die zur Ausbildung der Bohrlochgeometrie in Keramik beitragen. Der Bohrprozess wird durch das so genannte „Hirscheegg-Modell“ in vier Phasen unterteilt [Dau99,]. Bei der Herstellung eines Sacklochs sind diese einzelnen Phasen jedoch nicht immer klar voneinander trennbar und die Übergänge zwischen ihnen fließend [Som01]. Außerdem werden bei Durchgangsbohrungen durch dünne Materialschichten nicht alle vier Phasen durchlaufen [Roh98, Rai99, Föh00].

Planare Ablation

In der Startphase des Bohrprozesses herrschen die im Kapitel 6.2.1 beschriebenen Wechselwirkungsmechanismen (Absorption) vor. Dabei bestimmen die Absorptionslänge l_α und der Fokusbereich d_F das Absorptionsvolumen V_A . Die Eindringtiefe der Laserstrahlung in das Material hängt von der Wellenlänge λ ab, wobei durch Absorption Energie in Wärme umgewandelt wird, welche in das angrenzende Volumen eingeht. Ist die Wärmeabfuhr durch Wärmeleitung geringer als der erneute Energieeintrag des Laserstrahls, kommt es zu einer fortschreitenden Erhitzung der Bearbeitungszone. Je nach Art des Materials und Höhe der Energie, wird der Werkstoff an der entsprechenden Stelle aufgeschmolzen, verdampft. Im Vergleich zum weiteren Bohrfortschritt wird in dieser ersten Phase der höchste Abtrag pro Zeit erlangt. Es lassen sich bereits nach wenigen Pulsen Ablagerungen im Ablationsbereich erkennen, die zu einer Erhöhung der Energieeinkopplung führen. Ist die Intensität hoch genug, kommt es bereits in dieser ersten Phase zur Ausbildung eines Plasmas an der Werkstückoberfläche.

Ausbildung der Bohrkapillare

Setzt sich der Bohrprozess fort, so wandert die Abtragsfront in die Tiefe. An den steilen Seitenwandungen wird weniger Energie absorbiert, und es kommt zu einer vermehrten Reflexion des Laserstrahles in den Bohrgrund [Nik01]. Durch diese so genannte Selbstfokussierung werden die Seitenwände weniger abgetragen, und es bildet sich eine konische Bohrspitze aus. Das im Bohrkanal durch ionisierten Materialdampf entstandene Plasma erzeugt einen Dampfdruck, der abgetragenes Material aus dem Bohrgrund und auch Plasma bis über die Werkstückoberfläche mitreißt. Aufgrund der Wärmeleitung und Defokussierung durch das Plasma werden am Bohrgrund die Seitenwände stärker aufgeweitet. Durch Plasmaabsorption nimmt die Bohrrate im Vergleich zur ersten Phase trotz höherer Energieeinkopplung und Selbstfokussierung ab, woraufhin weniger Laserenergie für den Bohrprozess zur Verfügung steht [Rog97, Bus 98, Bäu00].

Phase konstanter Bohrgeschwindigkeit

Nimmt die Bohrtiefe zu, steigen die Energieverluste des in den Bohrgrund hineinreflektierten Laserstrahles. Die Ursache hierfür liegt in der bei jedem Reflexionsvorgang auftretenden Absorption an den Seitenwänden. Trotz der Verluste durch Wandabsorption bleibt bei ausreichender Leistung in dieser Bohrphase die Abtragsrate nahezu konstant. Das am Bohrgrund weniger stark ionisierte Plasma wird zunehmend transparenter und hat einen höheren Energieeintrag des Laserstrahls an dieser Stelle zur Folge. Das Plasma wirkt als Regler für die Leistung am Bohrgrund und sorgt für eine konstante Bohrrate. Die vom Plasma absorbierte Energie wird auch weiterhin an die Bohrungswand abgegeben, weitet diese auf und glättet den Bohrkanal. Mit wachsender Bohrtiefe wird immer weniger Plasma gebildet, und die Aufweitung des Bohrkanals nimmt ab. Auf diese Weise entsteht der typisch konische Verlauf der Tiefenbohrung. Zudem ist in dieser Phase erkennbar, dass mit kürzeren Pulsen höhere Abtragsraten erreichbar sind. Das Plasma baut sich während des Pulses zeitverzögert auf, weshalb kürzeren Laserpulsen weniger Energie entzogen werden kann.

Stopp des Bohrfortschritts

Sollte die Energiedichte, die durch Vielfachreflexion bis in den Bohrgrund gelangt, nicht mehr hoch genug sein, um den Schwellwert für eine Materialverdampfung zu überschreiten, kommt der Bohrprozess zum Erliegen. Die vom Laserstrahl weiterhin eingebrachte Energie führt dann lediglich zu einer stärkeren Erwärmung der angrenzenden Zonen, bzw. zu einer Aufweitung des Bohrungseintritts.

In der Abbildung 6-3 sind die vier Bohrphasen als Abtrag je Puls in Abhängigkeit von der Anzahl der Laserpulse illustriert. Zu Anschauungszwecken ist rechts im Diagramm ein zugehöriger Bohrverlauf dargestellt und den Bohrphasen farblich zugeordnet.

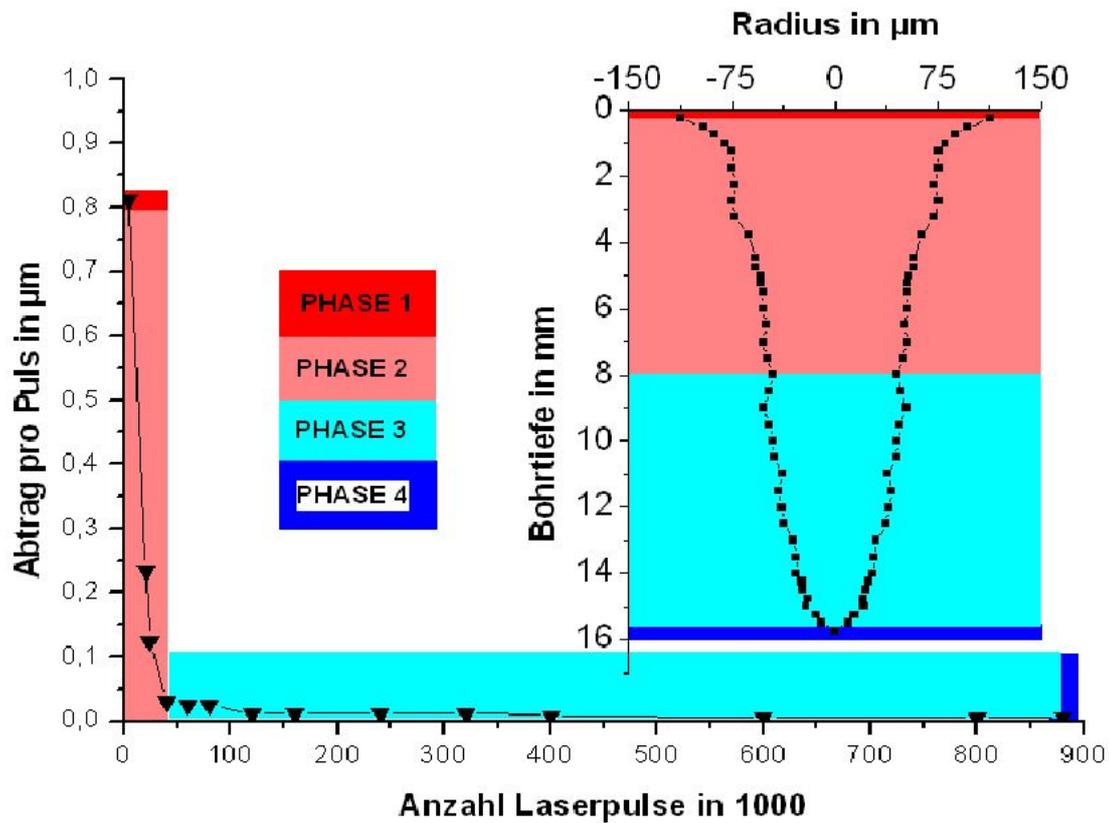


Abb. 6-3 Darstellung der Bohrphasen
 Links: Abtrag je Puls in Abhängigkeit von der Pulszahl
 Rechts: zugehörige Bohrlochgeometrie

6.3.2 Einteilung des Laserbohrens

Das Laserbohren lässt sich in folgende vier Kategorien einteilen [Föh02]:

- Einzelpulsbohren
- Perkussionsbohren
- Trepanieren
- Wendelbohren, bzw. Lasererodieren

Diese Bohrstrategien sind in der Abbildung 6-4 illustriert und qualitativ unter dem Aspekt zunehmender Qualität bei abnehmender Pulsdauer und –energie geordnet.

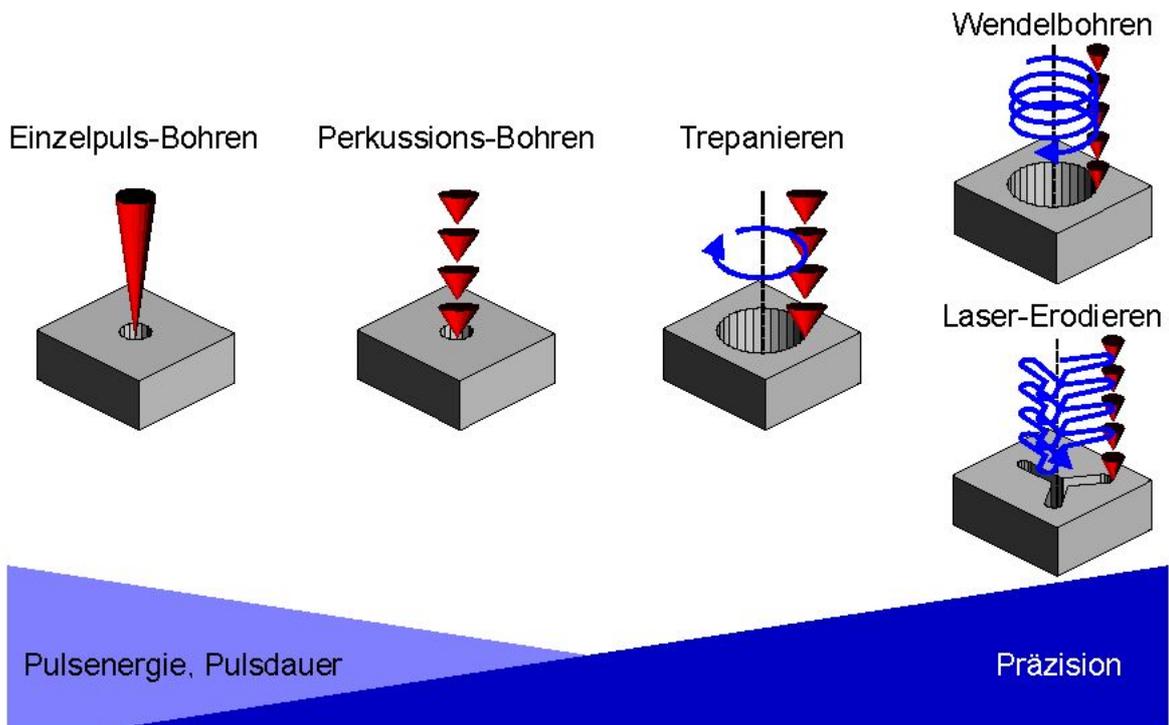


Abb. 6-4 Einteilung des Laserbohrens nach [Föh00]

Durch einen einzelnen Laserimpuls hoher Energie entsteht beim Einzelpuls-Bohren ein Krater, beziehungsweise ein Sackloch oder eine vollständige Durchbohrung des Materials. Dabei kann der Durchmesser der Löcher je nach Parameterwahl größer oder kleiner sein als der fokussierte Strahl. Wichtig bei dieser Art des Bohrens ist die hohe Strahlqualität des Laserstrahls, um eine maximale Fokussierbarkeit des Laserstrahls zu erhalten [Hüg92, Alv94]. Beim Perkussions-Bohren werden mehrere Laserpulse auf die gleiche Stelle im Material eingebracht. Dies ist erforderlich, wenn eine größere Lochtiefe als beim Einzelpuls-Bohren erzielt werden soll. Auf diese Weise lassen sich Lochtiefen von mehreren Millimetern erreichen. In der Abbildung 6-4 sind Bohrungen in ein 1 mm dickes Titanblech dargestellt, die mit 185 Pulsen je Sekunde im Einzelschussverfahren gefertigt wurden. Diese Applikation wurde im Rahmen einer aerodynamischen Studie durchgeführt, deren Ziel es war, Millionen von Bohrungen in Flugzeugtragflächen zu generieren. Zum Generieren von Formlochbohrungen (so genannte „shaped holes“ im Gasturbinenbau werden seitlich versetzte Einzelschussbohrungen in das Werkstück gesetzt [Kut01].

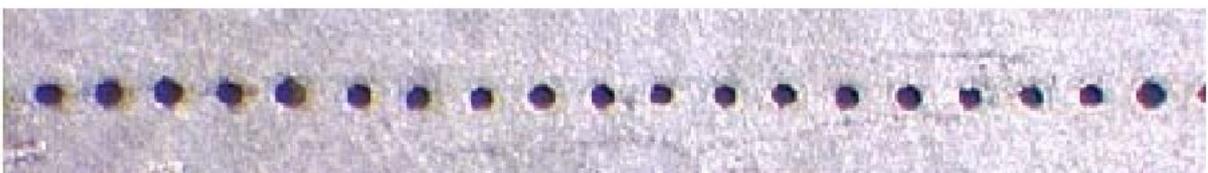


Abb. 6-5 Sicht auf Einzelpulsbohrungen in Titanblech einer Dicke von 1 mm und einem mittleren Durchmesser von 0,1 mm

Ein Beispiel zum Perkussionsbohren ist in der Abbildung 6-6 illustriert. In einen Edelstahlkörper der Dicke 20 mm wurden mit dem MOPA-System Bohrungen mit 100 µm Durch-

messer appliziert und so ein bisher nicht erreichtes Schachtverhältnis von $V_S = 200$ realisiert.

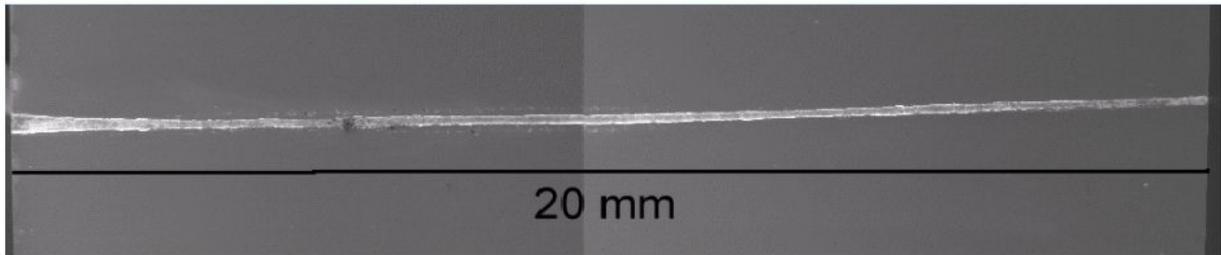


Abb. 6-6 Querschliff durch Perkussionsbohrung in Edelstahl mit einem Schachtverhältnis von 200

Das Trepanieren, auch Kreisschneiden genannt, wird zur Herstellung größerer Bohrungen angewandt. Es besteht die Möglichkeit, den Laserstrahl entlang einer Kreisbahn zu bewegen oder das Werkstück relativ zum Laserstrahl entlang einer Kreiskontur zu verfahren. Die Löcher werden durch den gepulsten Laserstrahl in einem Umlauf ausgeschnitten, ähnlich dem Laserschneiden mit gepulsten Systemen. Beim Wendelbohren wird der Bohrprozess nicht in einem Umlauf (wie beim Trepanieren) ausgeführt, sondern in viele Umläufe mit geringer Pulsenergie aufgeteilt. Dadurch wird eine Steigerung der Präzision erzielt. Die Abtragsfront wandert dabei wendelförmig in die Tiefe, eine Durchbohrung des Materials wird erst nach mehreren Durchläufen erreicht.



**Abb. 6-7 Links: Sicht auf eine Trepanierbohrung in Saphir mit Kernzylinder, Durchmesser 0,5 mm, Materialstärke 1 mm
Rechts: Blick in eine Trepanierbohrung in Aluminiumoxidkeramik, Durchmesser 2 mm, Materialstärke 2 mm**

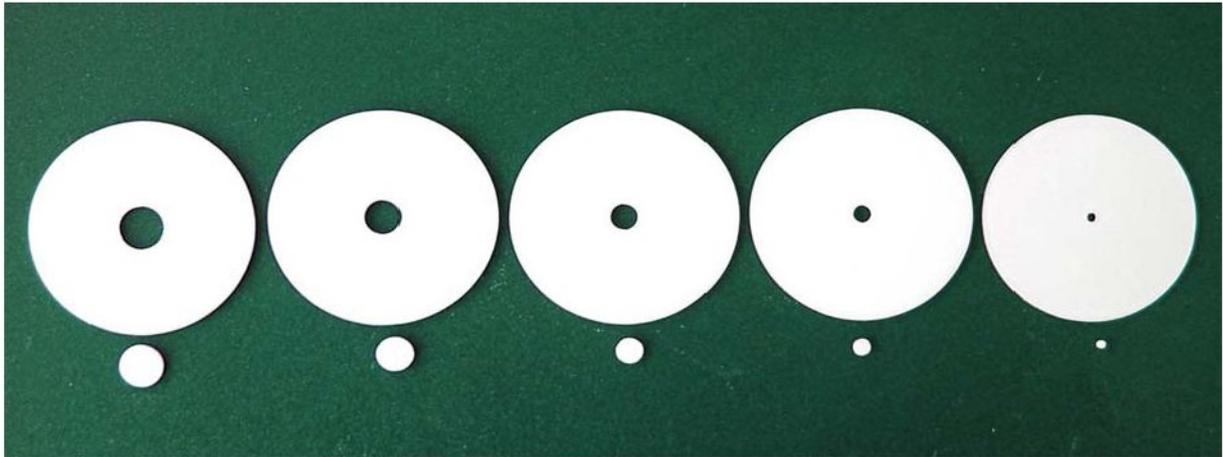


Abb. 6-8 Lasertrepanierte Einzoll-Blenden für Hochleistungslaser aus Aluminiumnitridkeramik. Materialstärke 1 mm, Blendendurchmesser 1 mm bis 5 mm

Von Laser-Erodieren wird gesprochen, wenn die Umlaufbahn des Wendelbohrens nicht mehr auf eine Kreisbahn beschränkt wird. Durch diese Verfahrensweise lassen sich komplexe Strukturen hoher Präzision in unterschiedlichste Materialien einbringen. Die hohe Präzision wird vor allem durch ein geringes pro Puls abgetragenes Volumen erreicht. Dabei spielen der erzielte Fokusdurchmesser und die Pulsdauer eine wichtige Rolle. Der geringe Abtrag begünstigt das Abströmverhalten des Materialdampfes und des Plasmas [Dau99].

6.4 Laserschneiden

Das Laserschneiden ist ein Verfahren, bei welchem im Gegensatz zum Bohren eine Relativbewegung zwischen Werkstück und Laserstrahl erfolgt. Viele Laserschneidprozesse erfordern zunächst eine Startbohrung, das so genannte „Einstechen“, damit das Material bei der anschließenden Verfahrbewegung nach unten ausgetrieben werden kann, sei es durch eigenen Materialdampfdruck oder durch die Zuführung von Arbeits- oder Inertgas. Laserschneiden wird für dünne Folien von wenigen Mikrometern Dicke, z.B. für die Herstellung von Masken, bis hin zu einigen Zentimetern Wandstärke im Schiffsbau eingesetzt. In Abbildung 6-9 ist eine Wolframmaske für Excimerlaser dargestellt, mit welcher die Struktur um den Faktor 14 reduziert wird. Die Wolframplatte mit 0,1 mm Wandstärke wurde mit einem Fokusdurchmesser von ca. 14 μm und einer mittleren Leistung von 7 W bearbeitet. Mit einer Vorschubgeschwindigkeit von 1 mm/min dauerte die Bearbeitung über eine Stunde. Die Abbildung 6-10 zeigt ein Detail einer Mikrostruktur, die mit einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ gefertigt wurde. Die mittlere Laserleistung betrug bei einer Repetitionsrate von 500 Hz nur 30 mW. Die daraus resultierende Einzelpulsenergie von 60 μJ ergibt bei einer Pulsdauer von 8 ns eine Pulsleistung von 60,6 kW.

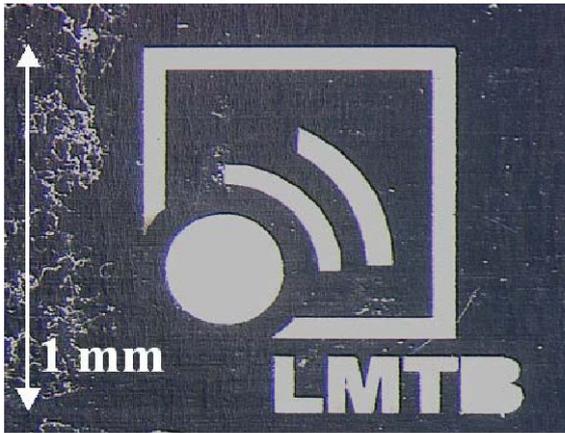


Abb. 6-9
Wolframmaske für Excimerlaseran-
wendung, Materialstärke 0,1 mm,
Schriftgröße 0,14 mm



Abb. 6-10
Detail des Markenzeichens der TU Berlin
aus Messing mit einer DM-Münze als Grös-
senvergleich, Materialstärke 0,025 mm

6.5 Laserritzen

Das Laserritzen ist eine Sonderform des Laserschneidens, bei welcher das Material nicht vollständig getrennt wird. Das Ritzen kommt zum Einsatz, wenn nachfolgende Prozesse die strukturelle Integrität des Bauteils erfordern, z.B. in der Halbleiterindustrie, wenn das Vereinzeln eines Siliziumwafers mit mehr als 10.000 Schaltkreisen erst beim Kunden erfolgt. Beim Trennen von Solarzellen ist das Ritzen unumgänglich, da beim Vollschnitt der p-n Übergang durch das Entstehen lokaler Kurzschlüsse (so genannten „edge shunts“) beschädigt wird und so der Gesamtwirkungsgrad verringert wird. Mit dem Einstab-Oszillator wurden Solarzellen in großen Stückzahlen mit einer Vorschubgeschwindigkeit bis zu 4 m / min geritzt. In der Abbildung 6-11 ist links ein lasergetrenntes Element einer Solarzelle dargestellt. Rechts ist in der Seitenansicht der Bruchkante die laserbearbeiteten Ritzfuge als raue Struktur erkennbar. Unten befindet sich die gläsern spiegelnde Bruchfläche, die beim mechanischen Trennen entsteht.

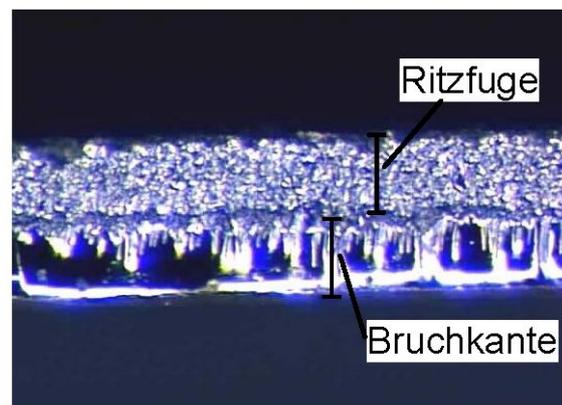
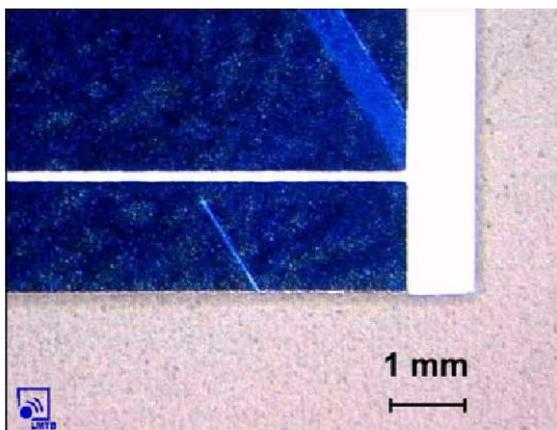


Abb. 6-11 **Lasergeritzte und mechanisch gebrochene Solarzelle. Links: Laserab-**
gewandte Oberseite, rechts Trennfläche mit Laser-Ritzfuge und mecha-
nischer Bruchkante

7 Bohrexperimente mit verschiedenen Lasersystemen

7.1 Bohrversuche mit gestapelten Keramikscheiben

Die mikroskopische Untersuchung von Bohrungen in Keramik entzieht sich aufgrund deren Härte den üblichen Querschliffmessungen. Um die Bohrlochgeometrie zu bestimmen, wurden die Bohrexperimente mit gestapelten Keramikscheiben durchgeführt, welche im Anschluss einzeln unter dem Lichtmikroskop vermessen wurden. Dazu wurden die Keramikstapel in eine Vorrichtung montiert, welche mittels Tellerfedern und eines Spannrings Luftspalte zwischen den einzelnen Scheiben vermeiden sollte (siehe Abbildung 7-1). Der Probenhalter konnte mit einem manuell verfahrbaren Dreiachsen-Mikrometertisch bewegt werden, um verschiedene Bohrreihen und Fokuslagen in einer Aufspannung durchzuführen. Optional konnte der Probenhalter in eine Vakuumkammer gebracht werden. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 7-2 mit einem Teil des Strahlengangs skizziert.

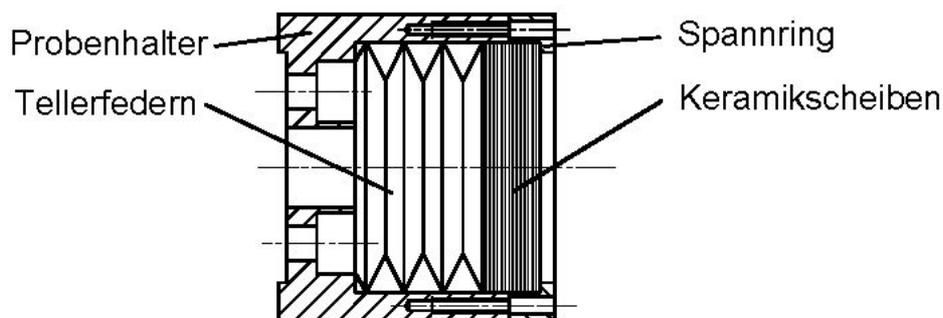


Abb. 7-1 Aufbau des Probenhalters mit Tellerfedern, Spannring und Keramikscheiben

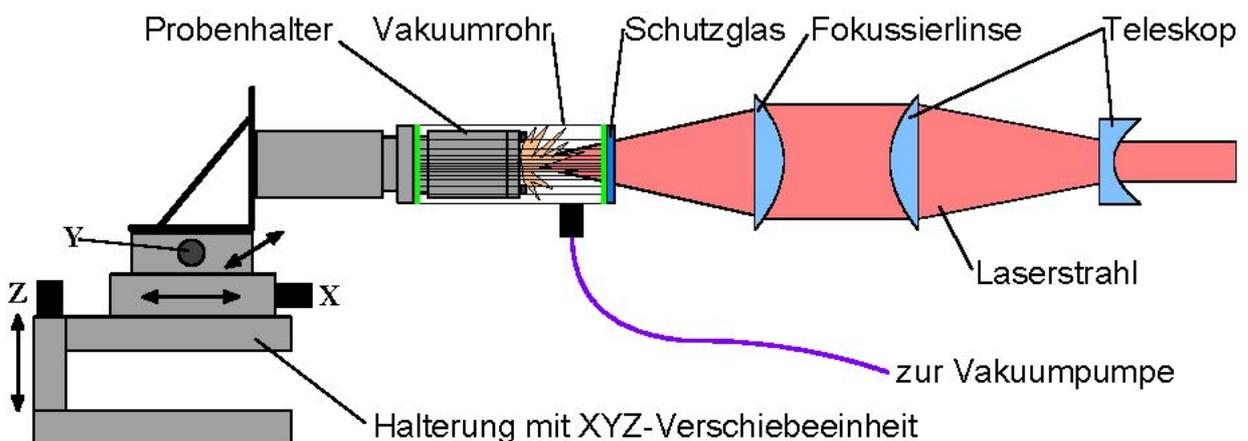


Abb. 7-2 Vorrichtung zum Bohren in gestapelte Keramikscheiben mit optionaler Vakuumkammer

Ein beispielhafter Bohrlochverlauf in verschiedenen Darstellweisen (vgl. Kapitel 7.1.2) mit einigen, aus verschiedenen Tiefen entnommenen Proben ist in Abbildung 7-3 dargestellt.

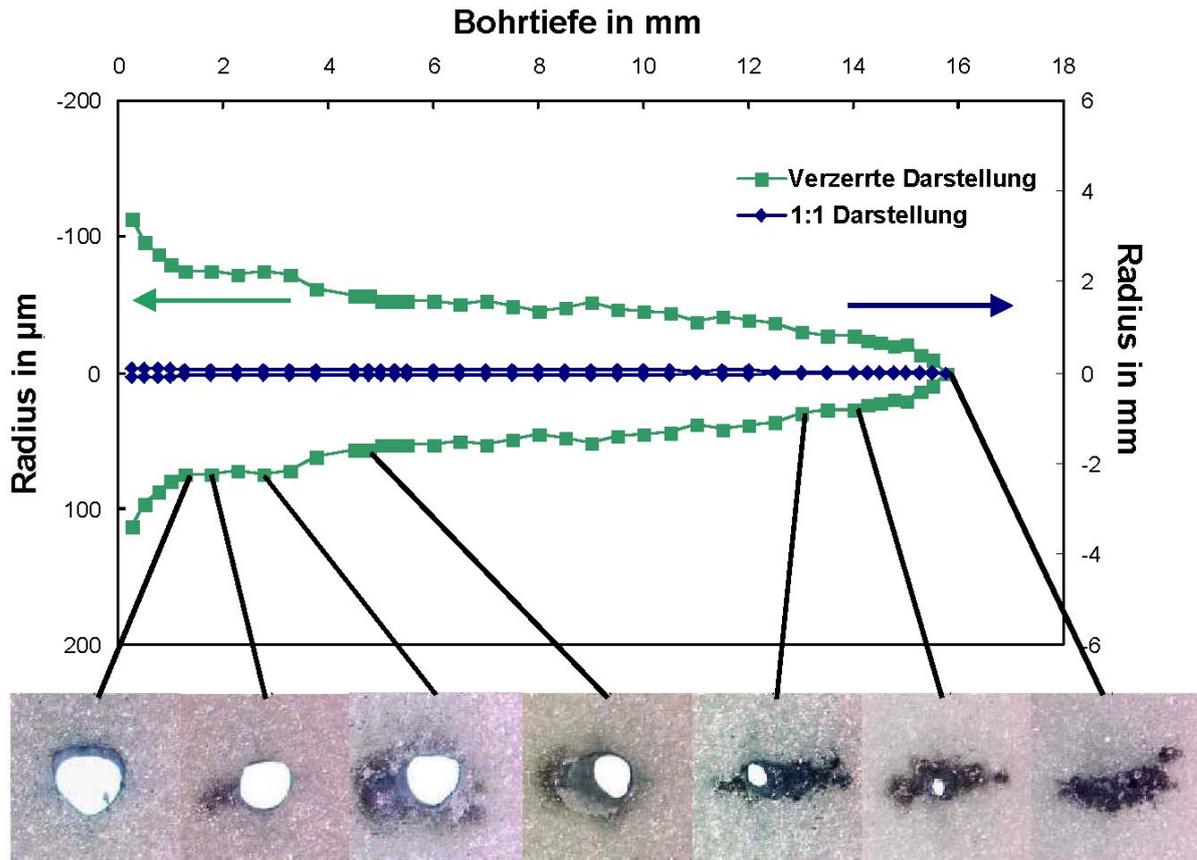


Abb. 7-3 Oben: Verlauf einer Bohrung in AlN-Keramik, Radius in μm und mm in Abhängigkeit von der Bohrtiefe
 Unten: Sicht auf einige lasergebohrte Keramikscheiben aus verschiedenen Tiefen des Probenstapels

7.1.1 Schichtdicken

Um nachzuweisen, dass die Untersuchungen mit gestapelten Proben mit Bohrungen in massivem Material vergleichbar sind, wurden Stapel mit Keramikplatten verschiedener Einzeldicke durchbohrt. Diese Versuche wurden mit dem Nd:YAG MOPA-System mit einer Einzelpulsenergie von $E_p = 20 \text{ mJ}$ und einem Fokusbereich von $w_F = 72,14 \mu\text{m}$ (entspricht einer Energiedichte von $H = 122 \text{ J/cm}^2$) in Probenstapel aus 0,25 mm, 1,0 mm und 5,0 mm dicken Aluminiumnitridproben durchgeführt.

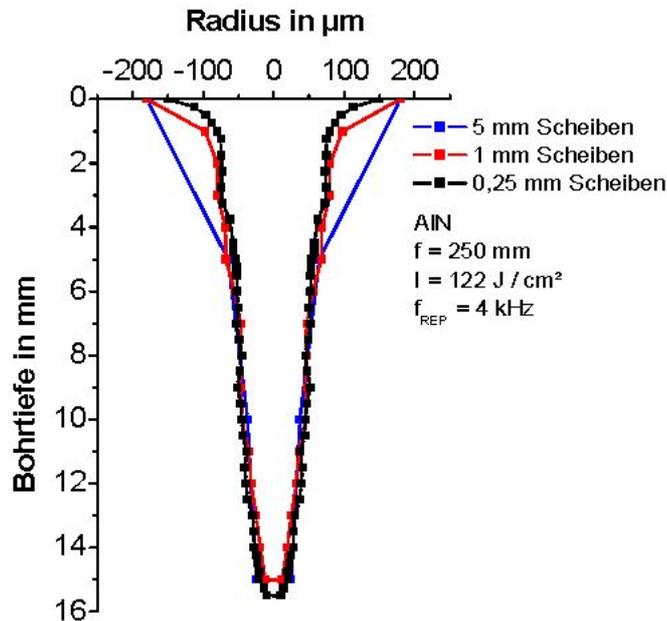


Abb. 7-4 Bohrversuche in gestapelte AIN-Scheiben verschiedener Dicke

Die Bohrzeit betrug in allen drei Fällen $t = 150 \text{ s}$. Die Lochverläufe sind in Abbildung 7-4 vergleichend dargestellt. Die drei Lochverläufe zeigen nur geringe Abweichungen voneinander und es kann angenommen werden, dass der Unterschied im Lochverlauf nicht in Abhängigkeit zur Dicke der einzelnen Schichten steht. Voraussetzung ist jedoch, dass keine Spalten zwischen den Schichten vorhanden sind. Die Oberflächen müssen eben und zueinander parallel sein und dürfen nur eine geringe Oberflächenrauigkeit aufweisen.

7.1.2 Darstellung der Bohrlochgeometrie

In den folgenden Kapiteln sind verschiedene Bohrverläufe dargestellt, bei denen die Bohrtiefe als Funktion des Bohrradius dargestellt ist. Diese Darstellung hat sich als die anschaulichste herausgestellt, da diese oben den Lasereintritt in das Material (Bohrtiefe = 0) darstellen und auf diese Weise die Situation der Versuche am besten wiedergegeben wird. Die Bohrungen erscheinen durchweg „unschön“, da sie zur besseren Anschauung in die Breite gezogen wurden, indem der Bohrdurchmesser, also der doppelte Radius, in μm und die Bohrtiefe in mm aufgetragen wurden. In Abbildung 7-5 wird ein realer Bohrverlauf (links) im Maßstab 1:1 einem verzerrten Bohrverlauf (rechts) gegenübergestellt (hier beispielhaft etwa im Maßstab 20:1).

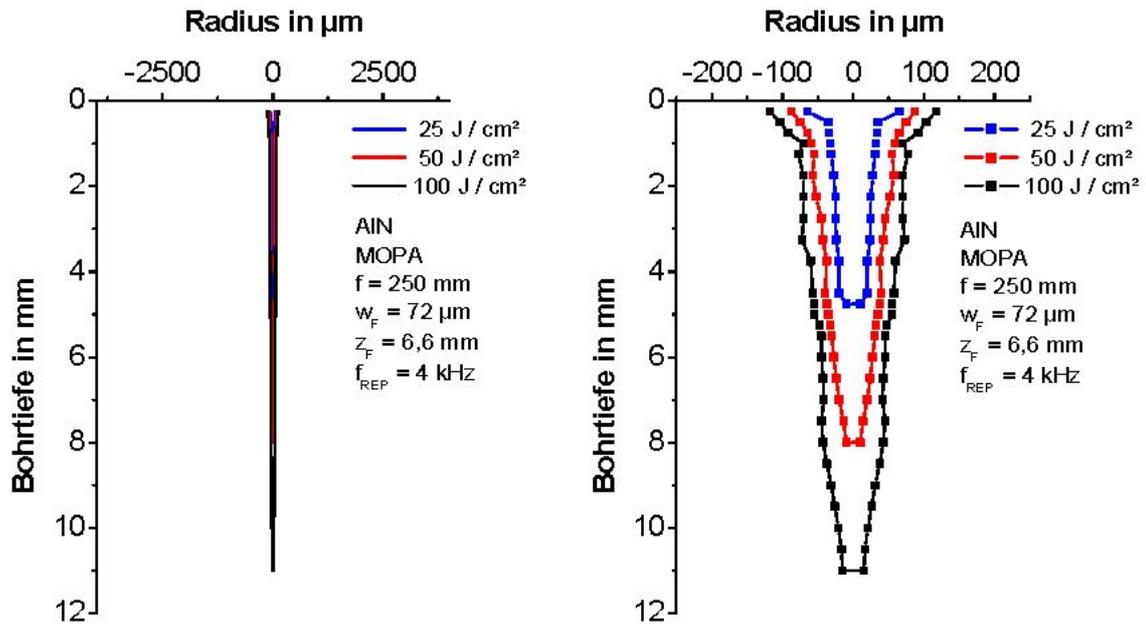


Abb. 7-5 Unterschiedliche Darstellung von lasergefertigten Bohrungen: Links im Maßstab 1:1 und rechts mit Bohrradius in μm und Bohrtiefe in mm

7.1.3 Fokusslage

Um vergleichbare Bohrergebnisse zu erhalten, wurde bei allen Versuchen die Fokusebene auf die Oberfläche der Proben gelegt. Die Fokusslage wurde durch Erstellen einer Lochreihe ermittelt. Dazu wurden die Löcher bei gleich bleibender, geringer Pulsenergie und konstanter Bohrzeit mit wenigen Pulsen nebeneinander in eine dünne Aluminiumnitridscheibe gebohrt (vgl. hierzu auch Kapitel 6.1.3). Zwischen den einzelnen Bohrvorgängen wurde die Fokusslage um $50\ \mu\text{m}$ variiert, so dass eine Lochreihe mit variierenden Lochdurchmessern entsteht. Das Loch mit dem kleinsten Eintrittsdurchmesser entspricht dabei einer Fokusslage auf der Werkstückoberfläche. Abbildung 7-6 zeigt exemplarisch den Bohrdurchmesser Verlauf bei der Fokusslagenbestimmung.

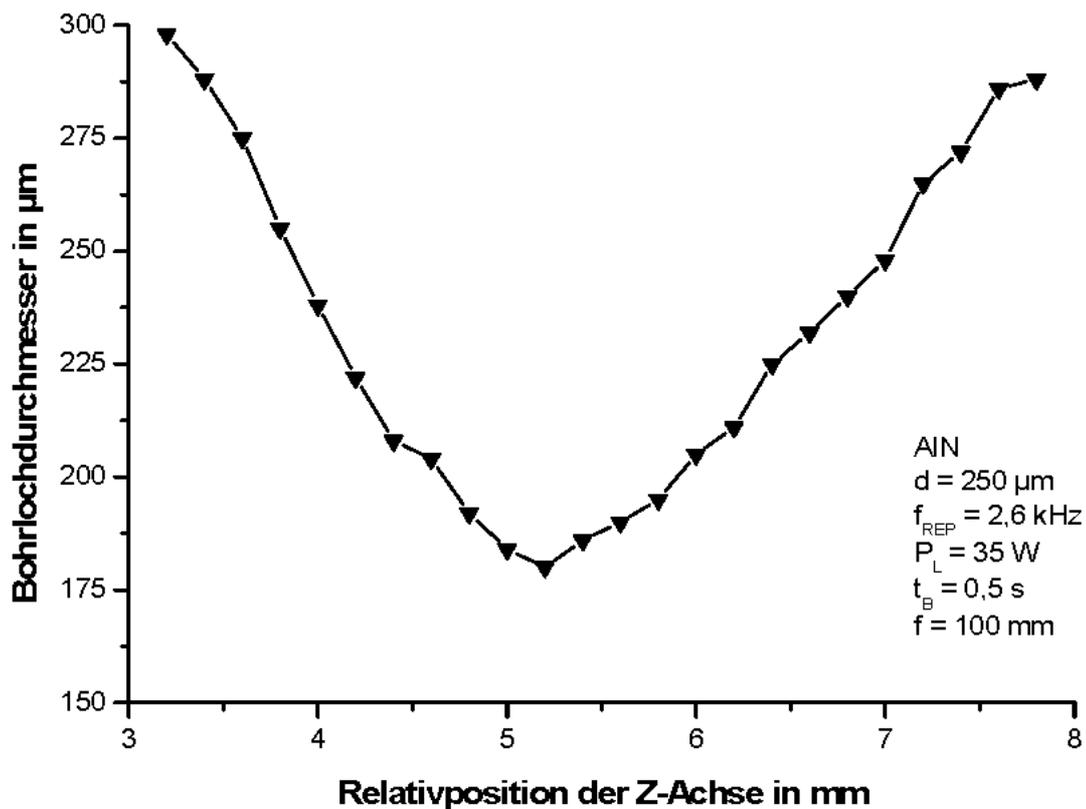


Abb. 7-6 Bohrlochdurchmesser in Abhängigkeit von der Relativposition der Z-Achse

7.2 Untersuchungen mit dem Einstabsystem

Die meisten Einstabsysteme werden zum Mikrostrukturieren und Beschriften eingesetzt. Sie eignen sich hervorragend für Langzeitanwendungen, die keine hohen Laserleistungen erfordern, wie z.B. dem Ritzten von Solarzellen. Mit einer mittleren Leistung von 8 W werden Solarzellen von der Rückseite mit 50 mm / s bis auf eine Tiefe von 150 µm geritzt, um später gebrochen werden zu können. Geregelt wird die polarisierte Laserstrahlung mit einer Abschwächeeinheit, die sich aus einer motorisiert drehbaren $\lambda / 2$ -Platte und einem weiteren Polarisator zusammensetzt. Diese Leistungsregelung wurde mit dem Einstabsystem erstmals erprobt, patentiert und marktauglich optimiert [Mue04, Mue05]. Die Motivation für die Entwicklung lag im engen Prozessfenster beim Solarzellenritzen: Zu hohe Leistungen bewirken ein komplettes Durchtrennen der Zelle und damit lokale Kurzschlüsse (so genannte „edge shunts“), die den Wirkungsgrad der Zelle mindern. Geringe Leistungen führen zu unzureichenden Ritztiefen und somit zu unsauberen Bruchkanten. In den Abbildungen 7-7 und 7-8 sind zwei Anwendungsbeispiele gezeigt, die mit dem Einstablaser im Grundmode mit einer Modenblende des Durchmessers 1,3 (maximale Ausgangsleistung 10 W) erzeugt wurden. Links ist eine Bohrmatrix in Edelstahlblech dargestellt, die für Filtersysteme gefertigt wird. Die Bohrungen werden mit einer mittleren Leistung von 0,8 W bei einer Pulsfrequenz von 2 kHz und einer Bohrdauer von jeweils 0,1 s gefertigt. Dies entspricht je Boh-

rung 200 Pulsen mit $400 \mu\text{J}$ Einzelpulsenergie und einem Abtrag von 500 nm pro Laserpuls. Bei $\lambda = 1064 \text{ nm}$ beträgt der Fokussierdurchmesser mit einer Brennweite von 100 mm und einer Aufweitung von 10 mm nach Gleichung (3-9) rechnerisch $13,5 \mu\text{m}$. Dieser theoretische Wert wird vom tatsächlichen Bohrlochdurchmesser von $12 \mu\text{m}$ bestätigt. Dies ist ein Hinweis auf die sehr gute Strahlqualität des Lasers. Bei einer schlechteren Strahlqualität wäre der Bohrdurchmesser größer ausgefallen. Die Abbildung 7-8 stellt eine Trepanierbohrung dar, welche mit 10 Umläufen in ein Vierkantrohr gefertigt wurde. Die Gesamtbohrzeit beträgt bei einer mittleren Leistung von 5 W und einer Repetitionsrate von 5 kHz etwa 50 s .

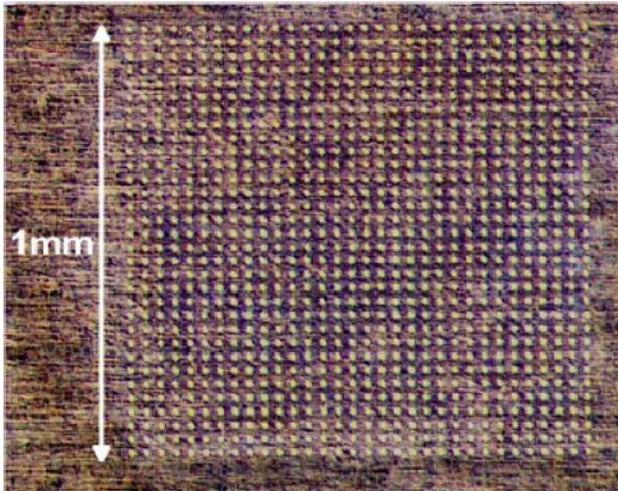


Abb. 7-7
 Edelstahlblech mit 1024 Mikrobohrungen auf einer Fläche von 1 mm^2 , Bohrdurchmesser $12 \mu\text{m}$, Materialstärke $0,1 \text{ mm}$



Abb. 7-8
 Trepanierbohrung in Edelstahl-Vierkantrohr, Bohrdurchmesser $0,15 \text{ mm}$, Wandstärke $0,5 \text{ mm}$

Ein vereinfachtes Einstabsystem ohne Polarisator und mit einer Modenblende mit $1,6 \text{ mm}$ Durchmesser wird derzeit zum Trepanierbohren eingesetzt. Dabei werden mit einer mittleren Laserleistung von 20 W bei einer Repetitionsrate von 5 kHz Hunderte von Bohrungen in Gasverteiler für Stickstofflaser eingebracht. In diesem Fall ist polarisiertes, grundmodiges Laserlicht nicht zwingend erforderlich, vielmehr ist es das Ziel, die Fertigungszeit einer Bohrung von einer knappen Minute auf 10 s zu reduzieren.

7.3 Untersuchungen mit dem Multimode Zweistabsystem

Die sehr umfangreichen Untersuchungen mit dem Multimode Zweistabsystem sind nach den wesentlichen Parametern, der Fokussierbrennweite (100 mm und 200 mm) und der Repetitionsrate ($1,5 \text{ kHz}$ und $5,5 \text{ kHz}$), gegliedert. Untersuchungsziel waren möglichst tiefe Bohrungen bei hohem Schachtverhältnis.

7.3.1 Brennweite $f = 100 \text{ mm}$ ($w_F = 47 \mu\text{m}$)

Bei den Versuchen mit der Brennweite $f = 100 \text{ mm}$ betrug der Fokusradius $w_F = 47 \mu\text{m}$ und die Rayleighlänge $z_R = 0,31 \text{ mm}$.

7.3.1.1 Repetitionsrate $f_{\text{REP}} = 1,5 \text{ kHz}$ (Pulsdauer $t_p = 119 \text{ ns}$)

Die Abbildungen 7-9 und 7-10 zeigen die Bohrlochverläufe in AlN und Al₂O₃, die mit Hilfe des Multimode Zweistablasers ($f_{\text{REP}} = 1,5 \text{ kHz}$, $f = 100 \text{ mm}$) erzeugt wurden. Die Bohrungen in Abbildung 7-9 wurden in Luftatmosphäre bei $p = 1000 \text{ mbar}$ durchgeführt. Abbildung 7-10 zeigt die Ergebnisse der Abtragversuche bei einem Druck von $p = 100 \text{ mbar}$ (Vorvakuum).

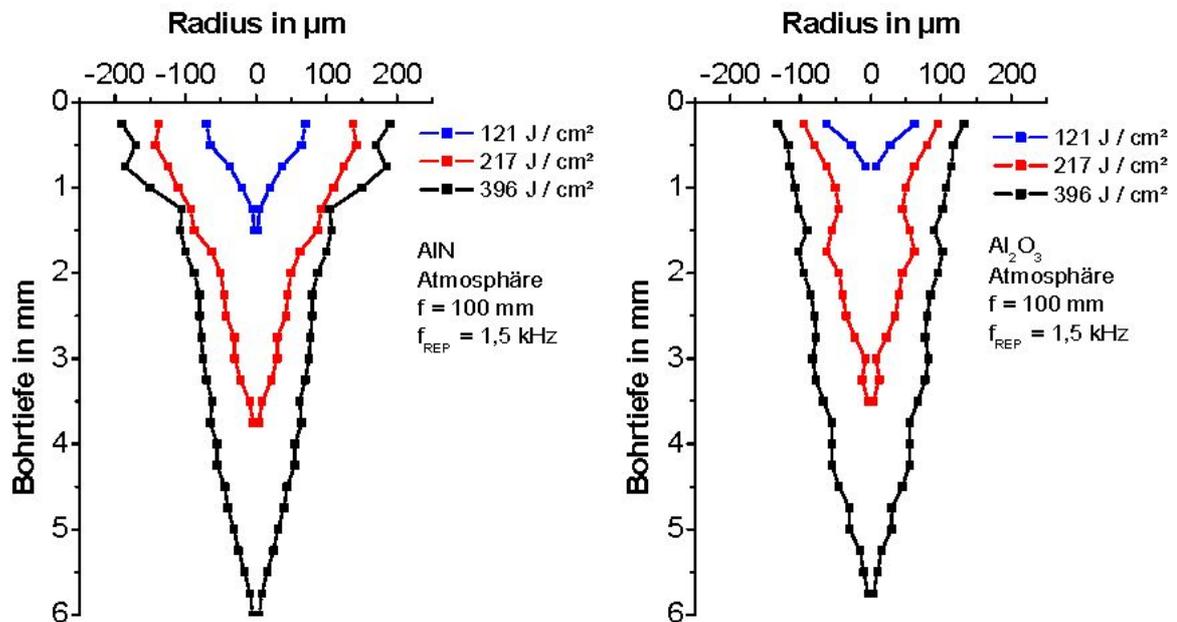


Abb. 7-9 Bohrverlauf in AlN und Al₂O₃ bei $f_{\text{REP}} = 1,5 \text{ kHz}$ und $f = 100 \text{ mm}$ in Atmosphäre

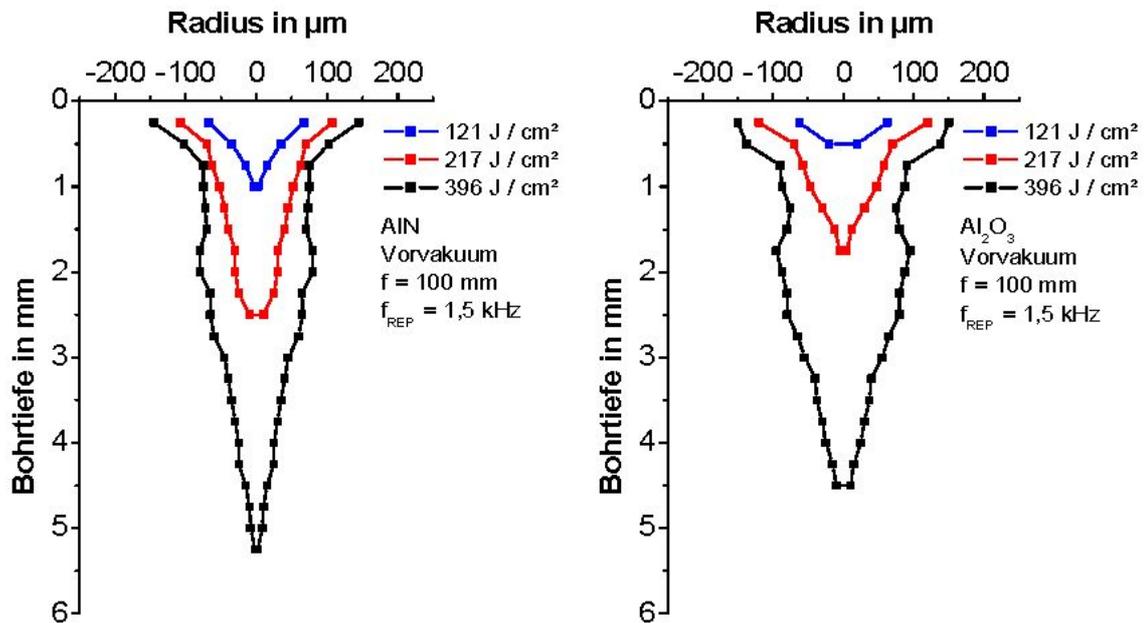


Abb. 7-10 Bohrverlauf in AlN und Al₂O₃ bei $f_{\text{REP}} = 1,5 \text{ kHz}$ und $f = 100 \text{ mm}$ in Vorvakuum

Alle Bohrlöcher weisen einen stark konischen Verlauf und einen großen Einzug im Eintrittsbereich der Bohrung auf. Der konische Verlauf demonstriert die mit hohen Verlusten behaftete Strahlausbreitung durch Vielfachreflexion im Bohrloch. Der aufgeweitete Bohreintritt ist das Ergebnis, durch Temperaturgradienten verursachter, hoher mechanischer Spannungen und Plasmaeinwirkungen. Die sowohl in Atmosphäre als auch in Vorvakuum erzeugten AlN-Bohrungen sind generell etwas tiefer als die jeweils bei gleicher Energiedichte hergestellten Al₂O₃-Bohrungen. Bedingt durch Plasmawechselwirkung mit der Bohrungswandung und die Defokussierung durch das laserinduzierte Plasma sind die Bohrdurchmesser wesentlich größer als der Fokusedurchmesser. Die in Atmosphäre erzeugten Bohrlöcher sind tiefer und schlanker im Vergleich zu denen im Vorvakuum. Abbildung 7-11 zeigt die maximal erreichte Bohrtiefe t_B in Abhängigkeit der Energiedichte und den dabei entstandenen mittleren Bohrdurchmesser d_B in halber Bohrtiefe. Das Verhältnis aus Bohrtiefe und mittlerem Bohrdurchmesser ist in Abbildung 7-12 als Schachtverhältnis über der Energiedichte aufgetragen.

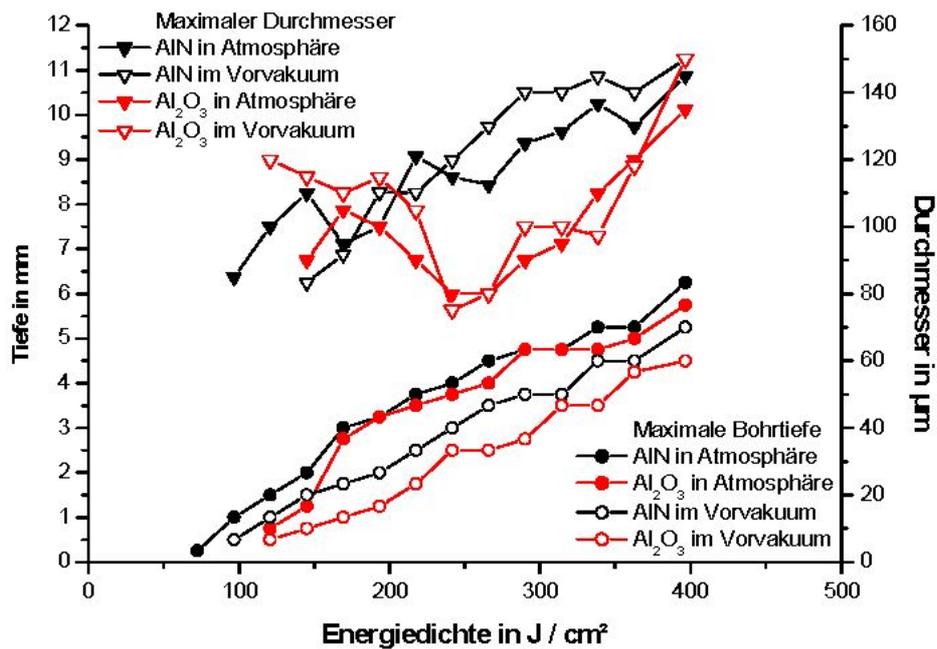


Abb. 7-11 Maximal erreichbare Bohrtiefe und Lochdurchmesser d_B in halber Bohrlochtiefe $t_B / 2$ von AlN und Al₂O₃ in Abhängigkeit der Energiedichte mit $f_{REP} = 1,5 \text{ kHz}$ und $f = 100 \text{ mm}$

Erwartungsgemäß steigt die erreichbare Bohrlochtiefe mit der Energiedichte. Für geringe Energiedichten ist der mittlere Lochdurchmesser d_B noch im Bereich des Eintrittskraters und lässt daher keine Interpretation zu. Erst bei zunehmenden Energiedichten und somit tieferen Bohrungen wandert der mittlere Lochdurchmesser aus dem Einzugsbereich nach unten. Lochdurchmesser und Bohrlochtiefe steigen fast gleichermaßen mit höherer Energiedichte an. Wegen dieses Zusammenhangs nimmt das Schachtverhältnis bei zunehmender Energiedichte für die Bohrungen nur geringfügig zu (Abbildung 7-12). Ein stärkerer Anstieg des Schachtverhältnisses über der Energiedichte ist für die Bohrungen in Atmosphäre zu erkennen, die jedoch erst ab hohen Energiedichten über $H = 370 \text{ J / cm}^2$ einen höheren Schlankheitsgrad als die Bohrungen in Vorvakuum erreichen. Abbildung 7-11 bestätigt ebenfalls die unterschiedlichen zur Bearbeitung von AlN und Al₂O₃ minimal nötigen Energiedichten (Zerstörschwellen), welche bei Al₂O₃ höher ausfallen als bei AlN.

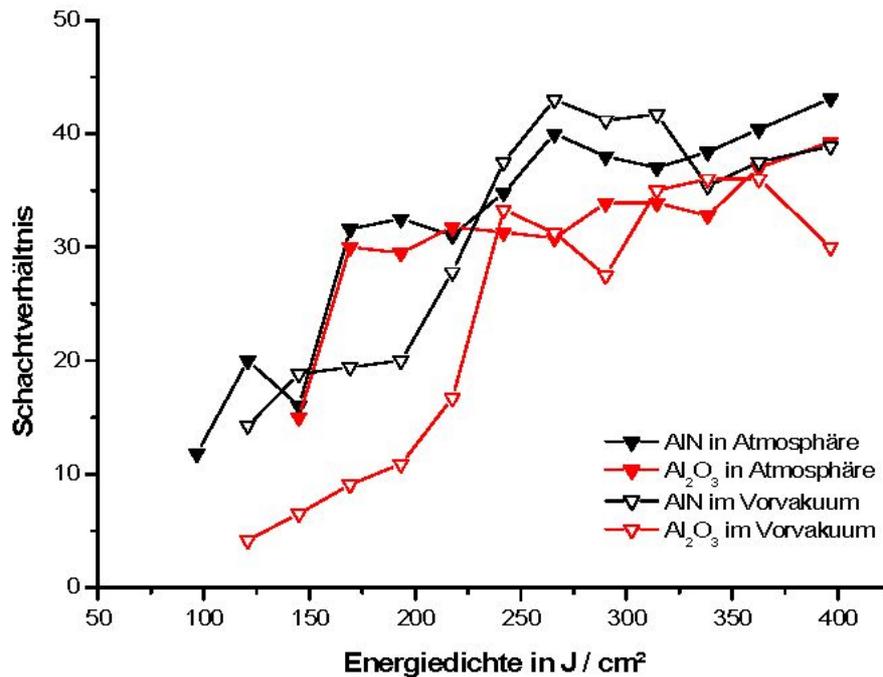


Abb. 7-12 Vergleich des erreichbaren Schachtverhältnisses von AlN und Al₂O₃ in Abhängigkeit der Energiedichte mit $f_{REP} = 1,5$ kHz

7.3.1.2 Repetitionsrate $f_{REP} = 5,5$ kHz (Pulldauer $t_P = 150$ ns)

Ähnlich wie in Kapitel 7.3.1.1 zeigen die nachfolgenden Bilder die Abtragergebnisse des Zweistablasers, allerdings bei einer Repetitionsrate von $f_{REP} = 5,5$ kHz. Die Pulsenergie ist daher bei gleicher mittlerer Leistung um den Faktor 3,67 geringer. Die Abbildungen 7-13 und 7-14 zeigen die Bohrlochverläufe in AlN und Al₂O₃ unter Atmosphäre und im Vorvakuum. Die Al₂O₃-Bohrversuche im Vorvakuum konnten wegen der hohen thermischen Belastung nicht ausgewertet werden, da die Al₂O₃-Keramikscheiben bei diesem Versuch ihre strukturelle Integrität fast vollständig verloren. Die maximal erreichbare Pulsenergie mit dem Zweistablasers liegt bei der Repetitionsrate von $f_{REP} = 5,5$ kHz wesentlich unter der in Kapitel 7.3.1.1 verwendeten Repetitionsrate von $f_{REP} = 1,5$ kHz. Bei unveränderten Fokussierbedingungen fallen daher die Intensitäten ebenfalls geringer aus. Aus diesem Grund zeigen die Abbildungen 7-13 und 7-14 jeweils nur zwei Bohrlochverläufe bei niedriger Energiedichte.

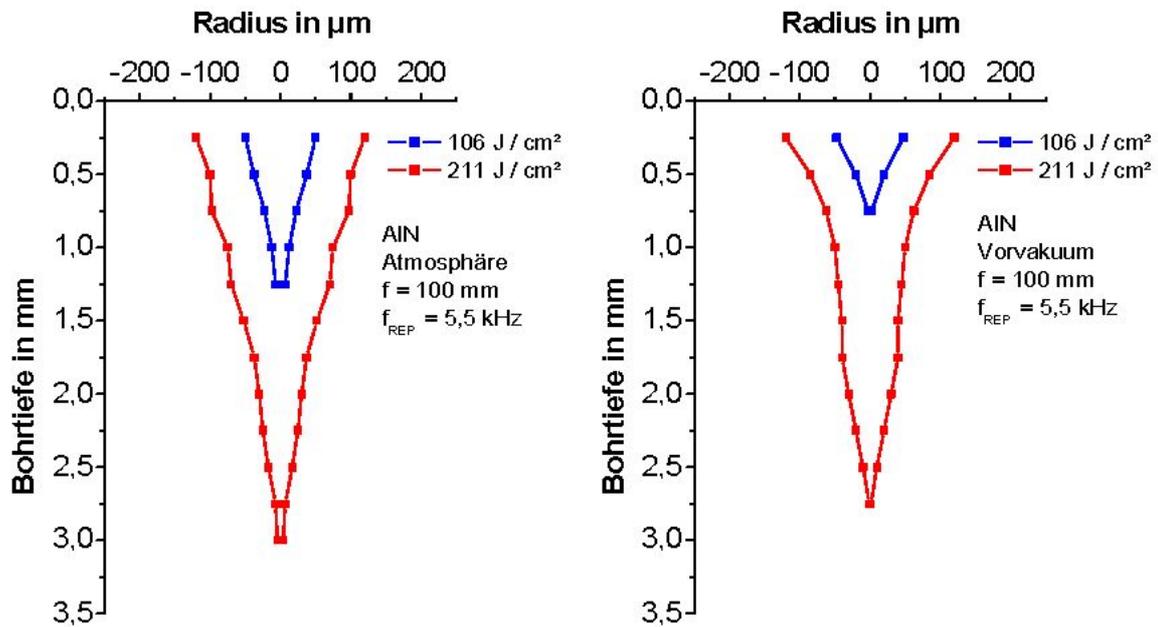


Abb. 7-13 Bohrverlauf in AlN und Al_2O_3 bei $f_{\text{REP}} = 5,5 \text{ kHz}$ und $f = 100 \text{ mm}$ in Atmosphäre

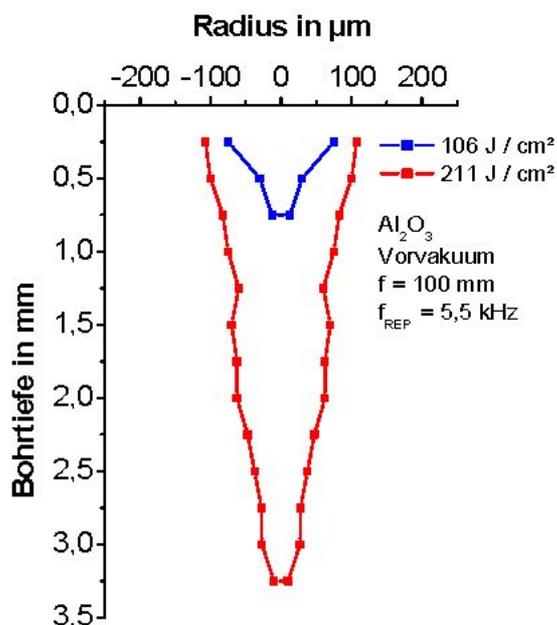


Abb. 7-14 Lochverlauf in AlN mit $f_{\text{REP}} = 5,5 \text{ kHz}$ und $f = 100 \text{ mm}$ in Vorvakuum

Ähnlich wie die Ergebnisse in Kapitel 7.3.1.1 zeigen die bei einer Repetitionsrate von $f_{\text{REP}} = 5,5 \text{ kHz}$ erzeugten AlN-Bohrungen ebenfalls einen etwas schlankeren Verlauf als die in Al_2O_3 gebohrten Bohrungen. Generell lassen sich in AlN mit niedrigen Energiedichten knapp oberhalb der Schwellenenergiedichte tiefere Löcher als in Al_2O_3 bohren. Erst ab Energiedichten um $H = 140 \text{ J/cm}^2$ erreichen die Löcher in Al_2O_3 größere Tiefen als in AlN. Jedoch liegen die mittleren Bohrungsdurchmesser in Al_2O_3 für hohe Energiedichten weit über denen in AlN. Bei niedrigen Energiedichten scheint die bessere Energieeinkopplung in AlN, gegenüber der in Al_2O_3 , für die größeren erzielten Tiefen verantwortlich zu

sein. Erst bei höheren Energiedichten und größeren Lochtiefen macht sich der für Al_2O_3 offensichtlich bessere Energietransport zum Bohrlochgrund bemerkbar. Die Bohrzeit blieb für die Versuche im Vorvakuum und Atmosphäre nahezu konstant bei ca. 2 Minuten. Bei einer Repetitionsrate von $f_{\text{REP}} = 5,5 \text{ kHz}$ sind die in Atmosphäre eingebrachten Bohrungen in AlN um ca. 0,5 mm tiefer als die im Vorvakuum erzeugten.

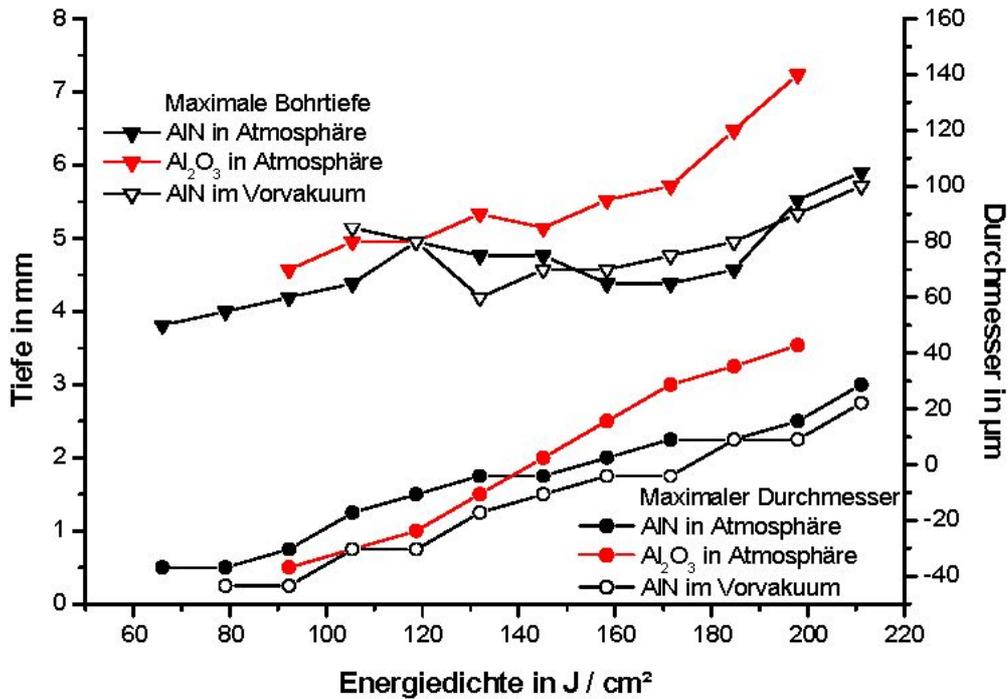


Abb. 7-15 Maximal erreichbare Bohrtiefe und Lochdurchmesser d_B in halber Bohrlochtiefe $t_B / 2$ von AlN und Al_2O_3 in Abhängigkeit der Energiedichte mit $f_{\text{REP}} = 5,5 \text{ kHz}$ und $f = 100 \text{ mm}$

7.3.1.3 Vergleich zwischen $f_{\text{REP}} = 1,5 \text{ kHz}$ und $f_{\text{REP}} = 5,5 \text{ kHz}$

Die Abbildungen 7-16 und 7-17 stellen die Ergebnisse der mit unterschiedlicher Repetitionsrate $f_{\text{REP}} = 1,5 \text{ kHz}$ und $f_{\text{REP}} = 5,5 \text{ kHz}$ gebohrten Löcher gegenüber.

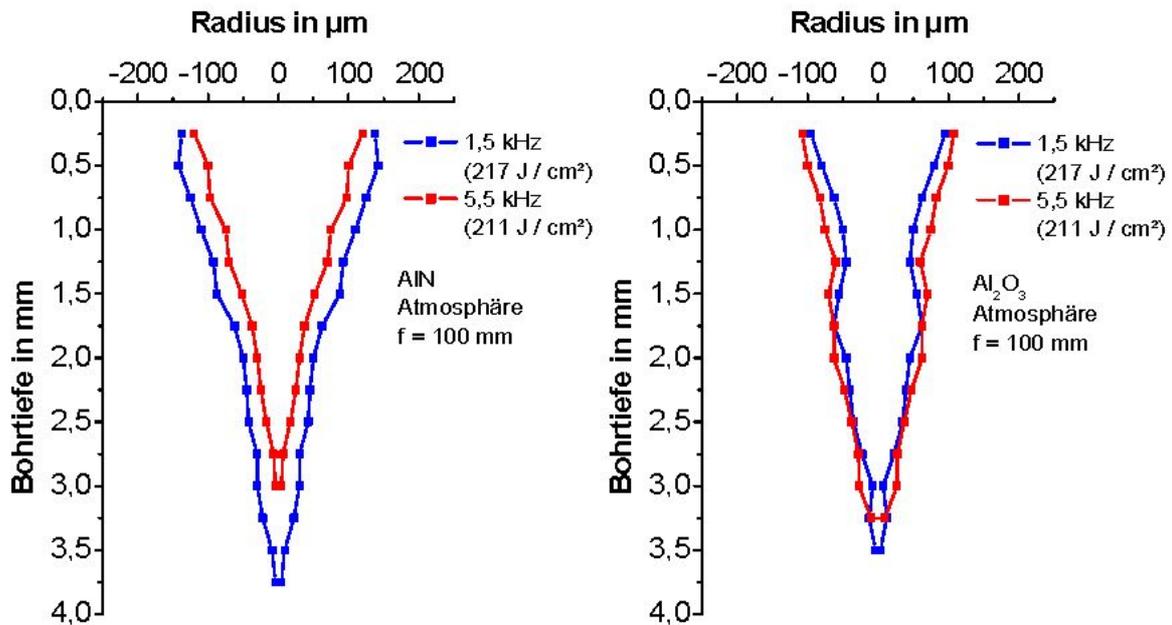


Abb. 7-16 Einfluss der Repetitionsrate f_{REP} auf AlN und Al₂O₃ bei vergleichbarer Energiedichte H

Ein Einfluss der Repetitionsrate auf die Bohrlochverläufe in Al₂O₃ ist kaum feststellbar und zeigt in der Abbildung 7-17 im Bereich niedriger Energiedichten bis $H = 170 \text{ J/cm}^2$ eine leichte Tendenz zu höheren Lochtiefen bei höherer Repetitionsrate. Oberhalb einer Energiedichte von $H = 170 \text{ J/cm}^2$ sind die Al₂O₃-Lochverläufe für beide Repetitionsraten nahezu identisch (siehe Abbildung 7-16 rechts). In AlN lassen sich bei hohen Energiedichten ab ca. $H = 140 \text{ J/cm}^2$ mit niedrigeren Repetitionsraten höhere Bohrtiefen erzielen als mit hohen Repetitionsraten. Allerdings liegt der mittlere Bohrungsdurchmesser d_B bei kleiner Repetitionsrate über dem der höheren Repetitionsrate, so dass das Schachtverhältnis annähernd gleich bleibt. Unterhalb der Energiedichten von $H = 140 \text{ J/cm}^2$ zeigen die maximal erreichbaren Bohrtiefen bei gleicher Energiedichte keine Abhängigkeit von der Repetitionsrate. Der akustisch wahrnehmbare Bohrstopp betrug bei beiden Materialien ungefähr 15 Minuten.

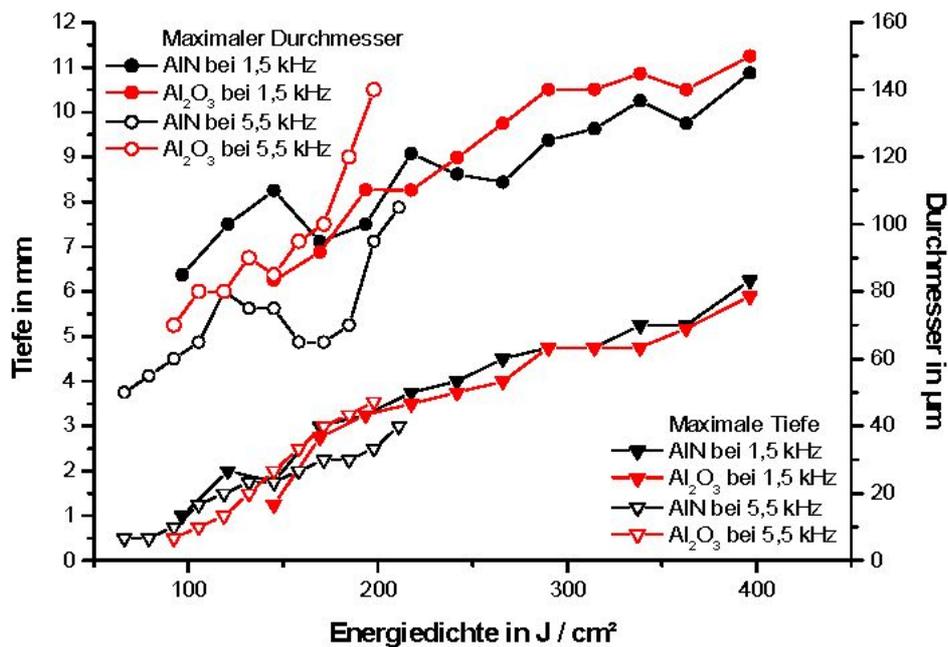


Abb. 7-17
 Vergleich der maximal erreichbaren Bohrtiefe und des Lochdurchmessers d_B in halber Bohrtiefe $t_B / 2$ in AlN und Al₂O₃ in Abhängigkeit der Energiedichte bei zwei unterschiedlichen Repetitionsraten ($f_{REP} = 1,5$ kHz und $f_{REP} = 5,5$ kHz) aber gleichen Fokussierbedingungen ($f = 100$ mm)

7.3.2 Brennweite $f = 200$ mm ($w_F = 93$ µm)

Bei den Versuchen mit der Brennweite von $f = 200$ mm betrug der Fokusradius $w_F = 93$ µm und die Rayleighlänge $z_R = 1,23$ mm. Ziel dieser Messreihen war es, den Einfluss einer schlankeren Strahltaile im Vergleich zu den Versuchen mit einer Brennweite $f = 100$ mm zu untersuchen. Aufgrund des größeren Fokusradius $2 w_F = 186$ µm waren die Intensitäten auf dem Werkstück bereits bei der Repetitionsrate $f_{REP} = 1,5$ kHz so gering, dass auf die Versuche mit $f_{REP} = 5,5$ kHz verzichtet wurde.

7.3.2.1 Repetitionsrate $f_{REP} = 1,5$ kHz (Pulsdauer $t_P = 119$ ns)

Die Abbildungen 7-18 und 7-19 zeigen die Bohrlochverläufe in AlN und Al₂O₃, die mit Hilfe des Multimode Zweistablasers ($f_{REP} = 1,5$ kHz, $f = 200$ mm) erzeugt wurden. Die Bohrungen in Abbildung 7-18 wurden in normaler Atmosphäre durchgeführt. Die Abbildung 7-19 zeigt die Ergebnisse der Abtragsversuche im Vorvakuum. Die in Abbildung 7-18 dargestellten AlN-Bohrlöcher der unter Atmosphäre gebohrten Stapel zeigen einen sehr unregelmäßigen Verlauf, der sich eventuell auf thermische Einflüsse durch die hohe Bohrzeit von ca. 20 Minuten zurückführen lässt. Die im Vorvakuum gebohrten AlN-Löcher zeigen einen wesentlich gleichmäßigeren Verlauf. Sie erreichen bei gleicher Energiedichte eine etwas größere Tiefe als die in Atmosphäre eingebrachten Bohrungen. Die Bohrzeit im Vorvakuum reduziert sich sowohl für AlN als auch für Al₂O₃ von 20 Minuten auf ca. zwei

Minuten. Diese deutliche Reduzierung der Bohrzeit resultiert vermutlich aus dem besseren Gasaustrieb im Vorvakuum gegenüber dem in Atmosphärendruck.

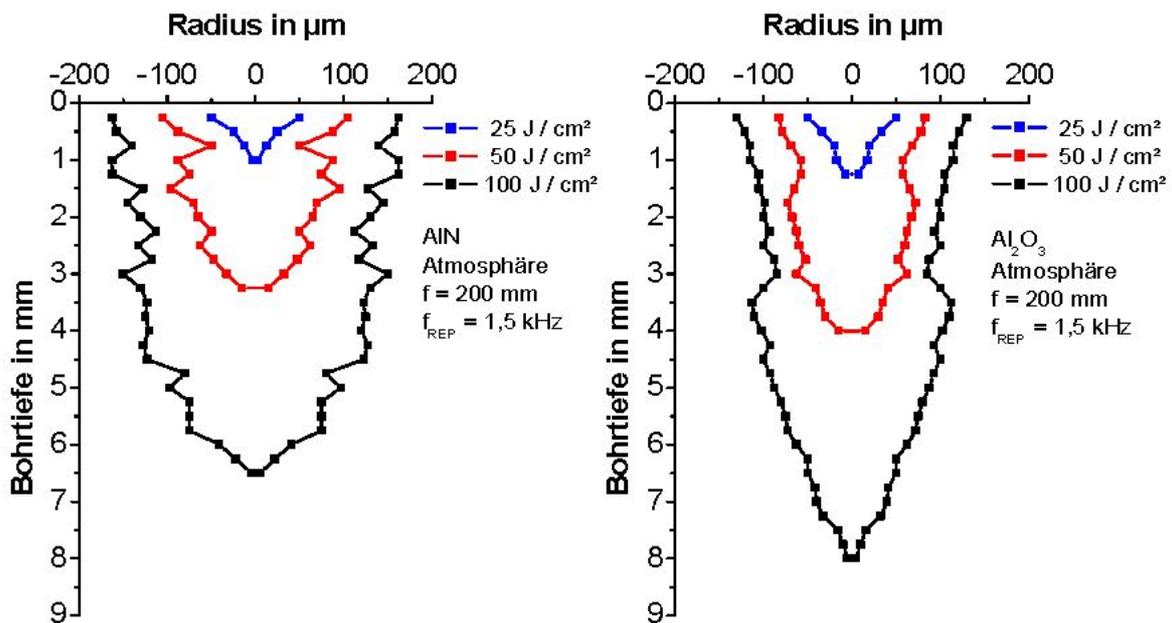


Abb. 7-18 Lochverlauf in AIN und Al₂O₃ bei f_{REP} = 1,5 kHz und f = 200 mm in Atmosphäre

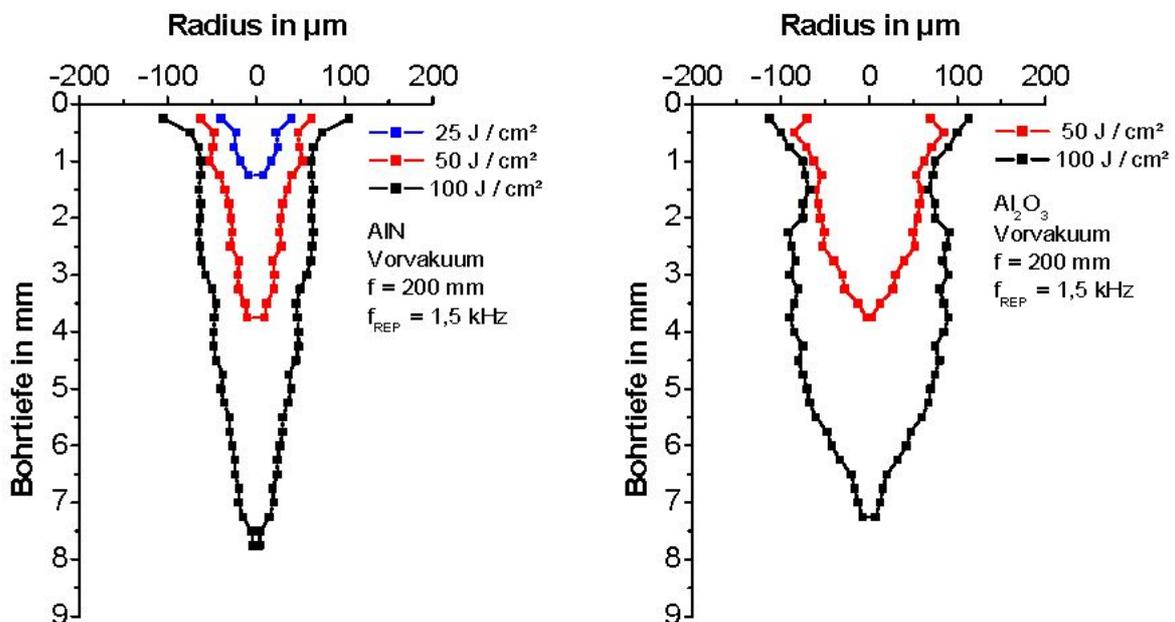


Abb. 7-19 Lochverlauf in AIN und Al₂O₃ bei f_{REP} = 1,5 kHz und f = 200 mm in Vorvakuum

Durch die langen Bohrzeiten und die daraus resultierenden hohen Wechselwirkungszeiten zwischen dem Bohrplasma und der Bohrungswandung sind die Löcher in Atmosphäre stärker aufgeweitet als die Bohrungen, die im Vorvakuum durchgeführt wurden.

Die Abbildungen 7-18 und 7-19 zeigen, dass die Umgebungsbedingungen (Vorvakuum beziehungsweise Atmosphäre) einen größeren Einfluss auf AlN als auf Al₂O₃ haben. Die maximal erreichbaren Bohrtiefen in AlN übertreffen die in Atmosphäre gefertigten Bohrungen (siehe Abbildung 7-20). Die Bohrungen in Al₂O₃ erreichen hingegen in Atmosphäre größere Tiefen als im Vorvakuum. Die Abbildung 7-21 zeigt den Verlauf des mittleren Durchmessers in Abhängigkeit der Energiedichte bei $f_{REP} = 1,5$ kHz und $f = 200$ mm. Deutlich ist nochmals die wesentlich stärkere Aufweitung der Bohrungen unter Atmosphäre ersichtlich. Im Vorvakuum ist diese freilich geringer. Im Vorvakuum fallen die Bohrungen beider Materialien schlanker aus, als die in Atmosphäre erzeugten.

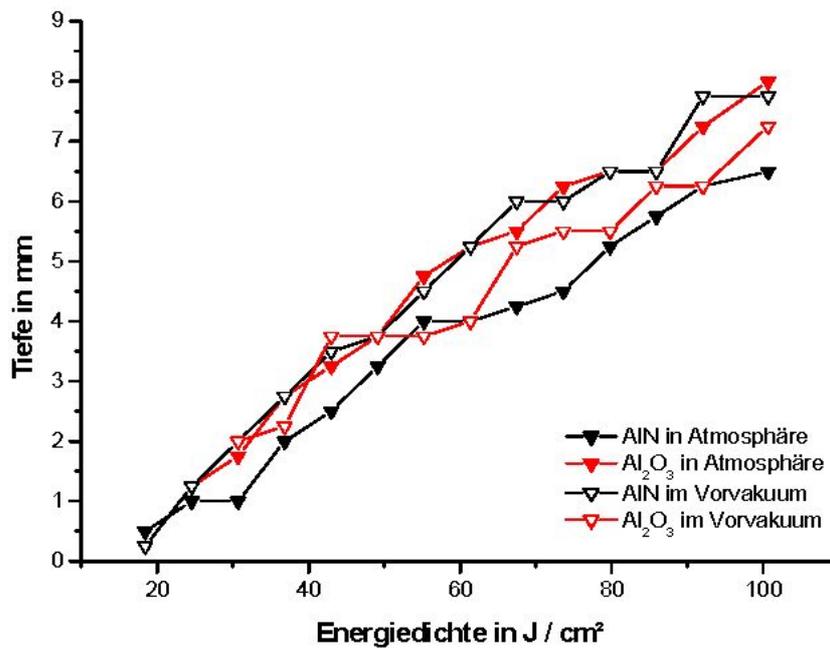


Abb. 7-20 Maximal erreichbare Bohrtiefe in AlN und Al₂O₃ in Abhängigkeit der Energiedichte mit $f_{REP} = 1,5$ kHz und $f = 200$ mm

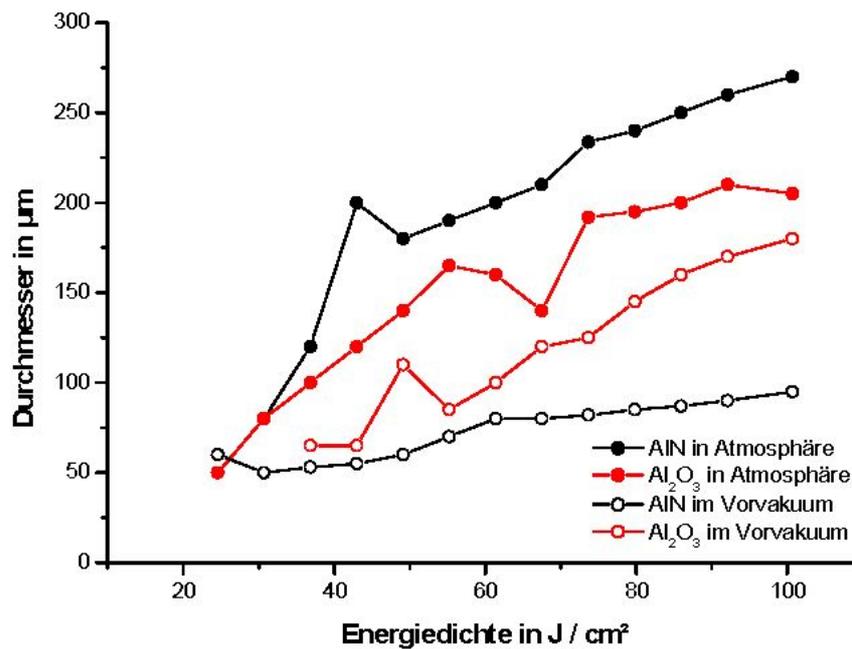


Abb. 7-21 Lochdurchmesser d_B in halber Bohrlochtiefe $t_B / 2$ in Abhängigkeit der Energiedichte mit $f_{\text{REP}} = 1,5 \text{ kHz}$ und $f = 200 \text{ mm}$

7.3.3 Vergleich der Brennweiten $f = 100 \text{ mm}$ und $f = 200 \text{ mm}$

Die nachfolgenden drei Abbildungen, 7-22, 7-23 und 7-24, vergleichen die Bohrergebnisse des Multimode Zweistablasers, die mit zwei unterschiedlichen Brennweiten ($f = 100 \text{ mm}$ und $f = 200 \text{ mm}$) der Fokussierlinse erzeugt wurden. Die Lochverläufe werden hier nicht noch einmal explizit gezeigt, da sie bereits in Kapitel 7.3.1.1 (Abbildung 7-9) und Kapitel 7.3.2.1 (Abbildung 7-18) dargestellt wurden. Deutlich machen sich in der Abbildung 7-22 die Vorteile einer größeren Rayleighlänge z_R bemerkbar, die für die langbrennweitige Linse ($f = 200 \text{ mm}$) mit $z_R = 1,23$ viermal länger ist, als für die Linse kurzer Brennweite ($f = 100 \text{ mm}$). Schon bei geringen Energiedichten unter $H = 100 \text{ J} / \text{cm}^2$ liegen die mit der 200 mm-Linse erreichten Bohrtiefen weit über denen mit der 100 mm-Linse erzielten. Der Verlauf der Lochtiefe über der Energiedichte steigt für die langbrennweitige Linse wesentlich steiler, als dies für die kurzbrennweitige der Fall ist. Der größere Fokusradius der langbrennweitigen 200 mm-Linse ($w_F = 93 \mu\text{m}$) erzielt erwartungsgemäß größere Lochdurchmesser als der kleine Fokusradius der kurzbrennweitigen 100 mm-Linse ($w_F = 47 \mu\text{m}$). Der Verlauf des mittleren Lochdurchmessers d_B in halber Bohrlochtiefe $t_B / 2$ über der Energiedichte ist in Abbildung 7-23 für beide Brennweiten dargestellt.

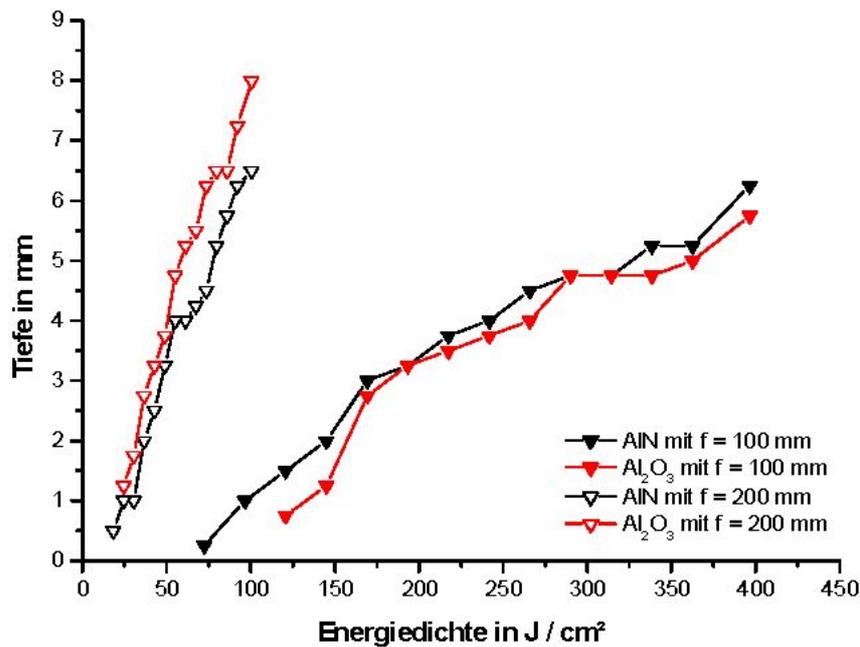


Abb. 7-22
Vergleich der maximal erreichbaren Bohrtiefe in AlN und Al₂O₃ zwischen den Fokussierlinsen f = 100 mm (z_R = 0,31 mm, w_F = 46 μm) und f = 200 mm (z_R = 1,23 mm, w_F = 93 μm) in Abhängigkeit der Energiedichte mit f_{REP} = 1,5 kHz

Die mit beiden Brennweiten erreichbaren Schachtverhältnisse liegen nah beieinander (siehe Abbildung 7-24). Beide Fokussierlinsen ermöglichen im Rahmen eines gewissen Energiedichtebereichs vergleichbare Lochverläufe. Allerdings liegt dabei das Energiedichtenniveau bei Verwendung der 100 mm-Linse weit über dem der 200 mm-Linse. Überraschenderweise liegen die zur Ausbildung eines Bohrloches benötigten minimalen Energiedichten für die 200 mm-Linse weit unterhalb denen der 100 mm-Linse. Offenbar spielen die Fokuseigenschaften wie Öffnungswinkel θ des fokussierten Laserstrahls, Fokusradius w_F und Rayleighlänge z_R eine wichtige Rolle bezüglich der Zerstörschwelle. Die Abbildung 7-22 zeigt, dass die Ausbildung eines Bohrloches in AlN, das mit der 200 mm-Linse erzeugt wurde, bereits bei $H = 20 \text{ J/cm}^2$ beginnt. Im Vergleich dazu liegt der Bohrbeginn mit der 100 mm-Linse in AlN mit $H = 80 \text{ J/cm}^2$ weit darüber. Zumindest für die untersuchten Keramiken bedeutet dies, dass mit der Fokuseigenschaft neben der Repetitionsrate f_{REP} noch ein weiterer Faktor existiert, der die Schwellenenergiedichte erheblich beeinflusst. Es ist möglich, dass bei einer kurzen Brennweite mit ihrer starken Aufweitung schon in einer geringen Tiefe mehr Energie durch Streuung verloren geht, als bei langen Brennweiten mit einer schlankeren Strahltaile. Zwar wird mit der langen Brennweite ein größerer Fleck bestrahlt, aber die lokale Aufheizung durch Akkumulation der Laserpulse vollzieht sich in einem kleineren Volumen als bei einer kurzen Brennweite. Offenbar dominiert die lokale Aufheizung bei einer schlanken Strahltaile die Streuverluste.

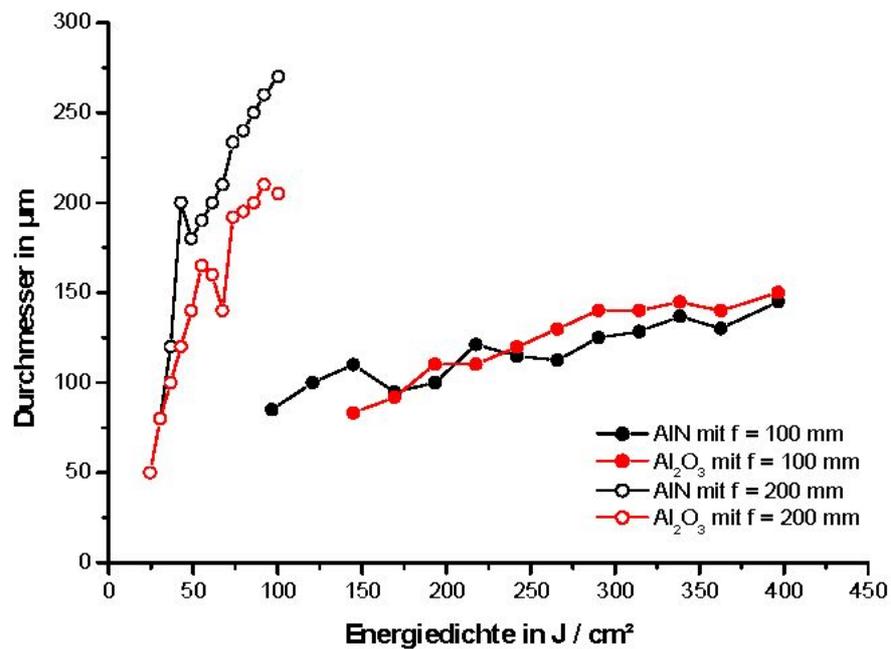


Abb. 7-23 Vergleich des mittleren Durchmessers d_B in halber Bohrtiefe $t_B / 2$ zwischen den Fokussierlinsen $f = 100$ mm ($z_R = 0,31$ mm, $w_F = 46$ µm) und $f = 200$ mm ($z_R = 1,23$ mm, $w_F = 93$ µm) in Abhängigkeit der Energiedichte mit $f_{REP} = 1,5$ kHz

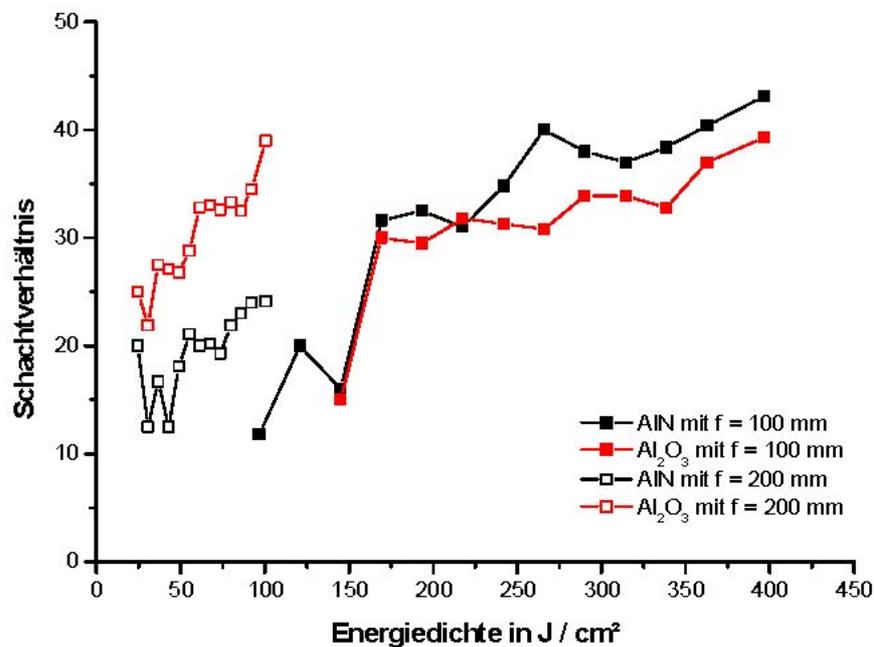


Abb. 7-24 Vergleich des erreichbaren Schachtverhältnisses zwischen den Fokussierlinsen $f = 100$ mm ($z_R = 0,31$ mm, $w_F = 46$ µm) und $f = 200$ mm ($z_R = 1,23$ mm, $w_F = 93$ µm) in Abhängigkeit der Energiedichte mit $f_{REP} = 1,5$ kHz von AlN und Al₂O₃

Die Erweiterung des Einstablasers um eine weitere Laserkavität führte zu einem Multimode-Zweistablasers mit einer mittleren Leistung von $P_{1064,MM} = 100$ W bei einer Strahlqualität von $M^2 = 20$. Mit diesem Lasersystem wurden in Aluminiumoxid- und Aluminiumnitridkeramik Bohrtiefen bis zu 8 mm und Schachtverhältnisse von nur etwas über 40 erreicht. Die Motivation der Untersuchungen im folgenden Kapitel mit einem Grundmode Zweistabsystem war es, die Bohrlochdurchmesser zu verringern und somit das Schachtverhältnis anzuheben.

7.4 Untersuchungen mit dem Grundmode Zweistabsystem

7.4.1 Bohrtiefe und Aspektverhältnis

Ziel der Untersuchungen mit dem Grundmode Zweistabsystem war es, ein höheres Schachtverhältnis zu erzielen als mit dem Zweistablasers im Multimode. Aufgrund der teils elliptisch ausfallenden Bohrungen, welche aus den Experimenten mit dem Multimode Zweistablasers resultierten, wurde eine $\lambda / 4$ -Platte in den Strahlengang positioniert. Zweck dieser Maßnahme war die Erzeugung zirkular polarisierten Laserlichts, das in Voruntersuchungen vor allem beim Trepanieren zu Bohrungen mit besserer Rundheit führte. Bei unterschiedlichen Umgebungsbedingungen (Atmosphäre / Vorvakuum / teilweise Stickstoff) wurden in beide Keramikmaterialien Bohrungen in einem Probenstapel realisiert. Zur Herstellung von tiefen Bohrungen mit hohen Schachtverhältnissen musste eine Abstimmung zwischen Strahlaufweitung D und Fokussierbrennweite f erfolgen. So brachten erste Versuche mit einer Fokussierlinse von $f = 100$ mm eine maximale Bohrtiefe von etwa $l_B = 1$ mm. Dies entsprach nicht den ursprünglichen Erwartungen, da mit dem Multimode Zweistablasers Bohrungen erzielt wurden, die eine Größenordnung tiefer waren. Zudem sollte der mittlere Durchmesser d_B der Bohrungen (bei 1064 nm) in einem Bereich von weit unter 100 μ m liegen. Für den überwiegenden Teil der Versuche wurde schließlich eine Fokussierlinse mit $f = 200$ mm verwendet. Anschließend wurde untersucht, ob sich bei sonst gleichen Versuchsparametern die größere Rayleighlänge z_R der Brennweite $f = 500$ mm günstig auf das Bohrergebnis auswirkt.

Untersucht wurde der Einfluss der Energiedichte H . Zudem befand sich bei einigen Experimenten eine Kreisblende ($d = 7,5$ mm) im Strahlengang. Alle zugehörigen Diagramme enthalten jeweils drei Lochverläufe, welche bei unterschiedlichen Energiedichten H entstanden sind.

7.4.1.1 Fokussierbrennweite 200 mm

Abhängig von der Energiedichte H , zeigt Abbildung 7-25 sowohl für Aluminiumnitrid, als auch für Aluminiumoxid den Verlauf der maximal erreichbaren Bohrtiefe l_B in unterschiedlichen Umgebungsbedingungen. Prinzipiell steigt in beiden Keramiken die erreichbare Bohrtiefe mit der Energiedichte an. Für AlN ist erst bei höheren Energiedichten ein merklicher Unterschied bezüglich der Umgebungsbedingung feststellbar. So liegt die maximale Bohrlochtiefe unter Vorvakuum mit $l_B = 3$ mm etwa 0,5 mm über dem Wert in Atmosphäre.

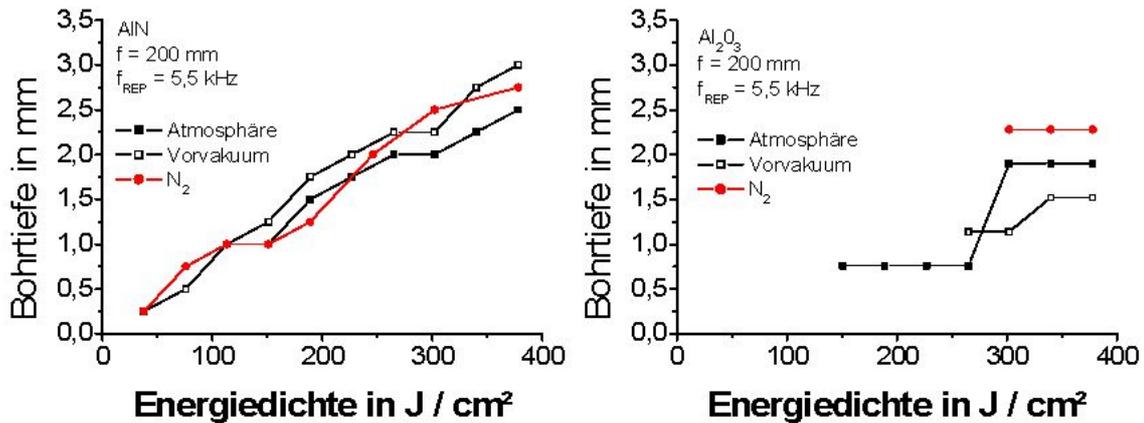


Abb. 7-25 Maximale Bohrtiefe in Abhängigkeit von der Energiedichte bei verschiedenen Umgebungsbedingungen (links AlN rechts Al₂O₃)

Für Al₂O₃ sind anhand der Bohrergebnisse (siehe Abbildung 7-25, rechts) keine eindeutigen Aussagen hinsichtlich des Einflusses der Umgebungsbedingungen möglich. Auch bei höheren Energiedichten kommt es zu einem plötzlichen Stopp des Bohrfortschritts. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in der im Vergleich zu AlN weitaus höheren Reflexion der Strahlung an der Oberfläche. Zudem war es bei niedrigeren Energiedichten teilweise gar nicht möglich, den Bohrprozess einzuleiten. Die in den verschiedenen Umgebungen erzielten Schachtverhältnisse V_S sind in Abbildung 7-26 dargestellt. Generell sind bei den AlN-Bohrungen mit steigender Energiedichte H zunehmende Schachtverhältnisse zu beobachten. Allerdings ist besonders für niedrige Energiedichten eine genaue Interpretation nicht möglich, da hier der mittlere Lochdurchmesser d_B in halber Tiefe noch im aufgeweiteten Eintrittsbereich der Bohrung liegt. Erst mit höheren Energiedichten und tieferen Bohrungen wandert der mittlere Durchmesser unter den Einzugsbereich und wächst mit der Energiedichte an. Dies führt zu einem geringeren Anstieg des Schachtverhältnisses bei hohen Energiedichten. Bei AlN sind unter Vorvakuum die größten Schachtverhältnisse erreichbar. Durch den schnelleren Austrieb des Plasmas kommt es vermutlich zu einer kürzeren thermischen Belastung der Bohrumgebung und somit zu einer geringeren Aufweitung des Bohrloches.

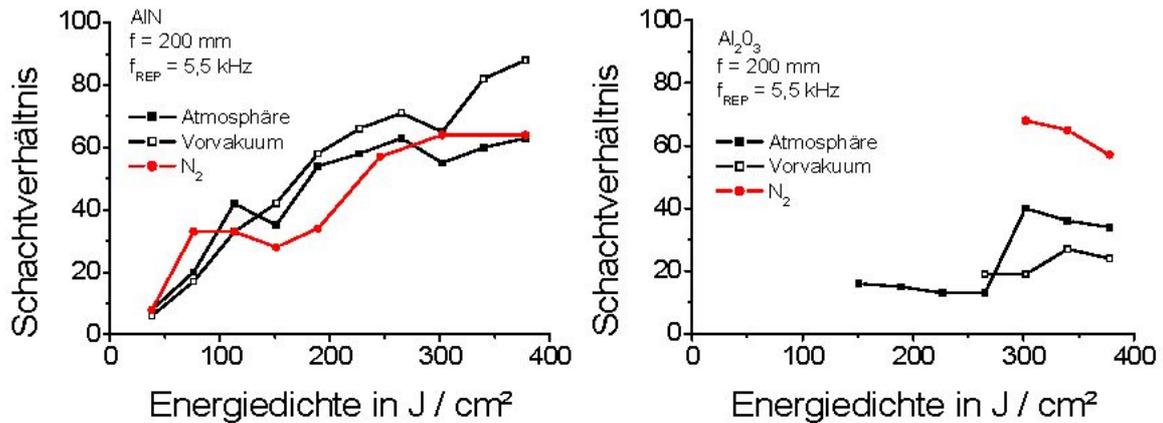


Abb. 7-26 Schachtverhältnis in Abhängigkeit von der Energiedichte bei verschiedenen Umgebungsbedingungen (links AIN rechts Al₂O₃)

Die in Abbildung 7-27 gezeigten Lochverläufe wurden ohne Blende im Strahlengang in Aluminiumnitrid hergestellt. Alle Bohrungen weisen einen konischen Verlauf mit charakteristischem Eintrittsbereich auf, dessen Ursache die hohen Energieverluste während der Strahlleitung bzw. Strahlausbreitung im Bohrloch sind.

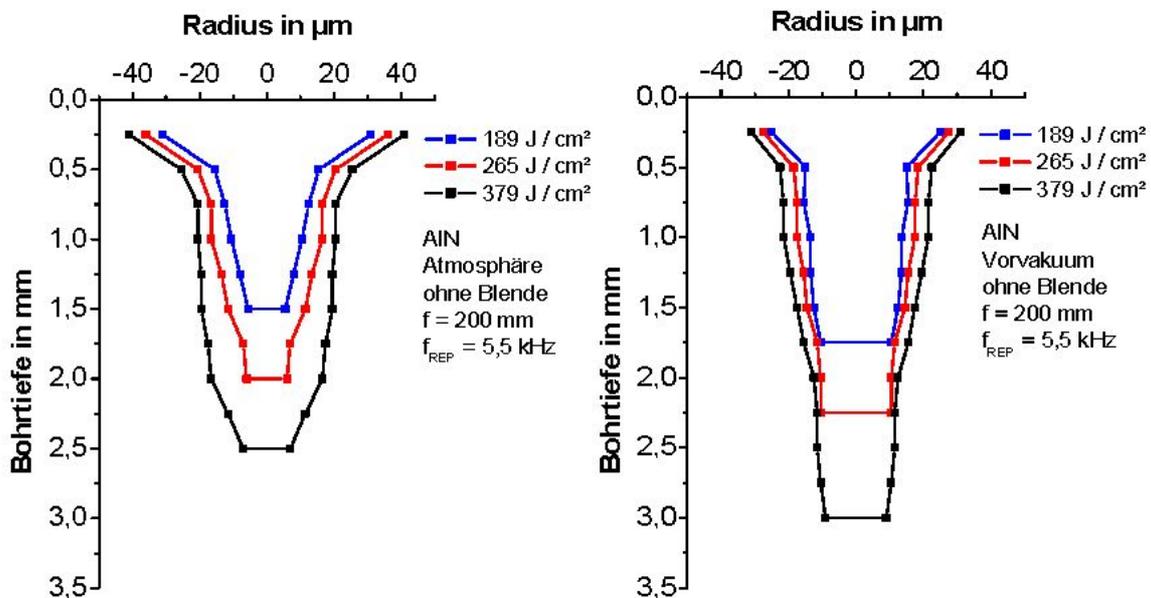


Abb. 7-27 Bohrlochverläufe in AIN in Atmosphäre (links) und Vorvakuum (rechts) ohne Blende im Strahlengang bei drei verschiedenen Energiedichten H

Auffällig ist auch, dass alle Bohrdurchmesser wesentlich größer sind als der nach Gleichung (3-9) minimal mögliche Durchmesser $2w_F$ im Fokus. Dies ist auf die Wechselwirkung des Plasmas mit der Bohrungswandung und die Defokussierung durch das laserinduzierte Plasma zurückzuführen [Rai99]. Anhand der Bohrlochverläufe ist zu erkennen, dass sowohl die erreichbare Tiefe l_B als auch der Bohrdurchmesser d_B mit steigender Energiedichte

te anwächst. Betrachtet man die Bohrverläufe mit Blende im Strahlengang (siehe Abbildung 7-28), wird deutlich, dass hier bei gleicher Energiedichte (265 J/cm^2) bis zu $0,5 \text{ mm}$ tiefere und schlankere Bohrungen als ohne Blende erreichbar sind. Offenbar bewirkt das Ausblenden des intensitätsschwachen Randbereichs des Gaußstrahls eine scharfkantigen Bohrlöcheintritt. Des weiteren werden die seitlichen Streuverluste im Tiefenverlauf der Bohrung verringert. Unter Vorvakuum weisen die Bohrungen bei hohen Energiedichten H einen etwas schlankeren, bei niedrigeren Energiedichten einen weniger konischen Verlauf auf als in Atmosphäre. Auch die Bohrungen im Vorvakuum erreichen bei gleicher Energiedichte eine größere Tiefe als in Atmosphäre. Die Blende im Strahlengang bewirkt hier nur unwesentlich tiefere, bzw. kaum schlankere Löcher, erzeugt aber einen weniger konischen Lochverlauf, was die Verringerung der Streuverluste bestätigt. Ein weiteres Merkmal ist die im Vergleich zu in Atmosphäre durchgeführten Bohrungen eine generell sehr viel kürzere Bohrzeit im Vorvakuum. Aufgrund der längeren Bohrzeiten und der damit verbundenen höheren Wechselwirkungszeit zwischen Bohrplasma und Bohrungswand lassen die Löcher in Atmosphäre eine stärkere Aufweitung im Eintrittsbereich erkennen.

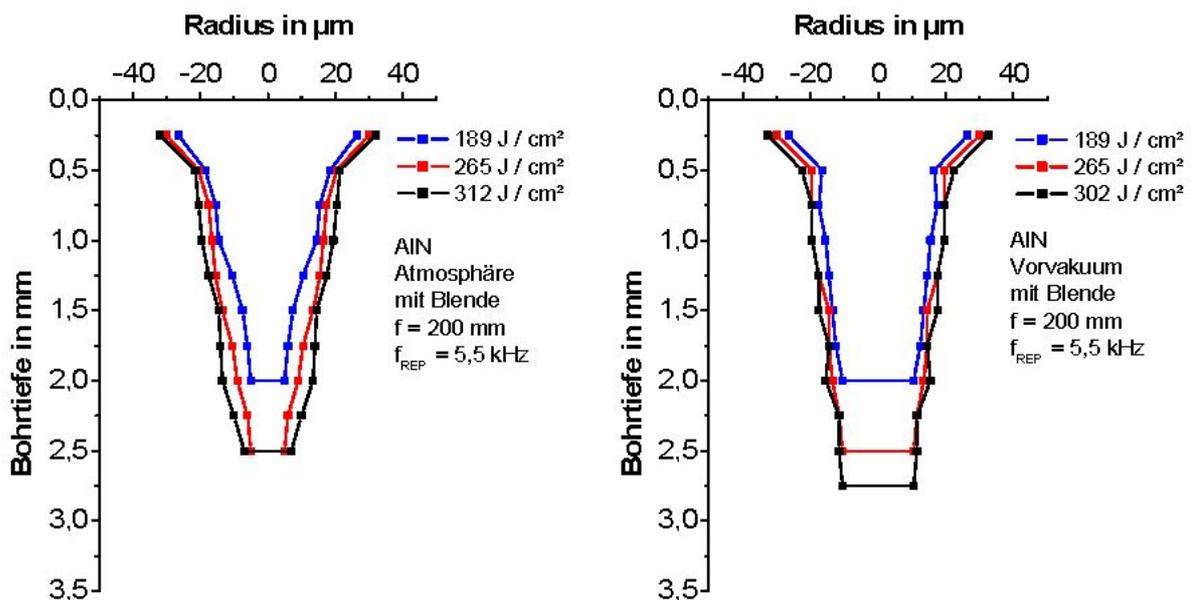


Abb. 7-28 Bohrlochverläufe in AlN unter Atmosphäre (links) und Vorvakuum (rechts) mit Blende bei drei verschiedenen Energiedichten

Vergleichsuntersuchungen mit Stickstoff (N_2) als Prozessgas erbrachten die in Abbildung 7-29 gezeigten Bohrlochverläufe in Aluminiumnitrid. Das N_2 wurde während des Bohrprozesses mit konstanter Strömung über eine Düse direkt an die Bohreintrittsstelle herangeführt. Durch die N_2 -Umgebung hat sich die Bohrdauer bei hohen Energiedichten H_F gegenüber Atmosphäre (50-60 s) und Vorvakuum (10-20 s) bis auf 6-8 Minuten erhöht. Dies führte allerdings nicht zu größeren Bohrtiefen I_B , sondern durch die sehr viel längere Plasmawechselwirkungsdauer zu einer deutlich stärkeren Aufweitung des Bohrloches im gesamten Verlauf. Da dies nicht den gewünschten Ergebnissen entsprach, wurde bei AlN auf weitere Experimente unter Verwendung von N_2 verzichtet.

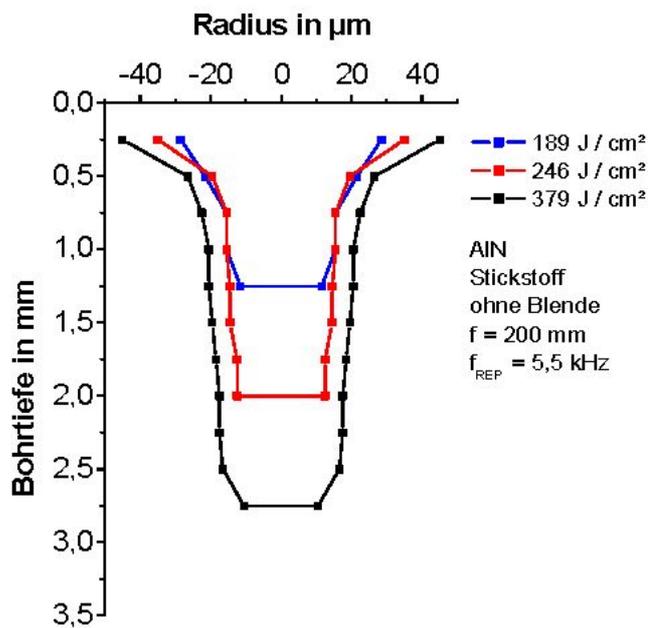


Abb. 7-29:
Bohrlochverläufe in AlN ohne
Blende bei drei verschiedenen
Energiedichten mit N_2 als
Prozessgas

Die Bohrlochverläufe von Al_2O_3 in den Abbildungen 7-30 und 7-31 lassen aufgrund der oben angesprochenen Probleme keine konkreten Aussagen über die erreichbare Bohrtiefe l_B zu. Jedoch deutet sich an, dass sowohl in Atmosphäre als auch unter Vorvakuum bei gleichen Versuchsparametern größere Lochdurchmesser auftreten als in AlN. Im Gegensatz dazu sind die Eintrittsbereiche der Bohrungen in Al_2O_3 weniger ausgeprägt als bei AlN. Der Einsatz von Stickstoff als Prozessgas bringt im Vergleich zu AlN bei Al_2O_3 eine deutliche Reduzierung des Bohrdurchmessers und einen schlankeren Bohrverlauf mit sich. Vermutlich wirkt der Stickstoff an der Bohrwand unter Bildung von Stickoxiden reduzierend. Dadurch könnte der Wärmeanteil fehlen, der bei Experimenten in Luftatmosphäre den Bohrkanal seitlich erweitert.

Mit der Absicht, zu überprüfen, ob die Veränderung des Strahlprofils durch „Wegschneiden“ des Randbereichs geringer Energiedichte auf das Bohrergebnis Einfluss nimmt, wurde eine Blende in den Strahlengang positioniert. Durch die Blende wird der Eintrittskrater der Bohrungen verringert. Die Löcher zeigen jetzt allerdings einen etwas konischeren Verlauf. Ein positiver Effekt der Zusatzblende auf die Bohrlochgeometrie konnte freilich nicht eindeutig nachgewiesen werden. Es liegt die Vermutung nahe, dass ein Laserstrahl nahe am Grundmode durch resonatorexterne Blenden eher Schaden nimmt, als dass er optimiert werden könnte.

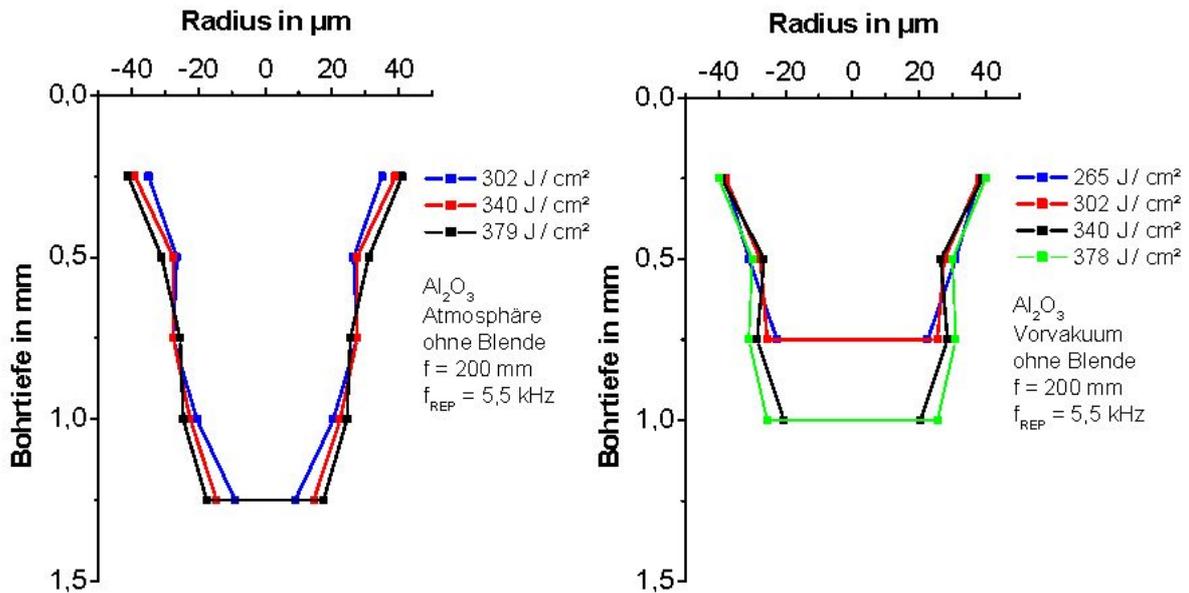


Abb. 7-30 Bohrlochverläufe in Al_2O_3 unter Atmosphäre (links) und Vorvakuum (rechts) bei drei verschiedenen Energiedichten ohne Blende

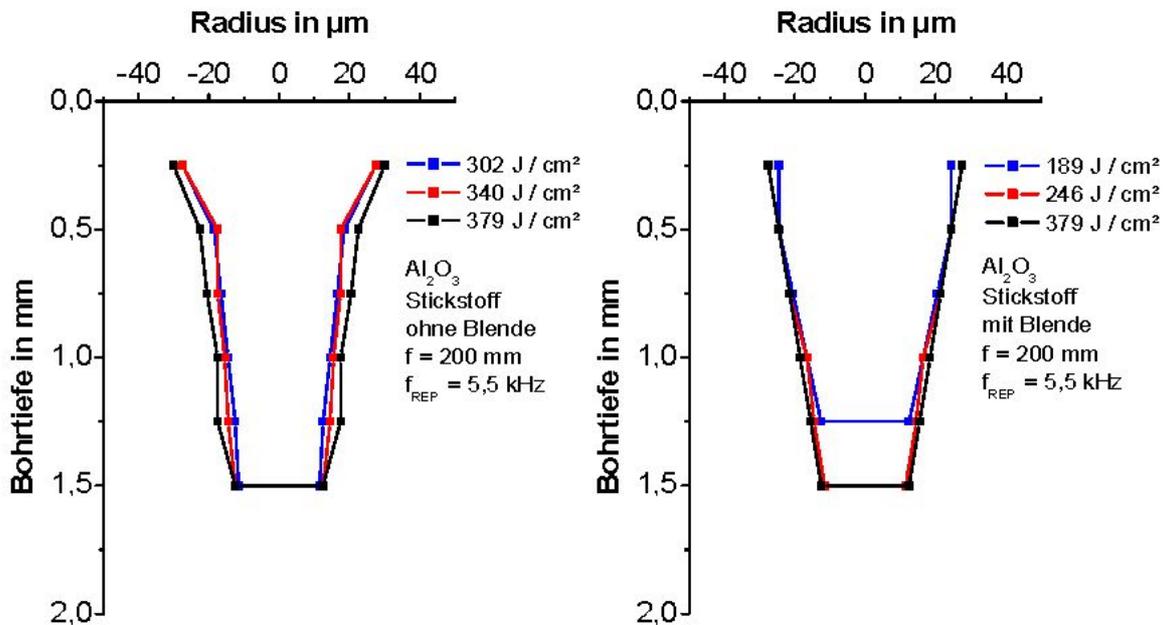


Abb. 7-31 Bohrlochverläufe in Al_2O_3 unter Stickstoff bei drei verschiedenen Energiedichten H mit und ohne Blende

7.4.1.2 Fokussierbrennweite 500 mm

Für die mit einer Fokussierbrennweite von $f_2 = 500$ mm durchgeführten Bohrversuche wurde ausschließlich Aluminiumnitrid verwendet. Selbst mit der bei dieser Brennweite maximalen Energiedichte von $H = 61 \text{ J/cm}^2$ gelang es nicht, auf Aluminiumoxid einen Abtrag-

prozess zu starten. Offenbar wurde die Zerstörschwelle von Al_2O_3 nicht erreicht. Die bei AlN erreichten Bohrtiefen und Schachtverhältnisse sind in Abbildung 7-32 dargestellt.

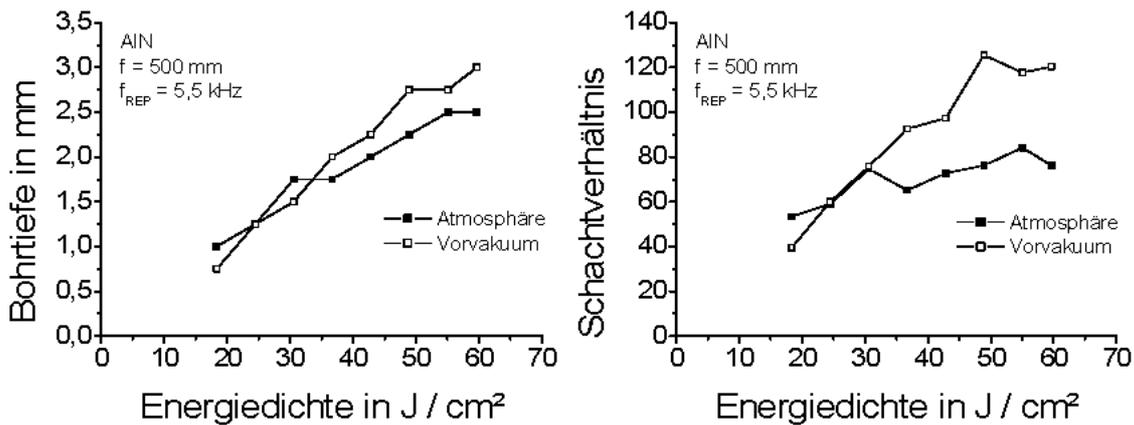


Abb. 7-32 Maximal erreichbare Bohrtiefe l_B (links) und Schachtverhältnis V_S (rechts) in Abhängigkeit von der Energiedichte H bei verschiedenen Umgebungsbedingungen

Es zeigt sich, dass unter Einsatz der größeren Fokussierbrennweite die maximal mögliche Bohrtiefe l_B in AlN ebenfalls bei ca. 3 mm (Vorvakuum) liegt. Jedoch sind die selben Bohrtiefen hier mit einer geringeren Energiedichte I (größerer Fokusdurchmesser d_{F2}) erreichbar. Das ist auf den Einfluss der größeren Rayleighlänge z_{R2} zurückzuführen. Auch bei der längeren Fokussierbrennweite f_2 steigen die Bohrtiefe l_B und das Schachtverhältnis V_S mit der Energiedichte kontinuierlich an. Unter Vorvakuum kommt es dabei zu einem steileren Anstieg des Schachtverhältnisses als in Atmosphäre, da die mittleren Lochdurchmesser d_B kleiner und die Bohrtiefen größer sind.

Die positive Auswirkung der größeren Rayleighlänge z_{R2} wird auch anhand der Lochverläufe in Abbildung 7-33 sichtbar. Die mit der 500 mm - Linse erzeugten Löcher weisen generell einen größeren Schlankheitsgrad auf als jene der kürzeren Brennweite f_1 . Demzufolge liegen auch die Schachtverhältnisse der langbrennweitigen Linse, sowohl in Atmosphäre, als auch in Vorvakuum, deutlich über denen der 200 mm - Linse.

Trotz des größeren Fokusdurchmessers ist es bemerkenswert, dass die mit der längeren Brennweite gebohrten Löcher nicht nur in der Tiefe sondern teilweise auch im Eintrittsbereich einen kleineren Durchmesser aufweisen. Der geringere Bohrlochdurchmesser kann auf die geringere Energiedichte zurückgeführt werden, die am Rand des Laserstrahls noch unterhalb der Zerstörschwelle des Materials liegt und nur im zentralen Bereich zum Abtrag führt. Durch die größere Rayleighlänge bleibt der Laserstrahl länger schlank, wodurch ein größeres Schachtverhältnis realisiert werden kann. Offenbar führen diese Bedingungen zu einer besseren Energieweiterleitung in die Tiefe und einer Verringerung der seitlichen Streuverluste.

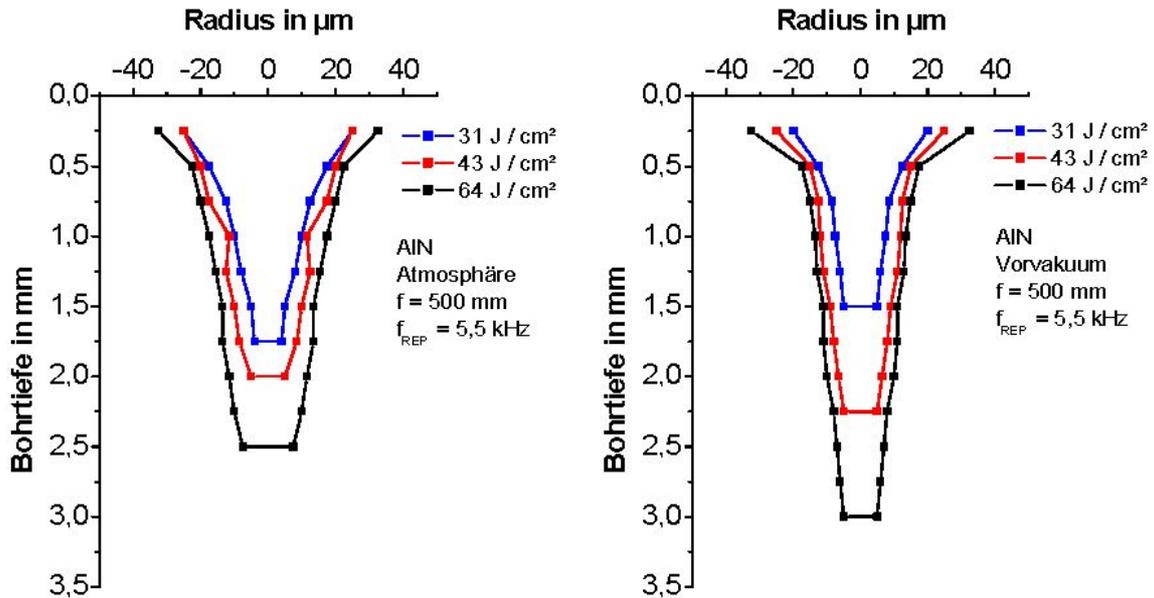


Abb. 7-33 Bohrlochverläufe in AlN unter Atmosphäre (links) und Vorvakuum (rechts) bei verschiedenen Energiedichten

7.4.2 Bohrqualität

7.4.2.1 Qualität des Bohrverlaufes

An dieser Stelle sollen einige qualitative Bewertungen der in AlN und Al₂O₃ eingebrachten Bohrungen erfolgen. Die Eintrittsseiten einiger Scheiben aus dem Probenstapel wurden unter dem Lichtmikroskop fotografiert. Die Abbildungen 7-34 und 7-35 zeigen vergleichend die Bilder von Bohrungen in AlN unter Atmosphäre und Vorvakuum.

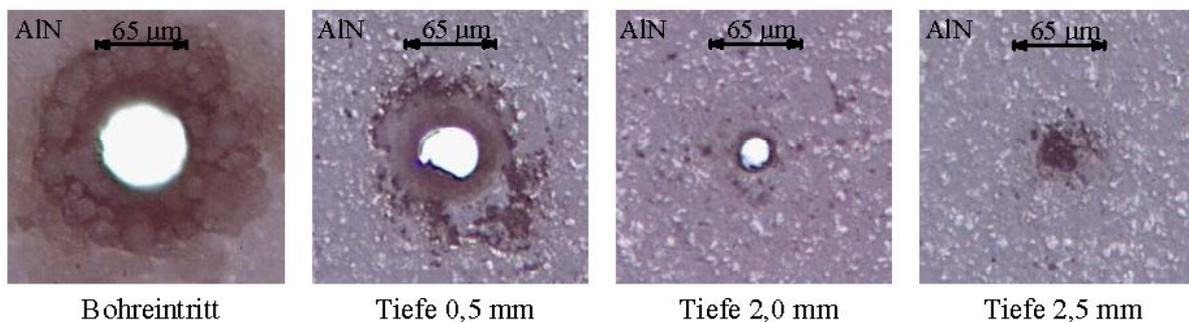


Abb. 7-34 Eintrittsbohrungen in unterschiedlichen Tiefen eines Bohrverlaufes (Atmosphäre / AlN)

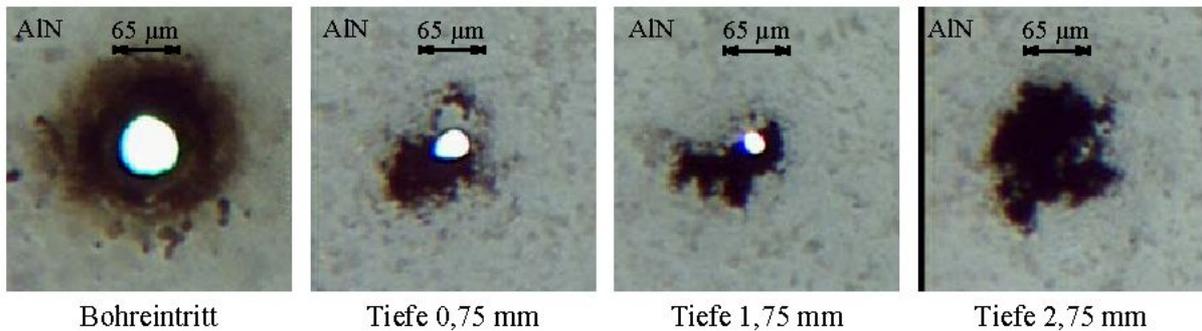


Abb. 7-35 Eintrittsbohrungen in unterschiedlichen Tiefen eines Bohrverlaufes (Vorvakuum / AlN)

Es fällt auf, dass die Bohrungen sowohl in Atmosphäre, als auch in Vorvakuum bis in die Tiefe einen sehr großen Rundheitsgrad aufweisen. Hier macht sich offensichtlich die sehr gute Strahlqualität des Lasersystems bemerkbar. Deutlich zu erkennen ist auch die aufgeweitete Eintrittszone und die zunehmende Verjüngung der Bohrung in beiden Umgebungsbedingungen. Im Bohrverlauf befinden sich um die Bohrung herum markante schwarze Eintragszonen, die sich bis in die Tiefe fortsetzen. Vermutlich gelangt während des Bohrprozesses ein Teil des Plasmas durch den hohen Dampfdruck zwischen die Scheiben und zersetzt in diesen Bereichen die Aluminiumnitridverbindung. Diese Eintragszonen treten allerdings nicht im gesamten Bohrverlauf auf. Sie lassen sich durch stärkeres Zusammenpressen des Probenstapels minimieren, bzw. durch stärkere Scheiben vermeiden. Unter Vorvakuum lassen sich Bohrungen mit einer etwas besseren Qualität herstellen als in Atmosphäre. Die fehlende Atmosphäre führt im Vorvakuum zu einer rascheren Ausbreitung des Plasmas im Bohrgrund und sorgt für einen besseren Austrieb der Schmelze aus dem Bohrloch. Dies hat kürzere Bohrzeiten mit einer geringeren thermischen Belastung des umgebenden Materials zur Folge. Nachteilig erwies sich besonders bei AlN das Wiedererstarren der Schmelze nach Beendigung des Bohrprozesses, was dazu führte, dass sich die Bohrung besonders im unteren Bereich sehr leicht zusetzt. Die Schmelzrückstände sind in den Bildern (Abbildung 7-35) an den Bohrungsändern erkennbar. Analog zu den oben gezeigten Bildern der Bohrungen in Aluminiumnitrid sind in den Abbildungen 7-36 und 7-37 die Eintrittsbohrungen in Aluminiumoxid (ebenfalls in Atmosphäre und Vorvakuum) dargestellt.

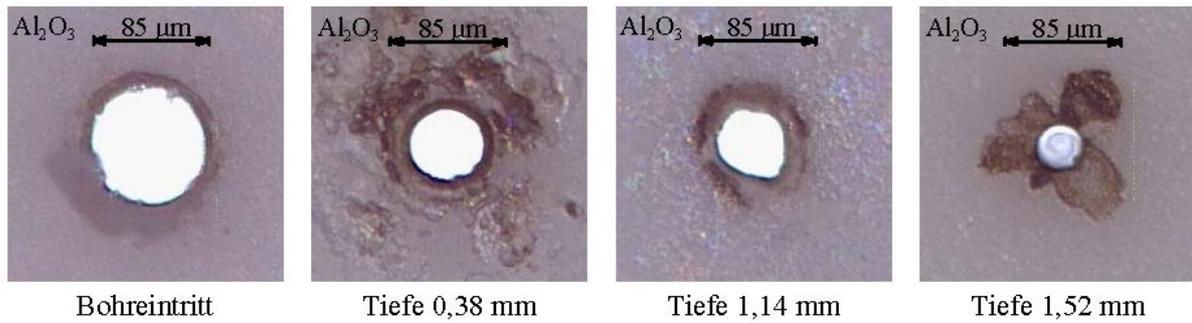


Abb. 7-36 Eintrittsbohrungen in unterschiedlichen Tiefen eines Bohrverlaufes (Atmosphäre / Al₂O₃)

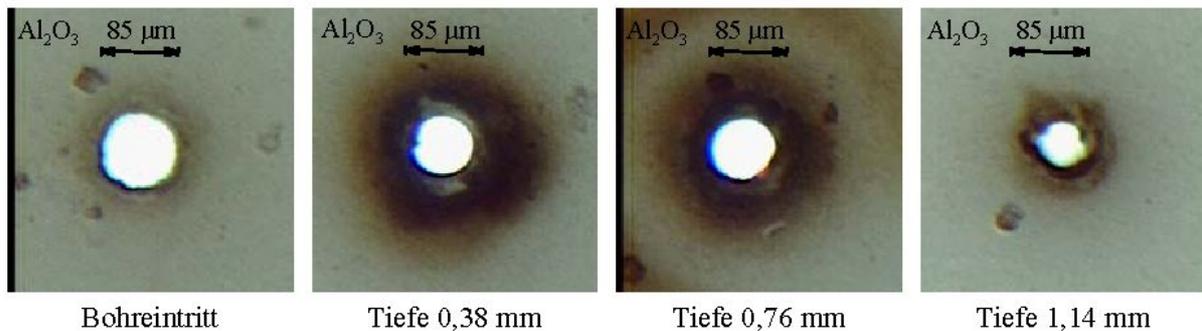


Abb. 7-37 Eintrittsbohrungen in unterschiedlichen Tiefen eines Bohrverlaufes (Vorvakuum / Al₂O₃)

Im Gegensatz zu AlN lassen sich Bohrungen in Al₂O₃ nahezu ohne Bearbeitungsrückstände einbringen. Zudem bleibt in beiden Umgebungen (Atmosphäre und Vorvakuum) die Kreis-symmetrie der Bohrungen nahezu erhalten, die sich über die gesamte erreichbare Tiefe erstreckt. Ferner bleiben die starken Aufweitungen im Eintrittsbereich der Bohrung aus. In der Abbildung 7-38 sind die thermischen Eintragszonen, die zwischen den Scheiben durch das Plasma verursacht wurden, deutlich erkennbar.

Anhand von Bohrungen in Al₂O₃ lassen sich anschaulich die Streuverluste des Laserstrahls im Bohrverlauf darlegen. In der folgenden Abbildung 7-38 sind beispielhaft Bilder von Al₂O₃-Bohrungen zu sehen, die unter dem Lichtmikroskop ohne zusätzliche Durchleuchtung mit einer Kaltlichtquelle entstanden. Die auftretenden Streuverluste im Bohrprozess sind an den farbigen Bereichen um die Bohrungen herum zu erkennen (Abbildung 7-38). Der Laserstrahl, der durch Vielfachreflexion an der Bohrungswand in den Bohrgrund gelangt, wird bei jedem Reflexionsvorgang durch Absorption und Streuung geschwächt. Ein Laserstrahl mit einer schlechten Strahlqualität (hohe Divergenz) verstärkt derartige Energieverluste noch. Dass die Streuverluste sich nicht gleichmäßig in die Tiefe fortsetzen, liegt offenbar wiederum an dem Schichtaufbau des Probenstapels.

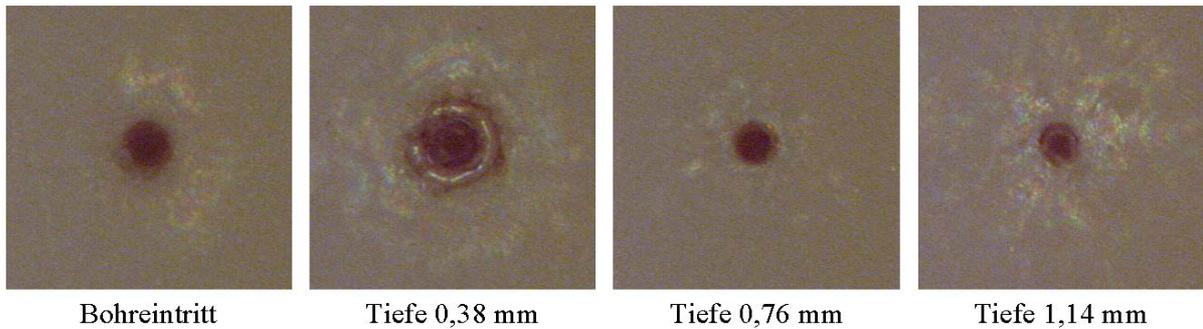


Abb. 7-38 Darstellung der seitlichen Streuverluste im Bohrverlauf (Al_2O_3 / Atmosphäre)

Eine Verwendung von Fokussierlinsen, deren Brennweiten kleiner sind als $f = 200$ mm, hat sich bei den stark streuenden Keramiken als nachteilig erwiesen. Die große Strahldivergenz bringt derart hohe Streulichtverluste im Randbereich mit sich, dass eine Materialbearbeitung in die Tiefe nicht möglich ist. Erst der Einsatz von Laserstrahlung kürzerer Wellenlänge ermöglicht Tiefbohren in Keramik mit kurzen Fokussierbrennweiten [24].

Im Rahmen der Bohrexperimente unter Vorvakuum in AlN konnte ein interessanter Effekt beobachtet werden, dessen Interpretation allerdings noch weiterer Nachforschungen bedarf (siehe Abbildung 7-39 unten). Sind die Zeitabstände zwischen den Bohrungen kurz, so bildeten sich ab dem zweiten Loch eine Reihe großflächiger Einflusszonen um die Bohrung herum. Vermutlich heizt sich die Probe während einer Versuchreihe zunehmend auf. Auch ist eine Ausrichtung dieser Zonen zu bereits eingebrachten Bohrungen (also nach wärmeren Gebieten hin) festzustellen. Es handelt sich hierbei um Effekte, die nur an der Bohreintrittsstelle in AlN unter Vorvakuum beobachtet wurden und sich nicht in die Tiefe fortsetzen.

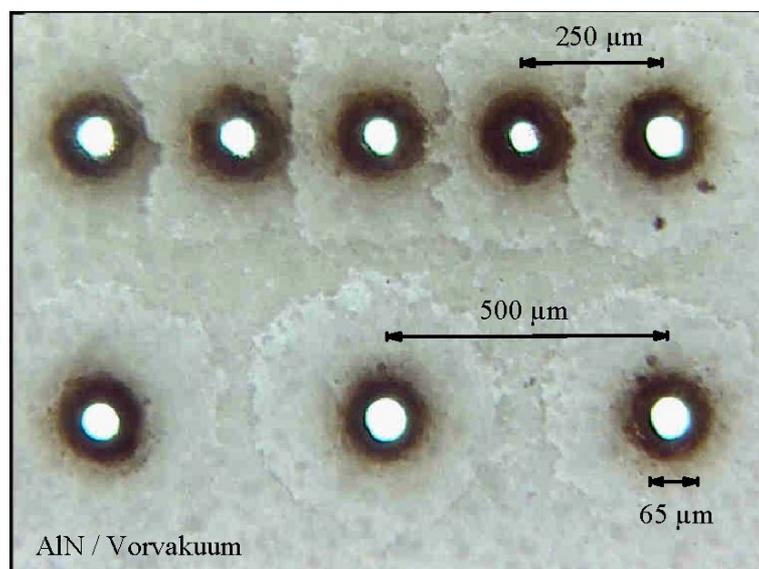


Abb. 7-39 Aufnahme der Eintrittsstellen zweier Bohrreihen, die bei konstanter Energiedichte ($H = 61 \text{ J} / \text{cm}^2$) unter Vorvakuum in AlN hergestellt wurden

7.5 Untersuchungen mit dem Oszillator-Verstärkersystem (MOPA)

7.5.1 Bohren in Metalle mit unterschiedlichem Umgebungsdruck

In den Untersuchungen mit den Zweistabsystemen wurde bei Keramik ein beschleunigter Abtrag bei niedrigen Umgebungsdrücken p festgestellt. Daher wurden auch bei Metallen die Bohrzeiten bei verschiedenen Umgebungsdrücken ermittelt, um einen positiven Einfluss eines geringeren Drucks zu verifizieren (vgl. Abbildung 7-40). Während bei Kupfer die Bohrtiefe im Vorvakuum nach vier Minuten mit 8 mm nur 25 Prozent über der Bohrtiefe bei Atmosphärendruck liegt, ist bei Edelstahl 1.4301 die Bohrtiefe bei einem Druck von $p = 100$ mbar mit 20 mm mehr als doppelt so groß wie bei 1000 mbar (9 mm).

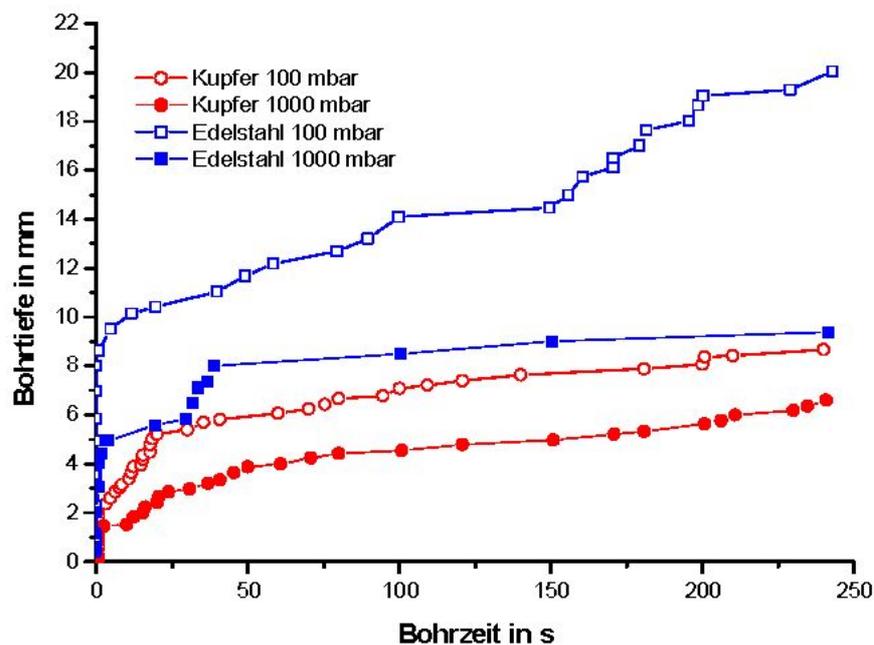


Abb. 7-40 Bohrtiefe in Abhängigkeit von der Bohrzeit unter Umgebungsdruck und im Vorvakuum bei Kupfer und Edelstahl

7.5.2 Bohrungen in Keramik (Aluminiumnitrid und -oxid)

Die Abbildung 7-41 zeigt jeweils drei Bohrlochverläufe, die mit verschiedenen Energiedichten des YAG-MOPA-Lasers ($f_{REP} = 4,0$ kHz, $f = 250$ mm, $w_F = 72$ μ m) in AlN und Al₂O₃ erzeugt wurden. Der Abtrag fand unter atmosphärischen Bedingungen statt. Die Bohrzeit betrug bei allen Energiedichten $t = 150$ s. Die Energiedichten wurden so gewählt, dass sie vergleichbar mit denen des Multimode Zweistablasers in Kombination mit der 200 mm-Fokussierlinse sind.

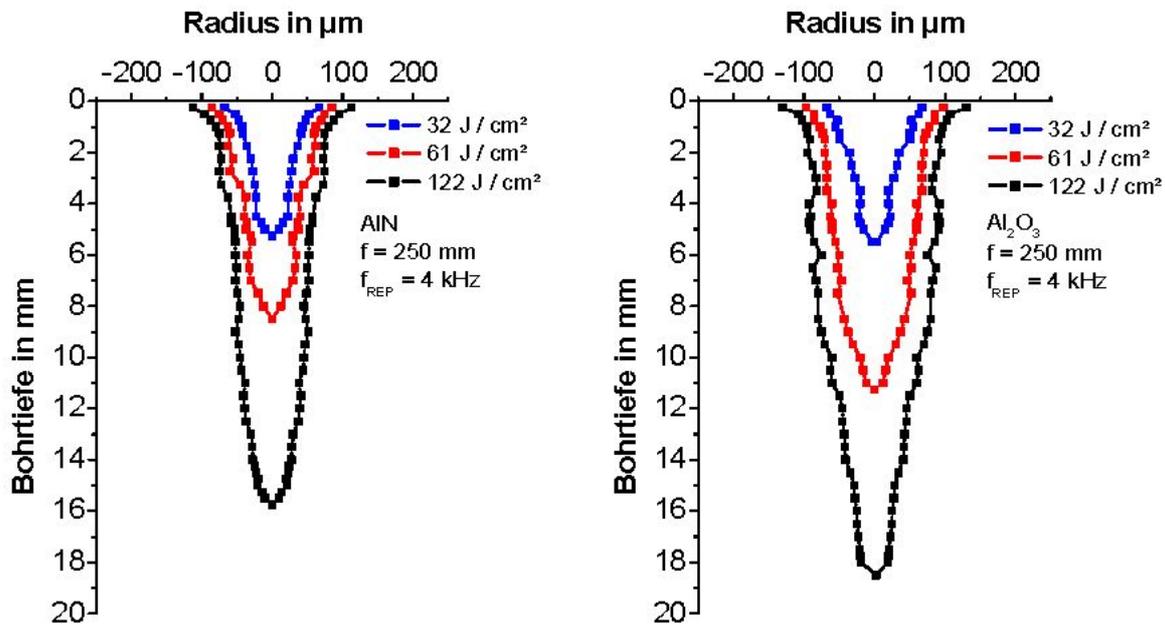


Abb. 7-41 Lochverlauf in AlN und Al₂O₃ bei $f_{\text{REP}} = 4,0$ kHz und $f = 250$ mm in Atmosphäre

Die Bohrungen in AlN zeigen nach einem 1,5 mm tiefen Einzugsbereich einen sehr glatten Verlauf und weisen für die Energiedichte von $H = 122 \text{ J/cm}^2$ über einen Bereich von 4,5 mm bis 12 mm Tiefe einen sehr konstanten Bohrdurchmesser von ca. $d = 100 \text{ }\mu\text{m}$ auf. Ähnliches gilt für die Bohrungen in Al₂O₃, die generell etwas tiefer, aber auch breiter ausfallen als die in AlN (vergleiche Abbildung 7-42). Dadurch liegt das mit der Energiedichte kontinuierlich ansteigende Schachtverhältnis für AlN leicht über dem von Al₂O₃ (siehe Abbildung 7-43). Die Einschnürung der mit $H = 122 \text{ J/cm}^2$ gefertigten Bohrung in Al₂O₃ kann durch erstarrende Schmelze hervorgerufen worden sein. Vergleichende Untersuchungen mit Stahl ergaben sogar ein vollständiges Verschließen des Bohrlochs [Kut01, Nik01].

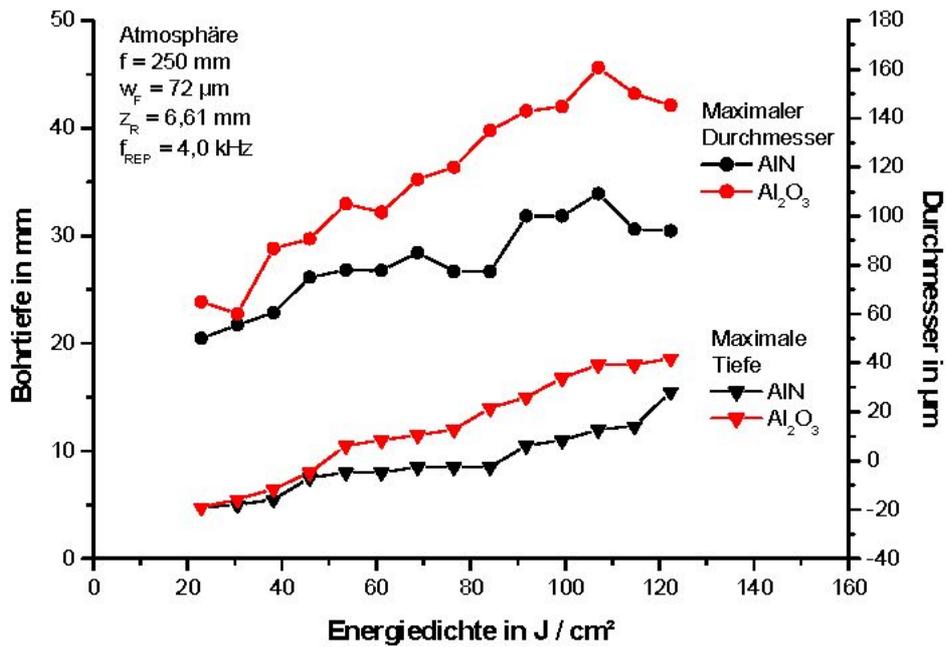


Abb. 7-42 Maximal erreichbare Bohrtiefe und Lochdurchmesser d in halber Bohrtiefe $t_B / 2$ von AlN und Al_2O_3 in Abhängigkeit der Energiedichte

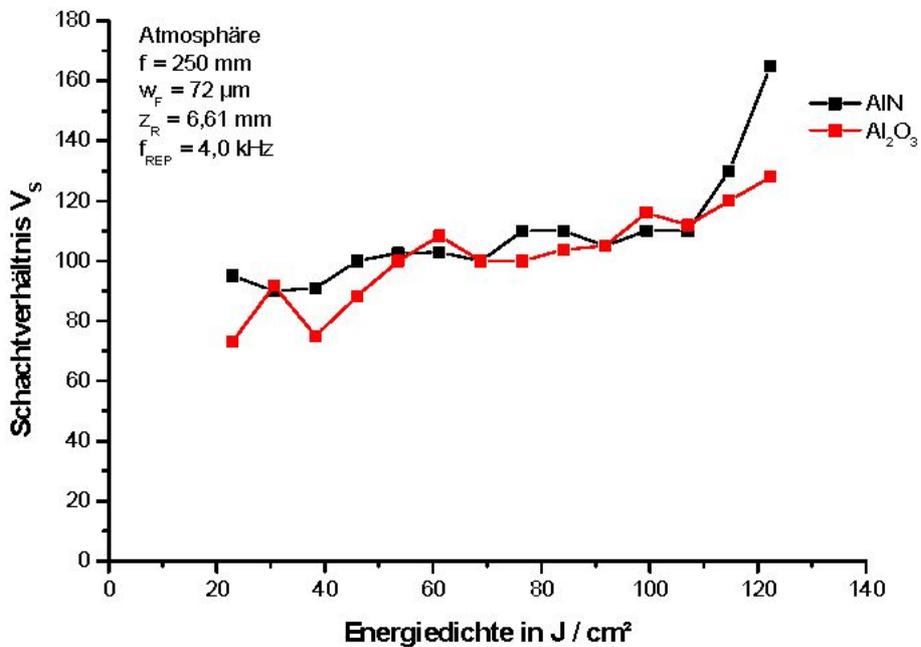


Abb. 7-43 Vergleich des erreichbaren Schachtverhältnis V_s zwischen AlN und Al_2O_3 in Abhängigkeit der Energiedichte

8 Frequenzkonversion

Die Frequenzkonversion ist ein nichtlinearer Vorgang, bei welchem in einem Kristall zwei Photonen der Grundwellenlänge zu einem Photon der halben Grundwellenlänge umgewandelt werden [Ber87]. Wird in einen Kristall nur eine Lichtwelle mit der Frequenz eingestrahlt, so ergibt sich ein nichtlinearer Anteil der Polarisation, der mit der doppelten Frequenz schwingt. Mit dieser Frequenz wird eine Lichtwelle, die so genannte zweite Harmonische, abgestrahlt [Eic91]. Da die Frequenz umgekehrt proportional zur Wellenlänge ist, spricht man auch von Frequenzverdopplung (im lasertechnischen Sprachgebrauch: SHG = second harmonic generation). Theoretisch sind bei der Frequenzverdopplung eines Nd:YAG-Lasers 100 Prozent Frequenzkonversion möglich, in Laboraufbauten sind schon 80 Prozent erzielt worden [Man03]. Bei Lasern für die Materialbearbeitung werden üblicherweise mehr als 50 Prozent der eingehenden infraroten Laserleistung zu grünem Laserlicht konvertiert. Der Konversionsverlust von bis zu 50 Prozent wird durch den Umstand kompensiert, dass nach Gleichung (3-9) der Fokusbereich mit der Wellenlänge halbiert wird und somit die Fokusfläche nur noch ein Viertel beträgt. Dadurch verdoppelt sich die Intensität bei einer Konversionseffizienz von $\eta_{\text{SHG}} = 50$ Prozent, wodurch eine effizientere Materialbearbeitung möglich wird. Darüber hinaus steigt die Absorption mit kürzerer Wellenlänge an. In der Abbildung 8-1 sind die Absorptionsgrade verschiedener Werkstoffe in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt, die für Metalle mit aufgefüllten inneren Elektronenschalen (Metalle 1, z.B. Au, Ag, Cu) und für Nichtleiter bei 1064 nm ein Minimum aufweist. Schon der minimale Anstieg der Absorption von Kupfer bei 532 nm gegenüber 1064 nm ist Grund genug, bei der Kupferbearbeitung fast ausschließlich frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser einzusetzen [Hoh03].

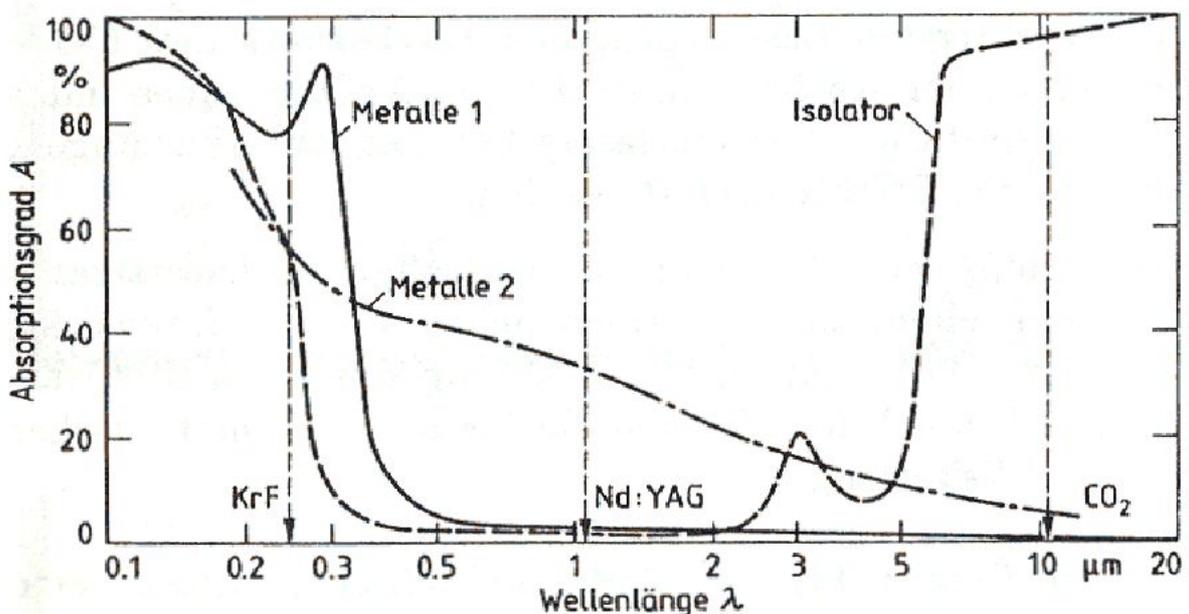


Abb. 8-1 Absorptionsverhalten von Metallen und Nichtleitern in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach [Hüg92]

8.1 Versuchsaufbau

Für eine effiziente Frequenzkonversion ist es wichtig, einen möglichst homogenen Laserstrahl in den nichtlinearen Kristall zu leiten. Die optimale Methode stellt eine Abbildung dar, bei welcher mit einem 1:1-Teleskop die Hauptebene der Laserstrahlquelle (diese liegt meist in der Ebene des teildurchlässigen Austrittsspiegels) in den nichtlinearen Kristall abgebildet wird. Da der Abstand zwischen Haupt- und Bildebene der vierfachen Brennweite des Teleskops entspricht, wird dieser Aufbau 4f-Abbildung genannt. Beim hier verwendeten Aufbau (vergleiche Abbildung 8-2) mit dem MOPA-System liegt die Hauptebene ca. 15 mm vor der Austrittsfläche des zweiten Verstärkerkristalls. Dieser weist eine so genannte thermische Linse mit einer Brennweite von ca. $f = 150$ mm auf. Eine zweite, reale Linse mit der Brennweite $f = 150$ mm wirkt mit dem Kristall als 1:1-Teleskop und bildet so die Hauptebene auf ein Bild ab, das sich ca. 150 mm nach der realen Linse befindet. Durch ein weiteres Teleskop, bestehend aus Linsen mit den Brennweiten $f = 500$ mm und $f = 350$ mm, wird das Zwischenbild weiter in den Kristall abgebildet. Durch Variation der Brennweiten dieses Teleskops können verschiedene Strahldurchmesser auf dem Kristall eingestellt werden, um die Intensität zu ändern. Für eine exakte Abbildung muss der Kristall jedoch immer in der Abbildungsebene der zweiten Teleskoplinse positioniert werden. Die Abweichung von der klassischen 4f-Abbildung liegt an der begrenzten Baufläche auf der optischen Bank und in dem Bestreben, den Ausgangsstrahl des Lasers von einem Durchmesser von 5,5 mm auf kleinere Durchmesser zu verringern. Zusätzliche Einschränkungen ergeben sich aus den weiteren optischen Komponenten, die deutlich außerhalb der Teleskopfoki positioniert werden müssen, um ihre Zerstörung zu vermeiden. Zur Justage ist eine Abschwächeeinheit, bestehend aus einer rotierbaren $\lambda/2$ -Platte und einem Dünnschichtpolarisator, in den Strahlengang positioniert. Eine weitere, drehbare $\lambda/2$ -Platte dient zur Anpassung der Polarisation des IR-Laserstrahls auf die Gitterstruktur des nichtlinearen Kristalls. Da nur im Idealfall die IR-Strahlung vollständig zu 532 nm konvertiert wird, müssen nach dem nichtlinearen Kristall konvertierte und nichtkonvertierte Anteile getrennt werden. Dies wird mit so genannten frequenzselektiven Spiegeln realisiert, die für 1064 nm transmittierend und für 532 nm reflektierend sind. Mit den Messköpfen wird die konvertierte und die nichtkonvertierte Laserleistung erfasst. Anstelle der Wärmesenke kann ein dritter Messkopf installiert werden, um die Gesamtleistung vor der Frequenzkonversion zu bestimmen. Durch ihren Vergleich mit der Summe der Laserleistungen, welche nach der Frequenzkonversion gemessen wird, kann der Verlust im Kristall bestimmt werden. Dies ist insbesondere bei der Justage vorteilhaft, weil bereits bei geringen Laserleistungen Beschädigungen durch außermittige Strahlage entstehen können, beispielsweise wenn die Blenden des Kristallofens verdampfen.

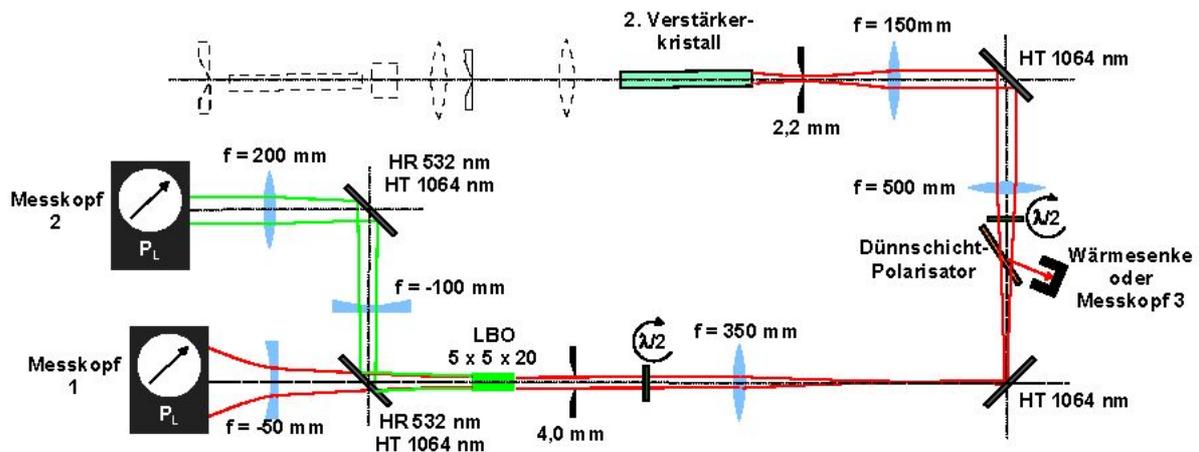


Abb. 8-2

Versuchsaufbau zur Frequenzkonversion im Uhrzeigersinn: Verstärkerkristall, Austrittsblende, Kollimationslinse, Umlenkspiegel, Linse, Abschwäche-Einheit aus $\lambda/2$ -Platte und Polarisator, Umlenkspiegel, Linse, $\lambda/2$ -Platte, Eintrittsblende, nichtlinearer Kristall (hier beispielhaft LBO), frequenzselektiver Spiegel, IR-Messkopf mit Aufweitungslinse, Messkopf für 532 nm mit Strahlaufweitung

Die mit den Messköpfen ermittelten Laserleistungen $P_{IR,AUS}$ und P_{532} ergeben die Konversionseffizienz η_{SHG} nach:

$$\eta_{SHG} = \frac{P_{532}}{P_{IR,AUS} + P_{532}} \quad (8-1)$$

Dabei entspricht die Summe aus $P_{IR,AUS}$ und P_{532} annähernd der Laserausgangsleistung P_{IR} . Ein geringer Anteil der eintretenden Laserenergie geht durch Erwärmung des nichtlinearen Kristalls verloren. Dies kann durch Feinjustage (z.B. durch Verkippen) des Kristalls minimiert werden. Zusätzlich treten, wie beim Durchgang durch andere optische Grenzflächen, auch hier Reflexionsverluste auf. In Vergleichsmessungen mit einem dritten Messkopf, welcher die Laserleistung vor dem Kristall misst, gingen bei voller Laserleistung ($P_{IR} = 80 \text{ W}$) maximal 2 W verloren.

8.2 Einstellen der Kristalltemperatur

Die Effizienz der Umwandlung der Grundwellenlänge 1064 nm zu 532 nm ist wesentlich von der Kristalltemperatur abhängig. Zur Bestimmung der idealen Kristalltemperatur wurde die zu 532 nm umgewandelte Laserleistung bei verschiedenen Kristalltemperaturen und Repetitionsraten gemessen. Dies ist in der Abbildung 8-3 am Beispiel eines KTP-Kristalls dargestellt. Durch die verschiedenen Repetitionsraten ergeben sich verschiedene Pulsenergien und somit Intensitäten im nichtlinearen Kristall. Wie in [Man03] beschrieben, nimmt die Erwärmung des Kristalls mit höheren Intensitäten (niedrigeren Repetitionsraten) zu, weshalb die externe Aufheizung durch den Kristallofen gesenkt werden muss, um eine optimale Kristalltemperatur zu erlangen. Die Abbildung 8-3 spiegelt dieses Verhalten wieder, da hier bei $f_{REP} = 1,9 \text{ kHz}$ eine Ofentemperatur von $T_{OFEN} = 63 \text{ °C}$ und bei $f_{REP} = 6,6 \text{ kHz}$, $T_{OFEN} = 66 \text{ °C}$ die beste Konversionseffizienz liefert. Da die Konversionskurven um T_O

$T_{FEN} = 65 \text{ °C}$ sehr flach verlaufen, wurde diese Temperatur als Standard für die weiteren Versuche bei allen Repetitionsraten eingestellt.

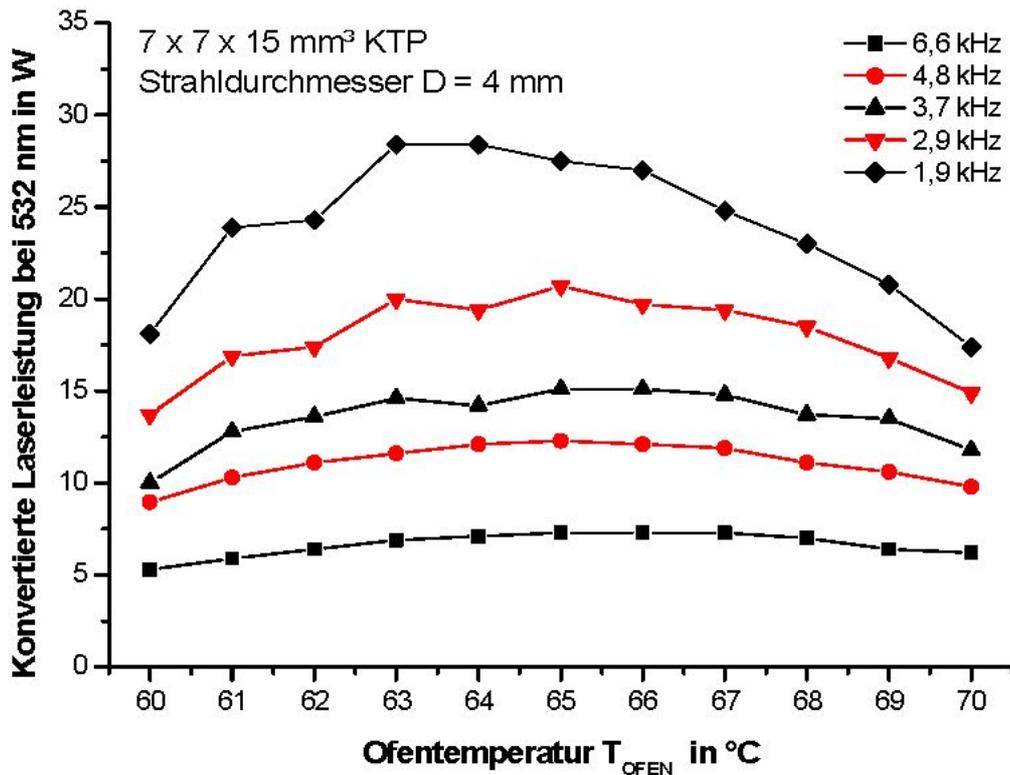


Abb. 8-3 Konvertierte Laserleistung bei konstanter eingehender IR-Laserleistung in Abhängigkeit von der Ofentemperatur bei verschiedenen Repetitionsraten am Beispiel eines KTP-Kristalls

8.3 Frequenzkonversion mit verschiedenen Kristalltypen

8.3.1 Lithium Triborat (LBO)

Die Versuche mit einem LBO-Kristall der Abmessung 5 x 5 x 20 mm³ wurden nur deshalb durchgeführt, weil der Kristallofen für den später verwendeten KTP-Kristall erst angepasst werden musste. Die Anpassung der Ofentemperatur wurde wie in Kapitel 8.2 analog zu den Experimenten mit dem KTP-Kristall ermittelt und beträgt für den LBO-Kristall $T_{OFEN} = 143 \text{ °C}$. Der Laserstrahldurchmesser wurde mit einem Teleskop auf 3,5 mm eingestellt. Wie erwartet, musste der LBO sehr hohen Intensitäten ausgesetzt werden, um akzeptable Konversionseffizienzen (mehr als 50 Prozent) zu erlangen. Dabei wurden 27 W bei 532 nm aus 53 W bei 1064 nm konvertiert ($\eta_{SHG} = 51$ Prozent). Um die für eine ausreichende Konversion erforderliche Energiedichte darzustellen, musste die Repetitionsrate auf 700 Hz gesenkt werden. Die dadurch bereitgestellte Pulsenergie von 75,7 mJ (1064 nm) ergab bei einer Pulsdauer von 30 ns eine Intensität von 26,2 MW / cm² auf dem Kristall. Dieser Wert reicht gefährlich nahe an den in der Praxis angenommenen Zerstörschwellenwert $I_{ZER} = 50 \text{ MW / cm}^2$ [Sci03] heran, welcher um den Faktor 200 unter den Herstelleran-

gaben für LBO liegt [Eks06]. Die Herstellerangaben für die Zerstörschwelle bezieht sich allerdings nur auf den Kristall selbst und nicht auf dessen Beschichtung.

In Abbildung 8-4 ist die konvertierte Pulsenergie (532 nm) in Abhängigkeit von der eintretenden Pulsenergie (1064 nm) aufgetragen.

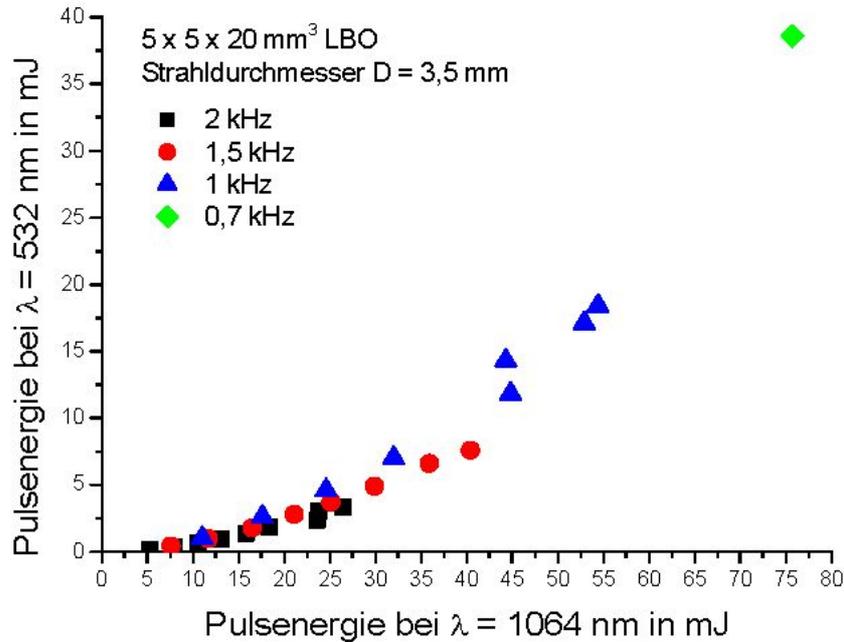


Abb. 8-4 Konvertierte Pulsenergie bei 532 nm in Abhängigkeit von der eingestrahlenen Pulsenergie in der Grundwellenlänge 1064 nm bei einem LBO-Kristall

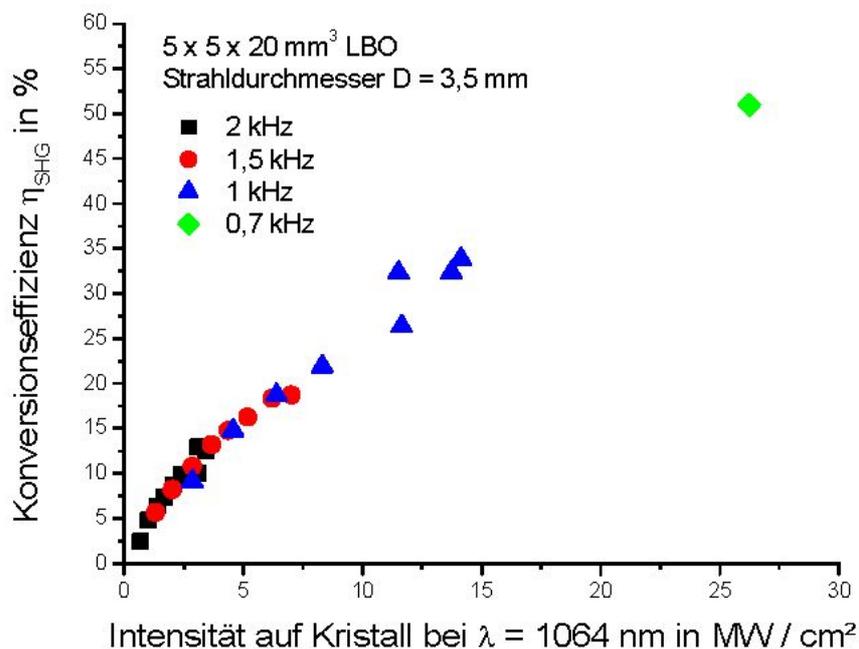


Abb. 8-5 Konversionseffizienz in Abhängigkeit von der Intensität auf einem LBO-Kristall

Die Abbildung 8-5 zeigt die Konversionseffizienz in Abhängigkeit von der Intensität auf dem Kristall bei verschiedenen Repetitionsraten. Für die Materialbearbeitung konnte die maximal konvertierte Laserleistung $P_{L,532} = 27 \text{ W}$ nicht genutzt werden, da sie nur bei einer Repetitionsrate von 700 Hz erreicht werden konnte. Die dabei auftretende Pulsenergie $E_{P,532} = 38,6 \text{ mJ}$ bewirkte schon bei 100 mm Fokussierbrennweite Luftdurchbrüche oberhalb des Werkstücks. In Kapitel 8.5.1 ist mit dem Schneiden von Duranglas ein Applikationsbeispiel dargestellt, welches mit diesem Aufbau bei weit geringeren Energiedichten realisiert wurde.

8.3.2 Kalium Titanyl Phosphat KTP

Durch den Einsatz eines KTP-Kristalls der Abmessungen $7 \times 7 \times 15 \text{ mm}^3$ ließ sich die angestrebte Konversionseffizienz von 50 Prozent bereits bei höheren Repetitionsraten und dementsprechend geringeren Pulsenergien erreichen. In einem Zwischenschritt, bei welchem ein Strahldurchmesser auf dem Kristall mit $D = 5 \text{ mm}$ eingestellt wurde, konnten bei $f_{\text{REP}} = 1,4 \text{ kHz}$ bereits aus der Ausgangsleistung $P_{L,1064} = 80 \text{ W}$ eine konvertierte Laserleistung $P_{L,532} = 35 \text{ W}$ erzielt werden. Die Messreihen mit einem Strahldurchmesser $D = 5 \text{ mm}$ sind in Abbildung 8-6 demonstriert.

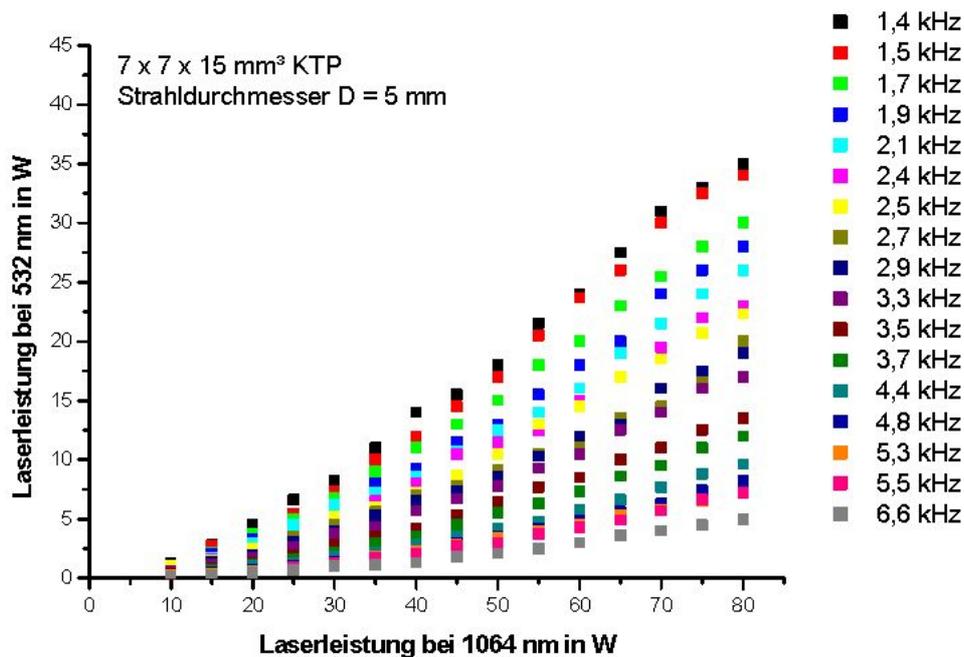


Abb. 8-6
Konvertierte Laserleistung $P_{L,532}$ in Abhängigkeit von der Ausgangslaserleistung $P_{L,1064}$ mit einem Strahldurchmesser $D = 5 \text{ mm}$ auf dem Kristall bei verschiedenen Pulswiederholffrequenzen

Um einen Konversionseffizienz von $\eta_{\text{SHG}} = 50$ Prozent zu erreichen, wurde der Strahldurchmesser auf dem Kristall auf $D = 4 \text{ mm}$ reduziert und dadurch die Intensität um 56 Prozent erhöht. Mit diesem Strahlengang wurden bei $f_{\text{REP}} = 1,9 \text{ kHz}$ aus $P_{L,1064} = 78 \text{ W}$

$P_{L,532} = 41 \text{ W}$ konvertiert ($\eta_{\text{SHG}} = 52,6 \text{ Prozent}$). Die Messreihen mit einem Strahldurchmesser $D = 5 \text{ mm}$ sind in Abbildung 8-7 dargestellt.

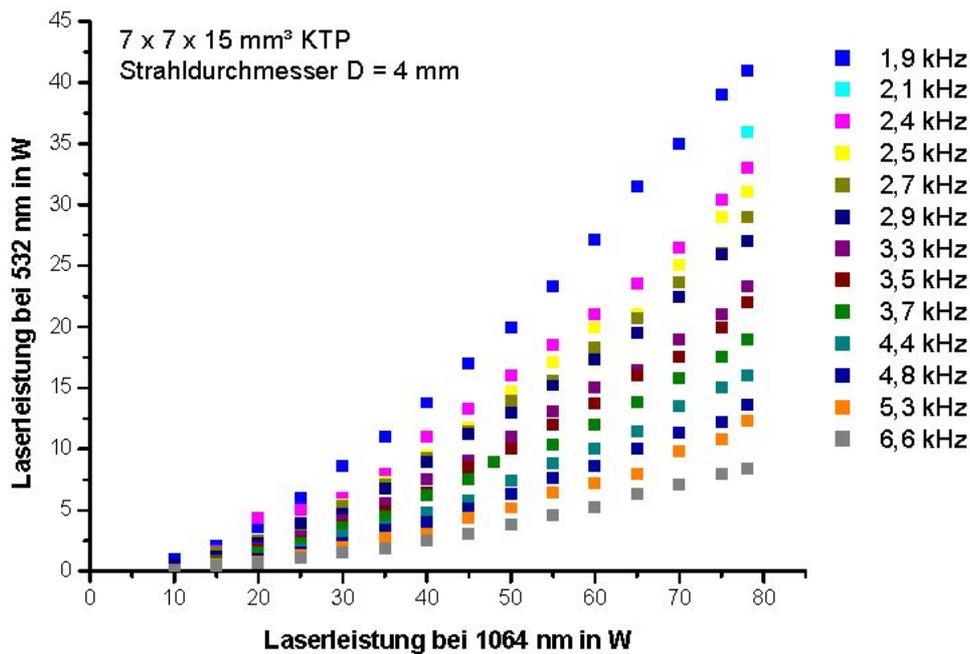


Abb. 8-7
Konvertierte Laserleistung $P_{L,532}$ in Abhängigkeit von der Ausgangslaserleistung $P_{L,1064}$ mit einem Strahldurchmesser $D = 4 \text{ mm}$ auf dem Kristall bei verschiedenen Pulswiederholfrquenzen

8.4 Lasermikrostrukturierung bei 532 nm

8.4.1 Laserbohren von Keramik mit dem MOPA-System

Ziel dieser Untersuchungen war es, die Vorteile kürzerer Wellenlängen beim Bohren in Keramik herauszustellen. Die Abhängigkeit der Reflexion von der Wellenlänge von AlN und Al₂O₃ wurde in [Met02] gemessen. Sie liegt für $\lambda = 1064 \text{ nm}$ und $\lambda = 532 \text{ nm}$ nahe beieinander ($R_{\text{AlN},1064} = 43,9 \text{ Prozent}$, bzw. $R_{\text{AlN},532} = 41,5 \text{ Prozent}$ und $R_{\text{Al}_2\text{O}_3,1064} = 69 \text{ Prozent}$, bzw. $R_{\text{Al}_2\text{O}_3,532} = 76,9 \text{ Prozent}$). Um vergleichbare Ausgangsbedingungen zu gewährleisten, wurden bei $\lambda = 532 \text{ nm}$ Energiedichten angestrebt, die den Versuchen in Kapitel 7.5.2 entsprechen. Dazu wurde eine Fokussierlinse der Brennweite $f = 100 \text{ mm}$ verwendet und die Repetitionsrate $f_{\text{REP}} = 1,9 \text{ kHz}$ eingestellt. Die im infraroten Wellenlängenbereich maximal erreichte Intensität von 100 J/cm^2 konnte bei $\lambda = 532 \text{ nm}$ nicht erreicht werden. In den Abbildungen 8-8 und 8-9 erreichen die Versuche mit $\lambda = 532 \text{ nm}$ daher nur 93 J/cm^2 . Die Laserleistungen betragen im infraroten Wellenlängenbereich $16,5 \text{ W}$ (25 J/cm^2), 33 W (50 J/cm^2) und 66 W (93 J/cm^2) und bei $\lambda = 532 \text{ nm}$ 4 W (25 J/cm^2), 8 W (50 J/cm^2) und 15 W (93 J/cm^2).

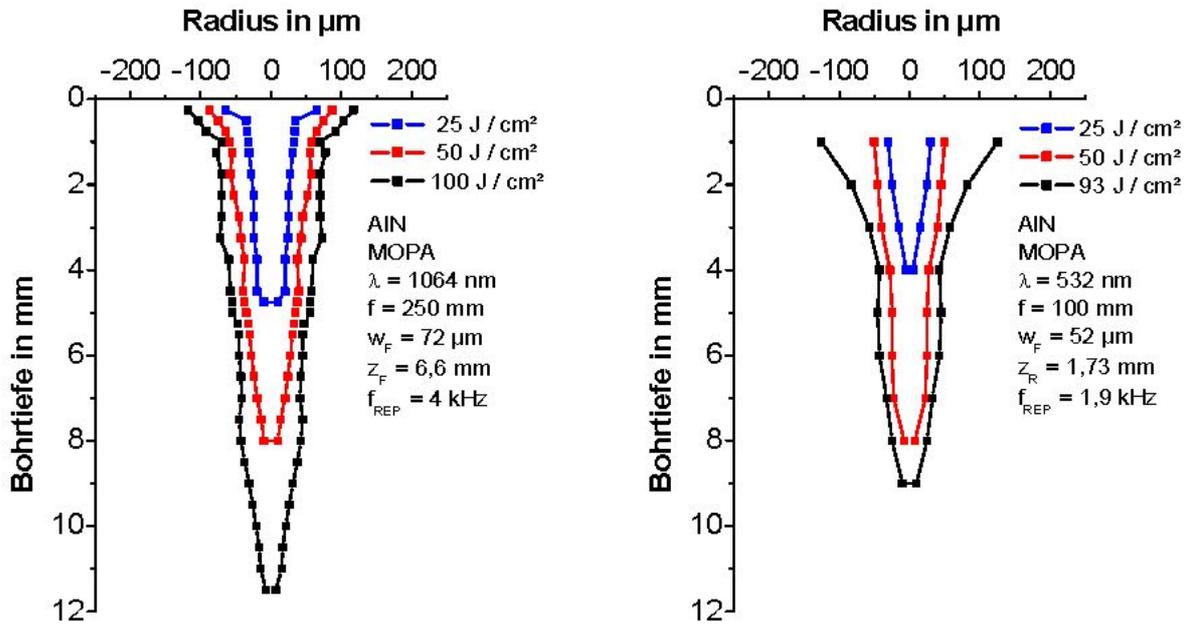


Abb. 8-8 Bohrverläufe in Aluminiumnitrid mit dem MOPA-System: Links mit 1064 nm und rechts mit 532 nm

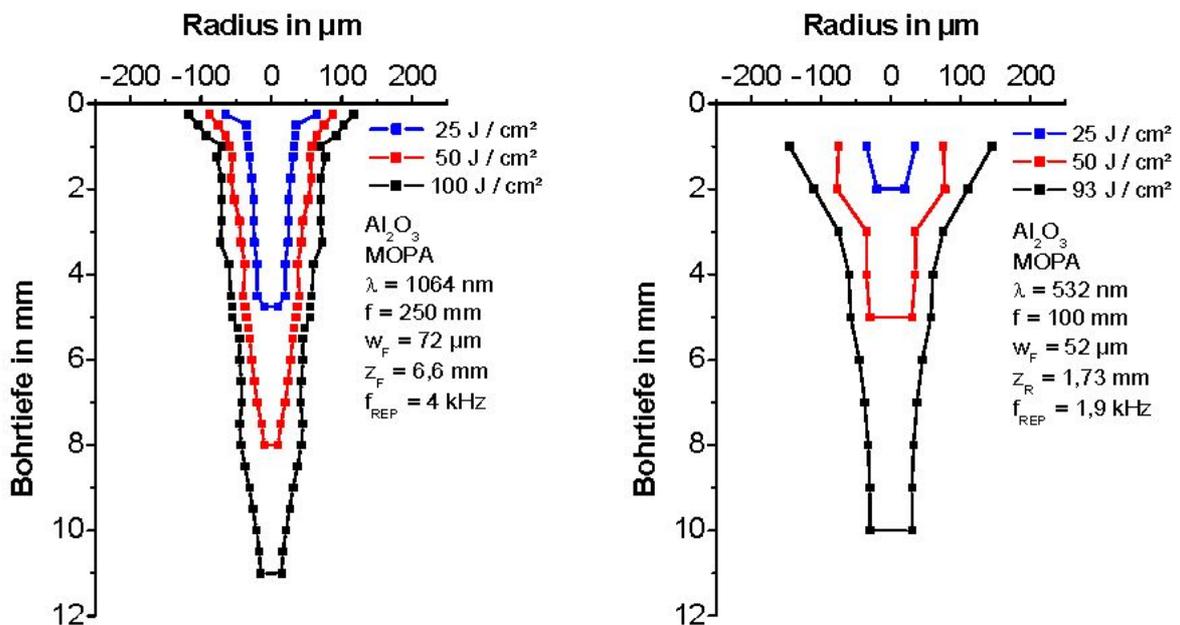


Abb. 8-9 Bohrverläufe in Aluminiumoxid mit dem MOPA-System: Links mit 1064 nm und rechts mit 532 nm

Bei beiden Keramiksarten erreichen die Bohrungen im infraroten Spektralbereich größere Tiefen als bei $\lambda = 532$ nm. Nur bei Aluminiumoxid wird mit 10 mm Bohrtiefe bei $\lambda = 532$ nm annähernd der Wert der Bohrung in der Grundwellenlänge erreicht. Diese schlechten Ergebnisse mit frequenzkonvertierter Laserstrahlung sind allerdings auf die ungleichen Fokussierbedingungen zurückzuführen. Die Rayleighlänge bei den Versuchen in der Grundwellenlänge $\lambda = 1064$ nm betrug das Vierfache der Rayleighlänge bei

$\lambda = 532$ nm. Darüber hinaus lag die mittlere Laserleistung im infraroten Wellenlängenbereich viermal höher als bei $\lambda = 532$ nm. Insofern ist es sogar überraschend, dass in AlN-Keramik mit 532 nm durchschnittlich fast 90 Prozent der Bohrtiefen der Versuche mit $\lambda = 1064$ nm erzielt wurden (Al_2O_3 : 66 Prozent).

Insgesamt stehen dem Aufwand der Frequenzkonversion beim Bohren in Keramik, wie auch beim Bohren in viele Metalle [Suh96], keine signifikanten Vorteile gegenüber. Neuere Untersuchungen an der LMTB lassen aber vermuten, dass die Laserstrukturierung mit beiden Wellenlängen („rot-grün“) gleichzeitig, also ohne wellenlängenselektive Spiegel im Strahlengang, bei Keramiken und Halbleitern höhere Abtragraten ergibt als die Bearbeitung in der Grundwellenlänge $\lambda = 1064$ nm.

8.4.2 Laserbohren von Silizium mit 1064 nm und 532 nm

In einer vergleichenden Untersuchung wurden mit dem Einstablasers bei einer Wellenlänge $\lambda = 1064$ nm und einem kommerziellen frequenzverdoppelten Lasersystem Bohrungen in 10 aufeinander gestapelte Siliziumscheiben gefertigt. Aufgrund der deutlich höheren Absorption von Silizium bei $\lambda = 532$ nm gegenüber $\lambda = 1064$ nm waren bessere Bohrergebnisse zu erwarten. Der infrarote Einstablasers ist ein bogenlampenbetriebener Laboraufbau, während es sich bei dem „grünen“ Laser der Firma Quantronix, ein Modell der Serie „Hawk“, um ein diodengepumptes System handelt. Die Scheiben der Dicke 100 μm waren poliert, um Luftspalte zu vermeiden. Die Bohrdauer wurde bei beiden Versuchen auf 60 s begrenzt. Die Fokussierbedingungen und die Repetitionsraten waren identisch ($f = 100$ mm, $f_{\text{REP}} = 4$ kHz) und die Pulsenergien vergleichbar (1,3 mJ bei 1064 nm und 1,1 mJ bei 532 nm). Die Pulsdauer des grünen Lasers betrug mit 60 ns jedoch nur ein Drittel der des infraroten Einstablasers (ca. 180 ns). Der Quantronix Hawk emittiert eine maximale Ausgangsleistung von 10 W und bietet Pulswiederholraten zwischen 4 kHz und 20 kHz. Auf dem Werkstück wurde bei 4 kHz eine Laserleistung von 4,5 W gemessen, welche einer Einzelpulsenergie von 1,1 mJ entspricht. Dementsprechend wurde die Laserleistung des infraroten Einstablasers auf 5,2 W reduziert, um bei gleicher Repetitionsrate eine mit 1,3 mJ eine vergleichbare Pulsenergie einzustellen.

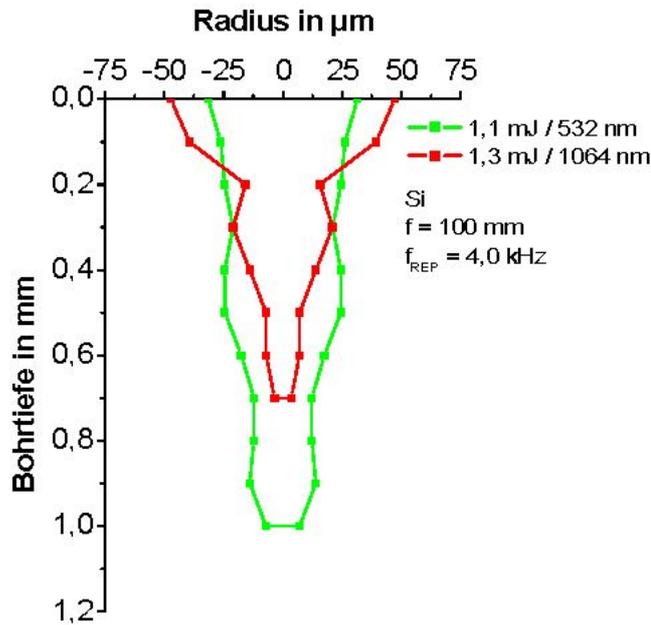


Abb. 8-10
Vergleich der Bohrverläufe in Silizium bei verschiedenen Wellenlängen und annähernd identischer Einzelpulsenergie

Bohrungen, die mit $\lambda = 1064 \text{ nm}$ gefertigt wurden, haben einen Eintrittskrater, dessen Durchmesser ca. das Doppelte des mittleren Bohrlochdurchmessers beträgt.

Der Vorteil kürzerer Wellenlänge liegt in den größeren erreichten Tiefen. Sie haben einen gleichmäßigeren Bohrverlauf und weisen einen weniger stark ausgeprägten Eintrittskegel auf. Ein Grund dafür liegt vermutlich in der um den Faktor 30 höheren Absorption von Silizium bei $\lambda = 532 \text{ nm}$ gegenüber $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Dadurch werden höhere Bohrgeschwindigkeiten erzielt und weniger Wärme an die Bohrwand abgegeben.

8.5 Laserschneiden und -ritzen von Glas bei 532 nm

Aufgrund der wenig befriedigenden Ergebnisse beim Bohren in Keramik bei der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ wurden Untersuchungen zum Laserschneiden von Glas angestellt. Glas weist bei 532 nm zwar keine erhöhte Absorption gegenüber 1064 nm auf, kann aber mit dem so genannten LIPAA-Verfahren (Laser Induced Plasma Assisted Ablation) effizient bearbeitet werden [Ki01, 18, 23]. Beim LIPAA-Verfahren wird das zu bearbeitende, transparente Material zunächst vom Laser durchstrahlt und von einem darunter positionierten Substrat absorbiert. Das Substrat verdampft und rekondensiert an der Unterseite des transparenten Werkstücks. Der nachfolgende Laserimpuls koppelt an der Grenzfläche zwischen Kondensat und transparentem Werkstück ein. Dadurch wird eine Initialzerstörung generiert und die Zerstörschwelle für die nachfolgende Laserbearbeitung herabgesetzt (Bohren, Schneiden oder Ritzen). In Abbildung 8-11 ist der plasmaunterstützte Laserabtrag beim Laserritzen mit bewegtem Laserstrahl dargestellt.

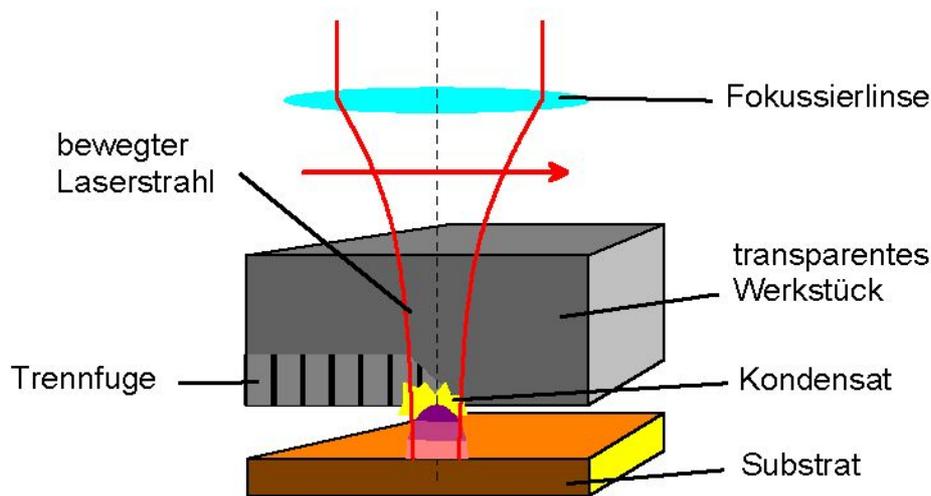


Abb. 8-11 Funktionsprinzip des LIPAA-Verfahrens

8.5.1 Laserschneiden von Duranglas

Dem Laserschneiden von Duranglas steht das Trennen mit der Diamantsäge konkurrierend gegenüber. Beim Diamantsägen entstehen durch mechanische Stöße Kantenabplatzungen (so genannte Ausmuschelungen), welche bis zu 3 mm in das Werkstück reichen. Dies erfordert verschleiß- und zeitintensiven Nachbearbeitungsaufwand. Ziel der Untersuchungen mit dem frequenzkonvertierten MOPA-System war es, die Ausmuschelungen zu verringern und folglich das nach dem Trennen abzuschleifende Material zu minimieren. Es gelang mit einer Laserleistung von $P_{532} = 6 \text{ W}$ und einer Vorschubgeschwindigkeit von $1,5 \text{ m/min}$ Duranglas einer Dicke von $2,2 \text{ mm}$ zu trennen. Die dabei entstandenen Ausmuschelungen liegen mit $250 \mu\text{m}$ Tiefe bei nur 8 Prozent der Beschädigungstiefe, welche mit dem Diamantsägen erreicht werden (vergleiche Abbildung 8-12).

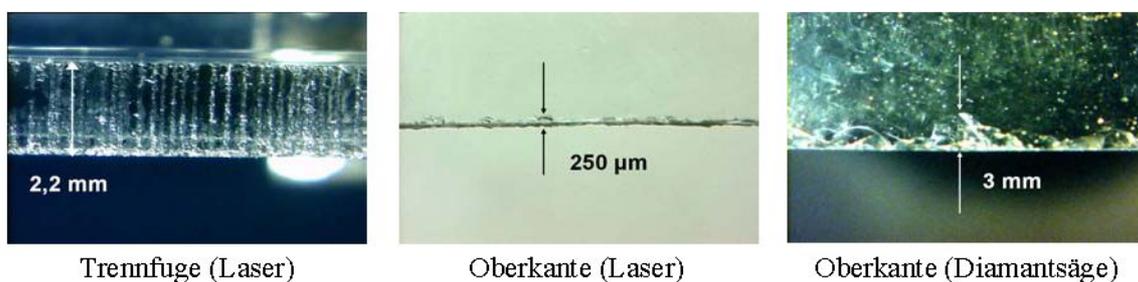


Abb. 8-12 Lasergetrenntes Duranglas: Ansicht der Trennfuge und der Oberkante nach dem Laserschneiden und Ansicht der Oberkante nach dem Diamantsägen

8.5.2 Laserritzen von Brandschutzglas

In einer weiteren Anwendung wurde die Leistungsfähigkeit des frequenzkonvertierten MOPA-Systems zum Trennen von Brandschutzglas mit einer Dicke von 5 mm erprobt. Ziel war es, einen guten Kompromiss zwischen Vorschubgeschwindigkeit und Bruchkantenqualität, welche über der Tiefe der Ausmuschelungen definiert ist, zu erreichen.

In der Abbildung 8-13 sind die Trennfugen und die Kanten von Brandschutzglas dargestellt, das mit verschiedenen Vorschubgeschwindigkeiten v_L bei einer Laserleistung $P_{532} = 40 \text{ W}$ geritzt wurde. Die Bilder der unteren Zeile, welche die Unterkanten (Fokusebenen) darstellen, enthalten vergrößert Mikroskopaufnahmen der jeweiligen Ausmuschelungen.

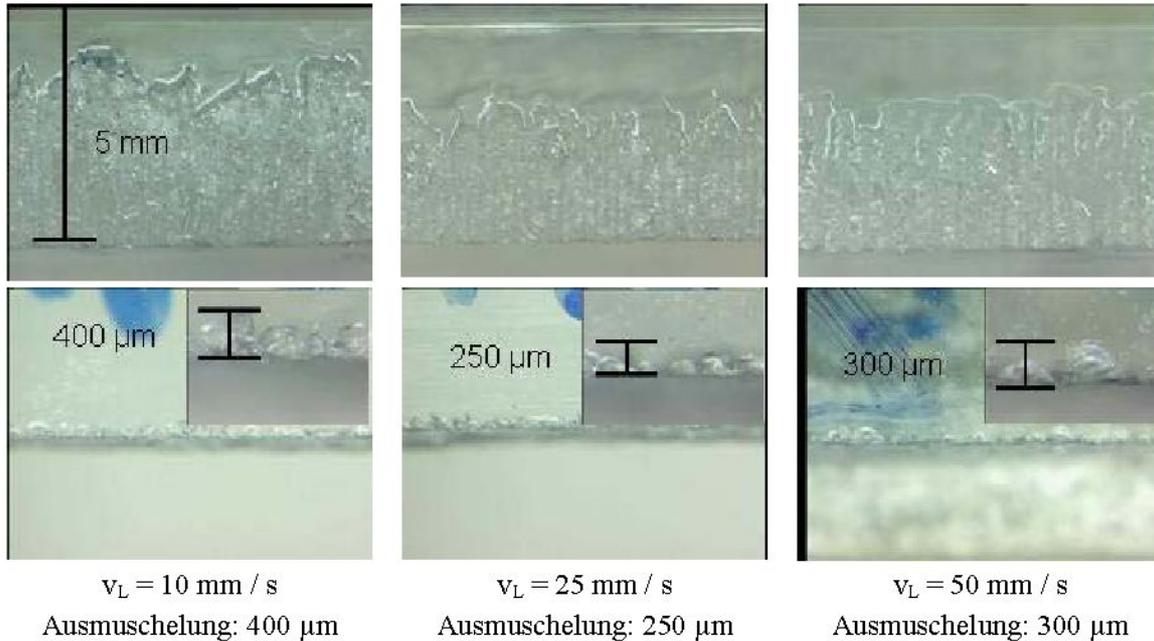


Abb. 8-13 Trennfugen und Kantenqualität von lasergeritztem Brandschutzglas bei verschiedenen Vorschubgeschwindigkeiten

Neben der Forderung nach hoher Kantenqualität und Vorschubgeschwindigkeit sollen die Schädigungen durch das Laserritzen zu einem saubereren Bruch mit geringer Kraft führen. Selbst die mit der hohen Vorschubgeschwindigkeit von $v_L = 50 \text{ mm / s}$ geritzte Fuge lässt sich ohne mechanische Bruchvorrichtung problemlos brechen. Dies ist insofern beachtlich, als hier durch die Burstcharakteristik des blitzlampengepumpten MOPA-Systems ($f_{\text{PUMP}} = 100 \text{ Hz}$) 0,5 mm Abstand zwischen den Pulszügen liegen. Bei einer Vorschubgeschwindigkeit von $v_L = 100 \text{ mm / s}$ liegen die von den Pulszügen generierten Einzelbohrungen mit 1 mm Abstand zu weit auseinander, um die Probe noch brechen zu können (siehe Abbildung 8-14).



Abb. 8-14 Sicht auf die Unterseite (Fokusebene) von Brandschutzglas, das mit einer Vorschubgeschwindigkeit $v_L = 100 \text{ mm / s}$ bearbeitet wurde

9 Vergleich der Lasersysteme

Die Untersuchungen mit dem Einstabler sind aufgrund seiner maximaler Ausgangsleistung von nur 10 W nicht mit den Ergebnissen der Zweistab- und MOPA-Systeme vergleichbar. Durch Leistungsabschwächung sind diese Mehrstabsysteme jedoch in der Lage, Applikationen mit feinsten Strukturen durchzuführen, die für den Einstabler typisch sind. In diesem Kapitel werden die leistungsstärkeren Zweistabsysteme untereinander, sowie mit dem MOPA-System verglichen.

9.1 Vergleich der Zweistabsysteme (Multimode und Grundmode)

In Abbildung 9-1 sind links Bohrungen des Zweistabsystems dargestellt, die im Multimode-Betrieb unter Atmosphäre bei verschiedenen Energiedichte H hergestellt wurden. Die bei ähnlichen Versuchsparametern entstandenen Bohrergebnisse im Monomode-Betrieb sind zum Vergleich rechts aufgeführt. Mit dem Grundmode-Laser konnte allerdings nicht die Energiedichte $H = 100 \text{ J/cm}^2$ des Multimode-Lasers erreicht werden. Analog dazu sind in Abbildung 9-2 die Bohrverläufe dargestellt, die unter Vorvakuum ($p = 100 \text{ mbar}$) gefertigt wurden.

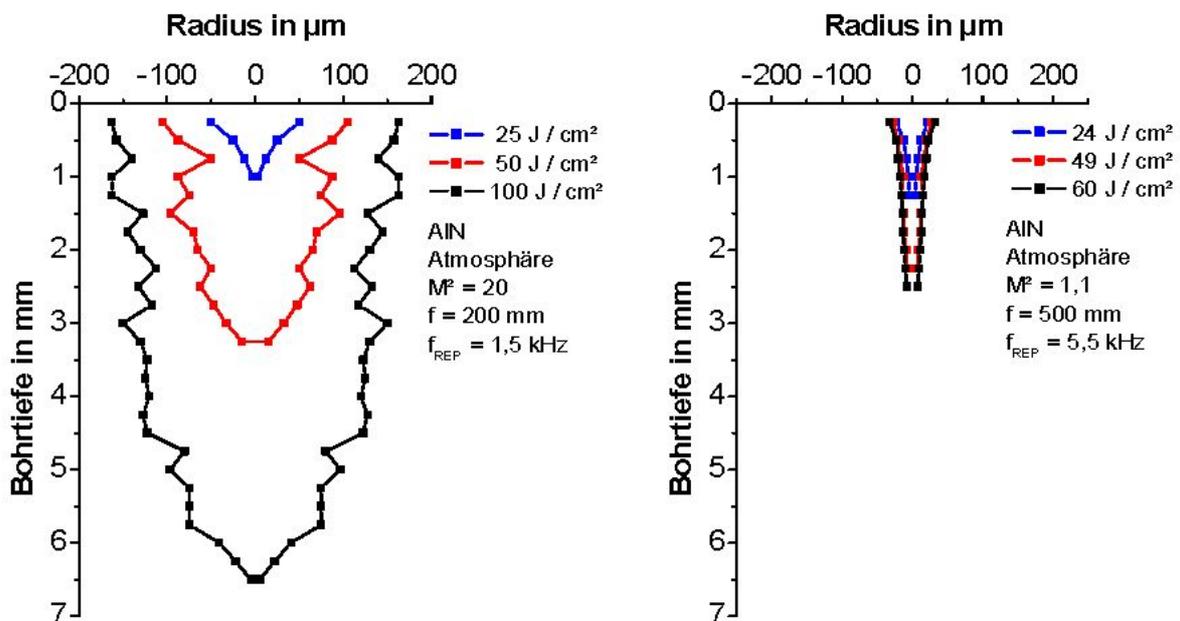


Abb. 9-1 Vergleich der Bohrverläufe in Aluminiumnitrid unter Atmosphärendruck zwischen den Zweistabsystemen mit unterschiedlicher Strahlqualität. Links Multimode mit $M^2 = 20$ und rechts Grundmode mit $M^2 = 1,1$

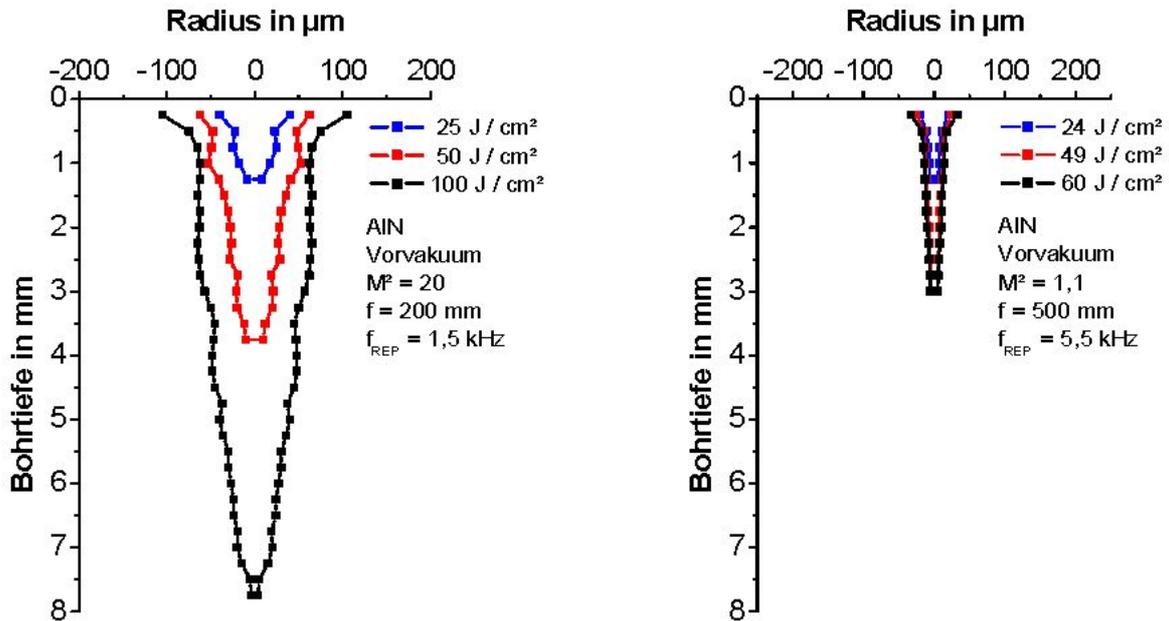


Abb. 9-2 Vergleich der Bohrverläufe in Aluminiumnitrid unter Vorvakuum zwischen den Zweistab-Systemen mit unterschiedlicher Strahlqualität. Links Multimode mit $M^2 = 20$ und rechts Grundmode mit $M^2 = 1,1$

Auch wenn aufgrund der Einschränkungen des Pulsbetriebs mit dem Grundmode-System nicht die gleichen Bohrtiefen t_B erreicht wurden, zeigt sich dennoch der Vorteil der besseren Strahlqualität. Es wird deutlich, dass sowohl die Form, als auch der Durchmesser der Bohrung wesentlich von der Strahlqualität des Systems bestimmt werden. Die mit dem Multimode-System hergestellten Bohrungen weisen einen sehr viel konischeren Verlauf und durch die schlechtere Fokussierbarkeit auch deutlich größere Bohrdurchmesser d_B von mehr als $100 \mu\text{m}$ auf. Zudem haben die kleineren Bohrdurchmesser und schlankeren Lochverläufe des Grundmode-Systems hier weitaus höhere Schachtverhältnisse V_S zur Folge. Die Werte erreichen mit $V_S = 120$ (Vorvakuum, $f = 500$ mm) mehr als das Doppelte der Strahlqualität des Multimode-Systems.

9.2 Vergleich des MOPA-Systems mit dem Multimode-Zweistablaser

Die Abbildungen 9-3 und 9-4 vergleichen jeweils drei Bohrlochverläufe in AlN und Al_2O_3 , die mit Hilfe des Multimode-Zweistablaser ($f_{REP} = 1,5$ kHz, $f = 200$ mm, $w_F = 93 \mu\text{m}$) und dem MOPA-System ($f_{REP} = 4,0$ kHz, $f = 250$ mm, $w_F = 74 \mu\text{m}$) bei gleicher Energiedichte erzeugt wurden. Die Bohrungen wurden in Luftatmosphäre bei $p = 1000$ mbar durchgeführt.

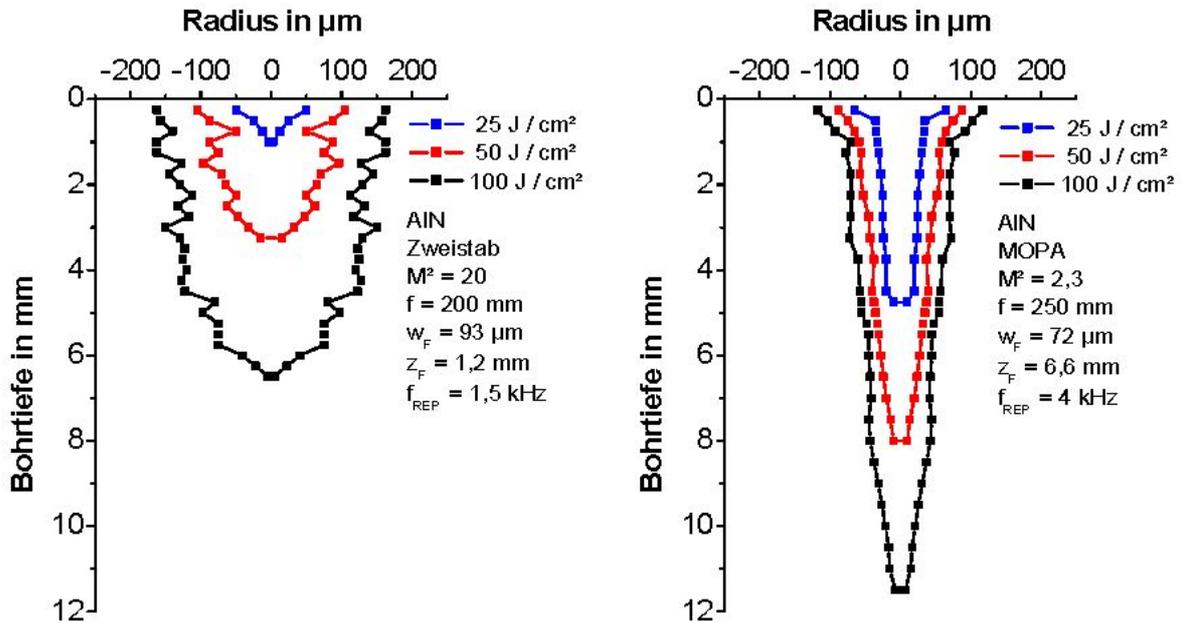


Abb. 9-3 Vergleich des Lochverlaufs in AlN zwischen dem Multimode-Zweistab laser und dem YAG-MOPA bei jeweils gleichen Energieflussdichten

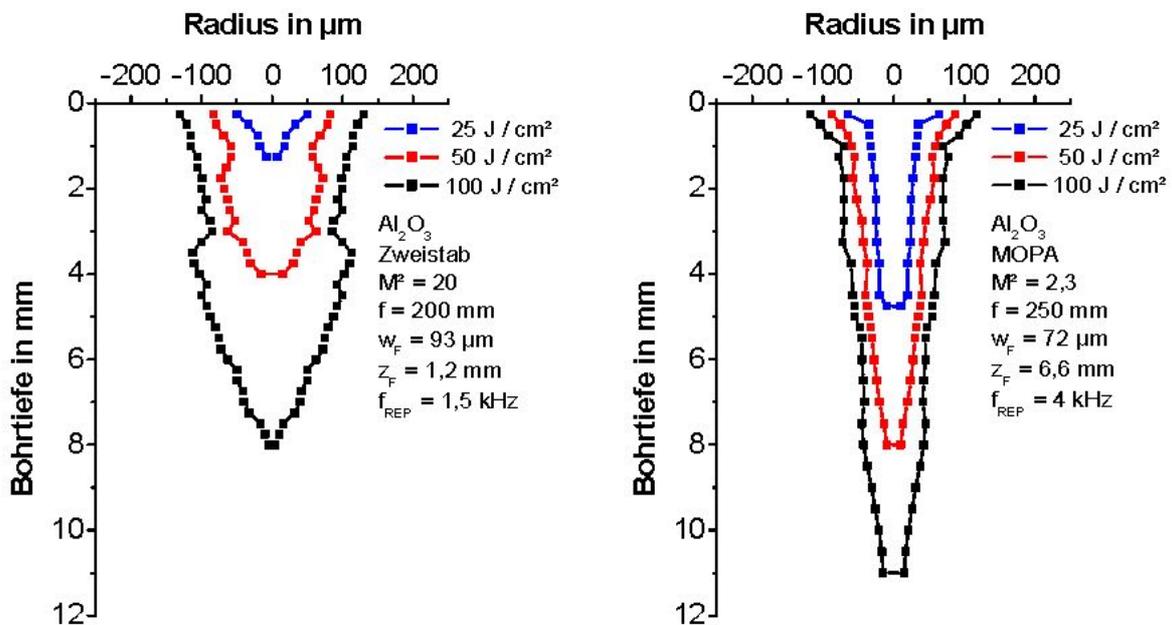


Abb. 9-4 Vergleich des Lochverlaufs in Al₂O₃ zwischen dem Multimode-Zweistab laser und dem MOPA-System bei jeweils gleichen Energieflussdichten

Für Bohrungen in AlN, wie auch in Al₂O₃, ist das MOPA-System durch die bessere Fokussierbarkeit dem Multimode Zweistab laser weit überlegen. Aus den Versuchen resultieren tiefere und schlankere Bohrungen, deren Verlauf wesentlich glatter ist, als die mit dem Multimode Zweistab laser erzeugten Löcher. Die mit den unterschiedlichen Lasern erzeug-

ten Bohrungen lassen sich durch die jeweils unterschiedlichen Fokusradien zwar nur bedingt miteinander vergleichen, zeigen jedoch eine eindeutige Tendenz zu besseren Ergebnissen des MOPA-Systems, sowohl bezüglich der Tiefe als auch der Qualität (Rundheit) der Bohrungen. Die höhere Strahlqualität des MOPA-Systems resultiert im Vergleich zum Multimode Zweistablasers, bei ähnlichen Fokusradien, in einer weit höheren Rayleighlänge. Diese ermöglicht es, lange und schlanke Löcher in opaken Materialien zu erzeugen. Die Abbildung 9-5 zeigt die erreichbaren Tiefen der beiden Lasersysteme in AlN und Al₂O₃ über der Energiedichte. Deutlich sind die größeren Tiefen der mit dem MOPA-System erzeugten Löcher zu erkennen, deren mittlere Lochdurchmesser d_B weit kleiner als die mit dem Multimode Zweistablasers erzeugten sind (siehe Abbildung 9-6). Daraus resultiert das mit dem MOPA-System erzielbare hohe Schachtverhältnis, das ca. dreimal über dem des Zweistablasers im Multimode liegt (vgl. Abbildung 9-7).

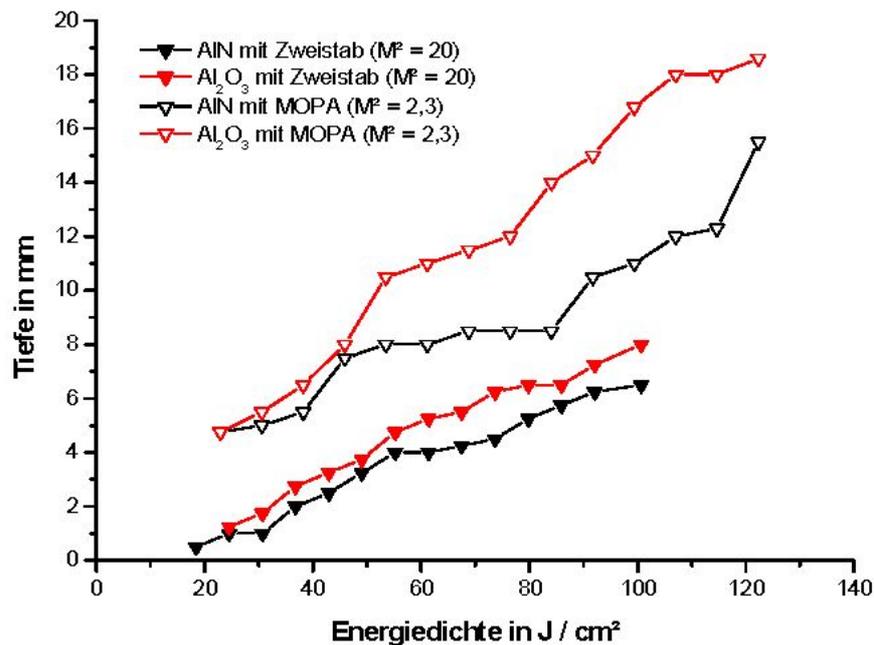


Abb. 9-5 Vergleich der maximal erreichbaren Bohrtiefe in AlN und Al₂O₃ zwischen MOPA-System und dem Multimode-Zweistablasers in Abhängigkeit der Energiedichte

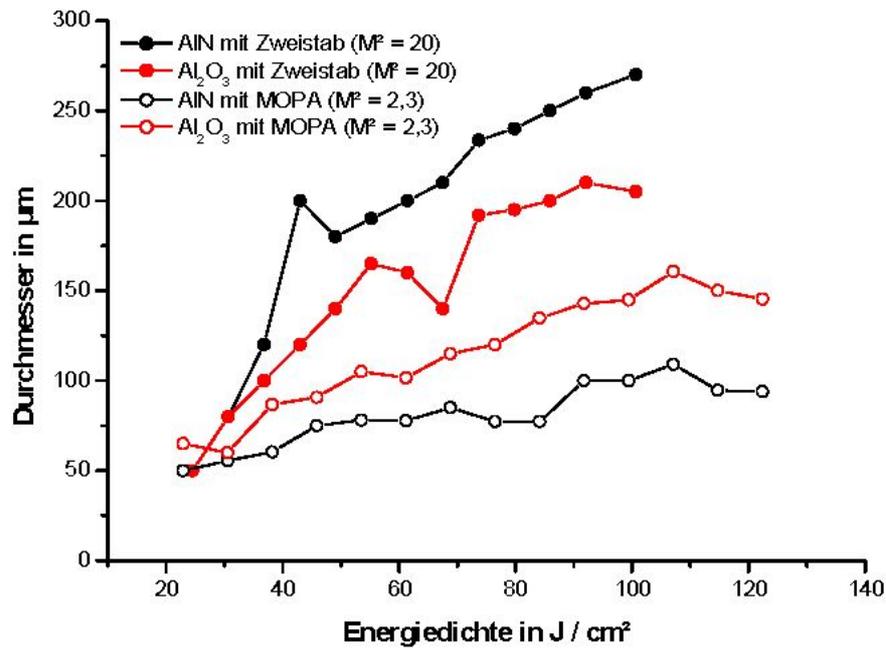


Abb. 9-6 Vergleich des erreichbaren Durchmessers in AlN und Al₂O₃ zwischen YAG-MOPA-System und Multimode-Zweistablasers in Abhängigkeit der Energiedichte

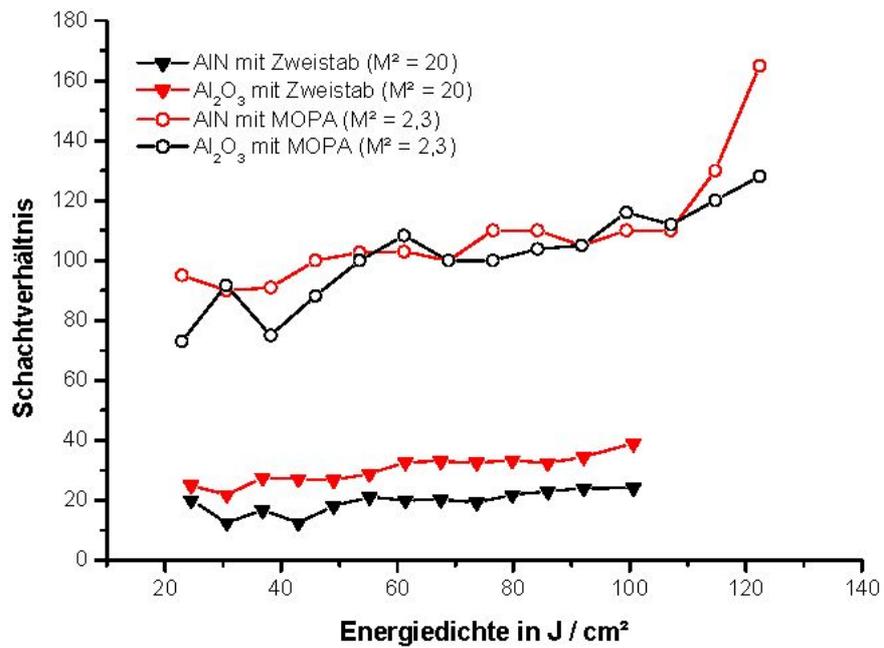


Abb. 9-7 Vergleich des erreichbaren Schachtverhältnis in AlN und Al₂O₃ zwischen MOPA-System und Multimode-Zweistablasers in Abhängigkeit der Energiedichte

Die Abbildung 9-7 zeigt, dass die erreichbaren Schachtverhältnisse der Laser langsam über der Energiedichte ansteigen und mit dem MOPA-System ähnliche Ergebnisse für AlN und Al₂O₃ erzielt werden können. Das mit dem Multimode Zweistab laser in Al₂O₃ erreichte Schachtverhältnis liegt leicht über dem in AlN.

9.2.1 Abtragraten

In der Abbildung 9-8 sind die Bohrtiefen in AlN dargestellt, die mit dem Multimode-Zweistab laser und dem MOPA-System in Atmosphäre realisiert wurden. Die Versuchsreihen für den Multimode-Zweistab laser in Atmosphäre und in Vorvakuum wurden jeweils mit einer Repetitionsrate von $f_{REP} = 1,5$ kHz und der Fokussierlinse mit $f = 200$ mm durchgeführt. Die Kurven zeigen zu Beginn des Abtragsvorgangs eine rasch ansteigende Bohrtiefe, die jedoch mit zunehmender Zeit langsamer voranschreitet. Die höchste Bohrgeschwindigkeit wird mit dem MOPA-System realisiert, gefolgt vom Multimode-Zweistab laser im Vorvakuum.

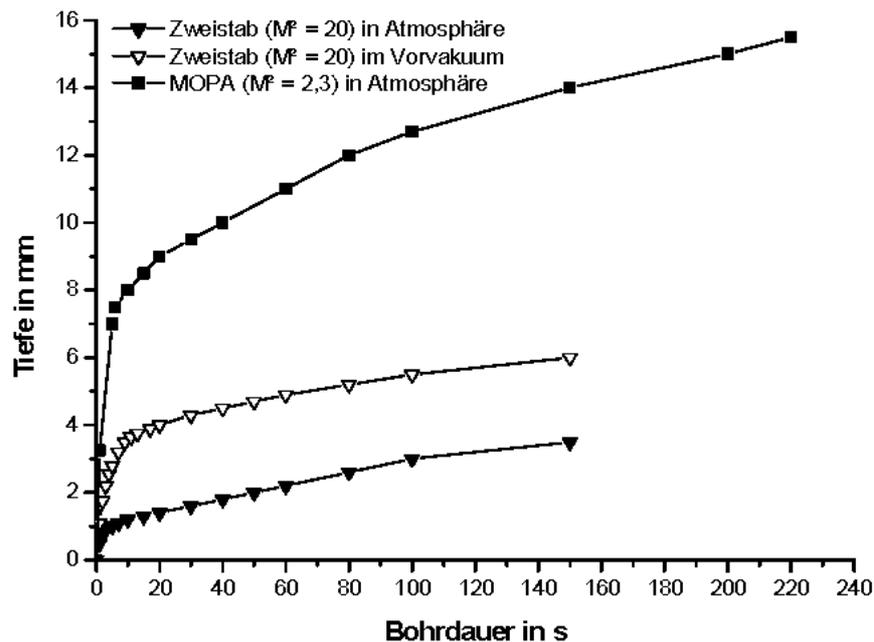


Abb. 9-8 Erreichte Bohrtiefe in AlN über der Zeit für Multimode-Zweistab laser und MOPA-System bei gleicher Energiedichte von $H = 120$ J / cm²

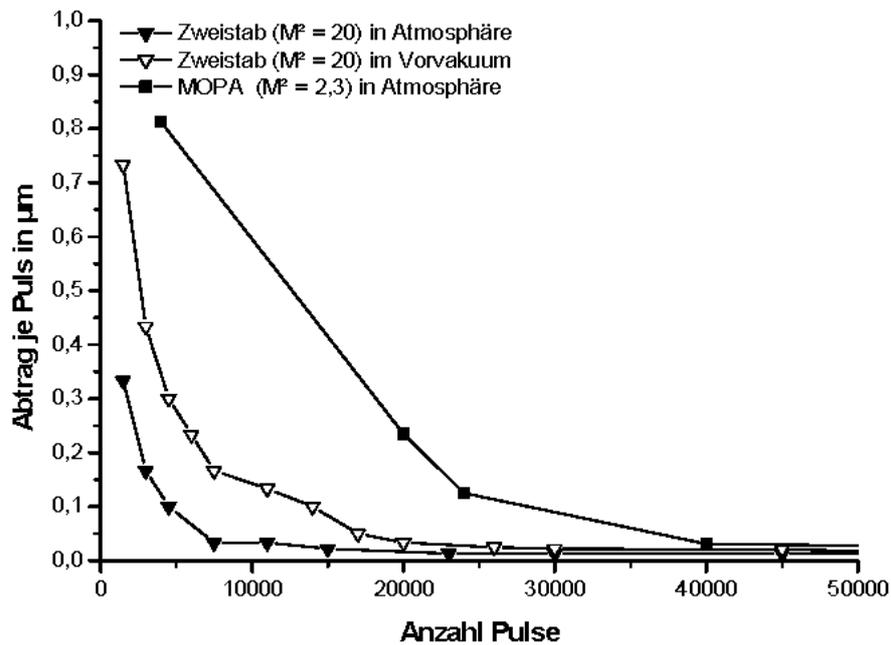


Abb. 9-9 Abtrag pro Puls für den Multimode-Zweistabblaser und das MOPA-System bei gleicher Energiedichte von $H = 120 \text{ J / cm}^2$

10 Zusammenfassung und Ausblick

Bei der Herstellung mikrotechnischer Strukturen stoßen herkömmliche Fertigungsverfahren zunehmend an Grenzen. Dies betrifft insbesondere Qualitätsmerkmale wie Genauigkeit, Aspektverhältnis oder auch die Rundheit bei Bohrungen. Besonders schwierig gestaltet sich die Bearbeitung keramischer Werkstoffe, für die aufgrund ihrer extremen Härte und fehlender elektrischer Leitfähigkeit sowohl im makroskopischen als auch im mikroskopischen Bereich tatsächlich nur die Laserbearbeitung in Frage kommt. In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften gepulster Lasersysteme dargestellt und die Aufbauten verschiedener gütegeschalteter Nd:YAG-Lasersysteme beschrieben. Zur Qualifizierung dieser Systeme für die Mikromaterialbearbeitung wurden Bohrexperimente in Keramik durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass neben der Laserleistung die Strahlqualität einen wesentlichen Einfluss auf die Bohrlochgeometrie hat. Darüber hinaus wurde ein Einblick in andere mögliche Applikationsfelder, wie z.B. dem Schneiden von Glas mit einem frequenzverdoppelten System gegeben.

10.1 Einstabblaser

Der leistungsschwache Einstabblaser eignet sich vorzüglich für die Mikrostrukturierung dünner Bauteile. Er leistet im Grundmode ($M^2 = 1,3$) $P_{1064,GM} = 10 \text{ W}$ und kann durch Vergrößerung der Modenblende höhere Leistungen bei geringerer Strahlqualität liefern, was für

viele Mikroanwendungen ausreicht. Seine kommerziellen, meist diodengepumpten Verwandten sind zuverlässige Arbeitsmittel in vielen Bereichen der Mikroindustrie. Die weiteste Verbreitung finden Einstabsysteme beim Trennen von Halbleitern oder beim Laserschneiden, letzteres häufig frequenzverdoppelt oder -verdreifacht. In der vorliegenden Arbeit wurden einige Beispiele zum Mikrostrukturieren illustriert. Die wesentliche Aufgabe des Einstablasers erfüllte er aber in dieser Arbeit als Oszillator des MOPA-Systems.

10.2 Multimode- und Grundmode-Zweistablasers

Die Erweiterung des Einstablasers um eine weitere Laserkavität führte zunächst zum Multimode-Zweistablasers mit einer mittleren Leistung von $P_{1064,MM} = 100 \text{ W}$ bei einer Strahlqualität von $M^2 = 20$. Mit diesem Lasersystem wurden in Aluminiumoxid- und Aluminiumnitridkeramik bis zu 8 mm Bohrtiefe und Schachtverhältnisse über 40 erreicht. Die Überführung des Zweistablasers in den Grundmode resultierte bei einer mittleren Laserleistung von $P_{1064,GM} = 40 \text{ W}$ in einer Strahlqualität $M^2 = 1,1$. Dieses Wertepaar wird erst seit kurzem von nur wenigen kommerziell erhältlichen Lasersystemen annähernd erreicht. Mit dem Grundmode-Zweistablasers wurden ebenfalls Bohrversuche in AlN- und Al_2O_3 -Keramik durchgeführt und deutlich schlankere Bohrungen (Schachtverhältnis bis zu $V_S = 125$) als im Multimode erzielt. Allerdings lagen die im Grundmode erzielten Bohrtiefen mit maximal $t_B = 3 \text{ mm}$ weit hinter den Multimode-Versuchen zurück.

10.3 Oszillator-Verstärker-System (MOPA)

Um gleichermaßen große Bohrtiefen und hohe Schachtverhältnisse zu realisieren, wurde ein Einstablasers sehr guter Strahlqualität ($M^2 = 1,3$) mit einem Zweistabsystem zu einem Oszillator-Verstärker-System kombiniert. Dieses MOPA-System erreicht $P_{1064,GM} = 95 \text{ W}$ im Grundmode ($M^2 = 2,3$) und überragt damit alle kommerziell verfügbaren Lasersysteme. Die mit dem MOPA-System realisierten Bohrtiefen erreichten $t_B = 18 \text{ mm}$ und übertrafen die Ergebnisse der Multimode-Versuche. Das maximal erzielbare Schachtverhältnis konnte mit $V_S = 165$ gegenüber dem Grundmode-Zweistablasers gesteigert werden. In Versuchen zur Frequenzkonversion konnten mit dem MOPA-System aus $P_{1064} = 78 \text{ W}$ eine Leistung von $P_{532} = 42 \text{ W}$ erzeugt werden. Die Vorteile der Materialbearbeitung bei $\lambda = 532 \text{ nm}$ konnten beim Bohren in Keramik indessen nicht nachgewiesen werden. Beim Trennen von Duran- und Brandschutzglas mit hohen Prozeßgeschwindigkeiten ließ sich aber mit grünem Laserlicht die Qualität des heute gebräuchlichen Diamantsägens bei weitem übertreffen. Der Aufbau des MOPA-Systems ist komplex, und im Betrieb ist es bei Ausschöpfung seiner maximalen Leistungsdaten sehr wartungsintensiv. Es wurde daher im Rahmen dieser Arbeit öfter mit 80 W statt 95 W mittlerer Leistung betrieben. Es verwundert nicht, dass MOPA-Systeme in dieser Leistungsklasse kommerziell bisher nicht erhältlich sind. Immerhin wird von Jenoptik ein MOPA-System mit 40 W Ausgangsleistung vertrieben. Vereinzelt wird von leistungsstärkeren MOPA-LaboraAufbauten berichtet, die allerdings nicht für die Materialbearbeitung, sondern als Pumpquellen für ultrakurze Pulslaser dienen.

10.4 Vergleich der Lasersysteme

Sieht man von dem Einstablasers ab, der sich vorzüglich zum Generieren feiner Strukturen eignet, sind alle in dieser Arbeit erprobten Laser hervorragend geeignet, Bohrungen mit hohem Schachtverhältnis zu realisieren. Es hängt von der individuellen Applikation und von wirtschaftlichen Erwägungen ab, welches Lasersystem herangezogen werden kann. Während das MOPA-System in absehbarer Zeit von keinem kommerziellen Laser ersetzt werden wird, sind durchaus Systeme erhältlich, die sowohl der Charakteristik des Multi-mode Zweistablasers als auch seines Pendant im Grundmode entsprechen. Eine besonders attraktive Lösung bieten Systeme mit variabler Modenblende, die es erlauben, das Wertepaar Strahlqualität-Laserleistung individuell zu gestalten.

10.5 Ausblick

Neben den Applikationen zum Bohren mit hohem Schachtverhältnis, werden immer höhere Schneidgeschwindigkeiten beim Trennen von Silizium-Wafern gefordert. Derzeit werden 500 mm / s bei einer mittleren Leistung von $P_{1064,GM} = 40 \text{ W}$ erzielt. Höhere Geschwindigkeiten werden deutliche Verbesserungen der kommerziellen Zweistabsysteme oder den Einsatz von Oszillator-Verstärkersystemen erfordern. Bei MOPA-Systemen können unter Ausnutzung der stimulierten Brillouin Streuung (SBS) die Verstärker zweifach durchlaufen werden, wobei die aufgezwungenen Phasenstörungen des ersten Durchgangs kompensiert werden und die extrahierbare Laserleistung steigt. Das in dieser Arbeit vorgestellte MOPA-System wurde bereits erfolgreich mit phasenkonjugierenden Spiegeln im Doppeldurchgang betrieben. Dabei wurde die mittlere Leistung auf 120 W gesteigert und die Strahlqualität auf $M^2 = 2,2$ verbessert [Rie01].

11 Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen

Symbol / Abkürzung	Bedeutung	Einheit
Al_2O_3	Aluminiumoxid	
AlN	Aluminiumnitrid	
cw	Kontinuierlich emittierend (englisch: continuous wave)	
D	Strahldurchmesser, Aufweitung	mm
d	Durchmesser, Dicke	mm
D_T	Temperaturleitfähigkeit	m^2 / s
E_P	Pulsenergie, Einzelpulsenergie	mJ
E_{PULS}	Pulsenergie	J
f	Brennweite	mm
f_{Burst}	Burstfrequenz	Hz
f_{PUMP}	Pumpfrequenz	Hz
f_{REP}	Repetitionsrate, Puls(wieder)holfrequenz	Hz
$f_{REP,MIT}$	mittlere Repetitionsrate, Puls(wieder)holfrequenz	Hz
H	Energiedichte, Fluenz	J / cm^2
I	Intensität	W / cm^2
KTP	Kalium-Tytanil-Phosphat	
l	Eindringtiefe	mm
l_{th}	Diffusionslänge	mm
N	Pulszahl, Anzahl der Laserpulse je Pumpimpuls	
$Nd:YAG$	Neodym dotierter Ytterbium-Aluminium-Granat	
p	Druck	bar
P_{DEP}	depolarisierte Laserleistung, Depolarisationsverlust	W
P_L	(mittlere) Laserleistung	W
$P_{L,1064}$	(mittlere) Laserleistung bei der Wellenlänge 1064 nm	W
$P_{L,532}$	(mittlere) Laserleistung bei der Wellenlänge 532 nm	W
P_P	Pulsleistung, Einzelpulsleistung, Pulsspitzenleistung	W
r	Radius	mm
T	Temperatur	$^{\circ}C, K$
t	Zeit, Bohrdauer	s
t_B	Bohrtiefe	mm

Symbol / Abkürzung	Bedeutung	Einheit
t_P	Pulsdauer	ns
T_S	Schärfentiefe	mm
v_L	Vorschubgeschwindigkeit	mm / min
V_S	Schachtverhältnis	
w_F	Fokusradius	μm
z_R	Rayleighlänge	mm
η_{SHG}	Konversionseffizienz (hier SHG: second harmonic generation, Frequenzverdopplung)	Prozent
λ	Wellenlänge	nm
λ_W	Wärmeleitfähigkeit	J / (K·s·m)

12 Quellenverzeichnis

- [Alv94] Alvensleben, F.: Herstellung von Mikrobohrungen mit dem Nd:YAG-Laser. Dissertation, Universität Hannover, FB Fertigungstechnik und Spanende Werkzeugmaschinen, Hannover, 1994
- [Bae96] Baehr, H.D., Stephan, K.: Wärme- und Stoffübertragung. Springer-Verlag, Berlin, 1996
- [Bah00] Bahnmüller, J.: Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur Qualitätssteigerung beim Laserbohren. Dissertation, Universität Stuttgart, FB Konstruktions- und Fertigungstechnik, Stuttgart, 2000
- [Bäu00] Bäuerle, D.: Laser Processing and Chemistry. Springer-Verlag, Berlin, 2000
- [Bec97] Beck, T., Alder, H., Bostanjoglo, G., Richter, K., Weber, H.: Oscillator-Fiber-Amplifier arrangement to scale Nd:YAG-lasers in the multi kW-range. Icaleo Conference, Orlando, FL, 1997
- [Ber87] Bergmann, L.: Optik, Verlag De Gruyter, 1987
- [Bus98] Buske, I.: Prozeßüberwachung beim Bohren mit Nd:YAG-Laser. Diplomarbeit, Fachhochschule Brandenburg, 1998
- [Cha04] Chall, P.: Persönliche Mitteilung, Firma A.L.S.I. Advanced Laser Separation International, Beuningen, NL, 2004
- [Dau99] Dausinger, F., Abeln, T., Breitling, D., Radtke, J., Konov, V., Garnov, S., Klimentov, S., Kononenko, T., Tsarkova, O.: Bohren keramischer Werkstoffe mit Kurzpuls-Festkörperlasern. Zeitschrift LaserOpto, 31, 1999
- [Eic91] Eichler, J.: Laser, Springer-Verlag, Berlin, 1991
- [Exs06] Nonlinear Krystals, Firma Expla, Produktkatalog, Vilnius, Litauen 2006
- [Föh01] Föhl, Ch.: Untersuchungen zum Präzisionsbohren von Keramik mit Nd:YAG-Laserpulsen im ns-Bereich. Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2000
- [Föh02] Föhl, Ch.: Trepanieroptik für zylindrische und konische Präzisionsbohrungen, Forum PhotonicsBW – Präzisionsbohren mit Kurzpulslasern, Stuttgart, 2002
- [Heu91] Heuberger, A.: Mikromechanik, Springer-Verlag, Berlin, 1991
- [Hoh03] Hohenberger, B.: Persönliche Mitteilung, Firma Bosch AG, Stuttgart, 2003
- [Hüg92] Hügel, H.: Strahlwerkzeug Laser: Eine Einführung. Teubner-Verlag, Stuttgart, 1992
- [Ki02] Ki, H., Mohanty, P.S., Mazumder, J.: Multiple reflection and its influence on keyhole evolution. Journal of Laser Applications, Laser Institute of America (LIA) Verlag Magnolia, Orlando, FL, 2002
- [Kli99] Klimentov, S.M., Garnov, S.V., Kononenko, T.V., Konov, V.I., Pivovarov, P.A., Dausinger, F.: High rate deep channel ablative formation by picosecond-nanosecond combined laser pulses. Applied Physics A 69, Springer-Verlag, 1999
- [Koe92] Köchner, W.: Solid-State Laser Engineering. Springer-Verlag, Berlin, 1992
- [Kug00] Kugler, N.: Doppelbrechungskompensierte und doppelbrechungsfreie Hochleistungslaser, Dissertation, Technische Universität Berlin, 2000

- [Kut01] Kugler, T. Shaped-hole drilling developments. Firmeninformation, GSI Lumonics, Farmington Hills, MI, 2001
- [Löh05] Löhe, D.: Microengineering of Metals and Ceramics. Verlag Wiley, 2005
- [Man03] Mann, G.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Frequenzkonversion von Nd:YAG-Laserstrahlung mit hoher Durchschnittsleistung, Dissertation, Technische Universität, 2003
- [May06] Mayerhofer, A.: Persönliches Gespräch, Berlin, 2006
- [Meh99] Mehl, O.: Oszillator-Verstärkersysteme hoher mittlerer Strahldichte durch Einsatz phasenkonjugierender Spiegel. Dissertation, Technische Universität Berlin, 1999
- [Met02] Metzger, Th.: Abtrags- und Prozessschwellenuntersuchungen an Aluminiumoxid und Aluminiumnitrid mit gepulster Laserstrahlung, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 2002
- [Mue04] Müller, N., Dietrich, R., Ashkenasi, D.: Verfahren und Vorrichtung zur aktiven Langzeitstabilisierung der Strahlungsintensität. Patentanmeldung DE 10 2004 020 043.2, Berlin, 2004
- [Mue05] Müller, N., Dietrich, R., Ashkenasi, D.: Vorrichtung zur online Messung und Protokollierung der Strahlungsintensität. Gebrauchsmusteranmeldung DE 20 2005 011 047.7, Berlin, 2005
- [Nik01] Nikumb, S.: Nd:YAG Laser Drilling, LIA Handbook of Laser Materials Processing, Verlag Magnolia, Orlando, FL, 2001
- [Rad01] Radtke, J., Föhl, C., Jasper, K., Dausinger, F.: Helical Drilling of High Quality Micro Holes in Steel and Ceramics with Short and Ultrashort Pulsed Lasers. Laser Conference 2001, München, 2001
- [Rad99] Radtke, J., Linden, P.: Präzises Bohren und Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe. Abschlussbericht des Verbundprojekts PRABO, Stuttgart, 1999
- [Rai99] Raiber, A.: Grundlagen und Prozesstechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken. Dissertation, Universität Stuttgart, 1999
- [Rie01] Riesbeck, T., Risse, E., Eichler, H.J.: Pulsed solid-state laser system with fiber phase conjugation and 315 W average output power. Applied Physics B, Springer-Verlag, 2001
- [Rie99] Riesbeck, Th.: Hochleistungs-Nd:YAG Oszillator-Verstärker-System mit flexibler Wellenlänge und Pulsspitzenleistung. Diplomarbeit, Technische Universität Berlin, Berlin, 1999
- [Ris03] Risse, E.: Kontinuierlich angeregte und aktiv gütegeschaltete Oszillator-Verstärker-Systeme hoher Strahldichte durch Einsatz von Faser-Phasenkonjugatoren, Dissertation, Technische Universität Berlin, Berlin, 2003
- [Rog97] Roggan, A.: Dosimetrie thermischer Laseranwendungen in der Medizin : Untersuchung der optischen Gewebeeigenschaften und physikalisch- mathematische Modellentwicklung. Dissertation, Technische Universität Berlin, Berlin, 1997

- [Roh98] Rohde, H.: Qualitätsbestimmende Prozessparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser. Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart 1998
- [Sci04] Schirmacher, A.: Persönliche Mitteilung, Firma Azura-Laser, Berlin, 2004
- [Scu98] Schuöcker, D.: Handbook of the EuroLaser Academy, Bd 2, Verlag Chapman & Hall, London, 1998
- [Sei95] Seidel, S.: Multipass-Laser-Verstärker im Q-Switch Betrieb mit phasenkunjugierenden SBS-Zellen und deren numerische Modellierung, Dissertation, Technische Universität Berlin, Berlin, 1995
- [Som01] Sommer, S.: In-situ Untersuchungen zum Bohrfortschritt in Keramik beim Laserbohren mit Nanosekundenpulsen. Studienarbeit, Universität Stuttgart Institut für Strahlwerkzeuge, Stuttgart, 2001
- [Sug99] Sugioka, K.: Laser machining method and apparatus. Europäisches Patent EP 0931620A1, Europäisches Patentamt, München, 1999
- [Suh96] Schuhmacher, D.: Frequenzkonvertierter Nd:YAG-Laser für die Materialbearbeitung. Diplomarbeit, Technische Universität Berlin, Berlin 1996
- [Tre90] Treiber, H.: Der Laser in der industriellen Fertigungstechnik, Verlag Hoppenstedt, Darmstadt, 1990
- [Vdi01] VDI-Wanderausstellung „Faszination Licht“: Präzisteste Bohrung der Welt, Katalog zur Ausstellung, Düsseldorf, 2001

13 Publikationsliste

- [1] Binder, A., Metzger, T., Ashkenasi, D., Müller, G., Riesbeck, T., Eichler, H.-J.: High aspect-ratio laser drilling with a MOPA-system. Hirschegg Workshop on Fundamentals of ablation with short pulsed solid state lasers, Institut für Strahlwerkzeuge, Stuttgart, 2002
- [2] Binder, A., Ashkenasi, D., Metzger, T., Riesbeck, T., Risse, E., Eichler, H.-J.: Untersuchung zu Laserbohrungen mit hohem Aspektverhältnis in keramischen Werkstoffen mit Lasersystemen hoher Strahldichte. Verhandl. DPG (VI), 37, Q 211.3, Osnabrück, 2002
- [3] Binder, A., Müller, G.: Transparentes Spannmittel. Patent-Nr.. DE 102 43 833.1, Anmeldetag 13.09.2002.
- [4] Binder, A.: Durchbruch beim Solarzellentrennen dank Laserritzen. Adlershof Aktuell, Berlin, Oktober 2002
- [5] Binder, A.: Laserritzen vermindert Verluste. Sonne Wind & Wärme, Bielefeld, 12 / 2002
- [6] Riesbeck, T., Binder, A., Metzger, T., Ashkenasi, D., Müller, G., Risse, E., Eichler, H.-J.: Nd:YAG and Nd:YAP Solid-State Laser Systems with High Beam Quality and High Average Output Power by Fiber Phase Conjugate Mirrors. Konferenzbeitrag ICALEO 2002, Laser Institute of America, 2002
- [7] Binder, A., Metzger, T., Ashkenasi, D., Müller, G., Riesbeck, T., Eichler, H.-J.: High Aspect-Ratio Laser-Drilling of Micro-Holes with a Nd:YAG Master-Oscillator Power-Amplifier (MOPA) System. Konferenzbeitrag ICALEO 2002, Laser Institute of America, 2002
- [8] Binder, A., Kern, H., Ashkenasi, D., Müller, G., Riesbeck, T., Eichler, H.-J.: High quality micro laser drilling of metals and ceramics with maximum aspect ratio. Proceedings of SPIE Volume: 4977: Photon Processing in Microelectronics and Photonics II, Bellingham, WA, 2003
- [9] Ashkenasi, D., Binder, A., Jaber, H., Kern, H., Müller, N., Müller, G., Ziegert, A.: Laser processing of ceramic and crystalline wafer substrates for microelectronic applications. Proceedings of SPIE Volume: 4977: Photon Processing in Microelectronics and Photonics II, Bellingham, WA, 2003
- [10] Riesbeck, T., Eichler, H.-J., Risse, E., Binder, A., Ashkenasi, D., Müller, G.: High Brightness Solid-State Laser Systems with Fiber Phase Conjugate Mirrors for Micro Material Processing Proceedings of SPIE Volume: 4977: Photon Processing in Microelectronics and Photonics II, Bellingham, WA, 2003
- [11] Binder, A.: Präzision für kleinste Konturen. Laser, Kaufering, 5 / 2003
- [12] Binder, A.: Leistungsstarker MOPA-Nd:YAG-Laser hoher Strahlqualität zum Tiefbohren und für hochpräzise Mikromaterialbearbeitung. Laser Magazin, Bad Nenndorf, 2/3 2003

- [13] Binder, A.: High power MOPA-Nd:YAG-lasers of high beam quality for deep drilling and high precision micro machining of materials. Laser Magazin, Bad Nenndorf, 2/3 2003
- [14] Binder, A., Ashkenasi, D., Müller, N., Riesbeck, T., Eichler, H.-J.: Microdrilling, -scribing and cutting with high-quality and high-power ns-Nd:YAG-systems. Proceedings of SPIE, Volume 5063: Fourth International Symposium on Laser Precision Microfabrication, Bellingham, WA, 2003
- [15] Ashkenasi, D., Binder, A., Jaber, H.: Highly efficient micro structuring of metals, ceramics and dielectrics with Nd:YAG and excimer lasers. MicroNano Integration, Springer-Verlag, Berlin, 2003
- [16] Binder, A.: Neues Laserritzverfahren ermöglicht einfaches Trennen von Solarzellen. Metall-Magazin, Frankfurt, 11 / 2003
- [17] Binder, A., Jaber, H., Ashkenasi, D., Riesbeck, T., Eichler, H.-J.: High-power and high-brightness solid state laser systems for precise and fast micromachining Proceedings of SPIE Volume: 5339 Photon Processing in Microelectronics and Photonics III, Bellingham, WA, 2004
- [18] Jaber, H., Binder, A., Ashkenasi, D.: High-efficiency micro structuring of VUV window materials by laser-induced plasma-assisted ablation (LIPAA) with a conventional KrF excimer laser source. Proceedings of SPIE Volume: 5339 Photon Processing in Microelectronics and Photonics III, Bellingham, WA, 2004
- [19] Binder, A., Riesbeck, T., Eichler, H.-J.: Flexible Festkörperlaser hoher Strahlqualität und Pulsspitzenleistung in Anwendungen zum Bohren, Schneiden und Ritzen mit hohem Aspektverhältnis. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. Q4 Quantenoptik und Photonik: Festkörperlaser, München, 7 / 2004
- [20] Binder, A., Riesbeck, T.: Flexibler Festkörperlaser hoher Strahlqualität und Pulsspitzenleistung in Anwendungen zum Bohren, Schneiden und Ritzen mit hohem Aspektverhältnis. Laser-Summerschool Proceedings, Wissenschaftliche Gesellschaft Lasertechnik WLT e.V., Dresden, 2004
- [21] Binder, A., Riesbeck, T., Jaber, H., Ashkenasi, D.: Mikro- und Nanobearbeitung. Seminar des Forschungsschwerpunktes Photonik, Technische Universität Berlin, SS 2004
- [22] Binder, A., Riesbeck, T., Eichler, H. J.: Erweiterung der Prozessgrenzen bei der Lasermaterialbearbeitung durch ein Oszillator-Verstärker-System hoher Strahlqualität und Pulsspitzenleistung. Verhandl. DPG (VI), 40, Q 56.1, Berlin, 2005
- [23] Binder, A., Riesbeck, T., Jaber, H., Ashkenasi, D.: "Green" 40 W ns - MOPA for lasermicro – structuring. 3rd International Conference on Lasers in Manufacturing LIM2005, München, 2005
- [24] Riesbeck, T., Binder, A., Eichler, H. J.: Laser processing of advanced materials with high brightness solid-state lasers at 532nm. Konferenzbeitrag [6106A-04] Photonics West, San Jose, CA, 2006

