

INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Diplom - Physiker Peter Heyl
aus Kaiserslautern
Tag der mündlichen Prüfung: 21. Juli 2004

Mikrostrukturierung von Hartmetallen mit UV-Laserpulsen im Nanosekundenbereich

Gutachter:

Prof. Dr. Siegfried Hunklinger

Prof. Dr. Karlheinz Meier

In dieser Dissertation wurde der strukturierte Abtrag von Hartmetallen mit Laserpulsen im Nanosekundenbereich untersucht. Ziel war es über ein Verständnis des Gesamtprozesses von der optischen Absorption über den Einzelpuls- bis hin zum Volumenabtrag, eine Optimierung lasergefertigter Werkzeuge hinsichtlich Oberflächenqualität und geometrischer Genauigkeit vorzunehmen. Zur Beschreibung des Abtragsprozesses wurde eine Erweiterung der Lösung der dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung mit Greens-Funktionen ausgearbeitet, die die Phasengrenzen fest-flüssig sowie flüssig-gasförmig berücksichtigt. Der Abtrag durch Einzelpulse wurde mit den numerischen Ergebnissen einer einfachen Modellrechnung zum Laserabtrag verglichen, um Rückschlüsse auf das optimale Prozessfenster für die Werkzeugbearbeitung ziehen zu können. Schliesslich wurden erste Prägegeometrien und ein Beispielwerkzeug mit einer neu entwickelten Strukturierungsmaschine hergestellt. Als Laserquelle diente ein frequenzverdreifachter, gütegeschalteter Nd:YAG Festkörperlaser mit Pulsenergien bis zu $700 \mu\text{J}$ bei einer Wiederholrate von 3 kHz. Bearbeitet wurden gesinterte Hartmetalle aus Wolframkarbid in einer Kobaltmatrix, ein für die Herstellung von Präge- und Stanzwerkzeugen üblicher Werkstoff.

Microstructuring of hardmetals with nanosecond uv-laserpulses

The structured ablation of hardmetals with nanosecond laserpulses at 355 nm has been investigated. On the basis of a general understanding of the complete ablation process - including phenomena like light absorption, phase transitions, vapor expansion or plasma formation - the laser processing of microtools has been optimized with regard to surface quality and geometrical accuracy. A more complex solution for the threedimensional heat-equation with greens-function including the phase transitions solid-liquid and liquid-gas was elaborated. In order to describe the optimum process window for the laser ablation of microtools the geometrie of single pulses in metall was compared to the numerical solutions of a simple modell of laser ablation. Finally, a number of embossing geometries and a prototype microtool were structured with a newly developed laser ablation machine. The laser source was a frequency tripled, Q-switched Nd:YAG laser with a repetition rate of 3 kHz and pulse energies up to $700 \mu\text{J}$. The material used in the experiments was tungsten carbide sintered in a cobalt matrix, which is a material typical for embossing- and stamping-tools.

Meiner Mutter

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Das BMBF-Projekt PROMPT	2
1.2	Strukturierung mit Laserstrahlung	3
2	Mikropräge- und -stanzwerkzeuge	5
2.1	Präge- und Stanztechnik	5
2.1.1	Stanzwerkzeuge	6
2.1.2	Prägewerkzeuge	7
2.1.3	Definition der Rauheitskennwerte	8
2.2	Konkurrenzverfahren zur Laserbearbeitung	8
2.2.1	Spanende Bearbeitung	8
2.2.2	Funkenerosives Abtragen	9
2.3	Alternative Herstellungsverfahren	12
2.3.1	Mikro-Photo-Verfestigung	12
2.3.2	Siliziumtechnologie	13
2.3.3	LIGA	14
2.3.4	Ultraschall-Erosion	15
3	Laser-Metall-Wechselwirkung	17
3.1	Absorption	17
3.1.1	Dispersionsrelation	18
3.1.2	Dielektrische Funktion	19
3.1.3	Dielektrische Funktion in Metallen	19
3.1.4	Lichtwelle in Metallen	20
3.1.5	Reflexion und Absorption	22
3.1.6	Prozessabhängige Reflektivität	22
3.2	Erwärmung	23

3.2.1	Elektron-Phonon-Stöße	23
3.2.2	Lösung der allgemeinen Wärmeleitungsgleichung	24
3.2.3	Eindimensionale Näherung	27
3.3	Phasenübergänge	30
3.3.1	Erhitzung auf kritische Temperatur	30
3.3.2	Phasenübergänge unterhalb der kritischen Temperatur	31
3.3.3	Dynamische Wärmequellen	31
3.3.4	Wärmeleitungsgleichung mit zwei Phasenübergängen	32
3.3.5	Alternative Lösungsansätze	34
3.3.6	Deformation	35
3.4	Verdampfung	36
3.4.1	Hydrodynamisches Modell	37
3.5	Laser-Materialdampf-Wechselwirkung	38
3.5.1	Absorption im Plasma	38
3.5.2	LSC-Welle	39
3.5.3	LSD-Welle	40
3.5.4	Effekte bei sehr hohen Intensitäten	41
3.6	Zusammenfassung des Abtragsprozesses	41
4	Die Bearbeitungsmaschine	43
4.1	Der Laser	44
4.2	Optik	48
4.2.1	Externe Pulssteuerung	48
4.2.2	Objektiv mit Z-Achse	49
4.2.3	Korrekturspiegel	51
4.2.4	Strahlverkipfung (A-, B-Achsen)	52
4.3	Positioniersystem	53
4.3.1	X-Y-Einheit	53
4.4	Bearbeitungsprinzip	54
4.4.1	Grundprinzip: 3D-Rastern	54
4.4.2	Strahlverstellung	55
4.5	Steuerelektronik	56
4.6	Weitere Komponenten	56
4.6.1	Bildverarbeitung	56
4.6.2	Absauganlage	56

4.6.3	Daten-Interface	56
5	Bearbeitungsergebnisse	59
5.1	Der Werkstoff: Hartmetall	60
5.2	Messinstrumente	61
5.3	Einzelpulse	62
5.3.1	Einzelpulskrater	63
5.3.2	Vergleich mit 3D-Wärmeleitung	66
5.3.3	Absorptionsfaktor an der Bearbeitungsschwelle	69
5.3.4	Oberflächentemperatur	70
5.3.5	Gasexpansion	71
5.4	Rasterbearbeitung	72
5.4.1	Entstehung einer zweidimensionalen Schicht aus Einzelpulsen	72
5.4.2	Muldenentstehung	72
5.4.3	Bodenwellen durch thermische Linse	77
5.5	Abtragsparameter	80
5.5.1	Rasterabtragsvolumen pro Laserpuls	80
5.5.2	Bodenrauheit	83
5.5.3	Wandsteilheit	84
5.6	3D-Strukturierung	86
5.6.1	3D-Rastern	86
5.6.2	Beispielgeometrien	87
6	Zusammenfassung	89
A	Materialeigenschaften und physikalische Konstanten	93
B	Herleitung der Green'schen Funktion	95
B.1	Wärmediffusionsgleichung	95
B.2	Wärmediffusionsgleichung mit Phasenübergängen	96
C	Lösung der hydrodynamischen Gleichungen	97
	Literaturverzeichnis	99

Kapitel 1

Einleitung

In den letzten Jahren hat die in der Mikroelektronik schon lange andauernde Miniaturisierung der Bauelemente in der Mechanik Einzug erhalten. Damit einhergehend vollzieht sich auch eine Miniaturisierung von Gesamtsystemen mit mechanischen, elektronischen und optischen Elementen und Funktionen. Entwicklung, Produktion und Einsatz dieser kleinsten Baugruppen läßt sich unter der Bezeichnung Mikrosystemtechnik zusammenfassen [Jan97]. Der Begriff „Mikrosystem“ ist dabei beliebig ungenau. So erstreckt sich der geometrische Skalenbereich über mehrere Größenordnungen und reicht von einigen hundert Nanometern bis zu wenigen Millimetern.

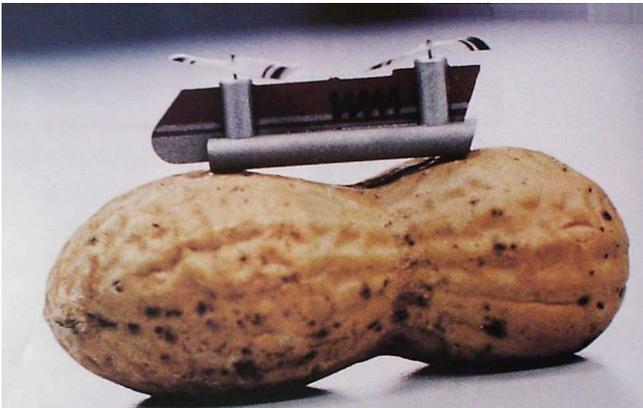


Abbildung 1.1:
Mikrohubschrauber, entwickelt
am Institut für Mikrotechnik
Mainz (IMM) ([Hof98].

Die höhere Komplexität von elektrischen Geräten, z.B. in der Kommunikations- und Informationstechnik, im Automobilbau oder der Medizintechnik, sowie die Notwendigkeit immer kleinere Produkte (z.B. Handys, Laptops, ...) herzustellen, hat dazu geführt, dass nicht nur der Bedarf an elektronischen, sondern auch an mechanischen Mikrobauteilen stark angestiegen ist und weiter wächst. Im Zuge dieser Entwicklung sind neue Produktionstechniken gefragt, die in der Lage sind über die Grenzen der herkömmlichen Techniken hinaus, den Anforderungen der Mikrosystemtechnik gerecht zu werden. Auf der anderen Seite lassen sich teilweise auch gebräuchliche Verfahren aus anderen Bereichen für die Mikrotechnik nutzen. So können beispielsweise mit spanenden Verfahren wie Drehen oder Fräsen auch Mikrobautei-

le gefertigt werden, die allerdings gewissen Einschränkungen unterliegen. Welche Fertigungstechnik eingesetzt wird, hängt letztendlich von der konkreten Problemstellung, z.B. den Werkstoffeigenschaften, der Strukturgröße, den Qualitätsanforderungen und nicht zuletzt von der Wirtschaftlichkeit des Verfahrens ab. Bei der Herstellung von mechanischen Mikrobauteilen lassen sich drei Produktionsbereiche voneinander trennen:

- a) Die Produktion von Werkzeugen für die Herstellung von Mikrobauteilen,
- b) die Herstellung von Mikrobauteil-Prototypen,
- c) die Serienproduktion von Mikrobauteilen.

Für letztere ist es aus Gründen der Wirtschaftlichkeit wichtig, große Stückzahlen von einigen hundert bis über tausend Stück pro Minute realisieren zu können. Dazu bedarf es entweder einer hohen Produktionsgeschwindigkeit (z.B. bei Stanz- und Prägetechnik) oder der parallelen Herstellung großer Mengen von Bauteilen (z.B. lithographisch galvanische Siliziumtechnologie, Spritzguss). Da die Einrichtung einer Produktionsreihe für die Bauteilherstellung jedoch sehr zeitaufwendig und kostspielig ist, sind diese Verfahren nicht unbedingt zur Fertigung von Prototypen während der Bauteilentwicklung geeignet, von denen nur sehr geringe Stückzahlen benötigt werden. Abbildung 1.2 zeigt Beispiele stanz- und prägetechnisch hergestellter Elektronikbauteile, wie sie in der Mikrosystemtechnik benötigt werden.

Bei der Werkzeugherstellung spielt der Produktionsdurchsatz eine geringere Rolle. Besitzt z.B. ein Prägewerkzeug eine hohe Standzeit (Lebensdauer), so kann sein Einsatz trotz einer zeitaufwändigen Herstellung noch wirtschaftlich sein. Beispiele für Produktionstechniken zur Werkzeugherstellung sind Drehen, Fräsen, Laserbearbeitung, Funkenerosion, Mikro-Photo-Verfestigung oder kombinierte Verfahren wie LIGA (siehe Kap. 2). Prinzipiell können diese Verfahren auch direkt zur Herstellung von Mikrobauteilen verwendet werden. Da es sich jedoch in allen Fällen um einen eins-zu-eins Prozess (eine Bearbeitung - ein Bauteil) mit relativ langer Bearbeitungszeit handelt, ist die Serienproduktion von Bauteilen meistens nicht wirtschaftlich.

Zur Herstellung von Bauteil-Prototypen weisen die eins-zu-eins Prozesse gegenüber den Massenfertigungsverfahren jedoch die notwendige Flexibilität auf, um schnelle Modifikationen während der Entwicklung von Mikrobauteilen realisieren zu können. Die Möglichkeit zur schnellen Herstellung von Prototypen hat sich in den letzten Jahren immer mehr als ein entscheidender Faktor für die schnelle Produktentwicklung und bei der Erschließung neuer Produktionsmärkte erwiesen. Dadurch kommt diesen Produktionstechniken neben den Serienproduktionsverfahren eine immer größer werdende Bedeutung zu.

1.1 Das BMBF-Projekt PROMPT

Ziel des Verbundprojektes „Produktionstechnik zum Mikrostanzen und Mikroprägen metallischer Bauteile (PROMPT)“ war es, eine Technologie zur direkten Abformung

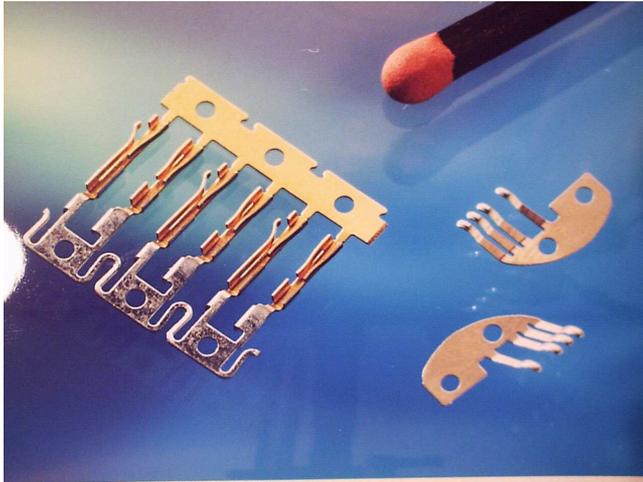


Abbildung 1.2:
Stanz- und prägetechnisch hergestellte Elektronikbauteile

metallischer Bauteile mit Geometrien $< 100 \mu\text{m}$ zu entwickeln. Im Mittelpunkt standen zum einen die Entwicklung einer Präge- und Stanztechnik für den genannten Größenbereich, zum anderen die Herstellung der Präge- und Stanzwerkzeuge aus Hartwerkstoffen. Präge- und Stanztechnik finden bisher nur begrenzt in der Mikrosystemtechnik Anwendung. Ihr Einsatz zur Herstellung mikromechanischer Bauteile verspricht gegenüber den konventionellen lithographischen und galvanischen Verfahren eine Reduktion der Herstellungszeit, einen geringeren Verfahrensaufwand, sowie eine Erweiterung des Teilespektrums. So lassen sich härtere Materialien, z.B. alle ferromagnetischen Metalle, nicht galvanisch abscheiden. Für sie kommt nur eine Stanz- oder Prägebearbeitung mit Hartwerkstoffen wie Wolframkarbid (WC) in Betracht. Zudem bietet die Anwendung dieser klassischen Prozesstechniken in der Mikrosystemtechnik der mittelständischen Industrie Zugang zu einem bisher vorwiegend von Großunternehmen beherrschten Wirtschaftszweig.

Für die Werkzeugherstellung sollte die thermische Abtragung mittels Laserstrahlung eingesetzt werden. Im Vergleich zu der gängigen Draht- oder Senkerosion (siehe Funkenerosion Kap. 2) erhofft man sich kleinere Werkzeuggeometrien und eine größere Flexibilität bei der Wahl der Strukturen. Ein weiterer Vorteil ist auch die Tatsache, dass sich der Laserstrahl nicht abnutzt, während bei der Funkenerosion immer das Werkzeug mitbearbeitet wird. Darüber hinaus lassen sich durch Laserablation auch nichtmetallische Werkstoffe (z.B. Keramiken) bearbeiten. Die Kombination Laserbearbeitung-Stanzen/Prägen war ein Novum, sie brachte zwei Fertigungstechniken zusammen, die aus völlig unterschiedlichen technischen Bereichen kommen.

1.2 Strukturierung mit Laserstrahlung

In dieser Arbeit wurde die strukturierte Bearbeitung von Hartmetallen mit Laserstrahlung als Gesamtprozess untersucht. Auf der Grundlage eines Verständnisses für die elementaren Wechselwirkungen zwischen Laserpuls und Metalloberfläche sollte die Laserfertigung von Präge- und Stanzgeometrien vom Einzelpuls- über den Flächenabtrag bis zur kubischen Strukturierung entwickelt werden. Dem Basispro-

zess der Strukturierung, der Entstehung eines Abtragskraters durch einen einzelnen Laserpuls, wurde besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Es wurde versucht, die Geometrie und das Volumen eines solche Kraters für verschiedene Metalle aus einem einfachen physikalischen Modell abzuleiten. Wegen der Komplexität des Gesamtprozesses, der eine Vielzahl aufeinander rückwirkender Einzelprozesse umfasst, beschreiben in der Literatur die meisten Modelle ohnehin nur Teilprozesse und/oder beschränken sich auf eine Dimension.



Abbildung 1.3:

Ein Laserstrahl zertrümmert einen Nierenstein. Aufnahme vom Medizinischen Laserzentrum Lübeck (MLL) [Kun98].

In dieser Arbeit wird die dreidimensionale Wärmeleitung ohne Berücksichtigung der Phasenübergänge numerisch berechnet. Ausser Acht bleiben dabei ausserdem die Gas- und Schmelzdynamik, die auf die Energiebilanzen und auf die Geometrie der bearbeitenden Oberfläche Einfluss nehmen. Ebenso werden Plasmaprozesse im Materialdampf, die für eine veränderte Laserstrahleinkopplung auf der Substratoberfläche sorgen, sowie Wechselwirkungen zwischen Plasma und Festkörperoberfläche nicht berücksichtigt. Desweiteren fließen alle Materialkonstanten ohne Temperaturabhängigkeit in die Berechnungen ein. Die Ergebnisse der Berechnungen werden mit den Messergebnissen an praktisch erzeugten Lochkratern verglichen.

Da die vorliegende Arbeit im Rahmen des PROMPT-Projektes durchgeführt wurde, sollte der Laserabtrag an Hartwerkstoffen, insbesondere an in Kobalt gesintertem Wolframkarbid (WC/Co) untersucht und auf seine Eignung für die Herstellung von Mikrostanz- und -prägewerkzeugen getestet werden. Darüber hinaus war die Herstellung von ersten Präge- oder Stanzwerkzeugen geplant, die bei einer Werkzeugfirma getestet werden sollten. Als Laser stand ein frequenzverdreifachter Q-switched Nd:YAG-Laser mit einer Wiederholrate von 3 kHz, einer Pulsdauer von ca. 20 ns und einer mittleren Leistung von 2,2 W zur Verfügung. Die Arbeit wurde im wesentlichen bei der Firma Heidelberg Instruments Mikrotechnik durchgeführt, die sich im Rahmen des PROMPT-Projektes mit dem Bereich „Maschinenteknik zur Werkzeugherstellung“ befasste. Für Versuche stand der im Verlauf des Projektes entwickelte Prototyp einer Laserablationsmaschine zur Verfügung.

Kapitel 2

Mikropräge- und -stanzwerkzeuge

Prägen und Stanzen gehören zu den klassischen, auch in der mittelständischen Zulieferindustrie weit verbreiteten Verfahrenstechniken, mit denen sich metallische Bauteile mit hoher Präzision und großen Stückzahlen fertigen lassen. Gegenüber anderen Produktionstechniken wie der Siliziumtechnologie ermöglichen Präge- und Stanztechnik vor allem eine Erweiterung des Bauteilespektrums sowohl bezüglich geometrischer Realisierbarkeit als auch Materialauswahl.

In diesem Kapitel soll der herkömmliche Fertigungsprozess für Präge- und Stanzwerkzeuge vorgestellt werden. Nach einer Einführung in die Präge- und Stanztechnik, die Werkzeuge und die an sie gestellten Anforderungen, folgt die Beschreibung der Herstellungsverfahren für Präge- und Stanzwerkzeuge. Hier ist vor allem das funkenerosive Abtragen zu nennen, das bei der Herstellung geometrisch komplizierter Werkzeuge mit hoher Standfestigkeit allen spanenden Bearbeitungsverfahren weit überlegen ist. Für die industrielle Strukturierung von Hartmetallen ist die Funkenerosion bisher konkurrenzlos. Als mögliches Alternativverfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit das Laserabtragen untersucht. Darüber hinaus bietet sich die Ultraschallerosion zur Herstellung von Hartmetallwerkzeugen an. Es schließt sich ein kurzer Überblick über andere in der Mikrobauteil- und Prototypenfertigung bedeutende Prozesstechniken wie die Siliziumtechnologie und LIGA (Lithographie, Galvanik und Abformung) an.

2.1 Präge- und Stanztechnik

In industriellen Stanzmaschinen befinden sich mehrere Stanz- und Prägewerkzeuge zusammen in einem Verbund-Werkzeugmodul, das in eine sogenannte Schnellläuferpresse integriert wird. Ein Stanz- oder Prägebauteil wird in der Regel durch einzelne aufeinander folgende Stanz- und Prägevorgänge geformt. Das zu bearbeitende Werkstückblech wird dabei schrittweise mit einem mechanischen Bandschubapparat durch das Modulwerkzeug geführt, an dessen Ende mit jedem Hub der Presse bis zu sechzehn gleiche Bauteile (je nach Zahl der gleichen Werkzeuge) die Maschine

verlassen.

2.1.1 Stanzwerkzeuge

Ein Stanzwerkzeug besteht aus einem Schneidestempel und einer dazugehörigen Matrize in die der Stempel eintaucht. Ein Beispiel für eine typische Stanzgeometrie ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Während des Stanzvorganges kommt es zunächst zu einer plastischen Verformung des Werkstoffes, die in ein Fließen entlang der Gleitebene des Stempels übergeht. Schließlich kommt es durch Überschreiten der Bruchkraft zum Abreißen (Brechen) des Werkstoffes. Jeder der drei Prozesse hinterläßt entlang des Stempelwegs eine charakteristische Oberfläche. Der qualitativ hochwertigste Bereich, eine glatte Schnittfläche, entsteht beim Fließen. Daher versucht man in der Regel den Anteil der Schnittfläche größtmöglich zu halten, was man z.B. durch einen minimalen Spalt zwischen Stempel und Matrize erreicht [Fis90a].

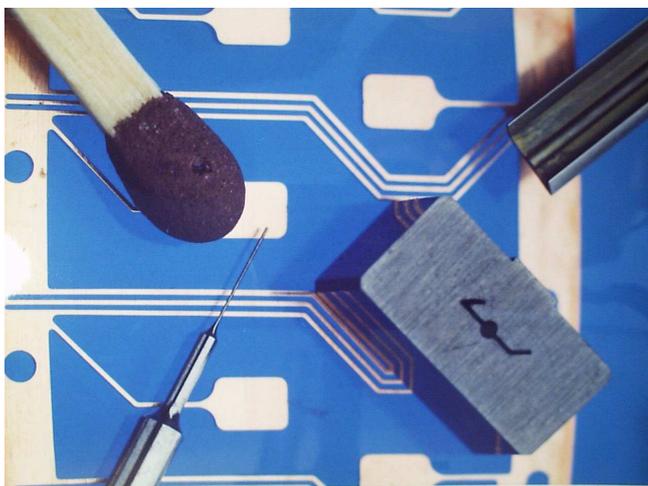


Abbildung 2.1: Mikrostanztempel (rechts oben) und Matrize (rechts unten). Beim Stanzprozess taucht der Stempel passgenau in die Matrize ein. Der Spalt zwischen Stempel und Matrize darf nur wenige Mikrometer betragen.

Die üblichen Bauteilgeometrien liegen im Bereich von einigen Millimetern bis einigen hundert Mikrometern. Zwei am PROMPT-Projekt beteiligte Werkzeug- bzw. Stanzfirmen gaben zu Projektbeginn als minimale realisierte Stanzgeometrien $150\ \mu\text{m}$ an. Für sie stellte die Realisierung von Geometrien unter $100\ \mu\text{m}$ eine Herausforderung über die reine Miniaturisierung hinaus dar. Auf Grund der kleinen Schnittflächen entstehen beim Stanzen extrem hohe Biegekräfte und Druckbelastungen, die andere Anforderungen an die Werkzeuge stellen, als dies bei der herkömmlichen Stanztechnik der Fall ist. So sind zum Beispiel der Stempellänge und auch der stanzbaren Blechdicke Grenzen gesetzt. Die Stempelform muss besonders auf das Ableiten von Biegekräften ausgerichtet sein, die zum Werkzeugbruch führen können. Genaue Aussagen über Werkzeugstabilitäten und die geometrischen Grenzen der Realisierbarkeit mussten erst während des Projektes empirisch gefunden werden [Gil99]. In jedem Fall werden an die Stanzstempel hohe Anforderungen in Bezug auf Oberflächen- bzw. Kantenrauigkeit gestellt ($R_a^1 < 1\ \mu\text{m}$). Je glatter die Schnittkanten sind, desto geringer sind die Reibungskräfte, desto niedriger ist der Verschleiß des

¹Definition in Kapitel 2.1.3

Stempels und desto länger ist die Standzeit. Auch für die Geometrie der Stanzwerkzeuge wird eine Präzision bis zu $1\ \mu\text{m}$ gefordert. Hier spielt neben der Forderung nach exakten Bauteilmaßen ebenfalls die Standfestigkeit eine Rolle. Um optimale, möglichst homogene Kraftverhältnisse über die gesamte Schnittfläche zu erhalten, ist es wichtig, entlang der Schnittkante einen konstanten Schrittspalt zwischen Stempel und Matrize zu erreichen. Dazu ist neben der geometrischen Genauigkeit natürlich auch eine exakte Führung des Stempels in der Stanzmaschine notwendig. Mit heutigen Stanzmaschinen ist man in der Lage, auf etwa 1 Mikrometer genau den Stempel in die Stanzmatrize einzutauchen, so dass man bei entsprechender Werkzeuggenauigkeit mit Schnittspalten von wenigen Mikrometern arbeiten kann. Ein Beispiel für einen solchen Stanzstempel ist in Abbildung 2.2 zu sehen.

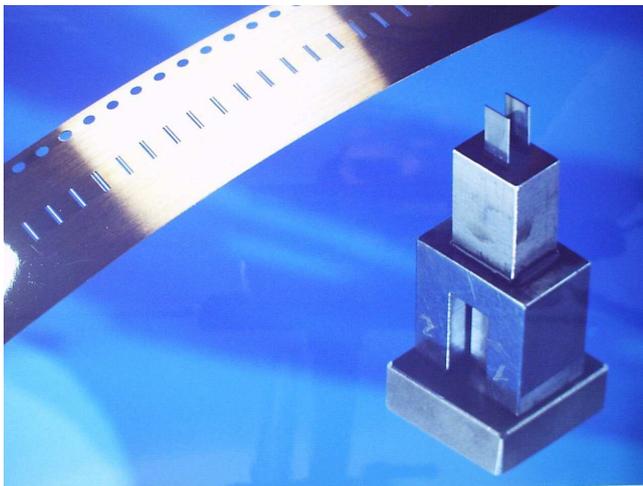


Abbildung 2.2: Stanzwerkzeug (rechts) zur Herstellung eines dünnen Steges ($110\ \mu\text{m}$) in einem Metallband (links). Der Steg entsteht durch versetztes Herausstanzen eines Schlitzes.

Als weitere wichtige Forderung an die Werkzeugform ist das Vorhandensein möglichst senkrechter Schnittkanten zu nennen, ohne die der Stempel nur eingeschränkt in die Matrize eintauchen kann. Als Werkstoff für Stanzwerkzeuge kommen besonders harte Materialien in Frage. Das Werkzeug muss immer härter als der zu stanzende Werkstoff sein, um eine Verformung des Stanzstempels zu verhindern und den Verschleiss gering zu halten. Darüber hinaus ist für die Bruchfestigkeit der Stanzstempel auch eine gewisse Elastizität oder Zähigkeit notwendig. Zu den Werkstoffen, die beide Eigenschaften in sich vereinen, gehören Hartmetalle wie WC/Co, TiC/Co, Mo₂/Co und ZrC/Fe [Lan64](siehe Kapitel 5.1).

2.1.2 Prägewerkzeuge

Prägewerkzeuge setzen sich aus einem positiven Prägestempel und einem negativen Prägeeinsatz zusammen. Das Prägen ist ein reiner Umformprozess, bei dem der Werkstoff vom Stempel in den Einsatz gedrückt wird. Um einen möglichst hohen Füllgrad zwischen den Prägeformen zu erreichen, müssen die Werkzeuggeometrien und die Blechdicke optimal aufeinander abgestimmt, und die Werkzeuge präzise gefertigt sein. Typische Prägebauteile sind Druckfedern (z.B. für Bedienungstasten an Autoradios), die mit einer bestimmten Federkraft hergestellt werden müssen. Um innerhalb der geforderten Toleranzen zu bleiben, müssen Strukturgenauigkeiten von

1 bis 2 Mikrometern erzielt werden. Da die Oberflächenbeschaffenheit der Werkzeuge besonders bei dünnen Blechen direkt im Werkstück abgebildet wird, müssen die Prägeflächen eine möglichst geringe Rauheit (Definition siehe nächster Abschnitt) aufweisen. Wünschenswert sind mittlere Rauwerte von weniger als einem halben Mikrometer. Auch für Prägwerkzeuge sind Hartmetalle die geeigneten Werkstoffe, insbesondere wenn härtere Materialien wie Edelstahl umgeformt werden sollen [Gil99].

2.1.3 Definition der Rauheitskennwerte

Da im folgenden des öfteren die Rauheit von Oberflächen diskutiert wird, sollen hier die Definitionen der in der Werkzeugtechnik gebräuchlichsten Rauheitsbegriffe vorgestellt werden. Als Berechnungsgrundlage aller Werte wird das Oberflächenprofil entlang einer Linie vermessen. Ein typisches Verfahren dazu ist der Einsatz einer Tastnadel, die man über das Substrat zieht. Die Auslenkung wird über die Federkraft an der Nadelhalterung gemessen. Je nach Oberflächenbeschaffenheit sind auch optische Messverfahren geeignet. Man erhält Höhenwerte, die nach Abzug einer Ausgleichsgeraden die lokale Abweichung des Linienprofils von der mittleren Oberflächenhöhe wiedergeben. Der arithmetische Mittenrauwert R_a ist als Mittelwert des Betrages dieser Höhenangaben definiert. Je nach dem, ob es sich um diskrete $h(x_i)$ oder um kontinuierliche Meßwerte $h(x)$ handelt, ergibt sich

$$R_a = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N h(x_i) \quad (2.1)$$

oder

$$R_a = \frac{1}{\int dx} \int h(x) dx. \quad (2.2)$$

Ein weiterer wichtiger Rauheitskennwert zur Bestimmung der Oberflächenqualität ist die gemittelte Rautiefe R_z . Die Messstrecke wird in fünf Teilabschnitte zerlegt, in jedem davon die maximalen Höhenbeträge (Rautiefe R_{ti}) ermittelt, und schließlich der Mittelwert der fünf Maxima gebildet:

$$R_z = \frac{1}{5} \sum_{i=0}^5 R_{ti}. \quad (2.3)$$

Entsprechend ihrer Rauheitskennwerte können Oberflächen einer VDI-Klasse zugeordnet und miteinander verglichen werden [Fis90a].

2.2 Konkurrenzverfahren zur Laserbearbeitung

2.2.1 Spanende Bearbeitung

Zur spanenden Bearbeitung gehören Fräsen, Drehen und Hobeln, die alle klassische Verfahrenstechniken darstellen. Voraussetzung für die Zerspanung ist ein Werkzeugmaterial, das härter als der Werkstoff ist, eine ausreichende Zähigkeit besitzt

und diese Eigenschaften auch bei den auftretenden Prozesstemperaturen beibehält [Fis90a]. Je größer der Härte-Unterschied, desto geringer ist der Werkzeugverschleiss. Ein hoher Verschleiss bedeutet zum einen eine geringe Lebensdauer des Werkzeuges, zum anderen eine abnehmende Präzision bei der Bearbeitung. Für die Mikrostrukturierung muss der Verschleiss deswegen verschwindend klein sein, um die hohen Genauigkeitsanforderungen an die Werkstücke erfüllen zu können. Als Schneidstoff für die spanende Bearbeitung kommt daher fast nur Diamant in Frage. Er zeichnet sich durch maximale Härte, hohe Wärmeleitfähigkeit und einen niedrigen Reibungskoeffizienten aus. Für die Herstellung schartenfreier Kanten mit ausreichender Schärfe eignet sich besonders monokristalliner Diamant, mit dem sich Schneidkanten mit Rundungen von einigen Atomdurchmessern herstellen lassen [Wec98].

Eine weitere Voraussetzung für die spanende Mikrobearbeitung ist eine den Geometrieanforderungen entsprechend präzise Maschine, mit der das Werkstück positioniert und verfahren werden kann. Der Einsatz von hydrostatischen Lagerungen für die beweglichen Maschinenelemente sowie die Verwendung von Linearantrieben an den Achsen sorgen für eine hohe Maschinensteifigkeit, gute Dämpfungseigenschaften und eine gleichförmige mikrometergenaue Bewegung des Werkstückes [Cha98].

Sowohl bei Drehmaschinen als auch bei Fräsmaschinen werden Formwerkzeuge eingesetzt, das heisst strukturierte Werkzeuge, die nur zur Herstellung einer bestimmten Geometrie geeignet sind. Die Erzeugung von sphärischen Oberflächen oder anderen Freiformflächen² ist mit erheblichem Zeitaufwand verbunden und unterhalb von 200 μm nur bedingt realisierbar [Wec98].

Die Palette der Werkstoffe, die mit kleinen Geometrien spanend bearbeitet werden können, umfasst besonders weichere Metalle wie Aluminium, Kupfer oder Magnesium und deren Legierungen. Auch Kunststoffe lassen sich gut mit Diamantschneiden bearbeiten. Ein Problem stellen Eisenwerkstoffe und andere Karbidbildner dar, bei denen die Kohlenstoffaffinität der Diamantschneiden einen hohen Werkzeugverschleiss bewirkt. Abhilfe schafft eine Nickelschutzschicht auf der Werkzeugschneide. Hartwerkstoffe (Hartmetalle und Hartkeramiken) lassen sich nicht spanend bearbeiten. Insgesamt können mit der spanenden Bearbeitung nur einigermaßen regelmäßige Mikrostrukturen in weichen Materialien erzeugt werden. Die erreichbaren Rauwerte betragen ca. 0,4 μm *Ra* bzw. 1,6 μm *Rz* [Fis90b].

2.2.2 Funkenerosives Abtragen

Unter funkenerosivem Abtragen (Funkenerosion) versteht man das gezielte Einsetzen von Funkenentladungen zur Strukturierung. Zwischen einer Elektrode und einem leitenden Werkstück wird eine so hohe Gleichspannung (etwa 20 bis 150 V) angelegt, dass es nach Überschreiten der Durchschlagsfestigkeit des Zwischenmediums zur Funkenbildung kommt. Auf Grund der hohen lokalen Temperaturen (bis zu 12000 °C) wird sowohl beim Werkstück als auch bei der Elektrode Material durch Schmelzen und Verdampfen abgetragen. Das funkenerosive Abtragen gehört daher wie die Laserstrahlbearbeitung zu den thermischen Abtragsverfahren. Zwischen den Elektroden befindet sich ein nichtleitendes Dielektrikum (z.B. entionisiertes Was-

²d.h. zweieinhalbdimensionale Flächen die von drei Seiten bearbeitet werden müssen

ser), das auch für die notwendige Kühlung sorgt [Fis90a]. Der Entladungsprozess lässt sich in Aufbau-, Entlade- und Abbauphase unterteilen [Kön90] und ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Während der Aufbauphase bildet sich nach dem Durchschlagen des Dielektrikums ein leitender, lokal begrenzter Plasmakanal, auf dessen Mantelfläche ein anwachsender Strom fließt. Gleichzeitig sinkt die Spannung zwischen Kathode und Anode, die durch Elektronenbeschuss bereits zu verdampfen beginnt.

Die Entladephase ist durch nahezu konstante Spannung und Strom gekennzeichnet. An beiden Elektroden setzen Schmelz- und Verdampfungsprozesse ein, die zu einer anwachsenden Gasblase um den Entladungskanal führen. Die Anode nimmt die kinetische Energie der durch das elektrische Feld beschleunigten Elektronen auf, während an der Kathode die kinetische Energie der Ionen in Wärme umgewandelt wird. Die unterschiedlichen Massen der Elektronen und Ionen bewirken einen höheren Kathodenabtrag, wodurch die wirtschaftliche Nutzung der Funkenerosion erst möglich wird.

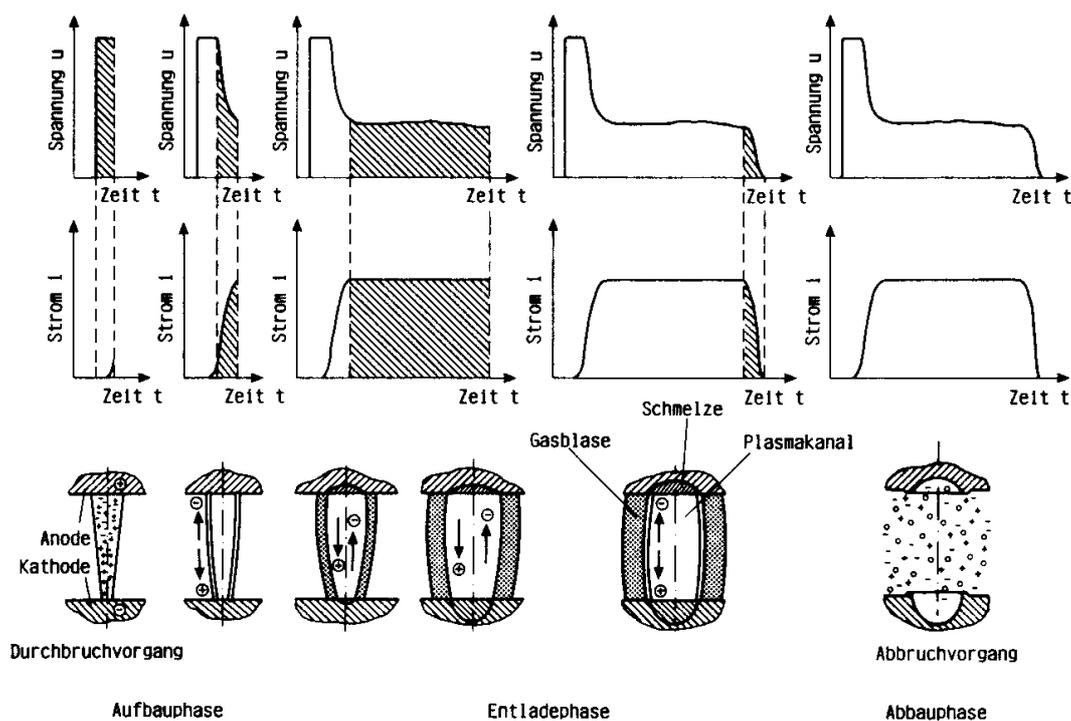


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung von Spannung und Strom während der Aufbau-, Entlade- und Abbauphase. Nach Anlegen einer hohen Gleichspannung (bis 150 V) bildet sich ein lokaler Plasmakanal aus; der Strom steigt zunächst an, die Spannung fällt ab (Aufbauphase). Während der Entladephase bleiben Spannung und Strom konstant, die Kathode (Werkstück) wird durch Ionenbeschuss wesentlich stärker abgetragen als die Anode (Werkzeug), die durch beschleunigte Elektronen verdampft wird. Das Abschalten der Gleichspannung leitet die Abbauphase ein, die durch das Herausschleudern des geschmolzenen und verdampften Materials aus dem Entladungsbereich gekennzeichnet ist (aus [Kön90]).

Die Abbauphase wird durch Abschalten der Elektrodenspannung eingeleitet. Gasblase und Plasmakanal brechen zusammen, und das zum Teil geschmolzene und zum Teil verdampfte Material wird aus dem Entladungsbereich herausgeschleudert. Zurück bleibt ein Entladungskrater, dessen Größe durch die Entladungsenergie und die Entladungsdauer gegeben ist. Die statistische Verteilung der Entladungskrater über die Elektrodenflächen erlaubt einen gleichmäßigen Abtrag.

Es gibt zwei funkenerosive Verfahren, die sich durch die Art der Elektrode und die Bearbeitungsstrategie unterscheiden. Beim funkenerosiven Schneiden (Drahterosion) wird ein Elektrodendraht (je nach Werkstoff Kupfer, Messing oder Wolfram) verwendet, der wie das Sägeblatt einer Bandsäge eingesetzt wird (siehe Abb.2.4 links unten). Das Werkstück wird relativ zum Draht bewegt und entsprechend der beschriebenen Bahn „ausgeschnitten“. Die Präzision der Translationsbewegung und die Toleranzen des Drahtdurchmessers bestimmen die Bearbeitungsgenauigkeit. Wegen des hohen Verschleisses muss fortwährend neuer Draht nachgeführt werden. Die Drahterosion wird z.B. zur Fertigung von Schneidstempeln und Matrizen für Stanzmaschinen eingesetzt. Positiv wirken sich hier das hohe Aspektverhältnis (senkrechte Wände über mehrere Millimeter) sowie die geringen Rauwerte ($Ra = 0.1 \mu\text{m}$, $Rz = 1 - 2 \mu\text{m}$) der Kanten aus. Spezielle Erodierdrähte zur Mikrostrukturierung werden mittlerweile mit kleinsten Durchmessern von $30 \mu\text{m}$ kommerziell angeboten. Mit ihnen lassen sich minimale Geometrien unter $100 \mu\text{m}$ und Toleranzen von $\pm 1 \mu\text{m}$ herstellen [Stu98].

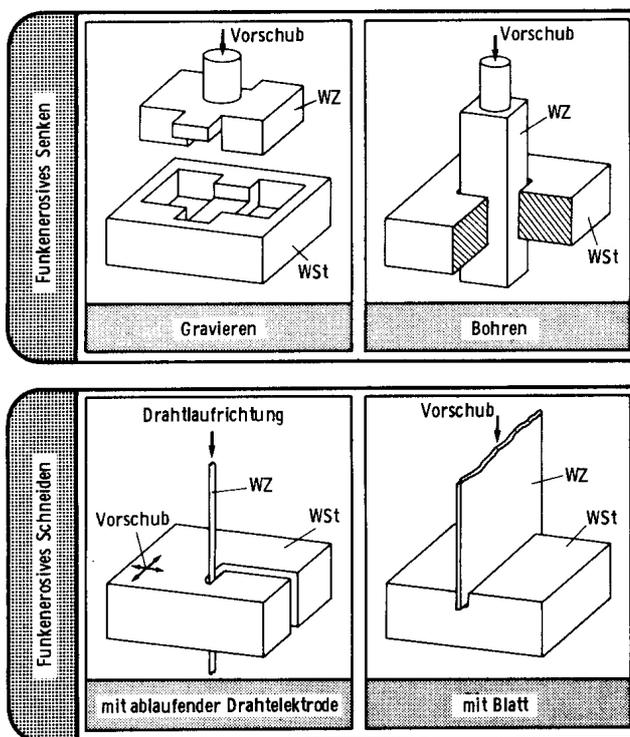


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung von funkenerosivem Senken (oben) und Schneiden (unten). Die gängigsten Verfahren sind die Drahterosion (links unten), bei der mit einem fortlaufenden Draht ähnlich einem Sägeblatt eine Form in das Werkstück geschnitten wird, sowie die Senkerosion (links oben) bei dem ein Formwerkzeug direkt im Werkstück abgebildet wird [Stu98].

Zur Erzeugung von Freiformflächen findet das funkenerosive Senken (Senkerosion) Anwendung. Formelektroden aus Kupfer oder Graphit haben die Funktion eines Negativs, das periodisch bis zum Funkenspalt auf das Werkstück abgesenkt wird

(Abb. 2.4 links oben). Der prozessbedingte Verschleiss des Werkzeugs macht die Herstellung von mehreren Senkelektroden notwendig, mit denen der Abtrag schrittweise erfolgt. Der schnellen aber auch gröberen Vorbearbeitung (Schruppen) folgt eine feinere Nachbehandlung (Schlichten), mit der letztendlich die Genauigkeit der Struktur erzielt wird. Die Prozessgeschwindigkeit kann über die Elektrodenspannung und die Vorschubgeschwindigkeit gesteuert werden. Die Herstellung von mehreren Formelektroden und auch das mehrfache Umspannen der Werkzeuge ist sehr zeitaufwendig und kostenintensiv. Aufgewogen wird dieser Nachteil durch die hohe Prozessgenauigkeit und Werkstückqualität ($R_a = 0,1 \mu\text{m}, R_z = 1 \mu\text{m}$). Teilweise werden die Senkelektroden selbst durch Erodieren hergestellt. Man verwendet zylindrische Wolframelektroden mit bis zu $30 \mu\text{m}$ kleinen Durchmessern, die wie ein funkerosives Fräswerkzeug eingesetzt werden können (siehe Abbildung 2.5). Eine Kombination mit anderen Verfahren (LIGA) kann unter Umständen den Senkerosionsprozess effizienter machen [Stu98]. Das funkerosive Abtragen zeichnet sich insgesamt durch eine sehr gute, gleichmäßige Oberflächenqualität und eine form- und maßgenaue Bearbeitung aus. Nachteilig können sich thermisch bedingte Gefügeänderungen in einer dünnen Randschicht auswirken. Die durch Funkenerosion zu bearbeitenden Werkstoffe beschränken sich auf leitende Materialien. Besonders häufig werden Stahl und Hartmetalle bearbeitet.

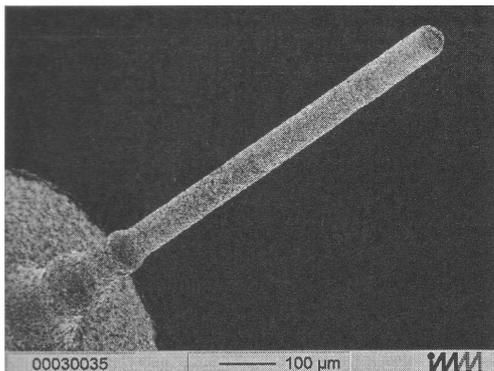


Abbildung 2.5:

Zylindrische Wolfram-Elektrode (Durchmesser $60 \mu\text{m}$) zum funkerosiven Herstellen von Senkelektroden. Die dargestellte Elektrode wird wie ein Fräswerkzeug eingesetzt um komplexe geometrische Strukturen zu erzeugen [Stu98]

2.3 Alternative Herstellungsverfahren

Die beiden in der Mikrosystemtechnik bisher am häufigsten zur Anwendung kommenden Technologien sind die Silizium- und die LIGA-Technologie. Beides sind kombinierte Verfahren aus Lithographie (optische bzw. elektronische), Galvanik und Ätztechnik bzw. mechanischer Abformung. Daneben spielen aber auch die Mikro-Photo-Verfestigung und die Ultraschallerosion bei der Herstellung von Prototypen eine wichtige Rolle.

2.3.1 Mikro-Photo-Verfestigung

Die Mikro-Photo-Verfestigung ist ein sehr flexibles Verfahren, das vor allem zur schnellen Herstellung von Prototypen eingesetzt wird. Es beruht auf der Eigenschaft einiger flüssiger Monomere (Acrylate und Epoxide), bei Einstrahlung von

UV-Licht zu polymerisieren. Verwendet man als Lichtquelle einen fokussierten UV-Laserstrahl, so lassen sich feste Polymerbereiche von nur wenigen Mikrometern erzeugen [Göt98]. Dies ermöglicht den Aufbau von fast beliebigen 3D-Mikrostrukturen aus Kunststoff. Ausgehend von einem 3D CAD-Modell, erzeugt man Rasterdaten, deren 3D-Pixelgröße der Größe des von einem Einzelpuls erzeugten Verfestigungsvolumens entspricht. Die Struktur kann nun schichtweise aufgebaut werden, indem man das bereits verfestigte Werkstück jeweils um eine Schichttiefe in das flüssige Polymer absenkt und die nächste Schicht darauf aufbaut. Durch dieses Verfahren lassen sich sogar Hohlräume und Hinterschneidungen herstellen (siehe Abbildung 2.6). Die erzeugte Kunststoffstruktur wird normalerweise als Urmodell für verschiedenste Guss- oder Spritzformen verwendet, mit denen Bauteile aus Kunststoff, Metall oder Keramik geformt werden [Koc98]. Eine alternative Vorgehensweise besteht in der flächigen Belichtung des Photopolymers unter Verwendung einer Transmissions-Flüssigkristallanzeige (LCD) als Belichtungsmaske [Cor98].

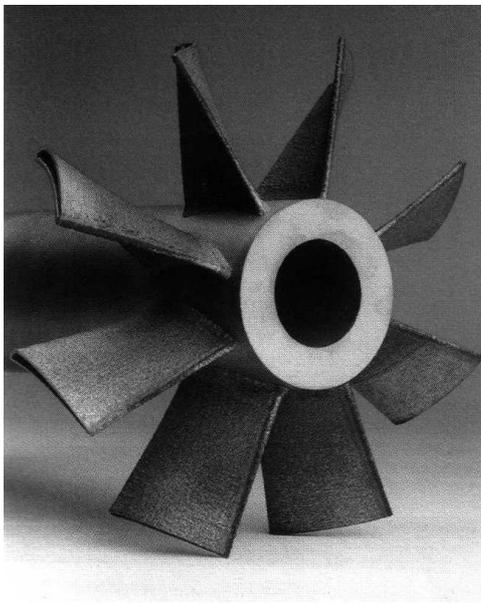


Abbildung 2.6:
Mit Mikro-Photo-Verfestigung hergestelltes
Werkstück [Ket98]

Der Vorteil dieser Technik besteht in der wesentlich höheren Prozessgeschwindigkeit und dem einfachen technischen Aufbau. Allerdings kann wegen der LCD-Maske kein UV-Licht verwendet werden. Deswegen ist man auf die Verwendung von optisch empfindlichen Polymeren angewiesen [Zim98]. Der große Vorteil der Mikro-Photo-Vefestigung ist die von keinem anderen Verfahren erreichte geometrische Flexibilität. Dagegen ergeben sich bei der Materialauswahl für die herzustellenden Bauteile auf Grund der Beschränkung auf Guss- und Spritztechnik Einschränkungen.

2.3.2 Siliziumtechnologie

Der Begriff Siliziumtechnologie umfasst die aus der Mikroelektronik bekannten Verfahren zur Strukturierung von Silizium-Wafern. Diese können auch zur Herstellung mikromechanischer Bauteile aus Metallen oder Halbleitern herangezogen werden. Die Verfahren beinhalten die Prozessschritte: Photolackauftrag, Lithographie, Ent-

wicklung, Ätzen/Dotieren/Metallisieren und Resistablösung. Nach Belichtung (im Masken- oder Direktschreibverfahren) und Entwicklung eines photoempfindlichen Lackes, wird an den lackfreien Substratflächen durch Ätzen, Dotieren oder Metallisieren eine Struktur erzeugt. Durch die Möglichkeit zur parallelen Herstellung vieler Strukturen auf einem Substrat, ist eine hohe Wirtschaftlichkeit trotz erheblichen Prozessaufwandes gewährleistet. Minimale Strukturgrößen liegen im Mikrometer- und Submikrometerbereich. Die Strukturhöhe ist begrenzt. Die größten Aspektverhältnisse (Strukturtiefe zu Breite) lassen sich durch anisotropes nasschemisches Ätzen erreichen, wobei Ätzraten von 50 - 200 nm pro Minute in Metallen und $4\ \mu\text{m}$ in Silizium realisiert werden können [Jan97]. Allerdings ist man auf bestimmte Materialien und Kristallschnitte angewiesen, was die Anwendbarkeit der Siliziumtechnologie sehr einschränkt. Für die Herstellung von Präge- oder Stanzwerkzeugen sind diese Verfahren deshalb nicht geeignet.

2.3.3 LIGA

Hinter der Abkürzung LIGA verbirgt sich eine technische aufwändige Verfahrensfolge aus **L**ithographie, **G**alvanik und **A**bformung. In ein mehrere hundert Mikrometer dickes Photoresist (PMMA: Polymethylmetacrylat) wird mittels Synchrotronstrahlung eine Struktur belichtet. Durch die Verwendung von Röntgenlicht erreicht man eine hohe Wandsteilheit und ein großes Aspektverhältnis. Nach der Entfernung des belichteten Resists wird durch galvanisches Abscheiden z.B. von Kupfer, Nickel oder Gold eine metallische Negativform erzeugt, die als Master für Präge- oder Spritzgusswerkzeuge benutzt wird [Men96] (siehe Abbildung 2.7) .

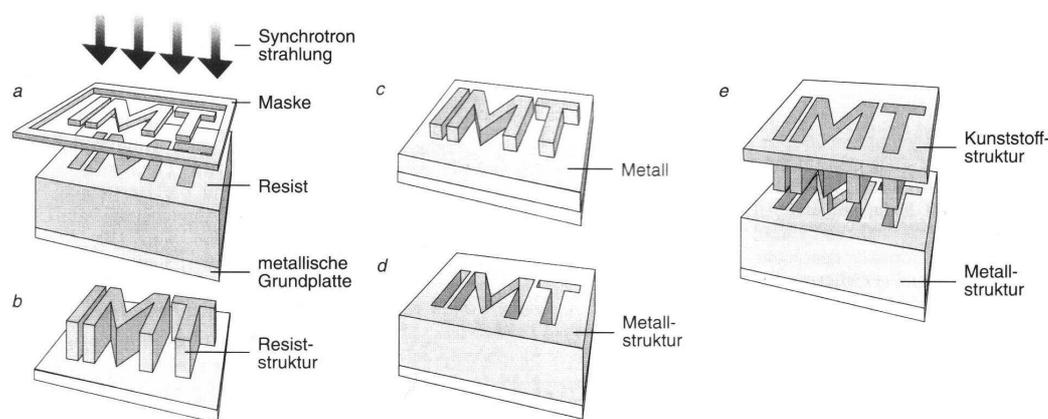


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des LIGA-Verfahrens. Mittels Synchrotronstrahlung wird eine Maske in ein PMMA-Photoresist abgebildet (a). Der bestrahlte Resist wird mit Lösungsmittel entfernt (b) und in einem Galvanikbad Metall um die verbleibende Resiststruktur aufgebaut (c). Schließlich erhält man nach dem Herauslösen des unbestrahlten PMMA ein metallisches Negativ der ursprünglichen Maske (d), das zum Prägen oder als Spritzgussform verwendet werden kann (e) [Men96].

Da besonders der Einsatz eines Synchrotrons mit erheblichen Kosten verbunden ist, kommt die LIGA-Technik praktisch ausschließlich für die Prototypen- und

Einzelteillfertigung in Frage.

2.3.4 Ultraschall-Erosion

Beim Ultraschallabformen wird das Werkzeug - eine sogenannte Sonotrode (Abb. 2.9) - mit etwa 20 kHz in Vorschubrichtung zum Schwingen angeregt. Zwischen Sonotrode und Werkstück befindet sich eine abrasive Suspension (z.B. Borcarbid in Wasser), deren Schleifmittelkörner durch die Schwingungen zerspanend wirken. Zusätzlich wirkt die im Ultraschall-Nahfeld durch Kavitation erzeugte Erosion ebenfalls abtragend. Ein Prozessschema ist in Abbildung 2.8 zu sehen.

Als unerwünschte Nebeneffekte werden zum einen die Suspensionskörner verkleinert, was durch eine fortlaufende Umwälzung der Suspension kompensiert wird, zum anderen wird auch das Werkzeug bearbeitet. Letzteres hat zur Folge, dass - wie bei der Senkerosion - einem größeren Schrupperbeitsgang das Schlichten mit einer frischen Sonotrode folgen muss, um präzise Strukturen im Mikrometerbereich zu erzeugen.

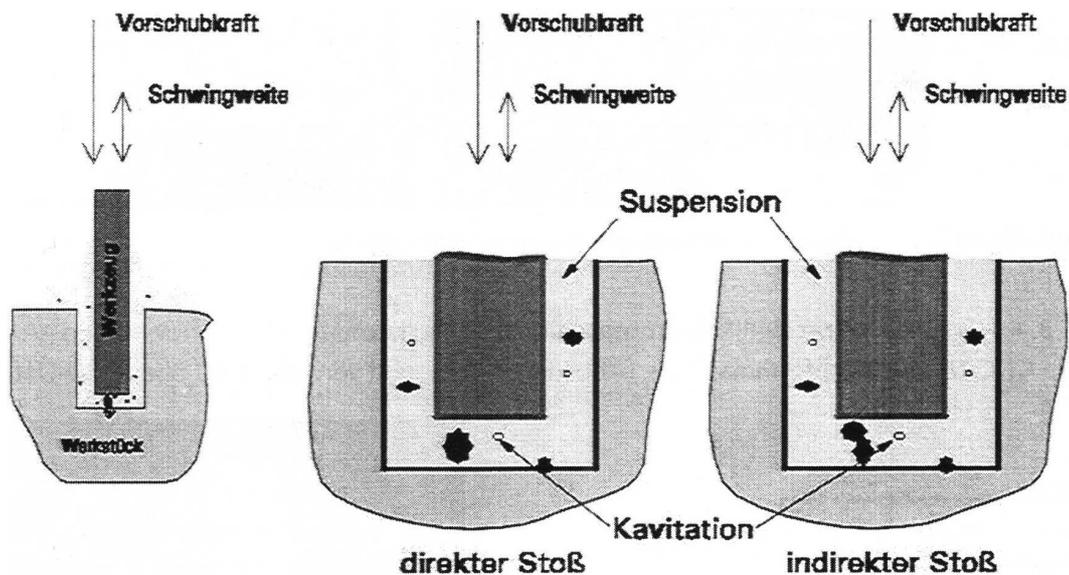


Abbildung 2.8: Ultraschallerosions Prozess: Die Sonotrode schwingt mit etwa 20kHz in der Vertikalen und wird auch in der selben Richtung mit der Vorschubkraft langsam in das Werkstück hineingesenkt. Zwischen Sonotrode und Werkstück befindet sich eine Suspension aus Wasser und Borcarbidkörnern. Der Abtrag erfolgt durch Stöße der Schleifmittelkörner sowie durch die Ultraschallschwingungen hervorgerufene Kavitation [Gil99]

Mit einer Relativbewegung zwischen Werkzeug und Werkstück kann eine dem Fräsvorgang verwandte Strukturierung erfolgen. Unter Verwendung einer Negativform am Ende der Sonotrode kann die Struktur direkt im Werkstück abgebildet werden. Als Materialien für das Werkzeug kommen polykristalliner Diamant (PKD), chemisch aufgedampfter Diamant (CVD) oder Hartmetalle in Frage, also vor allem Hartwerkstoffe, die sich während der Bearbeitung nicht zu stark abnutzen. Mit der

Ultraschallerosion lassen sich auch sehr harte Werkstoffe wie Hartmetall oder Hartkeramik gut strukturieren. Sie ist deswegen für die Herstellung von Mikroprägewerkzeugen gut geeignet. Schwierig gestaltet sich jedoch - wie bei der Senkerosion - die Herstellung der Formwerkzeuge selbst [Gil99].

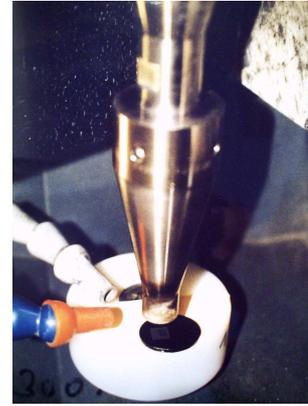
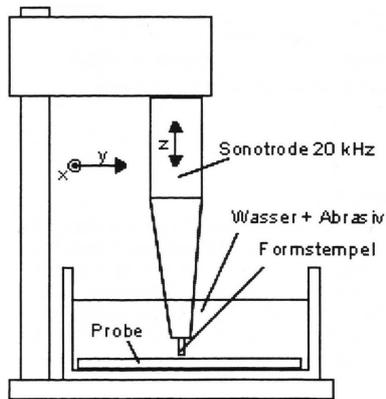


Abbildung 2.9: Ultraschallerosion: Schema (links) und Sonotrode (rechts)

Kapitel 3

Laser-Metall-Wechselwirkung

In diesem Kapitel sollen die elementaren Wechselwirkungen zwischen einem Laserpuls und einem absorbierenden Metall, sowie die Folgeprozesse beschrieben werden.

Die Energie eines auf eine Festkörperoberfläche auftreffenden UV-Laserpulses wird zunächst vom Elektronensystem absorbiert (Kapitel 3.1). Aus dem Absorptionsvolumen diffundiert die Energie durch Wärmeleitung weiter in den Festkörper, wo Elektron-Phonon-Stöße zu einer Erwärmung des Ionengitters führen (Kap. 3.2). Bei ausreichender Energie kommt es zum Schmelzen und zur Verdampfung des Festkörpers (Kap. 3.3), dessen Materialdampf in die umgebende Gas-Atmosphäre expandiert (Kap. 3.4). Die Absorption des Laserpulses im selbsterzeugten Materialdampf führt bei hohen Intensitäten zur Ausbildung einer Knudschicht unmittelbar oberhalb der Oberfläche (Kap. 3.4) sowie eines Plasmas im Materialdampf (Kap. 3.5). Damit verbunden ist eine modifizierte Energieeinkopplung des Lichtes in den Festkörper.

Im Folgenden werden die wesentlichen Phänomene, die den vorliegenden Lasertyp und die Absorption in Metallen betreffen, behandelt. Die charakteristischen Lasergrößen sind hierbei eine Pulslänge von etwa $t_P = 20 \text{ ns}$, eine Wellenlänge von $\lambda = 355 \text{ nm}$ bei Pulsenergien von ca. $7 \mu\text{J}$ bis $700 \mu\text{J}$ und einem Fokusbereich von $5 \mu\text{m}$ bis $30 \mu\text{m}$. Das bedeutet Pulsenergieleistungen von 1 J/cm^2 bis $3,5 \text{ kJ/cm}^2$ und Pulsintensitäten von $2,5 \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$ bis $8,9 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ auf der Metalloberfläche.

3.1 Absorption

Die Absorption von Licht im UV-Bereich findet bei allen Festkörpern hauptsächlich durch Elektronen statt. In Dielektrika sind dies vorwiegend gebundene Elektronen die durch Resonanzabsorption angeregt bzw. vom Valenzband in das Leitungsband gehoben werden (Interbandübergänge). In Metallen wird das Licht fast ausschließlich von den freien Elektronen absorbiert (Intrabandübergänge). Dies geschieht über die inverse Bremsstrahlung, bei der die Elektronen im elektrischen Feld des Lichtes beschleunigt werden. Besonders bei den Übergangsmetallen spielen aber auch Interbandübergänge eine Rolle und modifizieren das Absorptionsverhalten.

Zur Beschreibung des Laserlichtes im Festkörper wird zunächst die Dispersionsrelation - also die Beziehung zwischen Wellenvektor k und Kreisfrequenz ω - sowie die komplexe Dielektrizitätskonstante $\hat{\epsilon}$ bestimmt, um daraus den Absorptionskoeffizienten α und den Brechungsindex n des Festkörpers zu berechnen. Damit lässt sich die Lichtwelle im Festkörper beschreiben. Desweiteren erhält man die Reflektivität R und daraus den Absorptionsfaktor A , der den in den Festkörper eingekoppelten Anteil der Laserenergie angibt.

3.1.1 Dispersionsrelation

Eine in x -Richtung polarisierte ebene Welle $E_x(\mathbf{x}, t) = E_0 e^{i(k_0 z - \omega t)}$ treffe auf einen homogenen Festkörper mit halbumendlicher Geometrie, dessen Oberfläche bei $z = 0$ in der $x-y$ -Ebene liegt, und die sich in Richtung der positiven z -Achse erstreckt. Der Festkörper besitze die Leitfähigkeit σ_e , die Dielektrizitätskonstante ϵ und die magnetische Suszeptibilität μ . Die in das Medium transmittierte Welle mit dem elektrischen Feld \mathbf{E}' und dem Wellenvektorbetrag k erfüllt unter Annahme der Gültigkeit des Ohm'schen Gesetzes $\mathbf{J} = \sigma_e \mathbf{E}'$ die Wellengleichung im homogenen Medium

$$\Delta \mathbf{E}' = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}'}{\partial t^2} + \frac{\sigma_e \mu}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t}. \quad (3.1)$$

Setzt man als Lösung von (3.1) eine ebene Welle in Richtung der z -Achse an

$$E'_x(\mathbf{x}, t) = E_0 e^{i(kz - \omega t)}, \quad E'_y(\mathbf{x}, t) = 0, \quad E'_z(\mathbf{x}, t) = 0, \quad (3.2)$$

so ergibt sich ein Zusammenhang zwischen dem Betrag des Wellenvektors k , der Kreisfrequenz ω und der Dielektrizitätskonstante ϵ :

$$\begin{aligned} k^2 &= \frac{\omega^2 \mu}{c^2} \left(\epsilon + \frac{i \sigma_e}{\epsilon_0 \omega} \right) \\ &= \frac{\omega^2 \mu}{c^2} \cdot \hat{\epsilon}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Die Dispersionseigenschaften des Mediums lassen sich mit der komplexen Dielektrizitätskonstante

$$\hat{\epsilon} = \epsilon' + i\epsilon'' \quad (3.4)$$

beschreiben, wobei im Vakuum gilt $\hat{\epsilon} = 1$ und $k_0 = \omega/c$. Man erhält einen komplexen Wellenvektorbetrag

$$k = \frac{\omega}{c} (n + i\alpha), \quad (3.5)$$

dessen imaginärer Anteil α der Absorptionskoeffizient ist, während der Realteil n den Brechungsindex des Mediums darstellt:

$$\begin{aligned} \alpha^2 &= \frac{\mu}{2} \left(\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} - \epsilon' \right) \\ n^2 &= \frac{\mu}{2} \left(\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} + \epsilon' \right). \end{aligned} \quad (3.6)$$

3.1.2 Dielektrische Funktion

Bei einer Absorption durch Elektronen dominiert die elektronische Polarisierbarkeit die dielektrischen Eigenschaften des Mediums. Die vom elektrischen Feld E_x der einfallenden Welle hervorgerufene Polarisation erzeugt ein zusätzliches elektrisches Feld P_e . Die Proportionalität zwischen dem Feld im Vakuum E_x und dem Gesamtfeld im Festkörper $E_x + P_e$ wird durch die dielektrische Funktion oder Dielektrizitätskonstante $\hat{\epsilon}$ beschrieben. Zur Bestimmung von P_e löst man die Bewegungsgleichung für Elektronen im Festkörper. Senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Lichtwelle beschleunigt das elektrische Feld die Elektronen, die ihre Energie durch Stöße mit Elektronen und Phononen mit der Stoßrate ν_s verlieren:

$$m_e^* \dot{x} + m_e^* \dot{x} \nu_s + m_e^* \omega_0^2 x = e E_x(\mathbf{x}, t). \quad (3.7)$$

Dabei ist ω_0 die Resonanzfrequenz und m_e^* die effektive Masse der Elektronen. Durch Einsetzen von (3.2) erhält man die Auslenkung der Elektronen

$$x = \frac{e}{m_e^*} \left(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\nu_s \right)^{-1} \cdot E_x(\mathbf{x}t). \quad (3.8)$$

Nimmt man einen linearen Zusammenhang zwischen Polarisation P_e und elektrischem Feld E_x im Vakuum an

$$P_e = n_g e x = \chi \epsilon_0 E_x(\mathbf{x}t), \quad (3.9)$$

mit n_g als Teilchendichte aller Elektronen (frei und gebunden) und der dielektrische Suszeptibilität χ als Proportionalitätsfaktor, so erhält man schließlich einen allgemeinen Ausdruck für die komplexe dielektrische Konstante

$$\hat{\epsilon}(\omega) = 1 + \chi = 1 + \frac{n_g e^2}{\epsilon_0 m_e^*} \sum_i f_i \left(\omega_{0i}^2 - \omega^2 - i\omega\nu_s \right)^{-1}, \quad (3.10)$$

wobei in diesem Fall noch über die verschiedenen Resonanzfrequenzen ω_{0i} der einzelnen Elektronen summiert und jeder Term mit einem Wichtungsfaktor f_i , der dem relativen Vorkommen der jeweiligen Resonanzfrequenz entspricht, multipliziert wird.

Real- und Imaginärteil der dielektrischen Funktion lauten

$$\epsilon' = 1 + \frac{n_g e^2}{\epsilon_0 m_e^*} \sum_i f_i \left(\frac{\omega_{0i}^2 - \omega^2}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 - \omega^2 \nu_s^2} \right) \quad (3.11)$$

und

$$\epsilon'' = 1 + \frac{n_g e^2}{\epsilon_0 m_e^*} \sum_i f_i \left(\frac{i\omega\nu_s}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 - \omega^2 \nu_s^2} \right). \quad (3.12)$$

3.1.3 Dielektrische Funktion in Metallen

Betrachtet man nur die Absorption von UV-Licht in Metallen durch freie Elektronen, vereinfacht sich der Ausdruck. Zum einen kann die Resonanzfrequenz $\omega_{i0} = 0$

gesetzt werden, zum anderen sind die typische Stoßfrequenzen in Metallen mit etwa $5 \cdot 10^{13}$ Hz gegenüber der Kreisfrequenz des UV-Lichtes von $5 \cdot 10^{15}$ Hz in erster Näherung vernachlässigbar $\omega \gg 2\nu_s$ (idealer Leiter). Die Gesamtfunktion enthält beide Anteile, den der gebundenen und den der freien Elektronen.

$$\begin{aligned}\epsilon' &= 1 + \epsilon_g - \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e^*} \cdot \frac{1}{\omega^2} \\ \epsilon'' &= 0.\end{aligned}\tag{3.13}$$

Der Anteil ϵ_g der gebundenen Elektronen ist für einfache Metalle bei der Laserwellenlänge $\lambda = 355$ nm wegen $\omega > \omega_{0i}^{\max}$ vernachlässigbar [Hun93], so dass der endgültige Ausdruck für die dielektrische Konstante für UV-Licht in Metallen

$$\hat{\epsilon} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\tag{3.14}$$

lautet, mit der Plasmafrequenz

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e^*}.\tag{3.15}$$

Einsetzen von (3.14) mit $\epsilon'' = 0$ und $\mu = 1$ in (3.6) ergeben Absorptionskoeffizient und Brechungsindex eines idealen Leiters. Für Frequenzen ω kleiner der Plasmafrequenz ω_p erhält man:

$$\alpha = \sqrt{-\epsilon'} = \frac{1}{\omega} \sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}, \quad n = 0.\tag{3.16}$$

Für $\omega > \omega_p$ gilt:

$$\alpha = 0, \quad n = \frac{1}{\omega} \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}.\tag{3.17}$$

3.1.4 Lichtwelle in Metallen

Eine ebene Welle im Festkörper wird durch den ersten Term in (3.2) beschrieben:

$$E'_x(\mathbf{x}, t) = E_0 e^{ikz} e^{-i\omega t}.\tag{3.18}$$

Einsetzen der Dispersionsrelation (3.3) oder (3.5) mit $\mu = 1$ ergibt

$$E'_x(\mathbf{x}, t) = E_0 e^{i\frac{\omega}{c} \sqrt{\hat{\epsilon}} z} e^{-i\omega t} = E_0 e^{i(\frac{\omega}{c} n z - \omega t)} e^{-\frac{\omega}{c} \alpha z},\tag{3.19}$$

und man erhält mit (3.16) für $\omega < \omega_p$ die in einen ideal leitendes Metall eindringende Welle:

$$E'_x(\mathbf{x}, t) = E'_0 e^{-i\omega t} e^{-\frac{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}}{c} z}.\tag{3.20}$$

Für Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz bedeutet dies einen exponentiellen Intensitäts-Abfall der Lichtwelle im Metall von

$$I'(\mathbf{x}, t) = I(x, y, t) e^{-\frac{z}{\delta_1}}\tag{3.21}$$

mit der optischen Eindringtiefe

$$\delta_I = \frac{c}{\alpha\omega} = \frac{\lambda}{\alpha 2\pi}. \quad (3.22)$$

Material	Al	Cu	Ag	W	WC/Co
Plasmawellenlänge (ω_{pl}) [nm]	78,5	114,8	137,9	93,4	158,2
Stoßrate (ν_s) [10^{15} Hz]	0,14	0,04	0,03	0,2	0,26
Absorptionstiefe (δ_I) [μm]	0,013	0,019	0,024	0,015	0,028
Reflektivität (R)	0,988	0,995	0,996	0,980	0,952

Tab. 3.1.4: Vergleich der optischen Eigenschaften von Aluminium (Al), Kupfer (Cu), Silber (Ag), Wolfram (W) und Wolfram-Karbid (WC/Co, siehe Kapitel 5). Die Stoßrate wurde nach dem Drudemodell für die elektrische Gleichstromleitfähigkeit berechnet [Hun93].

Da die Plasmawellenlängen der meisten Metalle zwischen 50 nm und 300 nm liegen (siehe Tabelle 3.1.4), ist die Bedingung $\omega < \omega_p$ für $\lambda = 355$ nm normalerweise erfüllt. Typische Eindringtiefen $\delta_I = \lambda/2\pi\alpha$ bei dieser Wellenlänge betragen etwa 10 nm bis 50 nm.

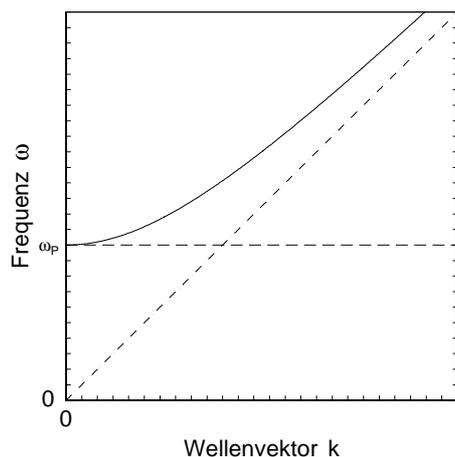


Abbildung 3.1:

Dispersionsrelation im idealen Metall. Unterhalb der Plasmafrequenz existiert nur ein imaginärer Wellenvektor, die Intensität der elektromagnetischen Welle fällt exponentiell ab. Oberhalb der Plasmafrequenz wird das ideale Metall durchsichtig.

Jenseits der Plasmafrequenz ergibt sich mit (3.17) in (3.20) ein rein imaginärer Exponent, so dass Metalle für elektromagnetische Wellen hoher Frequenz durchlässig werden (siehe Abbildung 3.1).

3.1.5 Reflexion und Absorption

Das auf einen Festkörper treffende Licht wird zum Teil an der Oberfläche reflektiert und zum Teil durch die Grenzfläche transmittiert. Die jeweiligen Intensitäten I_0'' und I' ergeben sich aus der Einfallintensität I_0 durch Multiplikation mit der Reflektivität R und der Transmittivität T , die sich aus den Fresnel-Formeln berechnen lassen. An Metallen wird unterhalb der Plasmafrequenz ω_p der größte Anteil des Lichtes reflektiert. Da die Dämpfungsverluste für die Berechnung von α und n in (3.16) gleich Null gesetzt wurden (idealer Leiter), ergibt sich aus den Fresnel-Formeln für senkrecht einfallendes Licht

$$R = \frac{(n-1)^2 + \alpha^2}{(n+1)^2 + \alpha^2} \quad (3.23)$$

sogar eine 100%ige Reflexion. In der Realität sorgen Dämpfungsverluste und vor allem Interbandübergänge (besonders bei Übergangsmetallen) für ein modifiziertes Absorptions- und Reflexionsverhalten. Der Anteil ϵ_g der dielektrischen Konstante in (3.13) für die gebundenen Elektronen besitzt hier auch für optische und höhere Frequenzen Terme ungleich Null, und kann nicht vernachlässigt werden.

Der Absorptionsfaktor A ergibt sich bei halbumendlicher Geometrie des absorbierenden Mediums (bzw. bei einer Dicke L des Mediums mit $L \gg \delta_I$) aus der Transmittivität T

$$A = T = \frac{4n}{(n+1)^2 + \alpha^2}, \quad (3.24)$$

wobei gilt $T = 1 - R$.

Die in der Tiefe z absorbierte Laserleistungsdichte P_A ergibt sich aus der Abnahme der Intensität dI'/dz (mit (3.21)) an dieser Stelle:

$$P_A = -A \frac{dI}{dz} = \frac{A}{\delta_I} I(x, y, t) \exp\left(-\frac{z}{\delta_I}\right). \quad (3.25)$$

Für einige Metalle sind in Tabelle 3.1.4 Plasmawellenlänge λ_p , optische Absorptionstiefe δ_I , die Stoßfrequenzen ν_s sowie die Reflektivität R angegeben. Die Stoßfrequenzen wurden dabei mit Hilfe der Gleichstromleitfähigkeit [Hun93] berechnet. Zu sehen ist, dass bei allen Metallen die Plasmawellenlänge kleiner als 355 nm ist, und dass der Absorptionsfaktor durch das freie Elektronengas relativ gering ist. Messungen der Reflektivität einer Hartmetallprobe (WC/Co) am Fraunhofer Institut für Lasertechnik (ILT Aachen) ergaben dagegen einen Absorptionsfaktor von WC/Co bis zu 85%. Dies lässt sich mit der Oberflächenrauigkeit (verbunden mit Mehrfachreflexionen), mit einer Temperaturabhängigkeit der Absorption und mit der Absorption an gebundenen Elektronen (Interbandübergänge) erklären (vgl. Kap. 5.3). Bei den Interbandübergängen spielen vor allem Elektronenübergänge in die nicht besetzten 5d-Niveaus der Wolfram-Atome eine Rolle.

3.1.6 Prozessabhängige Reflektivität

Während des Abtragprozesses des Metalls bleibt der Absorptionskoeffizient A keineswegs konstant [Bon68]. Bei höheren Temperaturen nimmt die Reflektivität R

durch verschiedene Effekte ab. Drei Mechanismen sind für die dadurch erhöhte Laserabsorption verantwortlich [All87]:

a) Die Verkürzung der Elektron-Phonon-Stoßzeiten (siehe auch Kapitel 3.2.1). Der resultierende erhöhte Widerstand (bei Wolfram beispielsweise von $5,5 \mu\Omega\text{cm}$ bei 20°C auf $96 \mu\Omega\text{cm}$ bei der Schmelztemperatur 2800°C [Lan64]) bewirken einen Absorptionsanstieg. Damit verbunden ist ein Absinken der Drude-Reflexion.

b) Oberflächeneffekte durch Schmelzdeformation, Verdampfung und chemische Reaktionen der heißen Metalloberfläche mit dem Umgebungsgas. Diese haben die größten Auswirkungen auf das Reflexionsverhalten [All87], sie sind gleichzeitig aber auch am schwierigsten zu beschreiben und vor allem zu quantifizieren (siehe Abschn. 3.3.6).

c) Eine veränderte Bandstruktur des Metalls bei höheren Temperaturen, die verstärkte Interbandübergänge mit sich bringt.

Verschiedene Experimente deuten darauf hin, dass die Reflexion bei Pulsenergien, die deutlich über der Verdampfungsgrenze liegen, im inneren Bereich der Verdampfungsfront praktisch gegen Null geht [Rea65], [Bar74]. Dies deckt sich mit den Ergebnissen bei der Bestimmung des Absorptionsfaktors Kapitel 5.3.2 und 5.3.3.

3.2 Erwärmung

3.2.1 Elektron-Phonon-Stöße

Wie aus dem vorangegangenen Abschnitt ersichtlich, wird UV-Licht in Festkörpern durch Elektronen - das heisst für Metalle durch das Elektronengas - absorbiert. Die absorbierte Laserintensität $AI = (1 - R)I$ führt zunächst durch Erhöhung der inneren Energie zu einer Erwärmung des Elektronengases, das die Energie durch Elektron-Phonon-Stöße [Hun93] an das Gitter überträgt.

Ein Vergleich der charakteristischen Zeiten der beiden Prozesse mit der Laserpulsdauer gibt Aufschluss über den Ablauf der Erwärmung des Festkörpers. Typische Zeiten für das Einstellen eines thermischen Gleichgewichts im Elektronengas eines Metalles liegen bei $\tau_{\text{eth}} = 10^{-12} - 10^{-13} \text{ s}$ [Rea65], [Ani71], während die Stoßzeit zwischen Elektronen und Phononen ungefähr $\tau_{\text{eph}} = 10^{-10} - 10^{-11} \text{ s}$ [Ani67],[Ani71], [Bar74] beträgt. Diese Zeit kann auch mit der Thermalisierungszeit des Gitters gleichgesetzt werden, da die Wärmeleitung durch das Elektronengas getragen wird. Da diese Zeiten um mehr als zwei Größenordnungen kürzer sind als die betrachteten Pulslängen von einigen Nanosekunden oder mehr ($t_P > 10^{-9} \text{ s}$), kann während der Laser-Metall-Wechselwirkung die Temperatur des Gitters mit der des Elektronengases gleichgesetzt werden. In diesem Fall wird die Materialerwärmung im 1-Temperatur-Modell durch die allgemeine Wärmeleitungsgleichung mit der Temperatur T , der Wärmeleitungs-konstante K , der als Wärmequelle wirkenden absorbierten Energie $Q(\mathbf{x}, t)$ und der spezifischen Wärme C_f des Festkörpers, die bei Metallen durch die spezifische Wärme c_e des Elektronensystems ersetzt werden kann, beschrieben:

$$\rho c_e \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(K \nabla T) + Q(\mathbf{x}, t). \quad (3.26)$$

Dagegen müssen bei Pikosekunden-Pulsen ($t_P \approx \tau_{\text{ep h}}$) für das Elektronengas und die Phononen getrennte Temperaturen T_e und T_p eingeführt werden (2-Temperatur-Modell). Man stellt zwei Wärmeleitungsgleichungen mit einem Kopplungsterm auf, dessen Konstante sich aus der Freien-Elektronen-Theorie ergibt [Jan97], [Hüt96c].

Der Abtragsmechanismus bei Subpikosekundenpulsen erfolgt nicht wie bei Nanosekundenpulsen über thermische Effekte wie Erwärmung, Wärmeleitung und Verdampfung. Das Elektronensystem nimmt zunächst die gesamte absorbierte Laserenergie auf und wird gegenüber dem Ionengitter sehr stark überhitzt ($> 10^5$ K), es entsteht ein hoher thermischer Elektronendruck. Sind die daraus resultierenden Zugspannungen größer als die Bindungskräfte der Atome, brechen die Atombindungen auf und es kommt zum Materialabtrag. Diesen Abtragsmechanismus bezeichnet man als "Laserablation" [Nol99].

Noch kürzere Pulslängen im Femtosekundenbereich ($t_P \approx \tau_{\text{eth}}$) führen dazu, dass die Thermalisierungszeit im Elektronensystem größer ist als die Laserpulsdauer. Das bedeutet, dass bei der Berechnung der Temperaturverteilung im Elektronengas nicht nur die aktuelle Verteilung und die aktuelle Laserenergieeinkopplung berücksichtigt werden müssen, sondern über eine Memoryfunktion auch die Lasereinkopplung zu früheren Zeitpunkten [Hüt96b], [Hüt96a], [Jan97].

3.2.2 Lösung der allgemeinen Wärmeleitungsgleichung

Nimmt man zur Vereinfachung temperaturunabhängige Materialkonstanten¹ an, ergibt (3.26):

$$\rho c_e \frac{\partial T}{\partial t} = K \nabla^2 T + Q(\mathbf{x}, t). \quad (3.27)$$

Der halbumendliche Festkörper soll thermisch isoliert sein, woraus sich als Randbedingungen verschwindende Wärmeflüsse an den Festkörpergrenzen ergeben:

$$\frac{\partial}{\partial z} T = 0|_{z=0, z \rightarrow \infty}. \quad (3.28)$$

Für diese Randbedingungen lässt sich (3.27) mit Hilfe einer Green'schen Funktion lösen [Bec75], [Tre85],[All87]. Die Temperatur T zu einem Zeitpunkt t an einem Raumpunkt $\mathbf{x} = (x, y, z)$ erhält man aus:

$$T(x, y, z, t) = T_0 + \int_0^t \int_V G(x, y, z, t, x', y', z', t') Q(x', y', z', t') dV' dt'. \quad (3.29)$$

Die Green'sche Funktion $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ zu (3.27) mit den Randbedingungen (3.28) findet sich in Anhang B.

Die Wärmequelle $Q(\mathbf{x})$ ergibt sich aus der absorbierten Laserleistungsdichte P_A im Festkörper (3.25):

$$Q(\mathbf{x}, t) = P_A = \frac{A}{\delta_1} I(x, y, t) \exp\left(-\frac{z}{\delta_1}\right). \quad (3.30)$$

¹Die Temperaturabhängigkeiten einiger Konstanten finden sich im Anhang A. Für Berechnungen könnten Mittelwerte über die Temperatur verwendet werden

Betrachtet man die Wärmeeindringtiefe δ_W , die ein Maß für die mittlere Entfernung, die die Wärme während der Dauer t_P des Laserpulses in den Festkörper hineindiffundiert, darstellt [All87], [Tre85]²,

$$\delta_{\text{wtief}} = \sqrt{\frac{4K t_P}{\rho c_e}} \quad (3.31)$$

für $t_P = 20$ ns und typische Materialwerte von Metallen, so ergeben sich Werte von 2 bis $3 \mu\text{m}$ (vgl. Tab.3.2.2). Da die optische Eindringtiefe δ_I von UV-Licht (Tab. 3.1.4) in Metallen etwa zwei Größenordnungen kleiner ist, findet der Energieeintrag in das Volumen des Festkörpers also fast ausschließlich durch Wärmeleitung statt.

Material	Al	Cu	W	WC/Co
Wärmeeindringtiefe [μm]	2,8	3	2	2,1
Absorptionstiefe [μm]	0,013	0,019	0,015	0,028
Verhältnis	218	155	129	74

Tab. 3.2.2: Vergleich der Absorptionstiefe mit der Wärmeeindringtiefe für Aluminium (Al), Kupfer (Cu), Wolfram (W) und Wolfram-Karbid (WC/Co, siehe Kapitel 5)

In der Wärmeleitungsgleichung kann man deshalb durch Nullsetzen der optischen Eindringtiefe ($\delta_I \rightarrow 0 \Rightarrow Q(\mathbf{x}, t) \propto \delta(z)$) den Laserpuls in erster Näherung als Oberflächenquelle (bei $z = 0$) behandeln:

$$Q(\mathbf{x}, t) = AI(x, y, t) \cdot \delta(z). \quad (3.32)$$

Bei der verwendeten Laserstrahlung handelt es sich um die Grundmode TEM₀₀ mit einem Gauß'schen Strahlprofil (siehe Kapitel 4.1). Der zeitliche Verlauf der Pulse folgt ebenfalls einer Gauß'schen Glockenkurve, so dass man für die Laserintensität I schreiben kann

$$I(x, y, t) = I_0 \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}\right) \exp\left(-4\frac{(t - t_0)^2}{t_P^2}\right). \quad (3.33)$$

Der Gauß'sche Strahlradius r_0 bezeichnet die Entfernung zur Strahlmitte, bei der die Intensität I auf I_0/e^2 abgefallen ist, t_0 ist der Zeitpunkt maximaler Intensität und die Pulsdauer t_P ist als Zeitspanne definiert, innerhalb der die Intensität in der Strahlmitte mehr als I_0/e^2 beträgt (siehe Abbildung 4.6).

Mit diesem Strahlprofil, den Randbedingungen (3.28) und der Wärmequelle (3.32) erhält man schließlich als Lösung von (3.27) das Temperaturfeld innerhalb des

²In dieser Form strenggenommen nur für den eindimensionalen Fall gültig [Tre85].

Festkörpers in zylindrischen Koordinaten³:

$$T(z, r, t) = T_0 + \frac{AI_0 r_0^2}{\rho c_e \sqrt{\pi}} \int_0^t \exp\left(-4 \frac{(t' - t_0)^2}{t_p^2}\right) \frac{1}{\beta(\beta^2 + \frac{r_0^2}{2})} \exp\left(-\frac{r^2}{\beta^2 + \frac{r_0^2}{2}} - \frac{z^2}{\beta^2}\right) dt' \quad (3.34)$$

mit

$$\beta = 2\sqrt{\kappa|t - t'|} \quad \text{und} \quad \kappa = \frac{K}{\rho c_e}. \quad (3.35)$$

Die Raumintegration in Gleichung (3.29) besitzt für das Gauß'sche Strahlprofil also eine analytische Lösung, so dass nur die Zeitintegration numerisch berechnet werden muss. Abbildung (3.2) zeigt eine Beispiel-Rechnung für den Zeitverlauf einer laserinduzierten Erwärmung in Wolframkarbid an verschiedenen Punkten.

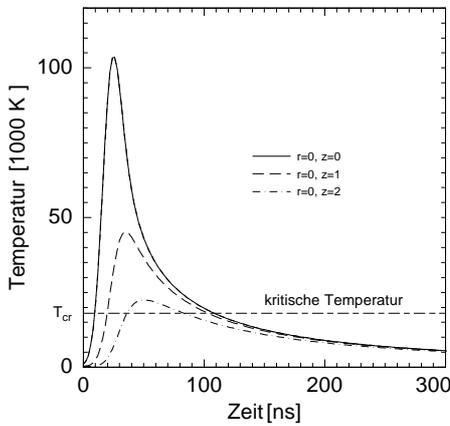


Abbildung 3.2:

Temperaturverlauf nach der dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung für Wolframkarbid in der Strahlmitte bei verschiedenen Tiefen ($z = 0 \mu\text{m}$, $z = 1 \mu\text{m}$, $z = 2 \mu\text{m}$). Die Laserpulslänge beträgt 20 ns , der Fokussdurchmesser $15 \mu\text{m}$ und die Energie $30 \mu\text{J}$. Das Temperaturmaximum wird nach 25 ns ($r = 0 \mu\text{m}$, $z = 0 \mu\text{m}$), nach 36 ns ($r = 0 \mu\text{m}$, $z = 1 \mu\text{m}$) bzw. nach 50 ns ($r = 0 \mu\text{m}$, $z = 2 \mu\text{m}$) erreicht.

Die Annahme temperaturunabhängiger Materialkonstanten ist nur eine Näherung. Aufgrund verschiedener Effekte, die durch eine Materialerwärmung hervorgerufen werden, wie die Veränderung des Phononespektrums, die lineare Ausdehnung des Gitters oder die Verkürzung der Elektron-Phonon-Stoßzeit, ändern sich die spezifische Wärme, die Dichte, die Wärmeleitfähigkeit und auch die Absorptivität (Kap. 3.1.6) mit der Temperatur.

Dennoch konnte mit diesem Modell in Kapitel 5.3.2 bei der theoretischen Bestimmung des Abtragsprofils von Einzelkratern gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen erzielt werden. Dies überrascht auch angesichts der Tatsache, dass weder Phasenübergänge (Kap. 3.3) noch sonstige Effekte wie Oberflächendeformation (Kap. 3.3.6) oder Plasmaeinflüsse (Kap. 3.5) berücksichtigt werden. Dies ist möglicherweise ein Hinweis darauf, dass die Verdampfung des Materials in der Nähe der kritischen Temperatur und damit ohne Phasenübergänge stattfindet (siehe Kap. 3.3) kann jedoch auch einfach bedeuten, dass die genannten Prozesse bei den beobachteten Energien vernachlässigbar sind. Mit Hilfe der Wärmeleitungsgleichung sollten sich in jedem Fall auch Aussagen bis zum Erreichen der Schmelztemperatur und damit über die Bearbeitungsschwelle treffen lassen (Kap. 5.3.3).

³Eine genauere Herleitung findet sich in Anhang B.1

3.2.3 Eindimensionale Näherung

Die meisten Modelle, die neben der reinen Erwärmung auch noch weitere Prozesse der Laser-Material-Wechselwirkung wie Phasenübergänge, Materialexpansion, Schmelzaustrieb oder Plasmabildung berücksichtigen, sind auf Grund der Komplexität des Problems eindimensionale Modelle (siehe folgende Kapitel). Unter welchen Bedingungen die Reduktion auf eine Dimension noch zu Ergebnissen führt, die die Realität gut widerspiegeln, kann durch einen Vergleich der Lösungen der dreidimensionalen mit denen der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung abgeschätzt werden.

Für die folgenden Berechnungen wird ausserdem eine zeitlich konstante Pulsintensität angenommen. Diese Annahme ist für Laserpulse mit Gauß'schem Zeitverlauf eine sehr grobe Näherung, die maximal für die Pulsdauer zulässig ist. Da die Wärmeleitung bei ns-Pulsen während der Pulsdauer aber schon in ein - zumindest gegenüber der Absorptionstiefe - beträchtliches Volumen stattfindet (siehe Kap.3.2.2), lassen sich auch die quantitativen Abschätzungen auf diese Pulse übertragen.

Die dreidimensionale Wärmeleitungsgleichung besitzt für konstante Laserintensität in der Strahlmitte ($r = 0$) an der Oberfläche ($z = 0$) eine analytische Lösung [Tre85]⁴.

$$T_3(0, 0, t) = \frac{AI_0 r_0}{K\sqrt{2\pi}} \arctan\left(\sqrt{t/t_t}\right). \quad (3.36)$$

Die charakteristische Zeit t_t wird aus dem Fokusradius r_0 und der Temperaturleitfähigkeit κ gebildet:

$$t_t = r_0^2 / 8\kappa. \quad (3.37)$$

Das eindimensionale Pendant lautet

$$T_1(z = 0, t) = \frac{AI_0}{K} \sqrt{4\kappa t / \pi}. \quad (3.38)$$

Mit diesen Lösungen lässt sich ein Maß für die Reduktion der Festkörpertemperatur in der Strahlmitte durch laterale Wärmeleitung bei der dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung gegenüber der eindimensionalen Lösung bilden:

$$H = 1 - \frac{T_3}{T_1} = 1 - \frac{\arctan(\sqrt{t/t_t})}{\sqrt{t/t_t}}. \quad (3.39)$$

Unterscheiden sich die beiden Oberflächentemperaturen voneinander (es gilt immer $T_3 < T_1$), so ist dies auf ein signifikantes Abströmen von Wärmeenergie senkrecht zur Laserstrahlrichtung zurückzuführen. Je größer diese Verluste sind, desto näher liegt der Wert von H bei 1. Bei Werten von H nahe Null kann man für die Festkörperoberfläche an der Strahlmitte eine eindimensionale Wärmeleitung ansetzen; Effekte an den Rändern der wärmebeeinflussten Zone spielen dann praktisch keine Rolle oder sind zumindest vernachlässigbar. Dieser Fall tritt ein für $t \approx t_p \ll t_t$.

⁴Mit Gleichung (3.36) lässt sich unter Vernachlässigung des Schmelzübergangs die Schwellintensität für die Verdampfung als Funktion der Pulsdauer oder des Fokusradius berechnen (siehe auch Kapitel 5.3.3).

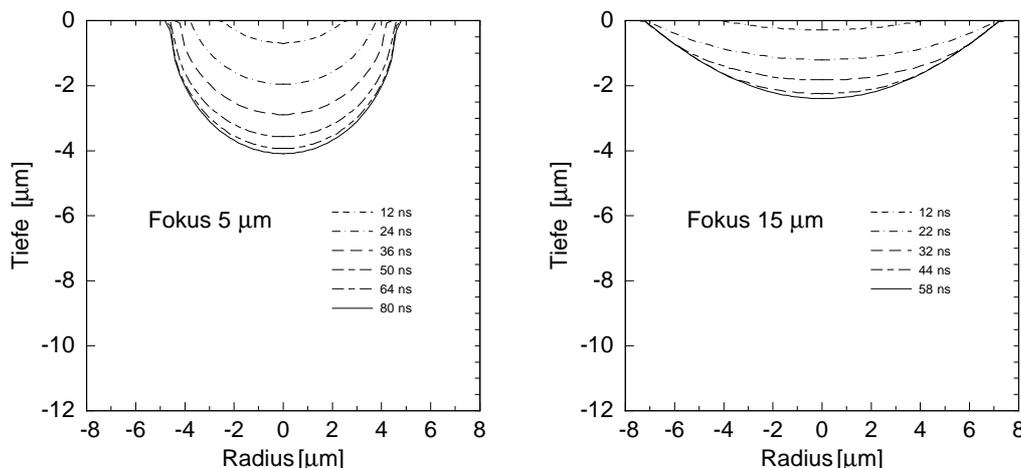


Abbildung 3.3: Lochprofil in Hartmetall (WC/Co) nach der dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung im Zeitverlauf. Bei einem Fokusbereich von $5 \mu\text{m}$ (links) ist der laterale Wärmeabfluss noch recht hoch ($H = 0,25$), bei $15 \mu\text{m}$ kann der Abtrag in der Strahlmitte schon eindimensional betrachtet werden ($H = 0,007$). $\delta_W = 2,1 \mu\text{m}$ (vgl. Tab. 3.2.2), $E_P = 30 \mu\text{J}$.

Ersetzt man t_P mit Hilfe (3.31) durch die Wärmeeindringtiefe δ_W , so erhält man als Bedingung für die Gültigkeit eindimensionaler Modelle die recht anschauliche Forderung, dass der Radius des Laserfokus auf der Festkörperoberfläche sehr viel größer sein muss als die Wärmeeindringtiefe:

$$\begin{aligned}
 t_b = r_0^2 / 8\kappa &\gg t_P \\
 &\Downarrow \\
 r_0 &\gg \delta_W \qquad (3.40) \\
 &\Downarrow
 \end{aligned}$$

vorwiegend eindimensionale Wärmeleitung.

Laserpulslänge	$10 \mu\text{s}$	$1 \mu\text{s}$	100 ns	10 ns	1 ns
Fokusbereich in μm bei $H=0,01$	320	100	32	10	3,2
Wärmeeindringtiefe in μm	47	14,8	4,7	1,48	0,47

Tab. 3.2.3: Vergleich für verschiedene Laserpulsängen: Fokusbereich, die die Bedingung für eine eindimensionale Betrachtung der Wärmeleitung erfüllen ($H=0,01$). Für kürzere Pulse sind die Bedingungen für eine Beschreibung im Ein-Temperaturmodell nicht mehr erfüllt (Kap. 3.2.1)

Zur Überprüfung der Richtigkeit der Bedingung für eine eindimensionale Wärmeleitung (3.40, hier: $r_0 \gg \delta_W > \beta$) kann man diese in die Lösung der dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung (3.34) einsetzen und löst das Integral bei $r = 0$, $z = 0$ und konstanter Intensität $I = \text{const}$. Man erhält die Lösung der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung (3.38).

In den Abbildungen 3.4 sind die Lösungen der Wärmeleitungsgleichung bei ($r = 0$, $z = 0$) für den zeitabhängigen dreidimensionalen (3.34) und eindimensionalen Fall sowie den (quasi)statischen dreidimensionalen (3.36) und den (quasi)statischen eindimensionalen Fall (3.38)⁵ für verschiedenen Verhältnisse von r_0 zu δ_W zu sehen. Bei ($r_0 \gg \delta_W > \beta$) (links) stimmen jeweils ein- und dreidimensionaler Temperaturverlauf gut überein, bei ($r_0 \ll \delta_W$) (rechts) liegen die Temperaturen des dreidimensionalen statischen und des zeitabhängigen Modells nahe beieinander. Im mittleren Graphen ist der Temperaturverlauf für die bei der Testbearbeitung verwendeten Parameter berechnet. Auch hier ist die Bedingung für eindimensionale Wärmeleitung ($r_0 \gg \delta_W > \beta$) noch gut erfüllt. Mit den statischen Lösungen lässt sich der zeitabhängige dreidimensionale Temperaturverlauf nicht nähern.

Beide Näherungen (eindimensional und statisch) sind also für die Wärmeleitungsgleichung bei gaussförmigen Laserpulsen nicht gleichzeitig erfüllbar und zumindest für quantitative Berechnungen nicht zulässig. Der eindimensionale statische Fall unterscheidet sich quantitativ immer deutlich vom dreidimensionalen Fall und kann allenfalls bei ($r_0 \ll \delta_W$) (Abb. 3.4 rechts) zu qualitativen Aussagen herangezogen werden.

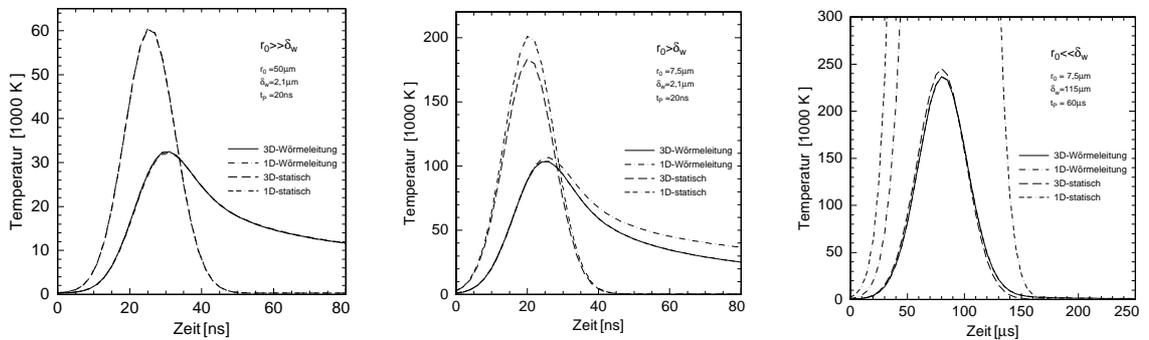


Abbildung 3.4: Temperaturverlauf in der Strahlmitte an der Festkörperoberfläche, berechnet mit zeitabhängiger und statischer dreidimensionaler und eindimensionaler Wärmeleitungsgleichung. Es sind die Fälle $r_0 \gg \delta_W > \beta$ (links), $r_0 \ll \delta_W$ (rechts) und die bei den Testbearbeitungen von Kapitel 5 vorliegenden Bedingungen (Mitte) gerechnet.

Ohnehin können eindimensionale Modelle ausschließlich die Verhältnisse in der Strahlmitte wiedergeben. Es lassen sich keine Aussagen über radiale Kraterausdehnungen und nur eingeschränkt Aussagen über das Abtragsvolumen pro Puls machen, etwa durch Multiplikation mit der (normierten) radialen Funktion des Laserpulses.

⁵Die statischen Lösungen wurden mit der Zeitfunktion des Laserpulses multipliziert, die Gaußfunktion also vor das Integral gezogen.

3.3 Phasenübergänge

Koppelt man Laserstrahlung in einen Festkörper ein, dessen Temperatur unterhalb seiner Schmelz- und Siedetemperatur liegt, kommt es bei ausreichender Energieeinkopplung zu Phasenübergängen. Zunächst bildet sich die Phasengrenze fest - flüssig (Schmelzfront) und bei weiterem Temperaturanstieg der Übergang flüssig - gasförmig (Verdampfungsfront) aus. Zum weiteren Verlauf des Prozesses nach dem Einsetzen der Verdampfung an der Oberfläche gibt es unterschiedliche Ansätze bei denen die Phasengrenze fest-flüssig zunächst vernachlässigt wird und mit denen sich z.B. die Bewegung der Phasengrenze in den Festkörper bestimmen lässt:

a) Die Verdampfung geschieht instantan. Die Verdampfung findet unmittelbar an der Oberfläche innerhalb weniger Atomlagen statt und die jeweilige Phasengrenztemperatur entspricht in etwa der Verdampfungstemperatur T_V des Festkörpers bei Normaldruck. Bei der Verdampfung muss zusätzlich zur Erhitzung die latente Wärme für den Phasenübergang aufgebracht werden [Bar74], [All87]. Das Abtragsvolumen ergibt sich aus der Lage der Phasengrenze nach dem Abkühlen.

$$z_V(r) = z_V(r, t \rightarrow \infty) \quad (3.41)$$

b) Die Verdampfung findet instantan bei höheren Temperaturen als T_V aber noch unterhalb der kritischen Temperatur T_C statt [Bat73], [All87]. Für diesen Fall sind die Phasenübergänge zu berücksichtigen wie bei a).

c) Durch den Rückstoß des expandierenden Gases steigt der Druck auf der Oberfläche so stark an, dass die Verdampfungsfront zu immer höheren Temperaturen wandert. Es findet eine Überhitzung des Festkörpers statt, bis die kritische Temperatur T_C erreicht wird. Das überhitzte Volumen verdampft schließlich explosionsartig [Rea65], [All87]. Da bei der Verdampfung oberhalb der kritischen Temperatur nicht mehr zwischen den einzelnen Phasen unterschieden werden kann, verschwindet die latente Verdampfungswärme⁶; der Prozess kann näherungsweise mit reiner Wärmeleitung beschrieben werden. Dieser mathematisch einfachere Ansatz soll im Folgenden kurz ausgeführt werden, bevor im Anschluss Lösungen zu den Fällen a) und b) vorgestellt werden.

3.3.1 Erhitzung auf kritische Temperatur

Mit der dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung (3.34) kann die Erwärmung des Festkörpers auf die kritische Temperatur beschrieben werden (Kap. 3.2.2). Im einfachsten Fall kann die Verdampfungsfront mit der Isothermen bei kritischer Temperatur T_C aus der Wärmeleitungsgleichung gleichgesetzt werden:

$$z_V(r, t) = z(r, t, T(r, z, t) = T_C). \quad (3.42)$$

Aus der Position der Isothermen bei verschiedenen Zeiten lässt sich die Geschwindigkeit der Verdampfungsfront als Funktion der Zeit und des Radius berechnen. Das

⁶Die latente Verdampfungswärme Λ_V ist proportional zu $\sqrt{(T_C - T)}$ [All87].

abgetragene Volumen kann durch die maximale Tiefe, bei der die kritische Temperatur T_C erreicht wird, abgeschätzt werden:

$$z_V(r) = z^{\max}(r, t, T(r, z, t) = T_C). \quad (3.43)$$

3.3.2 Phasenübergänge unterhalb der kritischen Temperatur

In den folgenden Abschnitten soll der Fall einer nichtausgedehnten Phasengrenze mit Temperatur kleiner T_C (Fälle a) und b)) behandelt werden. Beim Durchlaufen der Phasengrenzen finden strukturelle Umlagerungen statt, für die zusätzliche Energie (Schmelz- bzw. Verdampfungswärme) aufgebracht werden muss. Thermodynamisch gesehen bewirken die Umlagerungen einen Sprung in der spezifischen Wärme, so dass bei der Phasenübergangstemperatur auf beiden Seiten der Phasengrenze unterschiedliche Wärmemengen pro Masseneinheit gespeichert werden können. So gilt für die Schmelzwärme Λ_S und die Verdampfungswärme Λ_V :

$$\begin{aligned} \Lambda_S &= T_S \cdot (C_{fl} - C_f) \\ \Lambda_V &= T_V \cdot (C_g - C_{fl}) \quad , \end{aligned} \quad (3.44)$$

mit der Schmelztemperatur T_S , der Verdampfungstemperatur T_V und den spezifischen Wärmen für die feste, flüssige, und gasförmige Phase C_f , C_{fl} und C_g .

Da sich das System nicht im Gleichgewicht befindet, ergeben sich dynamische Phasengrenzen. Kennt man deren zeitlichen Verlauf, lassen sich Aussagen über Volumen und Geometrie des Materialabtrags treffen. Vereinfacht lässt sich die Oberfläche des abgetragenen Loches mit der Verdampfungsfront oder der Schmelzfront für t gegen unendlich gleichsetzen. Da ein Teil der Schmelze durch den Rückstoß des expandierenden Materialdampfes aus dem Loch herausgeschleudert wird, liegt die reale Abtragsoberfläche zwischen den beiden Fronten.

3.3.3 Dynamische Wärmequellen

Für die Lösung der Wärmeleitungsgleichung bedeuten die Phasenübergänge zusätzliche Wärmequellen, die man durch Betrachtung der Wärmestrombalance an den Phasengrenzen bestimmen kann. An jedem Punkt x_S der Schmelzfront beispielsweise fließt von der flüssigen Phase der Wärmestrom \mathbf{j}_{fl} in Richtung der Phasengrenze, in der festen Phase der Wärmestrom \mathbf{j}_f von derselben weg (Transportgleichung):

$$\mathbf{j}_{fl} = T_S C_{fl} \cdot \frac{d\mathbf{x}_S^+}{dt} = -\frac{K}{\rho} \nabla T|_{\mathbf{x}_{S^+}} \quad (3.45)$$

$$\mathbf{j}_f = T_S C_f \cdot \frac{d\mathbf{x}_S^-}{dt} = -\frac{K}{\rho} \nabla T|_{\mathbf{x}_{S^-}} \quad (3.46)$$

Sind beide Ströme gleich groß, so handelt es sich um eine stationäre Phasengrenze. Die pro Zeiteinheit erstarrende Masse ist gleich der pro Zeiteinheit schmelzenden Masse. Bei einem Ungleichgewicht kommt es zu einer bewegten Phasengrenze, die je nach Bewegungsrichtung als Wärmequelle oder -senke wirkt. Begibt man sich in

das (bewegte) Koordinatensystem der Phasengrenze, heben sich die Wärmeströme in jedem Fall auf ($\dot{\mathbf{j}}_{\text{fl}}^* = \dot{\mathbf{j}}_{\text{f}}^*$) und es gilt

$$C_{\text{fl}} \cdot \frac{d\mathbf{x}_{\text{S}}^{+*}}{dt} = C_{\text{f}} \cdot \frac{d\mathbf{x}_{\text{S}}^{-*}}{dt}. \quad (3.47)$$

Im Laborsystem wird die Geschwindigkeit der Phasengrenze v_{S} addiert

$$\frac{d\mathbf{x}_{\text{S}}^+}{dt} = \frac{d\mathbf{x}_{\text{S}}^{+*}}{dt} + \mathbf{v}_{\text{S}} \quad \text{und} \quad \frac{d\mathbf{x}_{\text{S}}^-}{dt} = \frac{d\mathbf{x}_{\text{S}}^{-*}}{dt} + \mathbf{v}_{\text{S}}, \quad (3.48)$$

und mit (3.45), (3.46) und (3.44) ergibt sich die Wärmestromdifferenz

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{j}}_{\text{fl}} - \dot{\mathbf{j}}_{\text{f}} &= \mathbf{v}_{\text{S}} T_{\text{S}} (C_{\text{fl}} - C_{\text{f}}) = \mathbf{v}_{\text{S}} \cdot \Lambda_{\text{S}} \\ &= \frac{K}{\rho} \left(\nabla T|_{\mathbf{x}_{\text{S}-}} - \nabla T|_{\mathbf{x}_{\text{S}+}} \right). \end{aligned} \quad (3.49)$$

Wenn der Wärmestrom $\dot{\mathbf{j}}_{\text{fl}}$ aus der Schmelze größer ist als der Wärmestrom $\dot{\mathbf{j}}_{\text{f}}$ in den Festkörper, wirkt die Phasengrenze als Wärmequelle, die sich mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v}_{\text{S}} > 0$ in Richtung der festen Phase bewegt. Das Schmelzvolumen nimmt auf Kosten des Festkörpers zu. Der umgekehrte Fall führt zu einer in Richtung Schmelze wandernden Phasengrenze ($\mathbf{v}_{\text{S}} < 0$) und lässt die Materie nach und nach erstarren (Wärmesenke).

Äquivalent lässt sich der Phasenübergang flüssig - gasförmig beschreiben, wenn man die Schmelze durch den Materialdampf und den Festkörper durch die Schmelze ersetzt. Mit den Transportgleichungen (entsprechend (3.45)) kann auch hier die Wärmestrombilanz aufgestellt werden:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{j}}_{\text{g}} - \dot{\mathbf{j}}_{\text{fl}} &= \mathbf{v}_{\text{V}} T_{\text{V}} (C_{\text{g}} - C_{\text{fl}}) = \mathbf{v}_{\text{V}} \cdot \Lambda_{\text{V}} \\ &= \frac{K}{\rho} \left(\nabla T|_{\mathbf{x}_{\text{V}-}} - \nabla T|_{\mathbf{x}_{\text{V}+}} \right). \end{aligned} \quad (3.50)$$

Aussagen über die Bewegung der Phasengrenze und ihre Geschwindigkeit \mathbf{v}_{V} entsprechen denen des Schmelzüberganges.

3.3.4 Wärmeleitungsgleichung mit zwei Phasenübergängen

In diesem Kapitel wird ein über die Literatur hinausgehender Lösungsansatz für das dreidimensionale Temperaturfeld einer Laser-Metall-Wechselwirkung hergeleitet, der die Phasenübergänge fest - flüssig und flüssig - gasförmig berücksichtigt. Diese Lösung stellt eine Erweiterung der in Kapitel 3.2.2 vorgestellten Lösung der dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung dar.

Die beiden Phasenübergänge wirken als Wärmequellen und müssen deshalb in den Quellterm der Wärmeleitungsgleichung (3.27) einfließen. Behandelt man die Phasengrenzen als zweidimensionale Flächen ohne z -Ausdehnung:

$$\text{Verdampfungsgrenze: } z_{\text{V}} = z_{\text{V}}(x, y, t)$$

$$\text{Verdampfungsgrenze: } z_S = z_S(x, y, t), \quad (3.51)$$

so wird aus dem Quellterm

$$\begin{aligned} Q(\mathbf{x}, t) = & AI(x, y, t) \cdot \delta(z - z_V) \quad (\text{Laserstrahl}) \\ & + \frac{\rho}{K} \mathbf{v}_V \Lambda_V \cdot \delta(z - z_V) \quad (\text{Verdampfungsgrenze}) \\ & + \frac{\rho}{K} \mathbf{v}_S \Lambda_S \cdot \delta(z - z_S) \quad (\text{Schmelzgrenze}). \end{aligned} \quad (3.52)$$

Vernachlässigt wird dabei, dass der Durchmesser des fokussierten Laserstrahls auch eine z-Abhängigkeit aufweist, die den Quellterm bei veränderter Lage der Verdampfungsfront (=Absorptionsoberfläche) leicht verändert [Bar74]. Bei großer Rayleighlänge (Definition siehe Kap. 4.1) gegenüber der Abtragtiefe - wie im vorliegenden Fall - ist diese Änderung jedoch marginal.

Die Integration über das Volumen nach Gleichung (3.29) ergibt nun keine analytische Lösung mehr, so dass die numerische Integration nach einer Transformation in zylindrische Koordinaten über die Zeit t' , den Radius r' und den Winkel φ' durchgeführt werden muss. Da die Phasengrenzen zu einem Zeitpunkt t als Wärmequellen für alle nachfolgenden Zeiten wirken, müssen für die Berechnung der Temperatur zu einem späteren Zeitpunkt sowohl die Koordinaten z_V und z_S als auch die jeweiligen Phasengeschwindigkeiten \mathbf{v}_V und \mathbf{v}_S für alle vorangegangenen Zeiten und alle Radien⁷ berechnet werden⁸:

$$\begin{aligned} T(z, r, t) = & T_0 + \frac{1}{\rho c_e \pi^{3/2}} \int_0^t \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\beta^3} \exp\left(-\frac{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\varphi - \varphi')}{\beta^2}\right) \\ & \cdot \left[\exp\left(-\frac{(z + z_V(r', \varphi', t'))^2}{\beta^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z - z_V(r', \varphi', t'))^2}{\beta^2}\right) \right] \\ & \cdot \left[AI_0 \exp\left(-4\frac{(t' - t_0)^2}{t_P^2}\right) \exp\left(-2\frac{r'^2}{r_0^2}\right) + \rho v_V(r', \varphi', t') \Lambda_V \right] \\ & + \left[\exp\left(-\frac{(z + z_S(r', \varphi', t'))^2}{\beta^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z - z_S(r', \varphi', t'))^2}{\beta^2}\right) \right] \\ & \cdot \left. \rho v_S(r', \varphi', t') \Lambda_S \right\} r' dr' d\varphi' dt'. \end{aligned} \quad (3.53)$$

Auf Grund des mathematischen Aufwands, wurden im Rahmen dieser Arbeit keine Berechnungen mit diesem Modell durchgeführt. Sicherlich wäre ein Vergleich der Resultate mit den experimentellen Daten und mit denen der reinen Wärmeleitungsgleichung (3.34) sehr aufschlussreich bezüglich der Frage, ob sich die Phasenübergänge unterhalb oder oberhalb der kritischen Temperatur vollziehen, bzw. unter welchen Umständen eine Vernachlässigung der Phasenübergänge zulässig ist.

⁷Aufgrund der Zylindersymmetrie der Laserstrahlung gibt es keine φ -Abhängigkeit

⁸Herleitung in Anhang B.2.

3.3.5 Alternative Lösungsansätze

Im Folgenden sollen kurz einige alternative Lösungsansätze zur Berechnung der Phasengrenzen bzw. des Laserabtrags vorgestellt werden, die von vereinfachenden Annahmen ausgehen.

Gegenüber der im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Lösung wird in [Bar74] die radiale Abhängigkeit der Phasengrenzengeschwindigkeit entsprechend der radialen Funktion der Laserintensität gaußförmig angenommen und die Phasengrenze festflüssig vernachlässigt. Man erhält den Quellterm an der Verdampfungsgrenze:

$$Q(r', z_V(r', t'), t') = \left(AI(t') + \rho v_V(t') \Lambda_V \right) \exp\left(-2 \frac{r'^2}{r_0^2}\right). \quad (3.54)$$

Zur weiteren Vereinfachung wird als Oberfläche für die Laserabsorption und die Aufnahme der latenten Verdampfungswärme die Ebene $z(t) = z_V(t)$ gesetzt, die die Tangente zur tatsächlichen Verdampfungsfrent bei $r = 0$ bildet. Dadurch bleibt bei der Integration über r' die radiale Abhängigkeit von z_V in (3.53) unberücksichtigt. Es ergibt sich ein wesentlich einfacherer Integrationsterm zur Berechnung der Temperaturverteilung, der nur noch die Zeitintegration nach dt' beinhaltet:

$$\begin{aligned} T(r, z, t) &= T_0 + \int_0^t G(r, z, t, z_V(t'), t') Q(z_V(t'), t') dt' \\ &= T_0 + \frac{r_0^2}{2\rho c_e \sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{1}{\beta(\beta^2 + \frac{r_0^2}{2})} \exp\left(\frac{r^2}{(\beta^2 + \frac{r_0^2}{2})}\right) \\ &\quad \cdot \left\{ \left[\exp\left(-\frac{(z + z_V(t'))^2}{\beta^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z - z_V(t'))^2}{\beta^2}\right) \right] \right. \\ &\quad \cdot \left. \left[AI_0 \exp\left(-4\frac{(t' - t_0)^2}{t_p^2}\right) + \rho v_V(t') \Lambda_V \right] \right\} dt'. \end{aligned} \quad (3.55)$$

Im ersten Schritt werden $z_V(t)$ und $v'_V(t)$ durch Lösung des Integrals bei $r = 0$ und $z = z_V(t)$ bestimmt. Die Temperatur an der Verdampfungsfrent wird dabei mit der Verdampfungstemperatur T_V gleichgesetzt, so dass gilt:

$$z_V(t) = z(t, T(z(t), t) = T_V). \quad (3.56)$$

Die Anfangswerte lauten $z_V(t = 0) = 0$ und $v'_V(t = 0) = 0$. Danach kann das Temperaturprofil an beliebigen Koordinaten r, z, t mit (3.55) berechnet werden [Bar74].

Es existieren darüber hinaus eine Reihe eindimensionaler Lösungsansätze, die nach Kapitel 3.2.3 auch im vorliegenden Fall herangezogen werden können.

So können die Gleichungen (3.49) und (3.50) auch als zeitabhängige Randbedingungen behandelt werden und stellen zusammen mit der (eindimensionalen) Wärmeleitungsgleichung ein Stefanproblem⁹ dar [Tre85]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K}{\rho C} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \quad (3.57)$$

⁹Differentialgleichung mit zeitabhängigen Randbedingungen

mit

$$\frac{\partial}{\partial z}T = 0|_{z \rightarrow \infty} \quad \frac{\partial}{\partial z}T = \frac{AI}{K}|_{z=0} \quad (3.58)$$

und

$$\begin{aligned} v_S &= \left. \frac{K}{\rho \Lambda_S} \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z_{S+}} \\ v_V &= \left. \frac{K}{\rho \Lambda_V} \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z_{V+}} . \end{aligned} \quad (3.59)$$

Für die spezifische Wärme C in (3.57) ist je nach Temperatur für die vorliegende Phase der entsprechende Wert einzusetzen. In [Tre85] wird ein Lösungsansatz mit zeitlich konstanter Intensität - also für den stationären Fall - vorgestellt und mit einem Differenzenverfahren numerisch gelöst. Wie in Kapitel 3.2.3 gezeigt, ist der stationäre Fall für die vorliegenden Laserpulse aber nicht zulässig.

Weitere eindimensionale stationäre Lösungsansätze mit Hilfe der Wärmeleitungsgleichung finden sich in [Ani71], [Lax77], [Lax78] und [Sin90].

Das Thermische Verdampfungsmodell von [Ani71] geht von einer statistischen Verdampfungsrate ω_V aus:

$$\omega_V = \nu \exp(E_I/kT). \quad (3.60)$$

Die Versuchsfrequenz ν wird mit der Debyefrequenz ν_D gleichgesetzt:

$$\nu_D = \frac{v_s}{a} \sqrt[3]{3/4\pi}, \quad (3.61)$$

mit der Schallgeschwindigkeit v_s und der Kantenlänge a des Würfels, der ein Teilchen enthält [Hun93].

Es ergibt sich ein Zusammenhang der Verdampfungsfrontgeschwindigkeit v_V und der Oberflächentemperatur T :

$$v_V = a * \omega_V = v_s \sqrt[3]{3/4\pi} \exp(E_I/kT). \quad (3.62)$$

Für die Temperatur kann eine Lösung der Wärmeleitungsgleichung eingesetzt werden. Man erhält die Verdampfungsfrontgeschwindigkeit als Funktion der Laserintensität und je nach Modell weiterer Laserparameter.

Mit allen eindimensionalen Modellen lassen sich über die Bestimmung der Geschwindigkeit der Verdampfungsfront Aussagen über die Abtragrage treffen.

3.3.6 Deformation

Bei einer Pulsenergie über dem Schwellwert der Schmelzbildung entsteht flüssiges Metall, das laterale Temperaturunterschiede aufweist. Die dadurch hervorgerufenen Kräfte bewirken eine Deformation der geschmolzenen Oberfläche.

Sobald das Material zu verdampfen beginnt, kommt eine weitere deformierende Kraft hinzu. Der vom expandierenden Metaldampf ausgeübte Rückstoss bewirkt einen Schmelzaustrieb [All87], [Tre85]. Der Verdampfungsprozess selbst führt natürlich ebenfalls zu einer veränderten Oberflächengeometrie. Die Schmelze besitzt einen veränderten Absorptionskoeffizienten, der zum Teil auch geometrisch bedingt ist. Die Verformung der Schmelze bewirkt eine vielfache Streuung des Laserlichts und vergrößert dadurch die Absorption.

Faktoren für den Schmelzaustrieb sind die Stärke des Rückstosses, die Schmelzviskosität, die Oberflächenspannung sowie die Geometrie der umgebenden Metalloberfläche [Tre85]. So wird die Schmelze beim Flächenabtrag an Strukturkanten weniger weit ausgetrieben als in der Mitte der Struktur, wo die Schmelze mangels Hindernissen deutlich weiter ausgetrieben wird (siehe Kapitel 5.4).

Ausserdem hat die Schmelzbildung bei mehratomigen Festkörpern unter Umständen auch Einfluss auf die Festkörperzusammensetzung. So wird bei WC/Co wegen der niedrigeren Schmelztemperatur zuerst das Kobalt (Co) und dann der Kohlenstoff¹⁰ in die Schmelze ausgeschieden (siehe auch Kap. 5.1).

Die Deformation der verdampfenden Oberfläche lässt sich aufgrund der komplexen Wechselwirkungen der verschiedenen Prozesse kaum quantitativ bestimmen und bleibt bei den meisten Modellen unberücksichtigt.

In [Tre85] findet sich eine Modellrechnung zur Deformation der Schmelzoberfläche durch den Rückstoß des expandierenden Materialdampfes, die allerdings auf der Annahme einer statischen Laserintensität beruht.

3.4 Verdampfung

Im vorangegangenen Kapitel wurde die Erwärmung des Festkörpers bis zum Übergang in die Gasphase mit Hilfe der Wärmeleitungsgleichung behandelt und die Bewegung der Verdampfungsfront beschrieben. In diesem Kapitel soll auf den sich dem Phasenübergang anschließenden Verdampfungsprozess, d.h. auf die Ausbreitung des erhitzten Materialdampfes von der Festkörperfläche in das Umgebungsgas, eingegangen werden.

Die laserinduzierte Verdampfung ist der treibende Prozess für die Materialbearbeitung. Zum einen bewirkt sie durch den von der Oberfläche abfließenden Teilchenstrom einen direkten Abtrag [Afa67], [Cha87], zum anderen beschleunigt der Rückstoß des expandierenden Materialdampfes die Schmelze aus dem Abtragskrater heraus, was das Abtragsvolumen über die durch die Verdampfungsgrenze gegebene Oberfläche hinaus vergrößert. Neben den Materialeigenschaften und dem Laserpuls ist auch das Umgebungsgas für den Verdampfungsprozess von Bedeutung.

Weiterführende Modelle, die gasdynamische Größen wie Druck, Temperatur und Expansionsgeschwindigkeit des Materialdampfes berücksichtigen, beschreiben den Verdampfungsprozess an der Phasengrenze Materialdampf-Festkörper eindimensional. Im Folgenden wird das hydrodynamische Modell für die Beschreibung der Ver-

¹⁰Siehe eutaktisches Verhältnis bei [Lan64] S. 42 und 49.

dampfung vorgestellt.

3.4.1 Hydrodynamisches Modell

Die gängige Beschreibung der Verdampfung und der Expansion des Materialdampfes beruht auf der Verwendung der hydrodynamischen Grundgleichungen. Dazu finden sich eine Reihe von Modellbeschreibungen in der Literatur ([Pop84], [Ade90], [Ade93], [Vos95] und [All87]), bei denen die Schmelze nicht berücksichtigt wird. Die zugrundeliegenden Annahmen dieser Modelle sind die adiabatische Expansion des Materialdampfes in die umgebende Atmosphäre sowie die Existenz einer sogenannten Knudsen-Schicht, die nur eine Ausdehnung über einige Molekularlagen besitzt. Über diese Schicht hinweg weisen die Temperatur T , die Dichte ρ sowie der Druck p Diskontinuitäten auf. Ein Zusammenhang zwischen den Größen auf beiden Seiten der Knudsen-Schicht besteht über die Erhaltungssätze für Masse, und Energie

$$\begin{aligned}
 -\rho_f v_V &= \rho_g (v_g - v_V) \\
 p_f + \rho_f v_V^2 &= p_g + \rho_g (v_g - v_V)^2 \\
 -\frac{AI_0}{\rho_f v_V} + \frac{p_f}{\rho_f} + \frac{v_V^2}{2} &= h_g + \frac{p_g}{\rho_g} + \frac{(v_g - v_V)^2}{2} \quad , \\
 \text{(Festkörper)} & \quad \text{(Materialdampf)}
 \end{aligned} \tag{3.63}$$

mit der inneren Energie h_g des Materialdampfes¹¹, der Geschwindigkeit der Verdampfungsfront $v_V < 0$ und der Expansionsgeschwindigkeit v_g . Darüber hinaus wird angenommen, dass sich beide Phasen im thermischen Gleichgewicht befinden.

$$\frac{p_s}{\rho_s} = \frac{p_g}{\rho_g}. \tag{3.64}$$

Dabei sind p_s und ρ_s Sättigungsdruck und Sättigungsdichte des Materialdampfes. Der Sättigungsdampfdruck ergibt sich aus der Summe von Materialdampfdruck und dem Druck des Teilchenstromes:

$$p_s = p_g + \rho_g (v_g - v_s)^2. \tag{3.65}$$

Das ideale Gasgesetz $pV = \nu RT$ stellt zusammen mit der Clausius-Clapeyron-Gleichung einen Zusammenhang zwischen der Sättigungsdichte und dem Sättigungsdampfdruck her:

$$\rho_s = A_m \exp\left(-\frac{\Lambda_V \rho_s}{p_s}\right). \tag{3.66}$$

Zuletzt nimmt man an, dass die Gasteilchen mit Schallgeschwindigkeit abströmen (Chapman-Jouget-Bedingung):

$$v_g - v_V = \sqrt{\frac{\gamma p_g}{\rho_g}}. \tag{3.67}$$

¹¹Die innere Energie h_f des Festkörpers wird als Null angenommen $h_f = 0$

Das Gleichungssystem aus (3.63) bis (3.67) stellt die Anfangsbedingungen für die Lösung der hydrodynamischen Grundgleichungen dar, mit denen die adiabatische Expansion des Materialdampfes beschrieben wird. Unter der Bedingung, dass die Expansionsgeschwindigkeit v_g des Materialdampfes groß ist gegenüber der Geschwindigkeit der Verdampfungsfront v_V , lässt sich das Gesamtproblem analytisch lösen (Lösung siehe Anhang C). Es lassen sich Aussagen über die Verdampfungsfrontgeschwindigkeit v_V und damit über die Abtragsrate, über die Expansionsgeschwindigkeit v_g der verdampfenden Teilchen, deren Temperatur T_g und den Dampfdruck p_g als Funktion der Laserintensität I (und der Materialparameter) treffen [Pop84].

3.5 Laser-Materialdampf-Wechselwirkung

Im expandierenden Materialdampf findet mit Beginn der Verdampfung eine Absorption des Laserlichtes durch Photonenabsorption statt. Die Gasteilchen werden von den Photonen direkt angeregt oder ionisiert. Ebenso findet Absorption durch inverse Bremsstrahlung an den freien Ladungsträgern im Materialdampf statt. Diese werden zum Teil optisch (Photonenabsorption), zum Teil thermisch (bei hohen Gastemperaturen und -drücken) erzeugt. Den ionisierten Materialdampf nennt man auch laserinduziertes Plasma. Kommt es noch während des Laserpulses zu einer nennenswerten Absorption des Laserlichtes im Materialdampf, kann die Laser-Materialdampf-Wechselwirkung bei der Beschreibung des Abtragsprozesses nicht mehr vernachlässigt werden. In diesem Fall sinkt in der Regel die in den Festkörper direkt eingekoppelte Energie. Der in der Lösung der Wärmeleitungsgleichung (3.34) und in (3.58) auftauchende Absorptionskoeffizient A ist dadurch nicht nur temperaturabhängig, sondern weist auch eine prozessbedingte zeitliche Variation auf. Ganz davon abgesehen, spielen natürlich auch die wechselnde Oberflächenbeschaffenheit und -geometrie während des Abtrags eine Rolle für den zeitliche Verlauf von A .

Bei stark absorbierendem Plasma kommt es zur Ausbildung von Absorptionswellen, bei denen sich das Plasma entgegen der Richtung des Laserstrahls bewegt. Diese Plasmadynamik verändert zusätzlich die Plasma-Festkörper-Wechselwirkung. Das Plasma wirkt als sogenannte „Laserunterstützte-Absorptionswelle“ (LSA-Welle: Laser-Supported-Absorption-Wave [All87]), von der sich zwei Formen unterscheiden lassen: Die LSC-Welle mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{LSC} kleiner als die Schallgeschwindigkeit v_S und die LSD-Welle, die sich schneller als der Schall ausbreitet. Nach einem Abschnitt über die Absorption im Plasma folgt eine kurze Beschreibung der LSA-Wellen und zum Schluss des Kapitels finden weitere Effekte im Plasma bei sehr hohen Laserintensitäten Erwähnung.

3.5.1 Absorption im Plasma

Für die Erzeugung der freien Ladungsträger (Metall-Ionen und Elektronen), sorgen in erster Linie die hohen Temperaturen und Drücke [Pop84], die bei der Verdampfung entstehen, zum Teil aber auch die Photonen der Laserstrahlung selbst, die bereits angeregte Metallatome vollständig ionisieren. Über die Ladungsträgerkonzentration

n_L im Plasma gibt die Saha-Gleichung [Ani71] Aufschluss:

$$n_L = n_V \left(\frac{2\pi m_e k T_g}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_I}{kT} \right), \quad (3.68)$$

mit der Teilchendichte n_V , der Elektronenmasse m_e , der Materialdampf-temperatur T_g sowie der Ionisierungsenergie E_I . Die Zahl der Ladungsträger steigt also mit der Laserintensität, genauso wie Temperatur und Druck im Materialdampf (3.4.1).

Die Absorption elektromagnetischer Wellen im Plasma erfolgt durch inverse Bremsstrahlung an den freien Ladungsträgern analog der Absorption durch das Elektronengas im Metall (Abschnitt 3.1.3). Die Dispersionsrelation lautet

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \left(1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2} \right), \quad (3.69)$$

mit der Plasmafrequenz

$$\omega_{pl} = \sqrt{\frac{n_L e^2}{\epsilon_0} \left(\frac{Z}{m_{Ion}} + \frac{1}{m_e} \right)}. \quad (3.70)$$

Die Ladungszahl der Gas-Ionen wird mit Z , ihre Masse mit m_{Ion} bezeichnet. Die kinetische Energie der bei der inversen Bremsstrahlung beschleunigten Elektronen kann durch inelastische Stöße mit Gasteilchen zu einer lawinenartigen Elektronenvervielfachung führen, die für einen sprunghaften Anstieg der Absorption sorgt [Pop84]. Nach Gleichung (3.68) und (3.70) steigt die Plasmafrequenz mit zunehmender Materialdampf-temperatur und damit mit der Laserintensität. Das bedeutet, dass es eine Schwellintensität gibt, bei der die freie Ladungsträgerdichte so groß ist, dass die Plasmafrequenz größer ist als die Lichtfrequenz des Laserlichtes. Bei dieser Schwellintensität beginnt das Plasma das Laserlicht zu reflektieren, was zu einem sprunghaften Rückgang der auf den Festkörper eingekoppelten Laserenergie führt. Diese Schwellintensität sollte ein gutes Maß dafür sein, ob die Absorption im Materialdampf bei der Berechnung des Gesamtprozesses vernachlässigt werden kann und damit auch die Grenze der dreidimensionalen Wärmeleitung (Kap. 3.3.1) und des thermischen Verdampfungsmodells (Kap. 3.3.5). Zunächst kann die kritische Ladungsträgerdichte bestimmt werden und damit aus dem hydrodynamischen Modell über die Materialdampfdichte und Temperatur die Schwellintensität. Oberhalb der Schwellintensität müssen die Plasma-Metall-Wechselwirkungen berücksichtigt werden.

3.5.2 LSC-Welle

Für Laserintensitäten im Bereich von 10^4 bis 10^7 W/cm² kann sich bereits eine Absorptionswelle ausbilden, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit kleiner als die Schallgeschwindigkeit ist. Die Absorptionslänge liegt im Bereich der Dimension des abströmenden Dampfes [Pop84]. Man spricht von einer „Laserunterstützten-Verbrennungswelle“ (englisch: LSC-Wave, Laser-Supported-Combustion-Wave). Der Name beruht auf der Analogie zu einer chemisch exothermen Reaktion. Die Rolle der chemischen Reaktion wird in diesem Fall von der Laserabsorption übernommen, die

die Propagation der ionisierten Gaswolke aufrecht erhält und vorantreibt. Deswegen ist die Bewegung der Welle auf den Lichtkanal beschränkt. Kaltes Gas wird an der Front der Welle durch Laserabsorption und Wärmeleitung erhitzt und entweicht als heißes, teilweise ionisiertes Gas an der dem Festkörper zugewandten Plasmaseite. Die Geschwindigkeit der LSC-Welle ist proportional zur Wurzel der Laserintensität: $v_{\text{ex}} \propto \sqrt{I_A}$ und beträgt typischerweise 10 – 100 m/s. Das Plasma absorbiert die Energie nicht nur, es gibt auch einen Teil seiner Energie an die Festkörperoberfläche ab. Für Infrarotlaser kann unter bestimmten Bedingungen die Summe der übertragenen Energien dieser Prozesse größer sein als die vom Plasma absorbierte Energie. Die zusätzliche Energie wird dem Materialdampf entzogen und dem Festkörper zugeführt. Man erhält an Stelle einer Abschirmung eine plasmaverstärkte Laserstrahl-einkopplung [All87]. Dabei spielen drei Prozesse eine Rolle:

- a) elektronische Wärmeleitung,
- b) thermische Strahlung¹² und
- c) Gaskondensation, das heisst Rückkondensation von verdampften Gasteilchen.

Es gibt keine experimentellen Hinweise darauf, dass diese Effekte ausser bei IR-Laserstrahlung auch bei anderen Wellenlängen zu einer verstärkten Energieeinkopplung in den Festkörper führen. Zudem muss sich das Plasma sehr nah an der Oberfläche des Festkörpers befinden¹³, was nur bei niedrigen Gastemperaturen der Fall ist. In jedem Fall gilt, dass die Plasmaeinkopplung (also die Einkopplung von Energie aus dem Plasma in den Festkörper) umso stärker ist, je geringer der Abstand zur Oberfläche. Da sich der Plasmaabstand mit zunehmender Laserintensität vergrößert, ist die Einkopplung unmittelbar oberhalb der Schwellintensität am größten. Das sich lateral ausdehnende Plasma wirkt als sekundäre Energiequelle, deren Abstrahlcharakteristik von der des Laserstrahls abweicht. Sie erfolgt in einen größeren Winkelbereich als der fokussierte Strahl. Dadurch findet der Energietransfer auf eine Fläche statt, die größer als der eigentliche Laserfokus ist. Das kann zu veränderten Oberflächengeometrien führen und einen kontrollierten Laserabtrag unmöglich machen [All87] (vgl. Kap. 5.4.2). Das genaue Verhalten der LSC-Welle sowie ihre Eigenschaften werden von mehreren Faktoren beeinflusst: Energiedichte, Wellenlänge, Pulsdauer, Materialeigenschaften des Targets, aber auch Druck und Ionisierungsenergien des umgebenden Gases spielen bei der Plasmaformation eine Rolle.

3.5.3 LSD-Welle

Bei noch höheren Pulsintensitäten von 10^7 bis 10^9 W/cm², wie sie bei den für die Bearbeitung verwendeten Pulsen vorkommen (Kapitel 5), und damit auch höheren Gastemperaturen bewegt sich die „Laserunterstützte-Absorptionswelle“ mit Überschallgeschwindigkeit dem Laserstrahl entgegen. Es handelt sich um eine „Laser-Detonationswelle“ (Laser-Detonation-Wave, kurz LSD-Welle). Die größere Dichte und der höhere Druck im Plasma führen zu einer sehr starken Absorption, bei der sogar das kalte Umgebungsgas vor dem Plasma zur Absorption beiträgt. Hier bildet

¹²Laut [Nie79] kommt dieser Mechanismus ausschließlich bei IR-Strahlung vor.

¹³Beim Laserbohren wandert mit fortschreitendem Bohrprozess das Plasma in das gebohrte Loch, wodurch diese Bedingung erfüllt und eine verstärkte Einkopplung zu beobachten ist [Läs85].

sich eine Schockwelle, die der LSD-Welle vorausseilt. Die hohe freie Elektronendichte bewirkt, dass die Schwellintensität für einen optischen Durchbruch überschritten wird. Die Temperaturen im Plasma sind mit 10 eV schon so hoch, dass es zur Mehrfachionisation kommt. Die Absorptionslängen sinken auf weniger als $100\mu\text{m}$. Die LSD-Welle wird als hydrodynamische Diskontinuität ähnlich dem Gleichungssystem (3.63) behandelt [All87]. Bei Laserpulsdauern unterhalb einer Mikrosekunde kommt es durch einen weiteren Effekt zu einer verstärkten Kopplung zwischen Plasma und Festkörper. Zusätzlich zu den bei der LSC-Welle wirksamen Transfermechanismen findet bei der LSD-Welle auch ein mechanischer Energieübertrag auf die Festkörperoberfläche in Form einer Schockwelle statt. Dies vergrößert den Materialabtrag unkontrolliert.

3.5.4 Effekte bei sehr hohen Intensitäten

Bei Intensitäten oberhalb von 10^9 W/cm^2 treten Effekte auf, die den Abtragsprozess weiter verändern und noch weniger kontrollierbar machen. Diese sollen hier nur kurz erwähnt werden. Zunächst wird die Intensitätsschwelle für den optischen Gasdurchbruch ohne Target überschritten. Es bildet sich eine zusätzliche Durchbruchwelle aus. Darüber hinaus kann sich ein selbstregulierendes Plasma ausbilden, das dem Festkörper gerade soviel Energie zuführt, um sich selbst zu erhalten. Ausser der inversen Bremsstrahlung sind bei sehr hohen Intensitäten noch andere Mechanismen an der Ionisation des Materialdampfes bzw. der Laserabsorption beteiligt. Multiphotonenprozesse fangen ab Intensitäten von 10^{15} W/cm^2 an, eine Rolle zu spielen. Ausserdem können sehr hohe Feldstärken durch Feldemission gebundene Elektronen freisetzen. Für ausführlichere Darstellungen sei auf die Literatur verwiesen [Jan97],[All87], [Ade93].

3.6 Zusammenfassung des Abtragsprozesses

Abschließend sollen noch einmal die bei der vorliegenden Arbeit relevanten Prozesse in ihrer zeitlichen Abfolge genannt werden.

a) Absorption: Das Laserlicht wird im Metall durch inverse Bremsstrahlung an den freien Elektronen absorbiert. Ein Teil des Lichtes wird an der Metalloberfläche reflektiert. Der Anteil der vom Elektronengas aufgenommenen Laserenergie wird durch den Absorptionsfaktor A beschrieben. Die optische Eindringtiefe für das verwendete Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 355\text{ nm}$ liegt für Hartmetall bei etwa $\delta_I = 30\text{ nm}$.

b) Erwärmung: Die Elektronen geben die absorbierte Energie durch Stöße mit den Ionenrümpfen an das Metallgitter weiter. Die Thermalisierungszeiten sind im Vergleich zur Laserpulslänge $t_P = 20\text{ ns}$ so kurz, dass für das elektronische und das ionische System die gleiche Temperatur angenommen werden kann. Durch die Erwärmung des Festkörpers ändert sich der Absorptionskoeffizient.

c) Wärmeleitung: Die thermische Energie von Elektronen und Metallgitter wird durch Wärmeleitung im Festkörper verteilt. Die optische Eindringtiefe ist im Ver-

gleich mit der Wärmeeindringtiefe $\delta_W = 2 \mu\text{m}$ so klein, dass der Laserpuls bei der Aufstellung der Wärmeleitungsgleichung als Oberflächenquelle behandelt werden kann.

d) Schmelzbildung: Bei Überschreiten der Schmelztemperatur findet ein Phasenübergang fest - flüssig statt, für den zusätzliche Energie in Form der Schmelzwärme Λ_S aufgebracht werden muss. Die Phasenfront bewegt sich je nach der Wärme-Strombilanz in den Festkörper hinein oder heraus und wirkt als zusätzliche Wärmequelle in der Wärmeleitungsgleichung. In jedem Fall ändert sich durch die Ausbildung der Schmelze der Absorptionsfaktor.

e) Verdampfung: Bei Überschreiten der Verdampfungstemperatur¹⁴ bildet sich eine Phasengrenze flüssig - gasförmig, es kommt zur Verdampfung. Dabei muss zusätzliche Energie in Form der Verdampfungswärme Λ_V aufgebracht werden. Die Phasenfront bewegt sich in den Festkörper hinein und wirkt als zusätzliche Wärmequelle in der Wärmeleitungsgleichung. An der Metalloberfläche bildet sich eine sogenannte Knudschicht aus, über die hinweg die thermodynamischen Größen wie Temperatur und Druck Diskontinuitäten aufweisen. Es gelten die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie.

f) Expansion des Metaldampfes: Der Metaldampf expandiert adiabatisch in die Umgebungsatmosphäre. Der Rückstoß des Gases sorgt für einen Schmelzaustrieb aus dem sich bildenen Einzelpulskrater. Im Metaldampf findet eine Absorption des Laserlichtes statt, durch die der Energieeintrag auf den Festkörper verringert wird. Absorptionsmechanismen sind die Photoabsorption und die inverse Bremsstrahlung an freien Ladungsträgern im Metaldampf.

h) Plasmabildung: Mit zunehmender Temperatur des Metaldampfes steigt die Zahl der freien Ladungsträger: Man spricht von einem laserinduzierten Plasma, das sich durch eine starke Absorption des Laserlichtes auszeichnet. Bei hohen Intensitäten entsteht eine komplexe Plasma-Festkörper-Wechselwirkung (Absorptionswellen, Gasdurchbruch, Schockwellen, usw.), die das Abtragsverhalten des Lasers weiter verändert.

¹⁴je nach Modellannahme auch einer höheren Temperatur (siehe Abschn. 3.3)

Kapitel 4

Die Bearbeitungsmaschine

Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit war die Optimierung der Laserbearbeitungsmaschine, die bei der Firma Heidelberg Instruments im Rahmen des in der Einleitung erwähnten PROMPT-Projektes entwickelt wurde [Hey01]. Für die in Kapitel 5 beschriebenen Abtragsversuche stand diese Maschine zur Verfügung. Mit der Maschine sollten Stanz- und Prägwerkzeuge gefertigt werden. Vorgaben für den Maschinenprototypen waren die Bearbeitung in drei Dimensionen, Strukturgrößen unterhalb $100\ \mu\text{m}$ bei einer Genauigkeit von bis zu $1\ \mu\text{m}$, ein Bearbeitungsraum von ca. $10 \times 10 \times 8\ \text{mm}^3$, sowie ein möglichst modularer Aufbau. Die Herstellung von Stanz- und Prägestrukturen erfordert eine dreidimensionale Bearbeitung, die in diesem Fall allerdings nur von einer Seite erfolgt, so dass weder Hinterschneidungen noch Hohlräume angefertigt werden können. Aus diesem Grund spricht man auch von einer $2^{1/2}\text{D}$ -Bearbeitung.

Da sich mit der Bearbeitungsmaschine Einzelpulse mit der oben genannten Genauigkeit beliebig positionieren lassen, konnten außer den Arbeiten zur Strukturierungsoptimierung ebenfalls die Abtrageuntersuchungen zur Laser-Metall-Wechselwirkung (Kapitel 5) mit der Anlage durchgeführt werden.

Das Maschinenkonzept beruht auf einer Basiseinheit bestehend aus drei linearen Bewegungsachsen (x, y, z) . Während der Bearbeitung wird das Werkstück ausschließlich in der $x - y$ -Ebene senkrecht zum Laserstrahl bewegt. Damit ergibt sich zunächst die Möglichkeit zur zweidimensionalen Bearbeitung. Durch sukzessives Abtragen von 2D-Geometrien lässt sich Schicht für Schicht eine dreidimensionale Struktur - ohne Hinterschneidungen - herstellen. Der Fokus wird auf die jeweilige Abtragshöhe in der z -Achse nachgeführt. Weitere Dreh- oder Kippachsen lassen sich je nach Bedarf modular hinzufügen. Diese sind wie die z -Achse statische Voreinstellachsen. Der Vorteil dieses Konzeptes beruht darauf, die dynamischen Positionsfehler auf zwei lineare Achsen zu beschränken. Diese lassen sich mit Laserinterferometern sehr genau vermessen, so dass eine hohe Bearbeitungsgenauigkeit erzielt werden kann.

Im Folgenden werden die Maschinenkomponenten näher beschrieben. Dies sind im Einzelnen der Laser, die Strahlführungsoptik, die Bildverarbeitung, die Steuer elektronik und die Software.

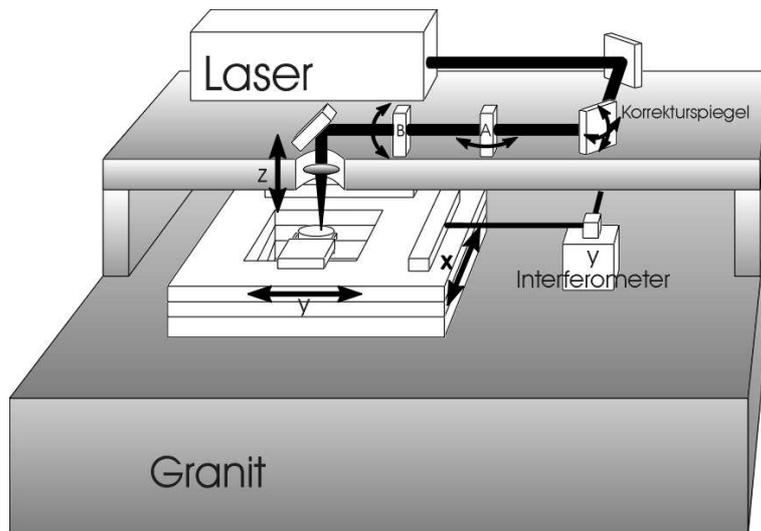


Abbildung 4.1: Maschinenschema. Der xy -Kreuztisch befindet sich mit den Interferometern auf dem Basisgranit. Darüber ist die Optik inklusive Laser auf einer Granitbrücke positioniert.

4.1 Der Laser

Bei dem verwendeten Laser handelt es sich um einen gepulsten Nd:YAG-Laser, dessen dritte harmonische Frequenz (Wellenlänge 354,7 nm) verwendet wird. Mit Neodymium dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat (Nd:YAG) besitzt ein 4-Niveau-System (Abbildung 4.2), dessen Laserübergang im Infraroten bei 1064 nm liegt und dessen Pumpniveaus mit einer Wellenlänge von $810 \mu\text{m}$ angeregt werden können. Somit können Diodenlaser als Pumpquelle verwendet werden, was gegenüber blitzlampengepumpten Systemen eine wesentlich höhere Strahlqualität und Pumpeffizienz garantiert.

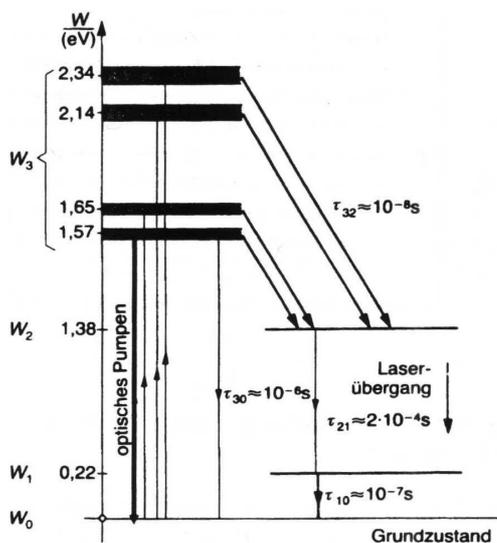


Abbildung 4.2:
Nd:YAG Laserniveau-Schema

Gegenüber lampengepumpten Lasern mit etwa 200 ns Pulslänge liefern diodengepumpte Laser mit bis zu 10 ns Länge wesentlich kürzere Laserpulse. Der Grund ist die größere Inversion und eine homogenere Inversionsverteilung innerhalb des Laserkristalls, die zu einer höheren Verstärkung führen. Die mittlere Lebensdauer des oberen Laserniveaus ist mit 230 μ s relativ lang gegenüber typischen Zeiten von z.B. 50 μ s, in denen die Laserintensität im Resonator ihre Sättigung erreicht. Dies macht den Einsatz eines Güteschalters (Q-switch) zur Erzeugung von Pulsen mit hoher Energie (1 mJ) sehr effizient. Der Resonator wird zunächst mit einer sehr geringen Güte betrieben. Dadurch wird verhindert, dass die Inversion schon frühzeitig abgebaut wird und man erhält eine wesentlich höhere Besetzungsinversion als im Dauerbetrieb. Schließlich wird die Resonatorgüte sprunghaft erhöht und die Inversion baut sich in einem sehr kurzen energiereichen Laserpuls ab. Die Güteschaltung ist bei dem verwendeten Laser mit einer Pockelszelle realisiert. Die Oberfläche des Lasermediums ist auf einer Seite so angeschrägt, dass sie als Brewsterfenster wirkt und ein Teil des Strahls aus der Resonatorachse abgelenkt wird. Dadurch sinkt die Verstärkung des Resonators (oder die Güte) so stark, dass die Sättigungsintensität für einen exponentiellen Anstieg der Laserleistung nicht erreicht wird: Die Inversion bleibt erhalten. Mit der Pockelszelle lässt sich die Polarisationsrichtung des Laserstrahls im Resonator um 90° drehen, so dass der Strahl nun die Brewsteroberfläche unabgelenkt durchläuft: Die Inversion wird abgebaut.

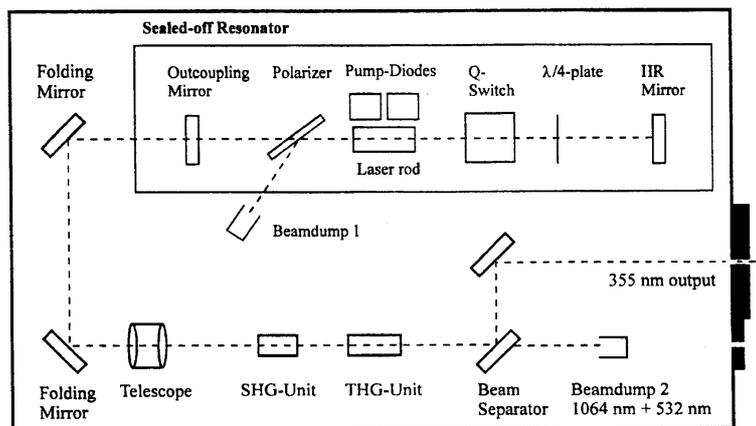


Abbildung 4.3: Resonatorschema

Der Zeitverlauf der Pulsintensität lässt sich durch ein Gaußprofil beschreiben:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{\left(-4 \frac{t^2}{t_P^2}\right)} \quad (4.1)$$

Es gilt: Je höher die Inversion, desto größer die Pulsenergie E_P und die Pulsspitzenleistung I_0 und desto kürzer die Pulsdauer t_P . Eine höhere Pulswiederholungsrate, also eine kürzere Pumpdauer, führt deshalb sowohl zu niedrigeren Pulsenergien als auch zu längeren Pulsen [Sil96].

In dem während der Arbeit zur Verfügung stehenden Laser wurden gepulste GaAlAs-Diodenarrays verwendet. Im Vergleich zu kontinuierlich arbeitenden Pump-

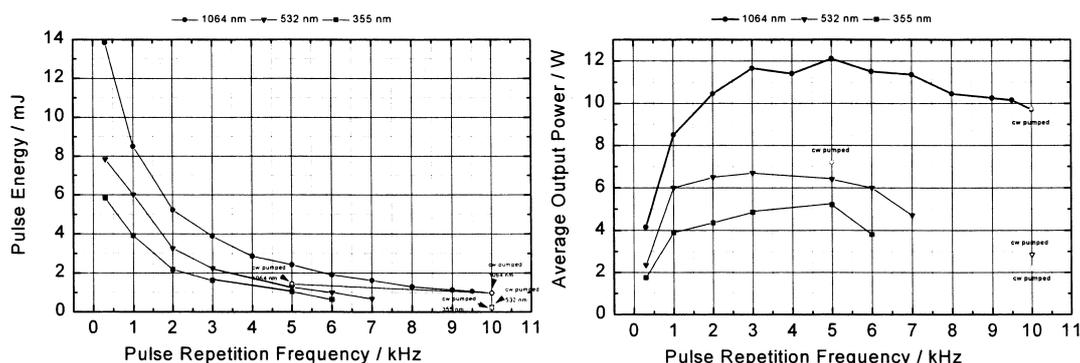


Abbildung 4.4: Laserpulsennergie (links) und mittlere Leistung (rechts) als Funktion der Pulsfrequenz (Bilder Lambda Physik)

diolen erhält man höhere Ausgangsleistungen vor allem bei niedrigen Repetitionsraten (≤ 5 kHz). Nachteilig wirken sich die geringere Lebensdauer der Dioden und maximale Pulsfolgefrequenzen von 10 kHz aus. Zudem müssen die gepulsten Dioden mit einem festen Puls-Pausen-Verhältnis betrieben werden, was dazu führt, dass die Repetitionsrate während des Betriebes nicht geändert werden kann und die Laserpulse auf ein festes Zeitraster fallen. Mit Hilfe des Güteschalters, lässt sich zu jedem Pumpuls ein Ausgangs-Puls abrufen.

Die Grundfrequenz des Lasers kann in speziellen Kristallen durch nichtlineare optische Drei-Photonen-Prozesse verdoppelt oder verdreifacht (bzw. theoretisch beliebig vervielfacht) werden. Gleichzeitige Absorption zweier Photonen führt dabei zur Emission eines Photons mit einer Energie gleich der Summe der beiden Einzelenergien. Um Laserlicht der Wellenlänge 354,7 nm aus der Grundfrequenz mit 1064 nm zu erhalten, wird in einem LNBO_3 Kristall zunächst grünes Licht (532 nm) erzeugt, das zusammen mit dem verbleibenden Infrarot-Anteil in einem zweiten Kristall zum gewünschten UV-Licht konvertiert wird. Die Effizienz der Konversion von der Grundfrequenz in die dritte Harmonische beträgt beim vorliegenden Lasersystem etwa 35%, d.h. 35% der Infrarotleistung werden in UV-Leistung umgewandelt (siehe Abb. 4.5). Die Nichtlinearität der Konversion bewirkt eine Verkürzung der Pulse im UV (ca. 20 ns) gegenüber dem IR (ca. 30 ns), da die Pulsflanken steiler werden.

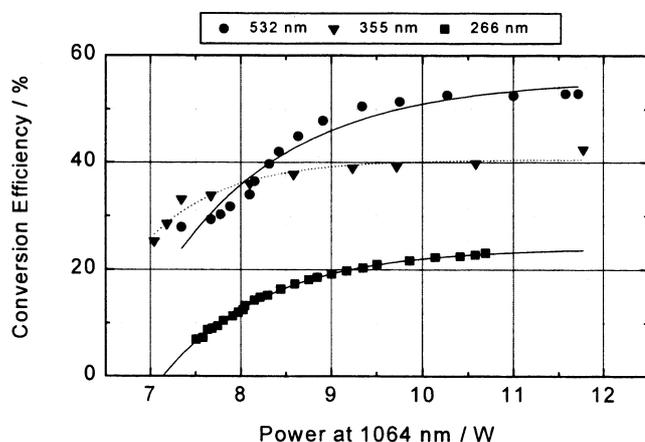


Abbildung 4.5: Konversionseffizienz von der Grundwellenlänge (1064 nm) in die zweite (532 nm), dritte (354,7 nm) und vierte Harmonische (266 nm).

Darüber hinaus fällt die Laserleistung der dritten harmonischen Frequenz wegen der niedrigeren Infrarot Pulsintensität bei höheren Wiederholraten ab, während die Leistung der Grundfrequenz immer weiter ansteigt und dem asymptotischen Maximum bei Dauerbetrieb zustrebt. Die UV-Leistungskurve ergibt sich aus der Faltung der IR-Leistung mit der Konversionseffizienz, die in erster Näherung quadratisch von der Pulsamplitude abhängt.

Der Laser emittiert die transversale Grundmode TEM₀₀, das Intensitätsprofil des Strahles ist daher gaußförmig,

$$I(x, y) = I_0 \cdot e\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{r^2}\right), \quad (4.2)$$

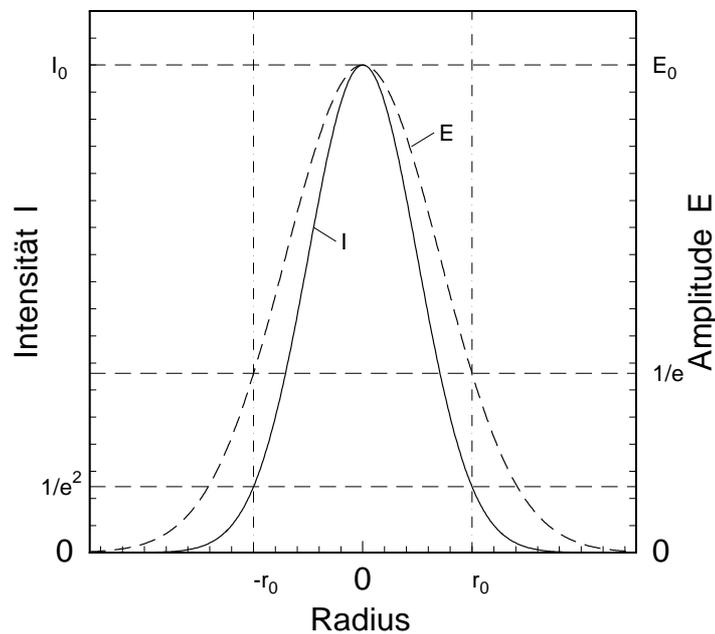


Abbildung 4.6: Intensität I und Amplitude E eines Gauß'schen Strahlenbündels. Der Gaußradius r bezeichnet den Radius, bei dem die Intensität auf $1/e^2$ und die Amplitude auf $1/e$ abgefallen ist. Für das gesamte Strahlprofil gilt $I = |A^2|$.

wobei das elektrische Feld linear polarisiert ist. r bezeichnet den Radius des Laserstrahles. Ein gaußförmiges Strahlenbündel wird vollständig beschrieben durch die Wellenlänge λ , den Radius und die Lage der Strahltaile, in der r den minimalen Wert r_0 annimmt. Allgemein gilt für ein Gauß'sches Strahlenbündel folgende Beziehung zwischen dem Strahlradius r und der Entfernung z zur Strahltaile bei $z = 0$:

$$r(z) = r_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (4.3)$$

Die Entfernung

$$z_R = \frac{\pi r_0^2}{\lambda}, \quad (4.4)$$

bei der der Strahlradius um einen Faktor $\sqrt{2}$ angewachsen ist, nennt man Rayleighlänge. Da jeder Gaußstrahl dem Gesetz (4.3) gehorcht, gibt z_R auch ein ungefähres Maß für die Tiefenschärfe eines fokussierten Gausstrahes an. Für große Entfernungen mit $z \gg z_R$ nähert sich r einer Asymptote

$$r(z) \cong \frac{\lambda z}{\pi r_0}, \quad (4.5)$$

mit dem Öffnungswinkel θ , gegeben durch

$$\tan \theta(z) = \frac{r(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi r_0}. \quad (4.6)$$

Dieser Winkel wird für Laser als Divergenzwinkel angegeben.

Das Intensitätsprofil des Gauß'schen Strahlenbündels wird für jedes z durch Gleichung (4.2) beschrieben. Eine weitere charakteristische Größe ist der Krümmungsradius der Wellenfront

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right]. \quad (4.7)$$

Er ist in der Strahlmitte unendlich, durchläuft bei z_R ein Minimum um schließlich wieder gegen unendlich zu wachsen. Der Gauß'sche Strahlradius r des verwendeten Lasers beim Austritt aus dem Laserkopf beträgt ca. 0,55 mm, die Divergenz θ des Strahles beläuft sich auf 1 mrad.

Die mittlere Leistung (0,05 W - 2,2 W) des Lasers lässt sich über den Strom der Pumpdioden voreinstellen. Sie kann jedoch genauso wie die Repetitionsrate (1 Hz - 3 kHz) während des Betriebes nicht verändert werden.

4.2 Optik

Der optische Pfad des Bearbeitungs-Laserstrahls besteht aus mehreren Umlenkspiegeln, einem akusto-optischen Modulator (AOM) zur externen Pulssteuerung, einer Positionskorrektur-Einheit, zwei Strahlverkipplungs-Modulen, einem $\lambda/4$ -Plättchen zur Erzeugung zirkular polarisierten Lichtes, sowie einem Fokussier-Objektiv (Abb. 4.1). Zusätzlich befindet sich auf der Optikplatte der Maschine ein Kamerasystem zur optischen Bildverarbeitung.

4.2.1 Externe Pulssteuerung

Durch Öffnen und Schließen des Güteschalters - also Erhöhen und Erniedrigen der Resonatorgüte - lassen sich einzelne Laserpulse abrufen. Bei dem verwendeten Laser erfolgt die Güteschaltung in konstanten Zeitabständen (also bei fester Frequenz). Es ist jedoch möglich einzelne Pulse zu unterdrücken, indem der Güteschalter an den Pulszeitpunkten geschlossen bleibt. Aus physikalischen Gründen ist es in diesem Fall nicht möglich, die gleiche Pulsenergie für alle Pulse eines Pulszuges zu liefern. Da die Inversion mit der Zeit, die nach Ablauf des vorangegangenen Laserpulses vergeht, anwächst, besitzt der erste Puls einer Pulssequenz eine wesentlich höhere Energie

als die folgenden. Ein zweiter Effekt ist die Aufheizung des Lasermediums (thermische Linse) und der nichtlinearen Kristalle durch Reabsorption der Laserpulse. Aus diesem Grund steigt die Pulsenergie ab dem zweiten Puls bis zur Einstellung des thermischen Gleichgewichtes asymptotisch an (siehe auch Kapitel 5.4.3).

Da beide Effekte nicht zu verhindern sind, es sich im Verlauf der Arbeit aber zeigte, dass sie einen gleichmäßigen Materialabtrag unmöglich machen (siehe Kapitel 5.4.3), musste der Laser im Dauerbetrieb (d.h. ohne Unterdrückung des Güteschalters) laufen und ein externer Strahlschalter verwendet werden. Die Wahl fiel auf einen Akusto-Optischen-Modulator (AOM): Ein doppelbrechender Kristall, mit dem sich durch Anlegen einer akustischen Welle Licht wie bei einer Braggreflexion ablenken lässt. Als Bearbeitungsstrahl wird die erste Beugungsordnung verwendet, während die nicht abgelenkte nullte Ordnung mit einer Keramik-Blende abgeblockt wird.

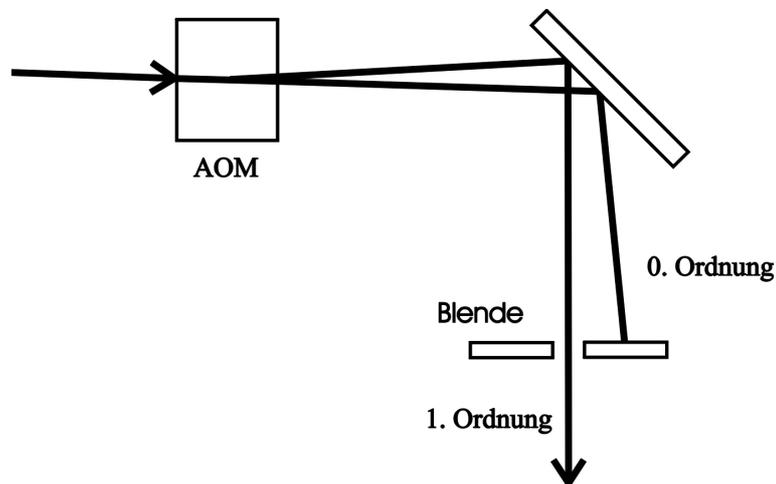


Abbildung 4.7: Strahlführung durch den AOM. Nur die 1. Ordnung wird zur Materialbearbeitung benutzt.

Die maximale Beugung wird für linear polarisiertes Licht in Richtung der optischen Achse des Kristalls erreicht (senkrecht zur Strahlausbreitungs-Richtung). Die Beugungseffizienz des Modulators beträgt je nach Strahldurchmesser nur etwa 50–80%, was sich jedoch bei den hohen Pulsenergien des Lasers von maximal $700 \mu\text{J}$ als vollkommen ausreichend erwies. Tatsächlich wurden weniger als 5% der Maximalenergie für optimale Bearbeitungen benötigt (siehe Kapitel 5). Zur Verringerung der Pulsenergie wurde zum einen der Diodenstrom auf 30 – 50% des möglichen Stroms reduziert, zum anderen die Lichtpolarisation mit einem $\lambda/2$ -Plättchen relativ zur optischen Achse des Kristalls gedreht.

4.2.2 Objektiv mit Z-Achse

Die Fokussierung eines Gauß'schen Strahlenbündels mit Radius s durch eine Linse der Brennweite f folgt etwas anderen Gesetzen, als die beugungsbegrenzte Fokussierung einer gleichmäßig ausgeleuchteten Strahlapertur. Man nimmt an, dass die Brennweite f gegenüber der Rayleighlänge des fokussierten Strahles groß ist, was für

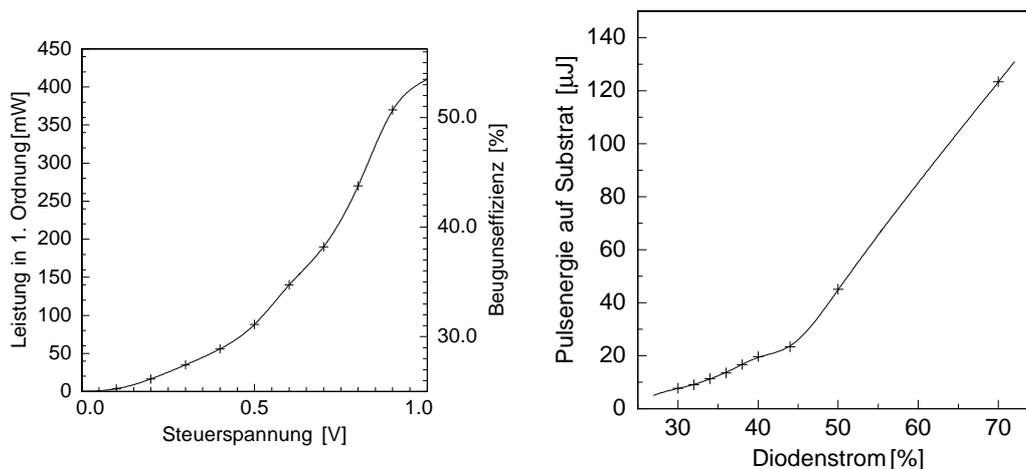


Abbildung 4.8: Beugungseffizienz des AOMs (links) und Pulsenergie auf dem Substrat nach dem AOM (rechts)

nicht allzu kleine numerische Aperturen $N = s/f$ gut erfüllt ist, so daß das Verhältnis s/f nach Gleichung (4.6) mit dem Tangens des asymptotischen Öffnungswinkels des Strahles gleichgesetzt werden kann. Daraus ergibt sich der Radius in der Strahl-
taille und damit der Fokusradius zu

$$r_0 = \frac{\lambda f}{\pi s}. \quad (4.8)$$

Damit ist der Gauß'sche Fokus um einen Faktor $0,61 \cdot \pi \approx 1,91$ kleiner als der beugungsbegrenzte Fokus:

$$r_b = \frac{0,61 \cdot \lambda f}{s}. \quad (4.9)$$

Die Entfernung der Strahl-
taille von der Linsenhauptebene weicht leicht von f ab, kann jedoch in guter Näherung mit der Linsenbrennweite gleichgesetzt werden [Sil96].

Einer Abweichung der Strahlintensität vom reinen Gaußprofil durch transversale Resonator-Moden höherer Ordnung wird durch die Einführung eines Modenfaktors $M^2 \geq 1$ Rechnung getragen, der im Idealfall gleich 1 ist. Die tatsächliche Fokusgröße ergibt sich durch Multiplikation mit dem Modenfaktor:

$$r_0^* = r_0 \cdot M^2. \quad (4.10)$$

Die Brennweite des vierlinsigen Fokussierobjektives ist mit 40 mm so gewählt, daß man bei einem sechsfach aufgeweiteten Laserstrahl (ca. 6,5 mm Durchmesser) und einem M^2 von 1,2 mit (4.8) und (4.10) einen Fokusradius von $3,3 \mu\text{m}$ erhält. Dies wurde als ausreichend klein für die Bearbeitung der geplanten Werkzeuggeometrien erachtet. Ohne Aufweitung beträgt der Fokusradius etwa $20 \mu\text{m}$.

Der Arbeitsabstand des Objektives von 32 mm vermeidet die direkte Verschmutzung der Linsen durch den schnell expandierenden Materialdampf. Um den Niederschlag der abgebremsen Materialpartikel auf dem Objektiv zu verhindern, befindet

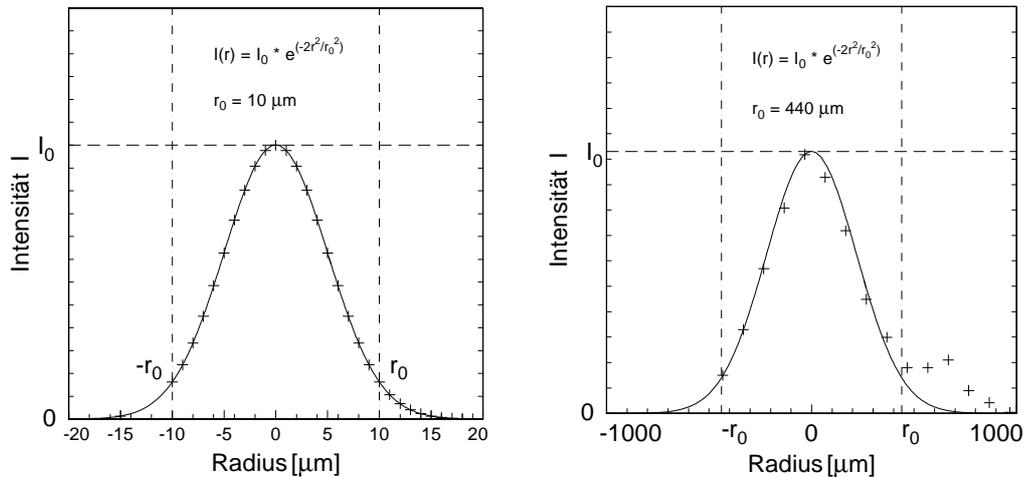


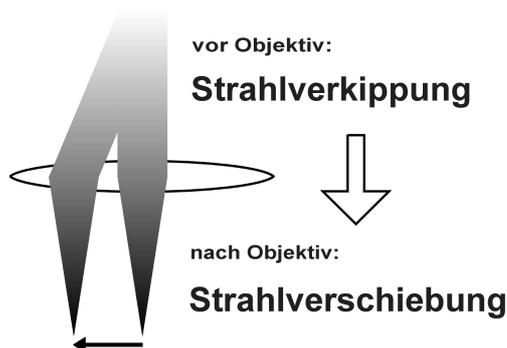
Abbildung 4.9: Messkurve des Fokusbereichs und des zugehörigen Strahles für das eingesetzte Objektiv, jeweils mit Fitkurven. Bei den Messungen wurde eine Klinge vor einem Photomultiplier durch den Strahl gezogen. Ableiten des Messsignals liefert die Gaußkurve. Der ermittelte Fokus von $20 \mu\text{m}$ entspricht nach Formel (4.8) exakt dem theoretischen Wert bei $900 \mu\text{m}$ Strahlbreite, $M^2 = 1.3$ und der Wellenlänge $\lambda = 441 \text{ nm}$ des Messstrahls. Mit dem Bearbeitungslaser lässt sich aufgrund der hohen Pulsenergien keine Fokusvermessung durchführen.

sich vor der Linse ein Schutzfenster aus Quarzglas. Über einen Schrittmotor kann das Objektiv in z -Richtung in $1,2 \mu\text{m}$ -Schritten bewegt werden. Dies ermöglicht eine Nachführung des Laserfokus auf die aktuelle Bearbeitungsebene.

4.2.3 Korrekturspiegel

Der Zeitpunkt t_A zu dem der Laserstrahl auf den Beginn des Bearbeitungsfeldes trifft, muss nicht mit dem Zeitraster des Lasers (z.B. $333 \mu\text{s}$ bei 3 kHz) zusammenfallen. Dadurch wird die komplette Bearbeitungszeile um den Weg, den der Tisch von t_A bis zum Eintreffen des ersten Laserpulses zurücklegt, von der gewünschten Position verschoben (Synchronisations-Offset). Zudem kann die Tischgeschwindigkeit schwanken, so dass sich eine Abweichung vom Rasterabstand ergibt (Synchronisationsfehler). Abweichungen des Tisches von der vorgegebenen Bahn rufen wiederum einen Positionsfehler senkrecht zur Bearbeitungsrichtung hervor.

Für die Korrektur dieser Positions- und Synchronisationsfehler ist es notwendig, den Fokus getrennt von der Tischbewegung in einem Bereich von ca. $40 \mu\text{m}$ bewegen zu können. Dies geschieht mittels eines geregelten Korrekturspiegels, der über Piezotranslatoren in zwei Achsen verkippt werden kann. Eine Strahlverkipfung vor dem Bearbeitungsobjektiv bewirkt bei kleinen Winkeln eine Verschiebung des Strahlfokus auf dem Werkstück proportional zum Kippwinkel.

**Abbildung 4.10:**

Funktionsprinzip der Positionskorrektur. Durch eine Verkippung des Laserstrahles vor dem Objektiv, wird der Fokus bei kleinen Winkeln proportional zum Kippwinkel verschoben.

4.2.4 Strahlverkippung (A-, B-Achsen)

Um ein Abschatten des Laserstrahles (Abb. 4.11) an den Bearbeitungskanten zu verhindern, muß der Laserstrahl gegen das Werkstück verkipppt werden. Die Einstellung des Bearbeitungswinkels erfolgt durch Verschiebung des Laserstrahls vor der Fokussierung senkrecht zur optische Achse. Das azentrische Auftreffen des parallelen Laserlichtes auf das Bearbeitungsobjektiv bewirkt einen gekippten fokussierten Laserstrahl bei räumlich festem Fokus (siehe Abbildung 4.12). Der große Vorteil dieses Systems liegt darin, daß das Koordinatensystem für alle Bearbeitungswinkel das gleiche ist.

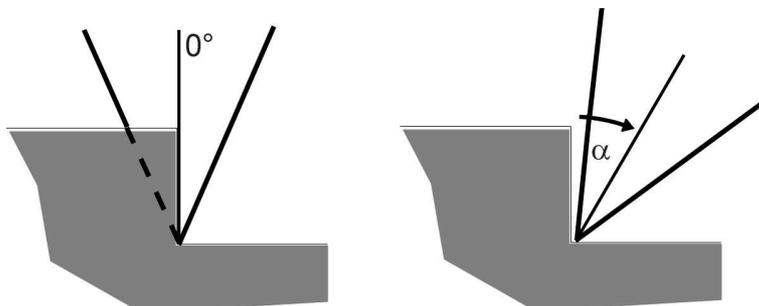


Abbildung 4.11: Kantenabschattung bei Bearbeitung mit ausschließlich senkrechtem Bearbeitungsstrahl. Die Abschattung bewirkt das Entstehen einer schrägen Abtragskante, da ein Teil der Laserenergie in die Wand eingekoppelt wird und nicht zum Abtragen am Kantenboden zur Verfügung steht.

Zur Strahlverschiebung wird in den Strahlengang pro Kippachse je eine planparallele Platte gebracht, die mit Schrittmotoren gedreht werden kann. In beiden Achsen ist eine Verschiebung von ± 5 mm möglich, was bei einer Brennweite von 40 mm zu einer Verkippung von ca. 7° führt. Bei einem Öffnungswinkel des Strahls von etwa $3,9^\circ$ (nach Gleichung (4.6)), sollte dies völlig zur Vermeidung einer Abschattung des Strahls an tiefen Kanten ausreichen (vgl. Kapitel 5.5.3).

Um im realen System tatsächlich einen ortsfesten Fokus zu erhalten, muss der axiale Strahl zum einen exakt senkrecht auf dem Substrat auftreffen, zum anderen darf er vor dem Objektiv keine Divergenz aufweisen, die die Fokusebene aus der Brennebene schieben würde. Denn nur dort treffen sich idealerweise alle Strahlen. Um die Divergenz zu minimieren, kann ein Teleskop aus zwei Linsen (z.B. gleicher

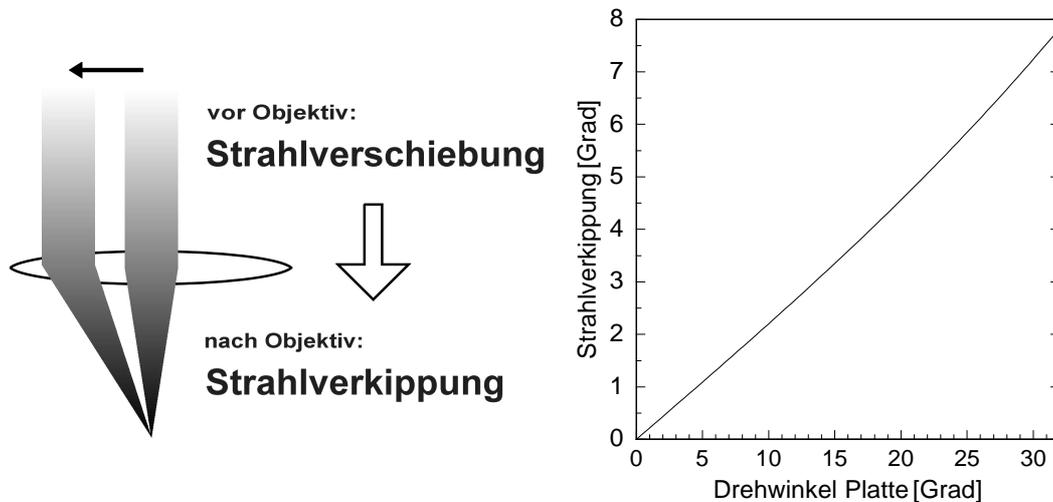


Abbildung 4.12: Funktionsprinzip der Strahlverkipfung (links) und Verkipfungswinkel in Abhängigkeit des Drehwinkels der planparallelen Platten (rechts). Bei kleinen Winkel erhält man eine nahezu lineare Abhängigkeit.

Brennweite) verwendet werden. Das Objektiv muss sich in der Strahltaile des nach dem Teleskop weiterlaufenden Strahlenbündels befinden.

4.3 Positioniersystem

Die Maschine besitzt ein 5-Achsen-Positioniersystem mit drei zueinander orthogonalen linearen Achsen und zwei Dreh- bzw. Kippachsen. Die lineare Z-Achse sowie beide Kippachsen befinden sich in der Optik (siehe Kap. 4.2.2).

4.3.1 X-Y-Einheit

Das Werkstück wird in einer flexiblen Spannvorrichtung auf einem mit Linearmotoren betriebenen Kreuztisch befestigt. In der Spannvorrichtung lassen sich die Werkstückachsen entlang der linearen Maschinenachsen ausrichten. Die Positionsmessung erfolgt in beiden Achsen über Michelson-Laser-Interferometer. Während der Bearbeitung wird das Werkstück ausschließlich in x - und y -Richtung bewegt. Dadurch kann die hohe Genauigkeit des Interferometersystems (bis zu 40 nm) voll ausgenutzt werden. Die Bearbeitung erfolgt zeilenweise, wobei der Tisch mit konstanter Geschwindigkeit in y -Richtung fährt und von Zeile zu Zeile die x -Position verstellt wird. Wichtig für eine exakte Positionsmessung ist die Justierung der Interferometer-Messstrahlen auf der Höhe der Fokusebene des Bearbeitungsstrahls und in Richtung der senkrechten Bearbeitungsachse. Dadurch werden Messfehler aufgrund von Verdrehungen, Verkippen und Torkelbewegungen des Tisches minimiert.

4.4 Bearbeitungsprinzip

Das Grundprinzip der Bearbeitungsmaschine ist das 3D-Rastern. Darunter ist die Digitalisierung der Strukturdaten in 3D-Pixel und das zeilen- und schichtweise Abtragen der Geometrien zu verstehen. Dieses Grundprinzip soll im Folgenden genauer beschrieben werden, ebenso die Arbeitsschrittfolge beim Abtragen mit Strahlverkipfung. Zum Schluss wird auf die Ansteuerungselektronik bezüglich Laseransteuerung und Strahlnachführung während der Bearbeitung eingegangen.

4.4.1 Grundprinzip: 3D-Rastern

Für die Bearbeitung werden aus den 3D-Strukturdaten durch horizontale Schnitte 2D-Daten erzeugt. Der z -Abstand der Schnitte entspricht der Abtragstiefe pro Schicht. Während der Bearbeitung einer Schicht wird das Werkstück auf dem Kreuztisch relativ zum Laserstrahl in x - und y -Richtung bewegt. Die Bearbeitung erfolgt im Rasterverfahren, d.h. die Bearbeitungsfläche wird in parallele Spuren unterteilt, die sukzessive abgefahren werden. Dabei bewegt sich der Tisch mit konstanter Geschwindigkeit und bei konstanter x -Position in y -Richtung (siehe Abbildung 4.13). Nach jeder Spur wird der Tisch um die Spurbreite in x -Richtung verstellt und die nächste Spur abgefahren.

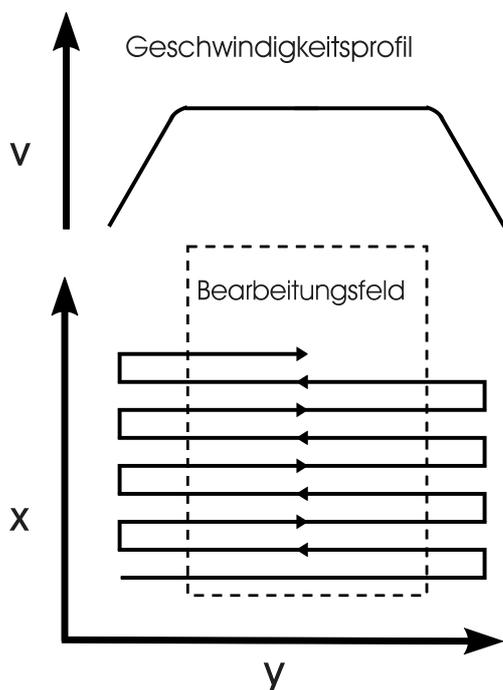


Abbildung 4.13:

Bearbeitungsstrategie: Der Tisch bewegt sich während der Bearbeitung mit konstanter Geschwindigkeit.

Jede Spur ist in Pixel mit festem Abstand unterteilt, die entsprechend den Belichtungsdaten einzeln belichtet werden. Dazu wird in dem Moment, in dem der Tisch über die gewünschte y -Position fährt, ein Laserpuls ausgelöst. Jede Schicht besteht also aus einem xy -Raster mit festen Abständen R_X und R_Y , die normalerweise gleich groß sind: $R_X = R_Y = R_{XY} = R$. Das so definierte Raster ist universell gültig, das heisst es gilt für alle Schichten einer 3D-Struktur.

Insgesamt ist das Werkstück in mehrere Schichten (in z -Richtung) unterteilt, die von oben nach unten abgearbeitet werden. Nach der Bearbeitung einer Schicht wird das Objektiv in z -Richtung nach unten bewegt und die nächste Schicht abgetragen. Die z -Achse kann während des Bearbeitungsvorgangs - d.h. innerhalb einer Schicht - nicht verstellt werden.

Zu beachten ist, dass das Laserabtragen im Gegensatz zum Fräsen oder Senkerodieren ein relativer Abtragsprozess ist. Das heißt, es wird immer relativ zu einer bestehenden Oberfläche abgetragen und nicht bis zu einer durch den Werkzeugvorschub definierten absoluten Tiefe. Das bedeutet, dass die Kenntnis der aktuellen Oberflächentopologie wichtig ist für den exakten Tiefenabtrag. Abweichungen von der vorgegebenen Geometrie oder Unebenheiten in der Oberfläche lassen sich nachträglich nicht korrigieren. Sie werden von Schicht zu Schicht weiter abgebildet und im ungünstigsten Fall sogar verstärkt. Beginnt der Abtrag auf einer ebenen Oberfläche, kann man bei konstantem Schichtabtrag auf ein Vermessen der Oberfläche zwischen den einzelnen Schichten verzichten. Die Voraussetzungen dafür sind eine konstante Laserenergie, ein stabiler Abtragsprozess und ein homogener Werkstoff. Um den Tiefenabtrag zu kontrollieren, müsste die aktuelle Abtragtiefe in gewissen Abständen gemessen und als nächster 2D-Datensatz der entsprechende z -Schnitt der 3D-Struktur ausgewählt werden.

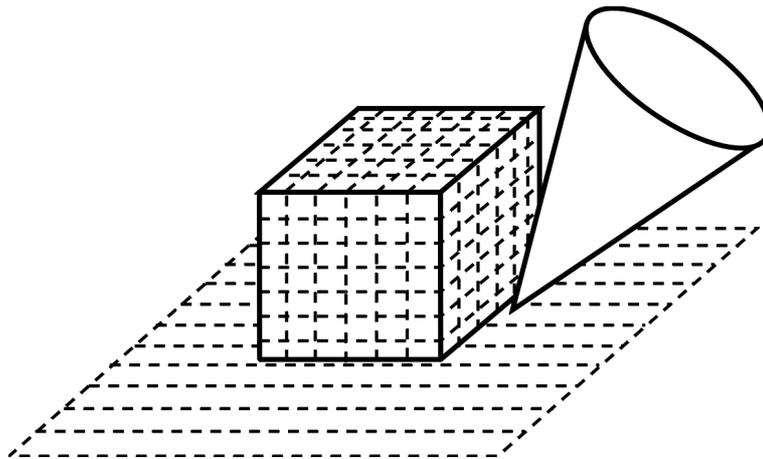


Abbildung 4.14: 3D-Rasterung: Das gesamte Werkstück wird in 3D-Pixel zerlegt, die schichtweise abgetragen werden. Jedes Datenpixel entspricht einem Laserpuls.

4.4.2 Strahlverstellung

Beim Bearbeiten von senkrechten Kanten tritt eine Abschattung des Laserlichts auf. Aus diesem Grund ist es notwendig, die Werkstück- und die Laserstrahlachse gegeneinander zu verkippen (vgl. Kap. 4.2.4). Diese Verkipfung muss je nach Lage und Orientierung der Kante in verschiedenen Richtungen ausgeführt werden. Dadurch entstehen Werkstückbereiche, die unter verschiedenen Winkeln bearbeitet werden müssen. Den Belichtungsdaten muss also eine Winkelinformation hinzugefügt wer-

den. Da es technisch nicht möglich ist, den Winkel von einem Pixel zum nächsten zu verstellen, müssen die einzelnen Bereiche getrennt bearbeitet werden. Dies geschieht schichtweise, das heisst in jeder Schicht werden nacheinander die verschiedenen Winkelbereiche abgearbeitet.

4.5 Steuerelektronik

Die Steuerelektronik besteht im wesentlichen aus der Bahnsteuerung und einer Bearbeitungs-Kontrolleinheit, die sowohl für die Datenausgabe als auch für die Positionskontrolle und -korrektur zuständig ist. Über die Bahnsteuerung wird die xy -Tisch-Bewegung kontrolliert. Sie übernimmt die Motoransteuerung und führt einfache Bahnbefehle (wie die lineare Bewegung von einem Punkt zum anderen) aus. Das Werkstück ist in Pixel zerlegt, so dass jedem Pixel ein möglicher Laserpuls entspricht. Aufgabe der Steuerelektronik ist es, die Tischbewegung so mit der Laserfrequenz zu synchronisieren, dass an jeder Pixelposition ein Laserpuls und die entsprechende Dateninformation zur Verfügung stehen. Das bedeutet zunächst, dass abhängig vom Bearbeitungsraaster und der Laserfrequenz die optimale Tischgeschwindigkeit gefunden werden muss. Schließlich wird während der Bearbeitung die Verknüpfung von Laserpulsen mit den Pixel-Daten kontrolliert. Die Elektronik arbeitet dazu mit einer gepufferten Datenausgabe, um zeitliche Verschiebungen von Daten- und Laserpulsraaster abfangen zu können. Zusätzlich müssen in x - und y -Richtung die Positionsfehler, der Synchronisations-Offset und daraus die Sollwerte für die Korrektureinheit berechnet werden.

4.6 Weitere Komponenten

4.6.1 Bildverarbeitung

Die Bearbeitungsmaschine besitzt zwei Kamerasysteme mit unterschiedlichem Bildfeld, deren Strahlengang durch das Bearbeitungsobjektiv verläuft. Mit Hilfe dieser Kameras und einer Bildverarbeitungselektronik kann die Lage des Werkstückes innerhalb des Maschinen-Koordinatensystems bestimmt werden.

4.6.2 Absauganlage

Die bei der Bearbeitung entstehenden Materialdämpfe werden mit einer Filteranlage abgesaugt. Schwebeteilchen- und Aktivkohlefilter sorgen für eine Restschadstoffmenge von weniger als 0,01%. Ausserdem verhindert die Absaugung, dass sich Materialdämpfe auf dem Objektiv anlagern.

4.6.3 Daten-Interface

Um eine flexible Herstellung von 3D-Strukturen zu gewährleisten, wurde ein einfaches Datenformat entwickelt, das es ermöglicht eine am Computer erstellte 3D-Struktur

direkt abzutragen.

In einem Textfile wird zunächst aus verschiedenen mathematischen 3D-Objekten eine Gesamtstruktur definiert. Nach Festlegung der Abtragstiefe wird diese Struktur durch mathematische Schnitte in zweidimensionale Strukturen zerlegt und schließlich in ein maschineneigenes Datenformat konvertiert. Zuletzt können die einzelnen Schichten sukzessive bearbeitet werden.

Kapitel 5

Bearbeitungsergebnisse

Die im folgenden beschriebenen Abtrageuntersuchungen wurden alle mit der in Kapitel 4 beschriebenen Laserbearbeitungsmaschine durchgeführt. Ziel war es, auf der Grundlage eines Verständnisses für die wesentlichen Laser-Metall-Wechselwirkungen eine Optimierung der Bearbeitungsparameter für die 3D-Strukturierung von Hartwerkstoffen hinsichtlich Oberflächenqualität, Kantensteilheit und Bearbeitungszeit durchzuführen. Anhand der gefundenen Ergebnisse sollte die Möglichkeit geschaffen werden, Mikrostanz- und Mikroprägwerkzeuge für den Industriegebrauch herzustellen, die den herkömmlicherweise mittels Funkenerosion produzierten Werkzeugen qualitativ überlegen oder mindestens ebenbürtig sind.

Ausgehend von Untersuchungen der Bearbeitungskrater von Einzelpulsen (Kapitel 5.3) über die Entstehung eines zweidimensionalen Rasters aus Einzelpulsen (Kap. 5.4) bis hin zur Erzeugung dreidimensionaler Strukturen durch Abtrag mehrerer Schichten (Kap. 5.6), wird in diesem Kapitel versucht den Bogen zu spannen zwischen den elementaren Laser-Metall-Wechselwirkungen und einem lasergefertigten Mikrowerkzeug. Dabei geht es weniger um eine lückenlose, in jedes Detail gehende Beschreibung und Erklärung aller Prozesse, die den Rahmen dieser Arbeit bei weitem sprengen würde, als um eine Skizzierung der 3D-Laserstrukturierung mit Schlaglichtern auf einige wesentliche Zusammenhänge. Im Verlauf der Arbeit wurde deutlich, dass besonders bei hohen Laser-Energiedichten dynamische Prozesse in Schmelze, Gas und Plasma eine Rolle spielen, deren komplexe Wechselwirkungen mathematisch nicht zu fassen sind. Deswegen muss sich eine Beschreibung des vorliegenden Laserabtrags als Gesamtprozess im wesentlichen auf qualitative Aussagen beschränken. Gerade komplexe Modelle [Cha87], [Ade90], [Ade93] und [Spa76] behandeln die Laser-Material-Wechselwirkungen eindimensional (was unter Umständen zulässig ist, siehe Kapitel 3), bei konstanter Intensität, den stationären Fall ($t \rightarrow \infty$) oder die Lösungen für große Zeiten, in denen sich konstante Abtragsraten eingestellt haben. Diese Betrachtungsweise ist zulässig, wenn sich im betrachteten Zeitraum die Laserintensität zumindest näherungsweise nicht ändert, was je nach Intensität nur für Pulsdauern von mehr als $1 \mu\text{s}$ erfüllt ist [Tre85]. Selbst bei hohen Intensitäten von mehr als 10^{10} W/cm^2 dauert die Startphase des Abtragsprozesses mit wenigstens 100 ns [Tre85] noch länger als die in dieser Arbeit verwendeten Laserpulse (ca. 20 ns). Daher wurde keines der stationären Modelle für die Beschreibung

des vorliegenden Laserabtrags herangezogen, sondern ausschließlich die dreidimensionale Wärmeleitung unter Vernachlässigung von Phasenübergängen, Schmelz- und Plasmadynamik und weiterer Folgeprozesse betrachtet. Der Vorteil dieses einfachen Modells liegt in der Möglichkeit, den zeitlichen Verlauf des Laserpulses in die Berechnungen einfließen zu lassen und in der Tatsache, dass sich räumliche Aussagen über den Laserabtrag treffen lassen. Die guten Übereinstimmungen der Modellrechnungen für den Einzelpulsabtrag mit den Vermessungen von Einzelpulskratern in verschiedenen Metallen scheinen diese Wahl zu bestätigen. Sie könnten ein Hinweis darauf sein, dass im beobachteten Intensitäts- und Energiedichtebereich die Wärmeleitung der prozessbestimmende Mechanismus ist, und dass der Übergang des Festkörpers in die Gasphase entsprechend [Rea65] ohne Phasenübergänge und evtl. oberhalb der kritischen Temperatur erfolgt. Zumindest können die Phasenübergänge näherungsweise vernachlässigt werden. Beim Vergleich der Abtragsraten aus der Rasterbearbeitung mit den theoretischen Kurven (Kap. 5.5.1) wird allerdings deutlich, dass die reine Wärmeleitung den Abtragsprozess auch bei nicht allzu hohen Pulsenergien von $E_P = 20 - 50 \mu\text{J}$ nicht ausreichend beschreibt. So lassen sich zwar grundlegende Effekte des Laserabtrags erklären, Einzeleffekte wie die in Abschnitt (5.4.2) beschriebene Muldenentstehung bleiben in weiten Teilen jedoch unklar.

5.1 Der Werkstoff: Hartmetall

Die Testbearbeitungen in dieser Arbeit wurden vor allem an Hartmetallen durchgeführt. Aufgrund ihrer mechanischen Eigenschaften eignen sie sich besonders gut für Präge- und Stanzwerkzeuge. Hartmetalle zeichnen sich neben ihrer sehr hohen Härte (Vickershärte $1400 - 1700 \text{ kp/mm}^2$) und Druckfestigkeit ($4000 - 6000 \text{ N/mm}^2$) auch durch ausreichende Biegebruchfestigkeit ($2000 - 4000 \text{ N/mm}^2$) aus [Läm95]. Es handelt sich um Sintermetalle aus Hartstoffkörnern in einer elastischen Sintermetallmatrix. Als Hartstoffe werden gewöhnlich Karbide aus Wolfram, Tantal oder Molybdän verwendet, die durch Reduktion der Metalloxide mit Kohlen- oder Wasserstoff gewonnen werden. Die dabei entstehenden Karbidpulver können direkt gesintert werden. Der am häufigsten verwendete Hartstoff ist Wolframkarbid (WC) (Phasendiagramm WC). Typische Korngrößen reichen von $0,5 \mu\text{m}$ bis $2 \mu\text{m}$. Die harten aber spröden WC-Körner werden gewöhnlich in einer weichen, sehr zähen Kobaltmatrix gesintert, die dem Hartmetall die nötige Elastizität verleiht. Die Sinterung erfolgt bei 1350°C und damit knapp unterhalb der Schmelztemperatur von Kobalt (1400°C) (Phasendiagramm von WC/Co). Dadurch wird das Kobalt nur angeschmolzen [Lan64]. Der Anteil der Kobaltmatrix am Gesamtgewicht des Hartmetalls liegt zwischen 6% und 12%, eventuell können noch andere Metalle zu einer Legierung beigemischt werden.

Verwendung finden Hartmetalle außer als Werkstoff für Präge- und Stanzwerkzeuge vor allem in Schnittplatten von Fräse- und Drehmaschinen. Sie sind härter als jedes andere Metall und garantieren deswegen sehr verschleissfeste spanende Werkzeugschneiden. Außer durch Funkenerosion lassen sich gesinterte Hartmetalle nur durch Diamantschleifen bearbeiten, wenn man von den in der Werkzeugtechnik eher exotischen Verfahren wie Laserabtragen und Ultraschallerosion absieht.

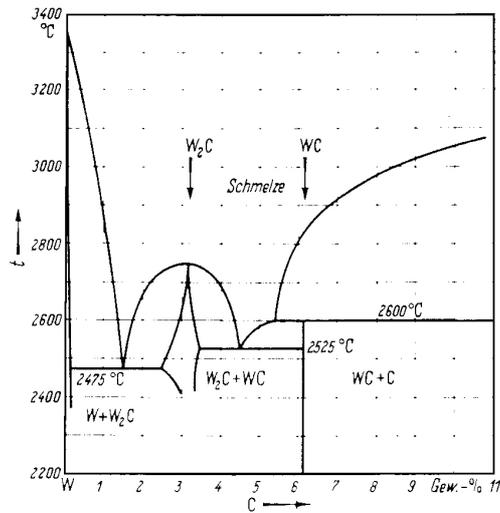


Abbildung 5.1:
Zustandsschema von Wolframkarbid

Für die Laserbearbeitung erweist sich die hohe Schmelztemperatur des Wolframkarbids von fast 3000°C als sehr vorteilhaft, da dadurch der störende Schmelzanteil beim Verdampfungsprozess niedriger bleibt als bei anderen Metallen (siehe Abb. 5.3). Die Materialparameter von Wolfram, Wolframkarbid und gesintertem Wolframkarbid finden sich in Anhang A.

Hartmetall besitzt metallische Eigenschaften, auch wenn der spezifische Widerstand mit $21\ \mu\Omega\text{cm}$ im Vergleich zu elementaren Metallen (z.B. Al: $2,8\ \mu\Omega\text{cm}$) ungefähr um eine Zehnerpotenz größer ist. Da die Körngröße von Wolframkarbid mit maximal $2\ \mu\text{m}$ kleiner als der verwendete Laserfokus ($5 - 20\ \mu\text{m}$) ist, kann das Material vor allem bei hohen Temperaturen als homogen angesehen werden. Die unterschiedlichen Verdampfungstemperaturen spielen hier keine Rolle. Vor allem in der Schmelze ist die Mehrphasigkeit von Hartmetall relevant, da sich je nach Temperatur ein unterschiedliches eutaktisches Verhältnis einstellt (vgl. Bild 5.1).

Die Interbandübergänge in Wolfram sind für die Absorption des Laserpulses von Bedeutung. Sie verändern die reine „Metallabsorption“ durch das freie Elektronengas.

5.2 Messinstrumente

Als Variablen für die Versuchsreihen konnten die Strahlparameter, das Material und der XY-Rasterabstand verändert werden. Als einziger Laserparameter wurde über den Diodenstrom die Pulsenergie E_P variiert, die auch einen - allerdings sehr geringen - Einfluss auf die Pulslänge t_P besitzt. Die Pulsfrequenz f_P wurde konstant gehalten (3 kHz). Die Bestimmung der mittleren Pulsenergie erfolgte mittels eines Kalorimeters, mit dem zunächst die mittlere Laserleistung P_m gemessen wurde. Durch Division mit der Pulsfrequenz erhält man die mittlere Pulsenergie:

$$E_P = P_m / f_P. \quad (5.1)$$

Eine Photodiode mit hoher zeitlicher Auflösung (1 ns Anstiegszeit) wurde für Energiemessungen an Einzelpulsen und zur Überprüfung ihres Zeitverlaufes eingesetzt. Um Aussagen über absolute Energiewerte machen zu können, musste die Diodenmesskurve mit Hilfe der Kalorimeterdaten geeicht werden. Zur Kontrolle wurden die Werte anhand der Diodenempfindlichkeit bei 355 nm überprüft¹. Der Fokusbereich wurde aus den Laserstrahlparametern (1,1 mm Strahldurchmesser, 1 mrad Divergenz, $M^2 = 1,2$) des Herstellers und den Brennweiten des Schreibobjektivs (40 mm Brennweite) und der Strahlführungslinsen (mit sechsfacher bzw. ohne Aufweitung) theoretisch berechnet. Lochradien von Einzelpulskratern und Abtragstiefen wurden unter dem Mikroskop und mit einem Raster-Elektronen-Mikroskop (REM)² gemessen. Ein Problem bei der Bestimmung der Lochdurchmesser stellt die Schmelze dar. Durch sie sind die Ränder zum Teil nicht klar definiert, was zu Messfehlern von bis zu $2\ \mu\text{m}$ führt. Die Auflösung der Tiefenbestimmung mit dem Mikroskop ist durch die minimale Tiefenschärfe von etwa $1\ \mu\text{m}$ bei tausendfacher Vergrößerung limitiert. Hinzu kommt neben dem Messfehler noch die Skalengenauigkeit der Tiefenverstellung von ungefähr $1\ \mu\text{m}$ über größere Messbereiche, so dass man für Tiefenmessungen des Rasterabtrages ($> 20\ \mu\text{m}$) einen Gesamtfehler von $2\ \mu\text{m}$ annehmen muss. Bei der Vermessung der Kratertiefen, die nur wenige Mikrometer tief sind, kann man mit einem Fehler von $1\ \mu\text{m}$ rechnen.

5.3 Einzelpulse

Für den Vergleich von Theorie und Experiment wurden zunächst an verschiedenen Metallen Einzelpulsversuche durchgeführt. Anhand der Geometrie der Abtragskrater wurde versucht, die Aussagekraft der in Kapitel 3 vorgestellten Modelle zu testen. Als Eingangsparameter wurden Pulsenergie, Fokusbereich und das bearbeitete Metall variiert; Messgrößen waren Lochdurchmesser und Lochtiefe. Es zeigt sich, dass schon die dreidimensionale Wärmeleitungsgleichung (Kap. 3.2.2) Ergebnisse liefert, die den qualitativen Verlauf der Messkurven gut wiedergeben. Da diese Betrachtung wesentliche Prozesse wie die Phasenübergänge und die Verdampfung nicht berücksichtigt, sind quantitative Unterschiede zwischen theoretischen und experimentellen Kurven kaum verwunderlich. Die dennoch gute Übereinstimmung der Kurven bei den Lochdurchmessern liefert einen Hinweis auf eine Verdampfung oberhalb von T_C nach [Rea65].

Da bei sehr hohen Pulsenergien noch weitere Effekte wie die Plasmaentstehung hinzukommen, bleibt die Aussagekraft der dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung sicherlich auf niedrige Pulsenergiegedichten beschränkt. Genaue Aussagen lassen sich im Prinzip nur bis zum Erreichen der Schmelztemperatur machen. Eine Berechnung der Schwellwerte für den Schmelzübergang sollte also prinzipiell recht genaue Werte liefern, sofern der Absorptionsfaktor genau bekannt ist. Der in Kapitel 3 berechnete ideale Absorptionsfaktor ändert sich während der Erwärmung so stark, so dass man ihn für eine exakte Berechnung nicht heranziehen kann. Umgekehrt kann man aber den Absorptionsfaktor aus dem Verhältnis der experimentellen

¹Empfindlichkeit: 5 W/V bei 50 Ohm, mit Graufilter (99%): 500W/V

²mit REM nur Lochdurchmesser

Abtragungsschwelle zur numerisch berechneten bestimmen (Abschnitt 5.3.3). Auf ähnliche Weise kann man den Absorptionsfaktor aus den theoretischen und gemessenen Kurven für den Lochdurchmesser bei Einzelpulsen berechnen (Abschnitt 5.3.2). Zu berücksichtigen ist allerdings, dass der Absorptionsfaktor auch nach Erreichen der Bearbeitungsschwelle weiterhin ansteigt. Es ist daher zu erwarten, dass die aus diesen Kurven bestimmten Absorptionsfaktoren größer sind als die aus den Bearbeitungsschwellen berechneten. Grundsätzlich limitiert natürlich schon die Beschränkung auf die Wärmeleitungsgleichung die Genauigkeit bei der Bestimmung von A .

5.3.1 Einzelpulskrater

Einzelpulskrater wurden an folgenden Metallen untersucht: Hartmetall (WC/Co), Aluminium, Kupfer und Gold (Abb. 5.2). Die Materialkonstanten dieser Metalle finden sich in Anhang A. Gestartet wurden die Testreihen mit der maximalen Pulsenergie des Lasers von $700 \mu\text{J}$ und einer Fokusgröße von etwa $5 \mu\text{m}$. Der Strahl wurde dazu auf 6 mm aufgeweitet. Die leichte Asymmetrie der Löcher und vor allem der ungleichmäßige Schmelzauswurf bei WC/Co ist vermutlich auf einen schräg stehenden Laserstrahl zurückzuführen.

Anhand Abbildung 5.2 sind schon die prinzipiellen Unterschiede im Abtragverhalten bei den verschiedenen Metallen deutlich erkennbar. Lochtiefe und Lochdurchmesser sind in Wolframkarbid gegenüber den anderen Metallen um einiges kleiner und auch die Lochform unterscheidet sich. Während im Hartmetall ein annähernd halbkugelförmiges Nöpfchen entstanden ist, weist der Krater in Gold eine kegelförmige Kontur auf. Der Boden des eher zylinderförmigen Aluminiumkraters ist gar nicht zu erkennen. Die Schmelze der beiden elementaren Metalle schlägt sich ausschließlich im Krater nieder, wohingegen die Wolframkarbidschmelze weit über den Lochkrater hinausgeschleudert wird. Ausschlaggebend für das unterschiedliche Aussehen der Einzelpulskrater sind die thermischen Eigenschaften der Metalle. Das Absorptionsverhalten der drei Werkstoffe unterscheidet sich nicht nennenswert.

Auffallend an Abbildung 5.2 ist auch, dass die Lochgrößen in Aluminium und Gold mit etwa $30 \mu\text{m}$ um das sechsfache über dem Fokusbereich liegen, während der eigentliche Hartmetallkrater mit $7 - 10 \mu\text{m}$ maximal um einen Faktor zwei größer ist. In allen drei Fällen kann nicht von einer eindimensionalen Wärmeleitung gesprochen werden (vgl. Kap. 3.2.3). Der weite Schmelzauswurf bei Wolframkarbid (fast $50 \mu\text{m}$) deutet darauf hin, dass ein erheblicher Anteil der Laserenergie an die Kinetik des expandierenden Materialdampfes verloren geht und nicht für die Verdampfung selbst genutzt wird. Da die Pulsintensitäten über 10^{10} W liegen, ist auch mit einer erheblichen Absorption im Metallplasma über dem Werkstoff zu rechnen. Wie in Abschnitt 5.4 zu sehen sein wird, stellt die hohe Schmelzdynamik ein erhebliches Problem bei der Erzeugung glatter Oberflächen dar.

Neben der thermischen Leitfähigkeit sind besonders die Schmelz- und Verdampfungstemperaturen und ihr Abstand voneinander für die Ausbildung der Lochgeometrie von Bedeutung. Für einen effizienten Materialabtrag ist es wünschenswert möglichst viel Energie in die Verdampfung und wenig Energie in die Schmelze (und andere Effekte) zu investieren. Als Indikator für die Effizienz der Energieeinkopplung

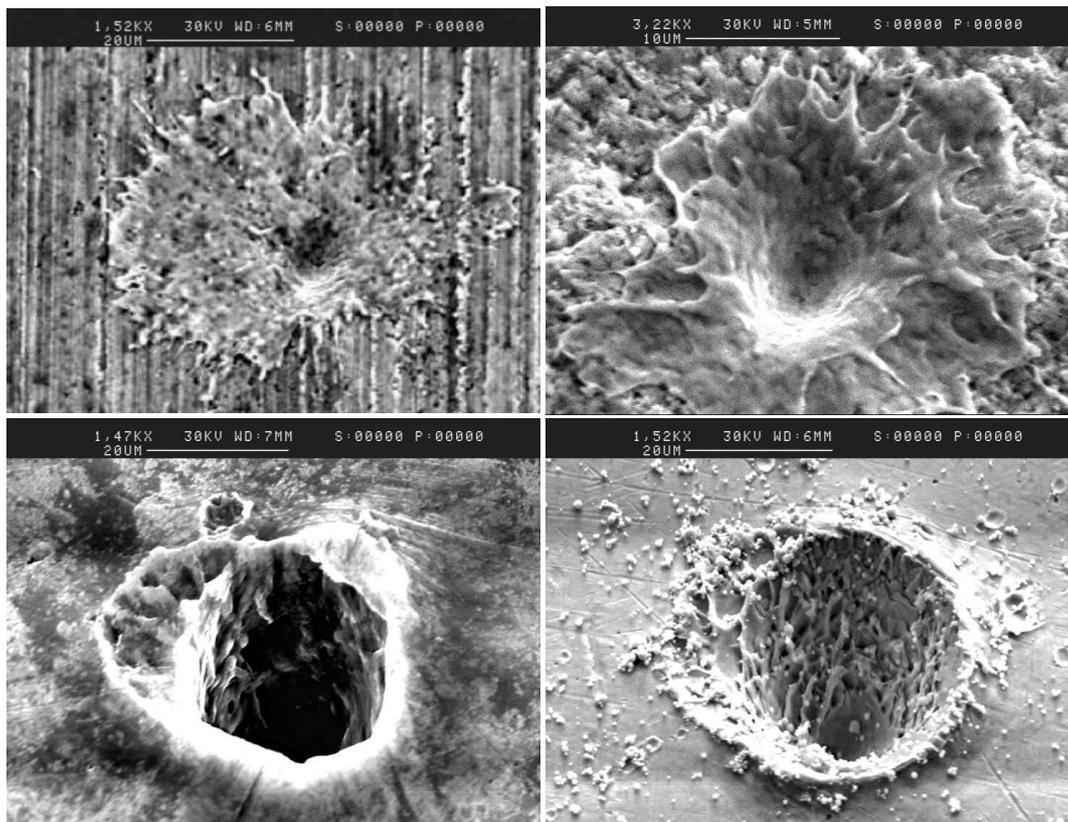
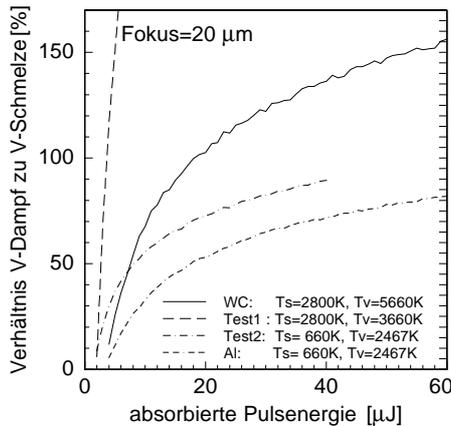


Abbildung 5.2: Oben: Einzelkrater zweier $700\mu\text{J}$ -Pulse in Wolframkarbid, links mit Skalengröße $20\mu\text{m}$, rechts mit $10\mu\text{m}$. Unten links: Einzelkrater eines $700\mu\text{J}$ -Pulses in Aluminium; unten rechts in Gold. In den beiden Elementarmetallen sind der Kraterdurchmesser (ca. $30\mu\text{m}$) und die Tiefe deutlich größer als in Hartmetall (Durchmesser ca. $7\mu\text{m}$).

soll das Verhältnis des Verdampfungsvolumens gegenüber dem Schmelzvolumen betrachtet werden. Abbildung 5.3 zeigt dieses Verhältnis für Hartmetall, Aluminium und zwei fiktive Metalle (Test1 und Test2), die sich von Hartmetall nur durch ihre Verdampfungs- und Schmelztemperatur unterscheiden. Man sieht deutlich, dass ein geringer Abstand der beiden Phasenübergangstemperaturen einen hohen Verdampfungsanteil bewirkt und, dass der hohe Schmelzanteil beim Aluminium besonders durch die niedrige Schmelztemperatur und deren großen Abstand zur Verdampfungstemperatur bestimmt wird. Der Dampfanteil steigt bei allen Metallen ab der Verdampfungsschwelle mit zunehmender Pulsenergie.

Die Schmelze wird beim Abtragvorgang durch den Rückstoss des expandierenden Materialdampfes aus dem Abtragskrater ausgeworfen und schüttet einen Teil der abgetragenen Oberfläche wieder zu. Dies erschwert einen kontrollierten Abtrag. Da deswegen ein geringer Schmelzanteil nicht nur die Effizienz der Bearbeitung erhöht, sondern sich auch sehr vorteilhaft auf die Bearbeitungsqualität auswirkt, lässt sich aus Abbildung 5.3 die Forderung ableiten für die Laserbearbeitung Materialien zu verwenden, die ein geringes Verhältnis zwischen Verdampfungs- und Schmelztemperatur besitzen. Für Hartmetall ist dieses Verhältnis ca. 2, für Aluminium 3,7, für

**Abbildung 5.3:**

Modellrechnung mit 3D-Wärmeleitungsgeleichung: Anteil des verdampften Volumens gegenüber dem Schmelzvolumen. WC: Wolframkarbid (Hartmetall), Bei Test1 und Test2 sind gegenüber Wolframkarbid nur die Verdampfungs- und Schmelztemperatur geändert. Al: Aluminium.

Gold 2,8 und für Kupfer 2,4. Test1 in Abbildung 5.3 besitzt das geringste Temperaturverhältnis (1,3) und den höchsten Verdampfungsanteil, und sollte deswegen auch besonders gut für die Laserbearbeitung geeignet sein. Insofern ist Hartmetall gegenüber den elementaren Metallen besser für die Laserbearbeitung geeignet. Wie in Kapitel 5.4.2 zu sehen sein wird, spielt aber auch die Beschaffenheit der Schmelze für die Bearbeitungsqualität eine Rolle.

Grund für die Wahl eines relativ kleinen Fokusedurchmessers war die Vorgabe, weniger als $100\ \mu\text{m}$ große Strukturen mit einer Genauigkeit von $1\ \mu\text{m}$ zu erzeugen. Prinzipiell wäre dafür sogar ein noch kleinerer Fokus wünschenswert. Dem gegenüber steht jedoch auch die Forderung nach einem möglichst großen Arbeitsabstand³ des Objektivs vom Werkstück, um eine Beschädigung der Linsen durch den expandierenden Materialdampf zu vermeiden. Ein weiterer Grund für einen nicht zu kleinen Fokusedurchmesser ist der Durchsatz. Je kleiner der Fokus, desto länger die Bearbeitungszeit. Insofern stellt die zunächst vorgesehene Spotgröße von $5\ \mu\text{m}$ einen Kompromiss zwischen den genannten Forderungen dar. Wie sich im Verlauf dieser Arbeit zeigte, musste die Fokusgröße sogar auf etwa $20\ \mu\text{m}$ vergrößert werden, um bei einem Rasterabstand von $5\ \mu\text{m}$ qualitativ hochwertige Oberflächen zu erzeugen (siehe Kap. 5.4.2). Anhand der Beobachtungen an den Einzelpulskratern lassen sich schon erste Hinweise gewinnen, warum diese Fokusvergrößerung notwendig war. Letztendlich müssen je nach Anwendung eine geeignete Strahlgeometrie und die entsprechenden Pulsenergien gefunden werden.

Nach einer Vergrößerung des Fokusedurchmessers auf $20\ \mu\text{m}$ wurden weitere Testreihen mit Einzelpulskratern durchgeführt und die Lochmaße mit den theoretisch ermittelten Werten verglichen. Die Versuche beschränkten sich auf einen wesentlich niedrigeren Energiebereich von $7\ \mu\text{J}$ bis $140\ \mu\text{J}$, was eine weitere Reduktion der Pulsenergiedichte H_P zur Folge hatte. Abbildungen 5.4 und 5.5 zeigen Lochkrater in Hartmetall, Aluminium, Kupfer und Gold. Wie man hier und auch anhand der Messkurven in Abbildung 5.6 sehen kann, weisen die Löcher bei allen Materialien ähnliche Durchmesser auf. Sie unterscheiden sich vor allem in ihrer Tiefe, für die al-

³und damit auch einer entsprechend großen Brennweite

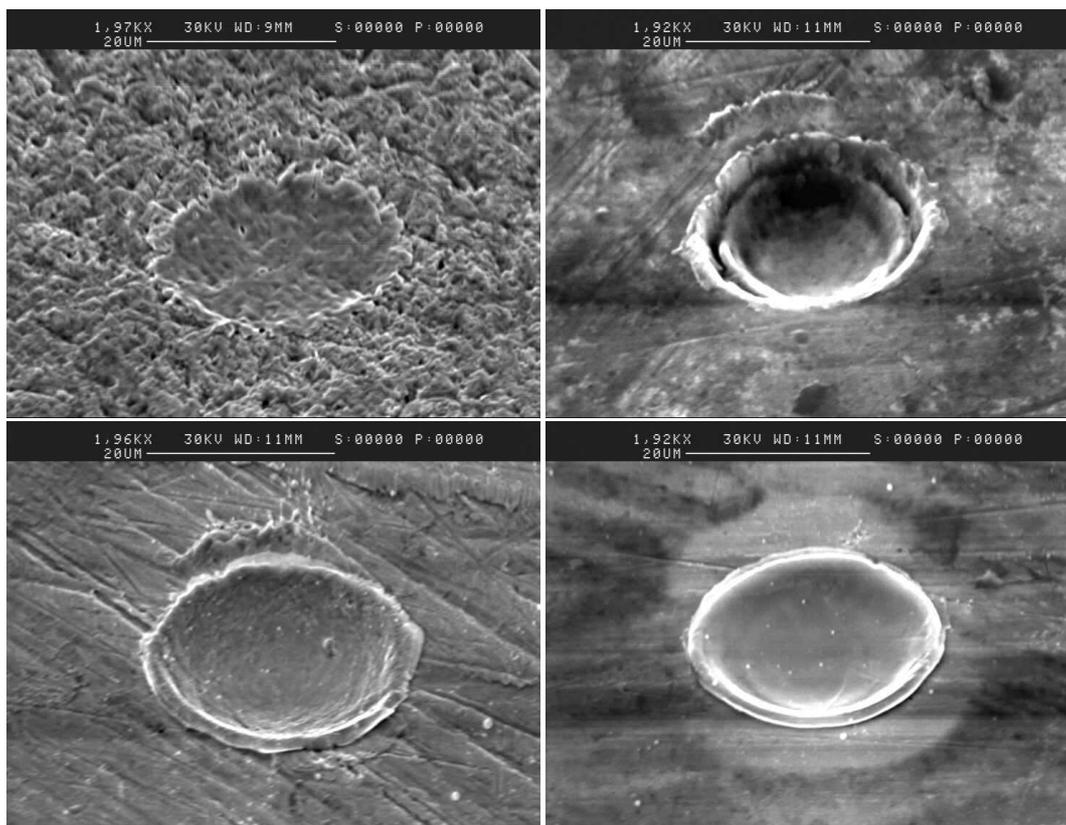


Abbildung 5.4: Einzelpulskrater bei $140 \mu\text{J}$ und Fokusbildmesser $20 \mu\text{m}$: Oben in Hartmetall (links) und Aluminium (rechts); Unten: In Gold (links) und Kupfer (rechts).

lerdings wegen der kleinen, schwierig zu bestimmenden Einzelpulsabtragstiefen nur für Hartmetall Messwerte vorliegen (Abb. 5.7). Der fast gleiche Lochdurchmesser trotz unterschiedlicher thermischer Eigenschaften findet sich auch in den theoretischen Berechnungen aus der Wärmeleitungsgleichung (Abbildung 5.6 rechts) und spiegelt die Tatsache wider, dass nun die Bedingungen für eine eindimensionale Wärmeleitung ($\delta_w < r_0$) gegeben sind. Aluminium weist aufgrund seiner niedrigen Schmelz- und Verdampfungstemperatur einen hohen Schmelzanteil und auch den tiefsten Krater auf. Dagegen ist das Hartmetalloch bei $15 \mu\text{J}$ Pulsenergie nur durch den Erstarrungsrand der sehr dünnflüssigen Schmelze zu erahnen. Tatsächlich wurden bei dieser Pulsenergie die qualitativ besten Oberflächen erzeugt (Kap. 5.5.1).

5.3.2 Vergleich mit 3D-Wärmeleitung

In diesem Kapitel werden die empirisch gefundenen Lochdurchmesser mit den aus der dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung berechneten Schmelz- und Verdampfungsgrenzen verglichen. Für den theoretischen Lochkrater wird die maximale Ausdehnung der T_V -Isothermen (Fläche, an der die Verdampfungs-Temperatur erreicht wird) angenommen. Das entspricht nicht ganz dem Ansatz einer Überhitzung des

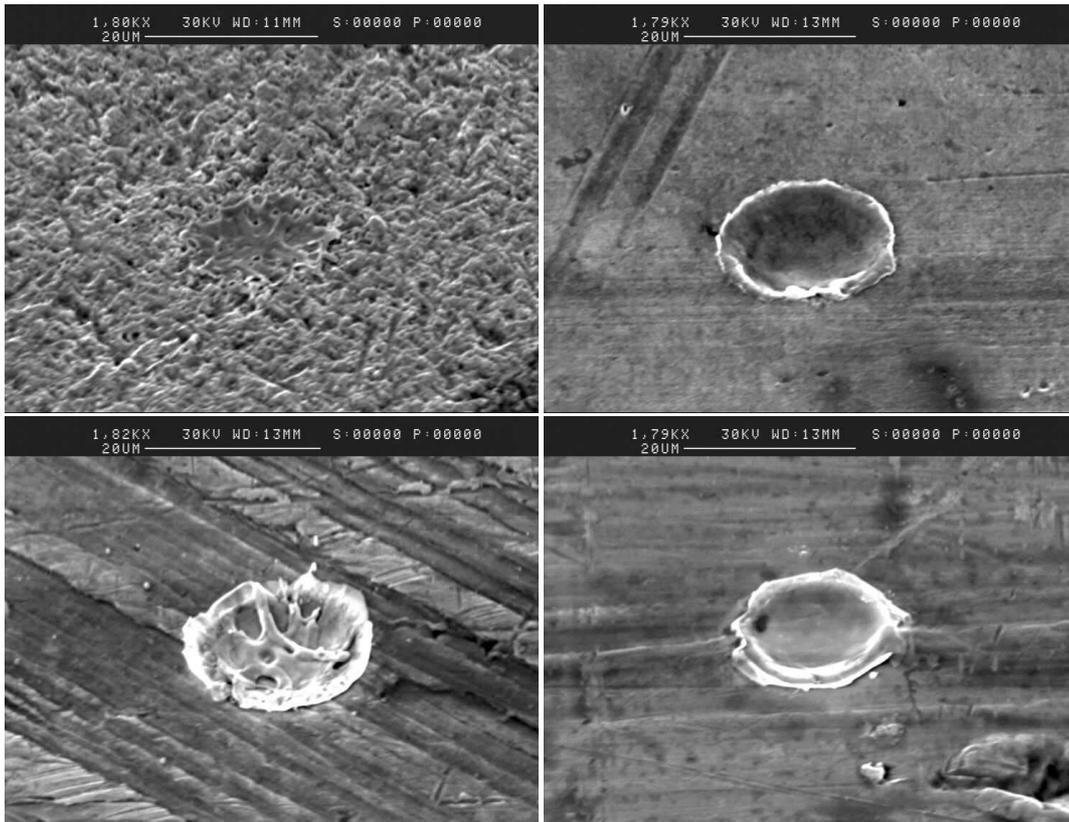


Abbildung 5.5: Einzelpulskrater bei $15 \mu\text{J}$ und Fokusbereich $20 \mu\text{m}$. Oben: In Hartmetall (links) und Aluminium (rechts). Unten: In Gold (links) und Kupfer (rechts).

Festkörpers bei Überdruck durch den Gasrückstoß und einer Verdampfung ohne Phasenübergänge jenseits der kritischen Temperatur T_C (vgl. Kapitel 3.3.1). Mit der T_C -Isothermen ließen sich die Messkurven allerdings nicht fitten. Das theoretische Abtragsvolumen wäre deutlich zu gering ausgefallen. Da der Lochkrater wegen des Austriebs der Schmelze durch den Gasrückstoß ohnehin größer ausfällt als durch einen reinen Verdampfungsprozess, ist die Bestimmung des Lochkraters mittels einer Temperaturisothermen ohnehin sehr ungenau.

Mit einem Absorptionskoeffizienten von $A = 1$ beziehen sich die theoretischen Werte auf die in das Metall eingekoppelte Laserenergie, während die Messkurven gegenüber der auf das Metall auftreffenden Pulsenergie aufgetragen sind. Zum Fitten konnte deswegen der Absorptionsfaktor als freier Parameter gewählt werden. Ein zu erwartender Absorptionskoeffizient kleiner eins würde die X-Achse der theoretischen Kurven mit einem Faktor $1/A$ umskalieren. Abbildung 5.7 (links) zeigt die gemessenen und errechneten Einzelpulskraterdurchmesser für Hartmetall und Aluminium. Der ermittelte Absorptionsfaktor für Hartmetall beträgt $A = 0.7$, für Aluminium $A = 1.0$.

Qualitativ zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen errechneten und gemessenen Durchmesserläufen für alle Metalle. Einem steilen Anstieg der Krater-

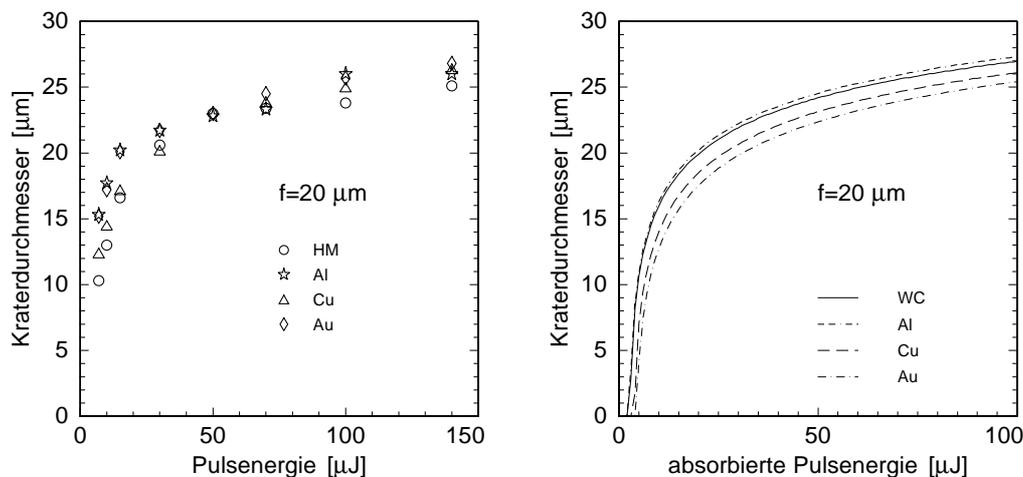


Abbildung 5.6: Gemessener (links) und errechneter (rechts) Durchmesser beim Einzelpulsabtrag in Hartmetall, Kupfer, Gold und Aluminium. Bezüglich des Lochdurchmessers gibt es in beiden Abbildungen keine wesentlichen Unterschiede zwischen den Metallen.

größe an der Bearbeitungsschwelle folgt ein immer flacher werdender Verlauf. Der Durchmesser nähert sich bei allen Metallen für höhere Energien dem theoretischen Fokaldurchmesser des Laserstrahls. Für den Hartmetalldurchmesser scheint die Modellrechnung auch quantitativ sehr zutreffend zu sein. Auch ein Absorptionsfaktor von 0.7 ist nicht unplausibel, wenn man neben dem Absorptionsanstieg durch die Erwärmung auch an die Interübergänge von Wolfram denkt.

Dieses Ergebnis und auch die nahezu hundertprozentige Absorption in Aluminium bei Temperaturen weit jenseits der Schmelztemperatur decken sich mit experimentellen Befunden von [Rea65] und [Bar74], die bei Temperaturen weit oberhalb der Verdampfungstemperatur praktisch keine Reflexion mehr feststellen konnten. Da der Schmelzanteil bei Aluminium noch größer ist als bei Hartmetall, ist auch eine starke Vergrößerung des Lochradius durch den Schmelzaustrieb zu erwarten. Bei höheren Pulsenergien zeichnet sich bei beiden Metallen schon das Ende der Übereinstimmung zwischen dem einfachen Wärmeleitungsmodell und der tatsächlichen Lochgeometrie ab. Hier spielen andere Prozesse als die Wärmeleitung eine immer größere Rolle (Schmelzdynamik, Plasmaabsorption, usw., siehe Kapitel 3).

In Abbildung 5.7 (rechts) sind die Abtragstiefen dargestellt. Aufgrund der sehr geringen Kratertiefen lassen sich diese nur sehr ungenau (ca. $0,5\ \mu\text{m}$) mit dem Mikroskop bestimmen, weswegen hier der Vergleich mit den Theoriekurven nur sehr eingeschränkt aussagekräftig ist. Dennoch lässt sich erkennen, dass die Abhängigkeit der Abtragstiefe von der Pulsenergie durch die Modellrechnung wesentlich schlechter wiedergegeben wird als der Verlauf des Lochdurchmessers. Dies liegt möglicherweise auch daran, dass der Kraterboden nach dem Pulsende durch die Schmelze zum Teil wieder zugeschüttet wird.

Die Tendenz zu größeren Lochtiefen bei Aluminium geht aber sowohl aus den Kraterbildern 5.4 und 5.5 als auch aus den Berechnungen in Abbildung 5.7 hervor.

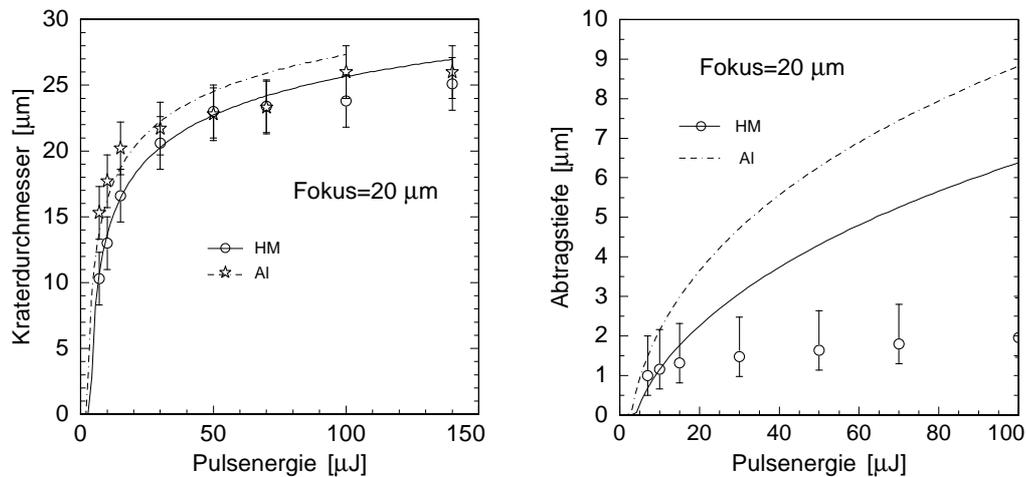


Abbildung 5.7: Gemessener und errechneter Durchmesser beim Einzelpulsabtrag (links), sowie Abtragstiefe (rechts) für Hartmetall und Aluminium. Während sich der gemessene Kraterdurchmesser besonders für Hartmetall gut fitten lässt, weicht die Kurve für die theoretische Abtragstiefe deutlich von der gemessenen ab. Die Fehlerbalken für Lochdurchmesser sind $2\ \mu\text{m}$ groß; die für die Abtragstiefe $1\ \mu\text{m}$ (vgl. Kap. 5.2).

5.3.3 Absorptionsfaktor an der Bearbeitungsschwelle

Bis zum Erreichen der Bearbeitungsgrenze sollte die Wärmeleitung der allein vorherrschende Prozess sein. Daher ist mit der Wärmeleitung eine gute Vorhersage der Bearbeitungsschwelle zu erwarten. Die einzige Unbekannte ist der Absorptionsfaktor A , der bei den numerischen Berechnungen auf 1 gesetzt wurde. Dies bedeutet dass bei den Berechnungen nicht die eingestrahelte sondern die absorbierte Pulsenergie benutzt wird.

Das Verhältnis der aus den experimentellen Lochradien extrapolierten Bearbeitungsgrenze mit dem theoretischen Wert sollte also dem Absorptionskoeffizienten, der ja das Verhältnis der eingekoppelten zur eingestrahelten Energie darstellt, entsprechen. Die experimentelle Bestimmung der Bearbeitungsschwelle ist allerdings sehr ungenau, da Einzelpulskrater nahe der Bearbeitungsschwelle praktisch nicht messbar sind, und die Extrapolation der Kurven in Abbildung 5.7 eigentlich nur mit dem Fit durch die theoretischen Kurven selbst sinnvoll ist. Daher wurde für eine grobe Abschätzung der tatsächlichen Bearbeitungsgrenze, der Rasterabtrag (siehe Kap. 5.4) herangezogen und als Bearbeitungsschwelle die Energie genommen, bei der das Material nur angeschmolzen wird. Auch hier ist allerdings schwer zu beurteilen, ob das Hartmetall wirklich nur angeschmolzen ist, oder ob bereits eine Verdampfung stattgefunden hat.

In Abbildung 5.8 ist die Bearbeitungsschwelle für Fokusdurchmesser von $8\ \mu\text{m}$ bis $30\ \mu\text{m}$ aufgetragen; Messwerte liegen nur für $8\ \mu\text{m}$ und $15\ \mu\text{m}$ vor. Es wird angenommen, dass an der Bearbeitungsschwelle die Verdampfung mit Erreichen der Verdampfungstemperatur einsetzt. Die theoretischen Bearbeitungsschwellen ergeben

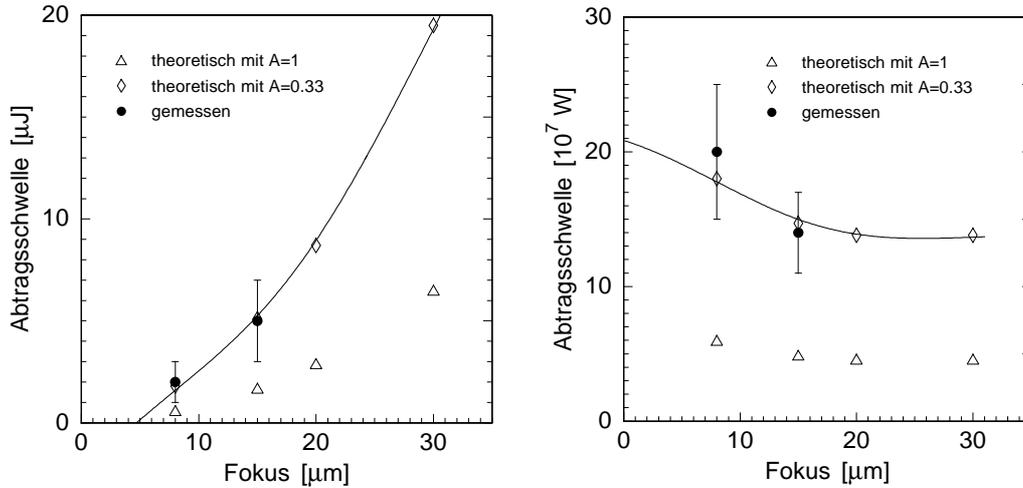


Abbildung 5.8: Energie (links) und Intensität (rechts) an der Bearbeitungsschwelle. Aus dem Verhältnis von Messwerten und theoretischen Kurven ergibt sich ein Absorptionsfaktor von $A = 0.3$. Dieser Wert unterliegt jedoch wegen der schwierigen Bestimmung der experimentellen Werte (Fehler ca. $2 \mu\text{J}$ bzw. $3 - 5 \cdot 10^7 \text{ W}$) einer hohen Ungenauigkeit (ca. 0.15). Für die theoretische Bearbeitungsschwelle wurde das Erreichen der Verdampfungstemperatur T_V angesetzt.

sich daher aus den Pulsenergien, bei denen an der Oberfläche T_V erreicht wird bzw. die T_V -Isotherme einen Radius größer Null besitzt.

Aus dem Verhältnis der Schwellwerte (Pulsenergie oder Intensität) ergibt sich für Hartmetall ein Absorptionsfaktor von $A = 0.33$. Dass dieser Wert niedriger liegt, als der Fitwert aus den Durchmesserkurven des vorangegangenen Abschnittes, kann, wie schon oben erwähnt, einem weiteren Anstieg des Absorptionsfaktors mit wachsender Temperatur, aber auch der großen Messungenauigkeit (siehe Absch. 5.2) zugeschrieben werden.

5.3.4 Oberflächentemperatur

Die Frage, bei welcher Temperatur die Verdampfung stattfindet, lässt sich direkt beantworten, wenn man die Oberflächentemperatur während der Verdampfung misst. Dazu besteht indirekt die Möglichkeit, indem man die diffuse Reflexion während der Verdampfung spektral vermisst. Nimmt man näherungsweise die Metalloberfläche als schwarzen Strahler an, so kann man aus dem Wellenlängenmaximum des abgestrahlten Lichts auf die Farbtemperatur des Metalls schließen. Für die spektrale Energiedichte pro Einheitswellenlänge u gilt:

$$u(\lambda) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \left(e^{hc/\lambda kT} - 1 \right)^{-1} \quad (5.2)$$

mit der Lichtwellenlänge λ . Für die spektrale Messung standen zunächst nur drei

einfache Farbfilter (rot, blau und grün) sowie ein UV-Sperrfilter zur Verfügung. Vermessen des durch die Filter transmittierten Reflexionslichtes mit einer Photodiode und Subtraktion der Primärstrahlung lieferte ein Maximum der Reflexion im grünen Lichtbereich, also bei etwa 500 nm. Dieser Wellenlänge entspricht nach 5.2 eine Temperatur $T \approx 6000 \text{ }^\circ\text{C}$, also gerade die Verdampfungstemperatur von Hartmetall. Dies ist ein Hinweis auf eine Verdampfung direkt bei der Verdampfungstemperatur T_V und spricht gegen eine T_C -Verdampfung nach [Rea65]. Um dieses Ergebnis zu bestätigen, sollte allerdings eine etwas genauere Spektralmessung vorgenommen werden. Leider konnte ein solcher Versuch mit Interferenzfiltern aus zeitlichen Gründen nicht mehr durchgeführt werden.

5.3.5 Gasexpansion

Um die Expansion des Materialdampfes zu untersuchen, wurde in geringer Höhe parallel zur Metalloberfläche ein Laser-Messstrahl auf eine schnelle Diode geschickt. Der expandierende Metalldampf führt zu einer Absorption des Messstrahls. Durch zeitliches Vermessen des Absorptionsmaximums in verschiedenen Höhen lässt sich ein zeitlicher Verlauf der Gasexpansion ableiten. Dieser ist in Abbildung 5.9 für einen $700 \mu\text{J}$ -Puls auf Hartmetall dargestellt. Anhand der zeitlichen Absorptionsverläufe (links) in verschiedenen Höhen ist die Verbreiterung der Materialdampf Wolke gut zu erkennen.

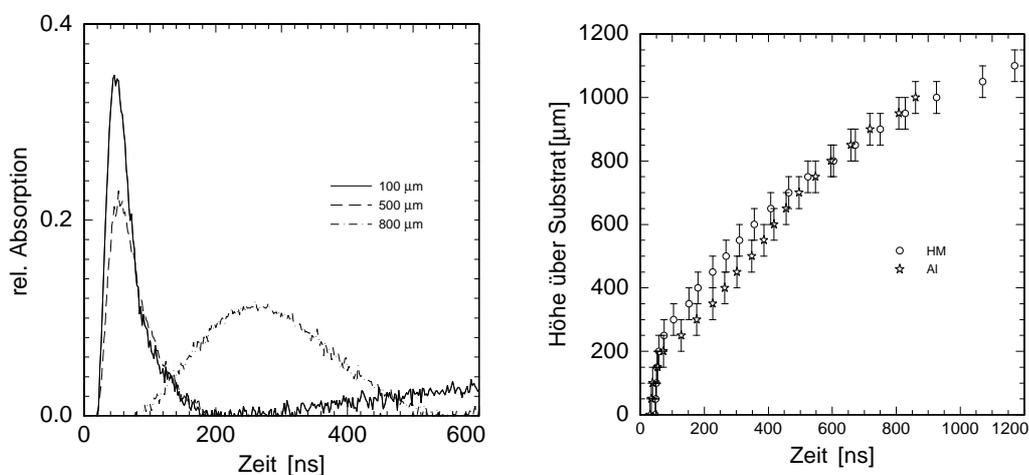


Abbildung 5.9: Links: Zeitlicher Verlauf der Absorption des Messstrahls über einer Hartmetallprobe in verschiedenen Höhen. Rechts: Zeitliche Expansion des Materialdampfes für Aluminium und Hartmetall bei $E_P = 700 \mu\text{J}$ und einem Fokus von $5 \mu\text{m}$.

Die Gaswolke breitet sich für Hartmetall und für Aluminium innerhalb einer Mikrosekunde über einen Millimeter oberhalb der Metalloberfläche aus 5.9(rechts), was einer mittleren Geschwindigkeit von 1000m/s entspricht. Aus der Anfangssteigung der Kurve lässt sich eine Expansionsgeschwindigkeit von ca. 20000m/s bei Hartmetall und 10000m/s bei Aluminium abschätzen. Beide Werte können jedoch auf

Grund der großen Messungenauigkeit nur als grobe Abschätzung benutzt werden. Neben der Ungenauigkeit bei der Extrapolation der Werte, sind auch die Höhenmessung (ca. $\pm 50 \mu\text{m}$) und die zeitliche Auswertung des Absorptionsmaximums (ca. $\pm 25 \text{ ns}$) stark fehlerbehaftet.

5.4 Rasterbearbeitung

Zur Erzeugung einer zweidimensionalen Struktur mit einer bestimmten Schichthöhe werden die Einzelpulse in gleichmäßigen Abständen $R = R_{XY}$ (vgl. Abschn. 5.6.1) aneinander gesetzt. Im Idealfall ergibt sich die Oberflächenform der abgetragenen Schicht aus der Summe der Einzelkratergeometrien. Die Frage ist nun, inwiefern dies tatsächlich der Fall ist, in welchem Energiebereich überhaupt ein kontrollierter Rasterabtrag erfolgen kann, und welches die entscheidenden Größen für eine Oberflächenoptimierung sind. In verschiedenen Testreihen wurde bei gegebener Pulsenergie und Fokusgröße der Rasterabstand variiert und versucht, optimale Oberflächenqualitäten - das heisst minimale Rauheitskennwerte - zu erzielen. Zudem wurde das Abtragsvolumen pro Puls im Rasterabtrag bestimmt, und es wurden Vergleiche mit der Theorie und den Volumina von Einzelpulsen angestellt.

5.4.1 Entstehung einer zweidimensionalen Schicht aus Einzelpulsen

Durch Aneinandersetzen von Einzelpulsen erhält man ein zweidimensionales Bearbeitungsraster, das bei ausreichend kleinem Rasterabstand R einen zusammenhängenden Graben bildet. Die Bildfolge in Abbildung 5.10 zeigt Schritt für Schritt, wie aus Einzelkratern ein flächiger Abtrag entsteht. Die Pulsraster wurden jeweils von links oben nach rechts unten erzeugt. Es ist erkennbar, dass die zuerst abgetragenen Löcher durch die Schmelze der darauffolgenden teilweise wieder zugeschüttet werden. Der Radius der ausgeworfenen Schmelze erstreckt sich über das zweite Nachbarloch hinaus (Abb. 5.10), was bei einem Rasterabstand von $10 \mu\text{m}$ also ca. $25 \mu\text{m}$ entspricht. Die Verteilung der Schmelze auf der abgetragenen Oberfläche hat, wie auch im folgenden zu sehen sein wird, erheblichen Einfluss auf die Qualität des Abtrags. Zum einen "schmiert" die Schmelze eventuelle Kanten oder Risse auf der Oberfläche aus, zum anderen erschwert sie einen kontrollierten Abtrag. Je nachdem wie weit die Schmelze ausgeworfen wird, verändert sich die Geometrie der Oberfläche (Abschnitt 5.4.2). Die Schmelze schlägt sich auch an der Wand nieder und verhindert die Erzeugung steiler Kanten (Abschnitt 5.5.3).

5.4.2 Muldenentstehung

Bei allen Hartmetall-Bearbeitungen mit einer Fokusslage auf dem Werkstück traten mit zunehmender Abtragstiefe immer ausgeprägtere Mulden auf, die unabhängig vom Rasterabstand der Laserpulse über die gesamte abgetragene Oberfläche hinweg eine charakteristische Größe besitzen. Dieser Effekt war ausschließlich bei WC/Co und bei keinem der anderen Metalle, Aluminium (siehe Abbildung 5.12), Kupfer oder Gold, zu beobachten. Der Muldendurchmesser betrug für $700 \mu\text{J}$ Pulsenergie

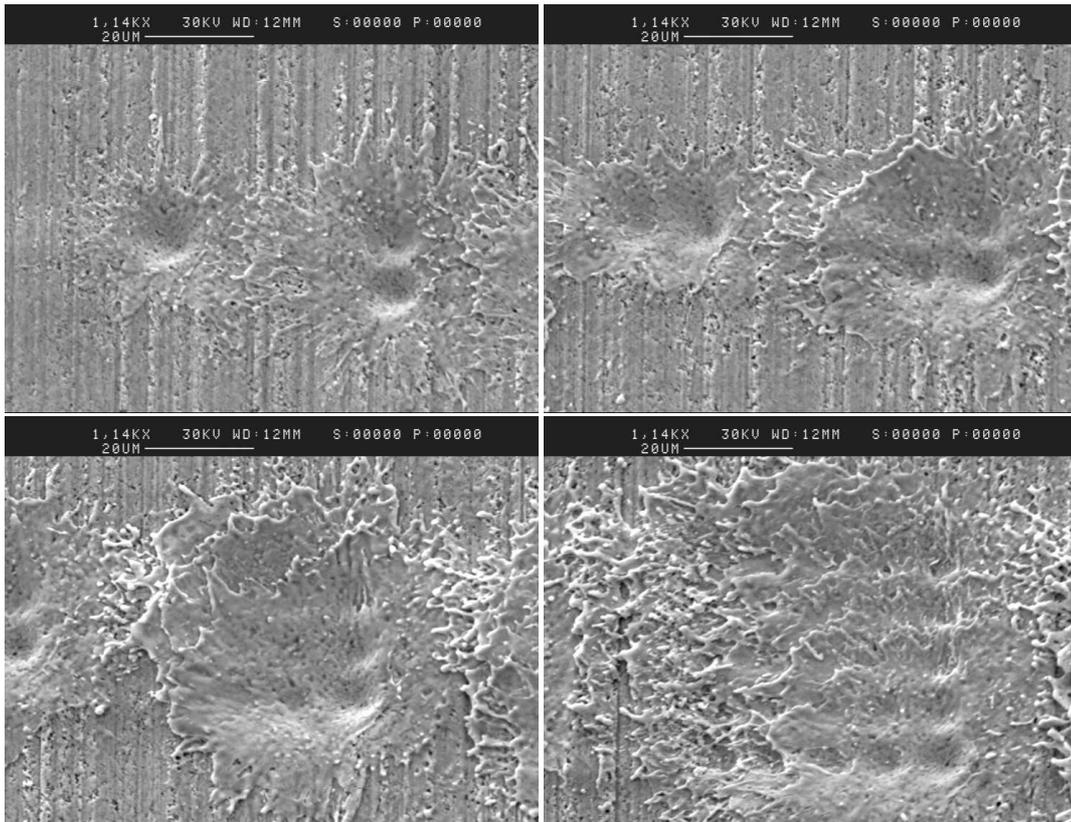


Abbildung 5.10: Entstehung eines 2D-Rasterabtrags aus Einzelpulsen. Die Pulse werden jeweils von links nach rechts und von oben nach unten angeordnet; Rasterabstand $R = 10 \mu\text{m}$, Pulsenergie $E_P = 700 \mu\text{J}$. Oben links: Start mit einem einzelnen Puls, dann ein zweiter Puls darunter. Oben rechts: Zwei Pulse nebeneinander, dann eine zweite Reihe darunter. Unten links: Drei mal drei Pulse. Unten rechts: Fünf mal fünf Pulse. Die zuerst erzeugten Krater (jeweils links und oben) werden von der Schmelze der zuletzt gelaserten Löcher zum Teil zugeschüttet.

bei allen Rasterabständen etwa $50 \mu\text{m}$ und war damit deutlich größer als der maximal getestete Rasterabstand von $12 \mu\text{m}$. Ab etwa $10 \mu\text{m}$ Rasterabstand waren auf dem Muldenboden sogar die Einzelpulsmuster zu sehen. Die Mulden oder Krater wiesen also eine Art Überstruktur auf, deren Ursache sich einer direkten Erklärung zunächst entzog.

Da zunächst die Regelmäßigkeit des Rasterabtrags in Zusammenhang mit der Muldenentstehung gebracht wurde, sollte in verschiedenen Versuchen eine abweichende Abtragstrategie verfolgt werden. Zum einen wurde eine Probe mit dem doppelten Rasterabstand bearbeitet und in vier aufeinanderfolgenden Schichten dieses Raster um jeweils einen halben Rasterabstand versetzt, so dass effektiv mit dem ursprünglichen Rasterabstand abgetragen wurde. Diese Probe ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Nachdem auf der obersten Stufe (oben links) nur an der rechten Bearbeitungskante eine mehrere Rasterabstände große Spur zu sehen ist, die vom Schmelzauswurf der letzten Rasterlinie herrührt, kann man schon beim nächsten Bild (oben rechts)

leichte Bodenwellen erkennen, die in den darauffolgenden Abbildungen immer stärker ausgeprägt sind.

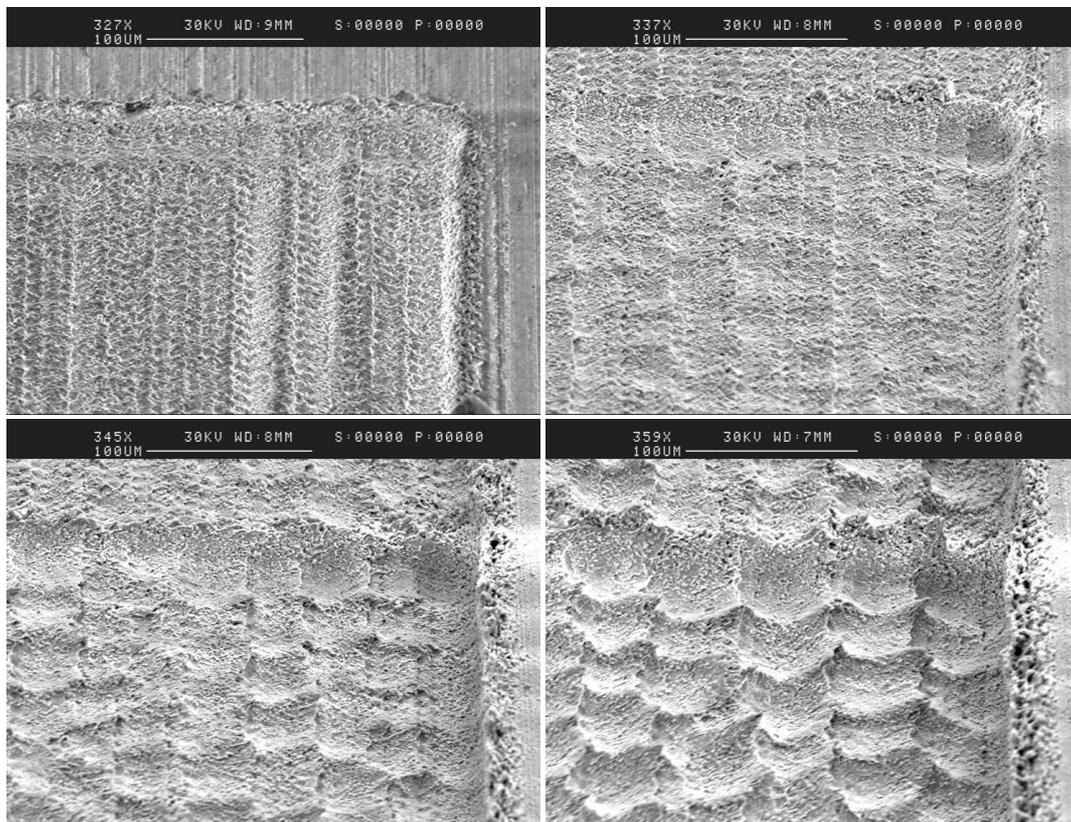


Abbildung 5.11: Entstehung der Mulden mit zunehmender Abtragtiefe bei Energie $700 \mu\text{J}$. Das effektive Raster war $5 \mu\text{m}$ und setzte sich aus 4 versetzten Abträgen mit $10 \mu\text{m}$ Rasterabstand zusammen. Durch diese Methode sollte die Muldenentstehung eigentlich unterdrückt werden, was offensichtlich ohne Erfolg blieb. Die Bildfolge zeigt verschiedene Abtragsstufen: 4 Schichten (links oben), 8 Schichten (rechts oben), 12 Schichten (links unten) und 16 Schichten (rechts unten). Nach und nach bilden sich die Mulden heraus.

Bei einem weiteren Pulsabtrag wurde das regelmäßige Auslösen der Pulse durch Bearbeiten während der Beschleunigungsphase und Verwendung zu hoher Tischgeschwindigkeiten unterdrückt. In beiden Fällen kam es dennoch zur Muldenbildung, woraus geschlossen wurde, dass der Rasterabtrag an sich nichts mit diesem Effekt zu tun hat. Eine rein statistische Pulsverteilung auf dem Substrat hätte diesen Zusammenhang sicherlich noch eindeutiger beleuchten können.

Es stellte sich heraus, dass zwei Parameter einen Einfluss auf die Muldenentstehung besitzen. Mit der Pulsenergie ließ sich der Kraterdurchmesser steuern (siehe Abb. 5.13) und über den Fokaldurchmesser war die Tiefe der Krater beeinflussbar. Die Größe des Fokus wurde durch Verschieben der Fokallage in das Werkstück hinein verändert. Die Oberflächenqualität wurde mit wachsendem Fokus und sinkender Pulsenergie besser, kann also insgesamt mit sinkender Flächenenergiedichte bzw. mit

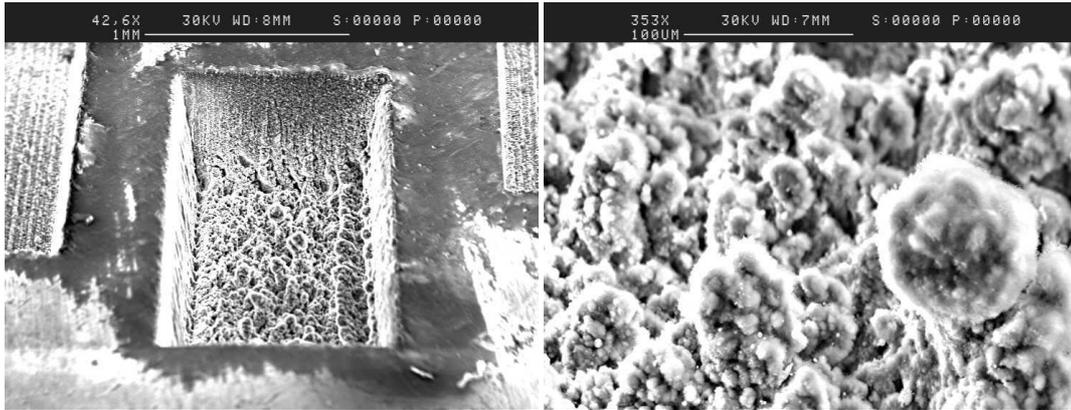


Abbildung 5.12: Abtrag bei hoher Pulsenergie ($700 \mu\text{J}$) in Aluminium. Auf der Oberfläche bilden sich tropfenartige Strukturen unterschiedlicher Größe. Es besteht keine Ähnlichkeit mit der Hartmetalloberfläche.

sinkender Pulsintensität optimiert werden.

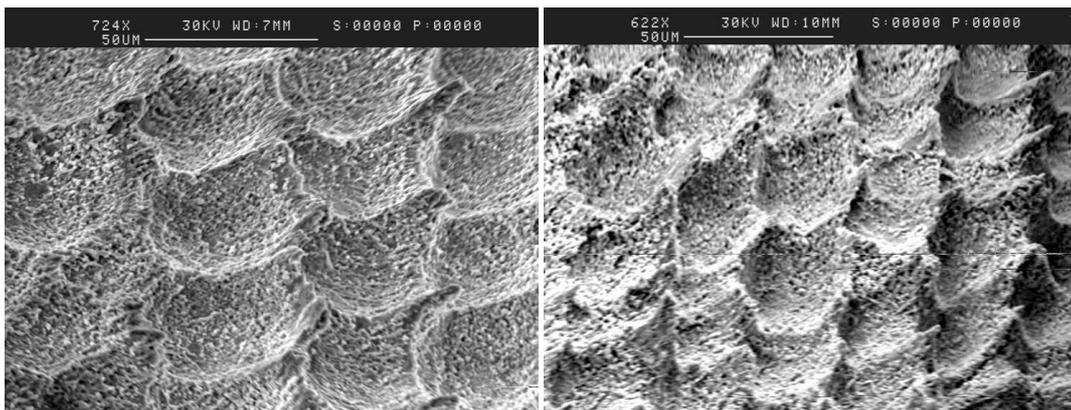


Abbildung 5.13: Mulden bei Energie $330 \mu\text{J}$ (links) und bei Energie $160 \mu\text{J}$ (rechts). Man erkennt den Unterschied in der Kratergröße, der auf eine Energieabhängigkeit schließen lässt.

Die Frage ist, welche Mechanismen für dieses Phänomen verantwortlich sind. Die Tatsache, dass auf den Muldenböden das Einzelpulsraster zu sehen ist und die Muldentiefe auch von Schicht zu Schicht zunimmt, spricht dafür, dass die Kraterausprägung als Folge des kollektiven, aus Einzelkratern überlagerten Abtrags zu sehen ist, und nicht von einem Einzelpulsabtrag herrühren kann. Aus den Wechselwirkungen, die bei der numerischen Berechnung der Einzelpulskrater berücksichtigt wurden, lässt sich daher dieses Abtragverhalten nicht ableiten. Als Erklärungsmöglichkeiten kommen beispielsweise das dynamische Schmelzverhalten und Gas- bzw. Plasmaeffekte in Verbindung mit speziellen Materialeigenschaften, die das Hartmetall von anderen Metallen unterscheidet, in Frage.

Denkbar ist, dass strukturelle Unterschiede der gesinterten Hartmetalle für die Muldenentstehung verantwortlich sind. Da die Korngrößen der Wolframkarbidkörner

mit $2\ \mu\text{m}$ allerdings um mehr als eine Zehnerpotenz kleiner sind als die Muldengröße, liegt ein solcher Zusammenhang nicht unbedingt auf der Hand.

Wechselwirkungen des Laserlichts mit dem (ionisierten) Materialdampf könnten ebenfalls für den Effekt verantwortlich sein. Die Abschirmung des Laserstrahls und die damit verbundene Entstehung eines Plasmas verursachen eine veränderte Energieeinkopplung und könnten auch die Strahlform durch Streuung oder Linsenbildung im Materialdampf verändern. Inwiefern sich die beobachtete Muldenstruktur damit erklären lässt, bleibt allerdings Spekulation.

Eine weitere Ursache für die Kraterentstehung ist in der Schmelzdynamik zu suchen. Hier existiert tatsächlich eine weitere charakteristische Größe, nämlich der Durchmesser des Schmelzauswurfes eines Einzelpulses. Vergleicht man diesen mit dem Muldendurchmesser bei $700\ \mu\text{J}$, so kann man tatsächlich eine ähnliche Größe feststellen. Auch der Auswurfradius, der nach einer einfachen 2D-Rasterbearbeitung zu sehen ist (Abb. 5.10), passt sehr gut zu der Muldengröße. Denkbar wäre also, dass sich beim überlagerten Einzelpulsabtrag, die Ausdehnung des Schmelzauswurfes als Überstruktur auf der abgetragenen Oberfläche niederschlägt. Dafür spricht, dass der Schmelzauswurf durch den Gasrückstoß verursacht wird. Der dabei erzeugte Druck hängt von der in das Gas eingekoppelten Energie ab, wächst also mit der Pulsenergie bzw. mit der Intensität. Dies würde erklären, warum die Kratergröße von der Pulsenergie- bzw. Intensitätsdichte abhängt. Die Energieeinkopplung in die Schmelze und deren Dynamik könnten also mit der Muldenentstehung zusammenhängen; ein genauer Mechanismus lässt sich allerdings nicht finden.

Einen weiteren Erklärungsansatz liefert [All87]. Bei höheren Laserintensitäten kann das über der Festkörperoberfläche entstehende Plasma als sekundäre Energiequelle wirken. Das durch Absorption von Laserlicht im Materialdampf entstandene Plasma strahlt einen Teil der Energie auf den Festkörper ab. Die Abstrahlcharakteristik unterscheidet sich vor allem geometrisch von der primären Lasereinstrahlung und kann die Oberflächengeometrie verändern ([All87], Kapitel 3.5.2).

Um die Muldenentstehung vollkommen zu unterdrücken, musste die Flächenenergie- bzw. die Pulsintensität so weit wie möglich erniedrigt werden. Erstens wurde der Fokussdurchmesser von $5\ \mu\text{m}$ auf $20\ \mu\text{m}$ vergrößert, zweitens wesentlich niedrigere Pulsenergien für den Abtrag verwendet ($10 - 20\ \mu\text{J}$). Beide Maßnahmen bewirken einen kontrollierteren Energieeintrag in den Festkörper: Zum einen werden durch die niedrigere Pulsintensität unerwünschte Nebeneffekte wie Absorption im Materialdampf oder eine zu große Schmelzdynamik vermieden. Zum anderen ist zu bemerken, dass mit dem neuen Fokussdurchmesser nach Kapitel 3.2.3 die Bedingungen für eine eindimensionale Wärmeleitung in der Strahlmitte gegeben sind. Dies bedeutet eine niedrigere Wärmebelastung des Festkörpers und erklärt damit auch die höhere Oberflächenqualität. Die genannten Veränderungen ermöglichten das Abtragen glatter Oberflächen.

5.4.3 Bodenwellen durch thermische Linse

Nachdem die Muldenentstehung vermieden werden konnte, trat ein weiterer Effekt zutage: Anstelle gleichmäßig abgetragener Ebenen entstanden hinter Strukturkanten senkrecht zur Bearbeitungsrichtung verlaufende Bodenwellen, die umso ausgeprägter waren, je mehr Schichten abgetragen wurden (siehe Abbildung 5.14). Anhand der regelmäßigen Abtragskrater auf den Abtragsflächen konnte eine ungleichmäßige Laserpulsverteilung als Ursache für die Bodenwellen ausgeschlossen werden. Ebensovienig konnten inhomogene Materialeigenschaften für den Effekt verantwortlich gemacht werden, da die Welle immer nur hinter Bearbeitungskanten zu finden war, egal an welcher Stelle des Substrates die Struktur eingebracht wurde.

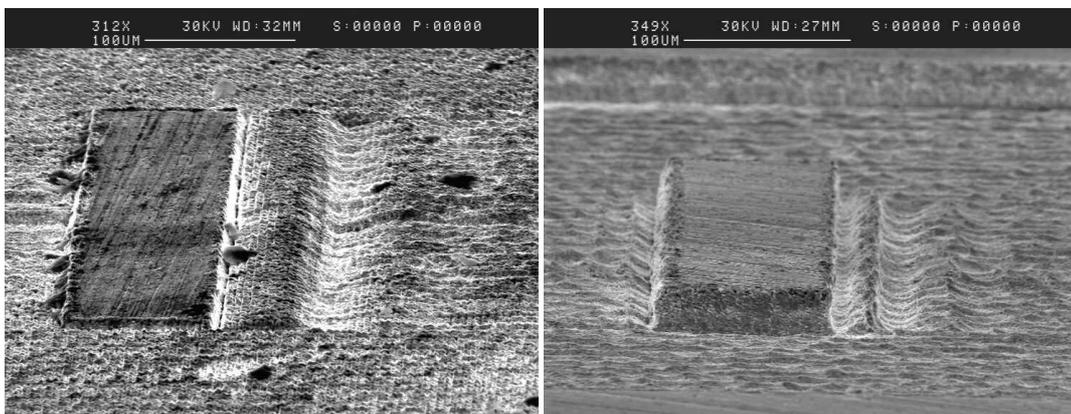
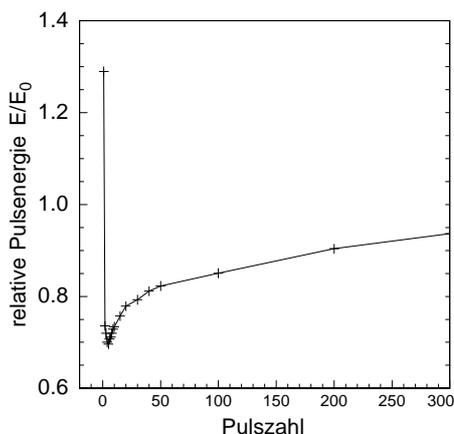


Abbildung 5.14: Bodenwelle nach einer Kante. Links: Bei 30% Diodenstrom. Rechts: bei 100% Diodenstrom und Abschwächung. Rechts ist die Bodenwelle etwas kürzer, d.h. die Energieschwankung ist zeitlich etwas kürzer ausgedehnt

Damit blieb als Fehlerquelle nur der Laser. Dieser muss nach jeder Bearbeitungskante ein- oder ausgeschaltet werden. Sollten sich dabei Schwankungen der Pulsenergie ergeben, wäre der Effekt erklärbar. Anhand der Ausdehnung der Bodenstruktur von etwa $100 \mu\text{m}^4$ ließ sich die Dauer der Energieschwankungen auf einige Millisekunden abschätzen. Messungen mit einer schnellen Diode im Strahlengang ergaben tatsächlich einen instabilen Verlauf der Pulsenergie zu Beginn eines jeden Pulszuges (Abbildung 5.15): Nach einem etwas stärkeren ersten Laserpuls fällt die Energie zunächst stark ab und nähert sich danach asymptotisch der Pulsenergie im Dauerbetrieb.

Die Ursache für diese Instabilität lässt sich folgendermaßen beschreiben: Bei der Erstellung von Strukturen nach dem oben beschriebenen Rasterverfahren, muss der Laser positionsabhängig immer wieder ein- und ausgeschaltet werden. Dadurch entstehen zwischen den Laserpulsen mitunter längere Pausen, während der sich die Inversionsverhältnisse sowie auch die thermischen Bedingungen innerhalb des Resonators gegenüber einem gleichmäßigen Pulszug ändern. Beides hat Folgen für die Stabilität der Laserpulsenergie zu Beginn eines Pulszuges. Die durch die längere Pumpdauer höhere Inversion führt zur Energieüberhöhung jedes ersten Laserpulses

⁴Rasterabstand $5 \mu\text{m}$ und Wiederholrate 3 kHz

**Abbildung 5.15:**

Einschaltverhalten des Lasers bei 30% Diodenstrom. Nach einem stark überhöhten ersten Puls sinkt die Pulsenergie unter den Mittelwert (1.0) und steigt innerhalb von mehreren hundert Pulsen (d.h. bei einer Wiederholrate von 3 kHz innerhalb von einigen hundert Millisekunden) wieder an.

nach einer verlängerten Pulspause. Darüber hinaus herrscht während des Dauerbetriebs des Lasers im Resonator ein thermisches Gleichgewicht, zu dem neben den Pumpdioden auch der Laserstrahl durch Absorption im Lasermedium selbst einen Beitrag leistet. Nach dem Einschalten des Lasers muss sich dieses Gleichgewicht erst ausbilden. Im Gleichgewicht bildet sich im Lasermedium durch einen Temperaturgradienten eine thermische Linse bestimmter Brennweite aus, die auf die optimale Justierung der Resonatorspiegel Einfluss hat. Da in der Regel der Resonator auf maximale Ausgangsleistung im Dauerbetrieb justiert ist, bedeutet jede Abweichung von den thermischen Verhältnissen im Dauerbetrieb eine Dejustierung des Resonators und damit eine geringere Pulsenergie. So ist zu erklären, warum die Pulsenergie nach Einschalten des Lasers vom zweiten Puls an erst allmählich ansteigt. Betreibt man den Laser mit geringerem Diodenstrom⁵ - der Resonator ist dann durch den veränderten Pumpwärmeeintrag dejustiert -, sind die Bodenwellen noch stärker ausgeprägt. Hier kann es jedoch auch kurzfristig zu einer höheren Pulsenergie oder aber auch zum Abfall der Pulsenergie nach der Lasereinschaltung kommen. Bei maximalem Diodenstrom sollten laut Laserhersteller die Pulsschwankungen verschwinden. Hier sollte das Konzept der gepulsten Pumpdioden gegenüber den kontinuierlich pumpenden Dioden von Vorteil sein. Zur Leistungsauskopplung wurde ein Brewsterfenster benutzt. Doch auch hier ergaben sich hinter den Bearbeitungskanten leichte Bodenwellen (Abb. 5.14). Der Beitrag des Laserstrahls zum thermischen Gleichgewicht ist also nicht vernachlässigbar.

Die Dauer bis zur Stabilisierung der Pulsenergie ließ sich durch eine bidirektionale Bearbeitung einer Rechteckvertiefung bestimmen. Dabei wechselt die Abtragsrichtung mit jeder Bahn, so dass nebeneinanderliegende Bahnen in unterschiedlicher Richtung bearbeitet werden. Da die Pulsenergie nur an der in der jeweiligen Bearbeitungsrichtung vorne liegenden Kante niedriger ist, sich zur hinteren Kante hin jedoch langsam stabilisiert, entstehen bei bidirektionaler Bearbeitung statt einer Bodenwelle hinter jeder Kante Furchen. Diese verschwinden bei ausreichender Strukturlänge zur Mitte der Struktur hin, wo in beiden Richtungen mit gleicher Energie abgetragen wird (siehe Abbildung 5.16). Die Tatsache, dass sich die Ausdehnung der

⁵zur Vermeidung der Muldenentstehung notwendig (siehe vorheriges Kapitel)

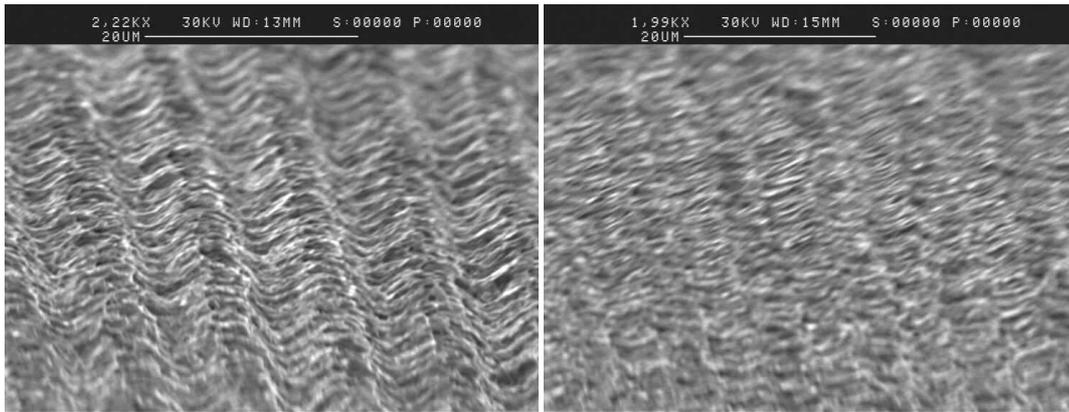


Abbildung 5.16: Links: Oberfläche unmittelbar nach der Bearbeitungskante. Rechts: Oberfläche in der Mitte der Struktur. Unmittelbar nach der Bearbeitungskante bilden sich bei bidirektionaler Bearbeitung durch den thermischen Linseneffekt Furchen, während in der Mitte der Struktur der Abtrag in beiden Richtungen gleich groß ist; das thermische Gleichgewicht im Resonator hat sich eingestellt.

Bodenfurchen über mehrere Millimeter erstreckt und damit mehrere hundert Pulse andauert, bedeutet, dass die Einstellung des thermischen Gleichgewichts einige hundert Millisekunden benötigt.

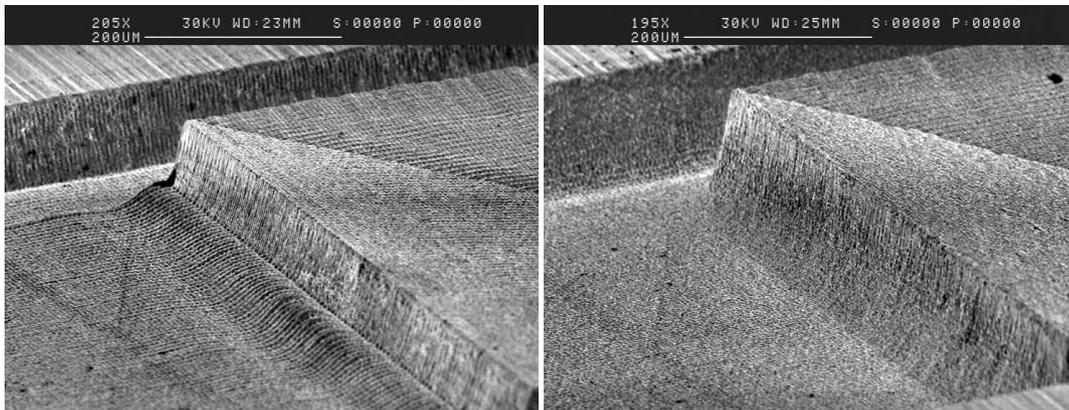


Abbildung 5.17: Abtragskante ohne externen Schalter (links) und mit AOM als Strahlschalter (rechts). Nur mit dem AOM lassen sich ebene Flächen vor und hinter Abtragskanten herstellen.

Als Lösung dieser Problematik kam nur die Verwendung eines schnellen Schalters in Frage, der es erlaubt, den Laser im Dauerbetrieb laufen zu lassen und beliebige Pulsfolgen extern (also im Optikpfad nach dem Laserausgang) zu generieren. Die Wahl fiel auf einen akusto-optischen Modulator (AOM), der sehr einfach über ein analoges Signal anzusteuern ist. Die Energieverluste bei der Beugung in die erste Ordnung konnten aufgrund der ohnehin überschüssigen Energie problemlos in Kauf genommen werden. Mit Hilfe des AOMs konnten nun absolut ebene Abtragsflächen hergestellt werden (siehe Abb. 5.17). Auch die Bodenbeschaffenheit ist mit AOM

wesentlich homogener und scheint eine wesentlich geringere Rauigkeit aufzuweisen (siehe Abb. 5.18).

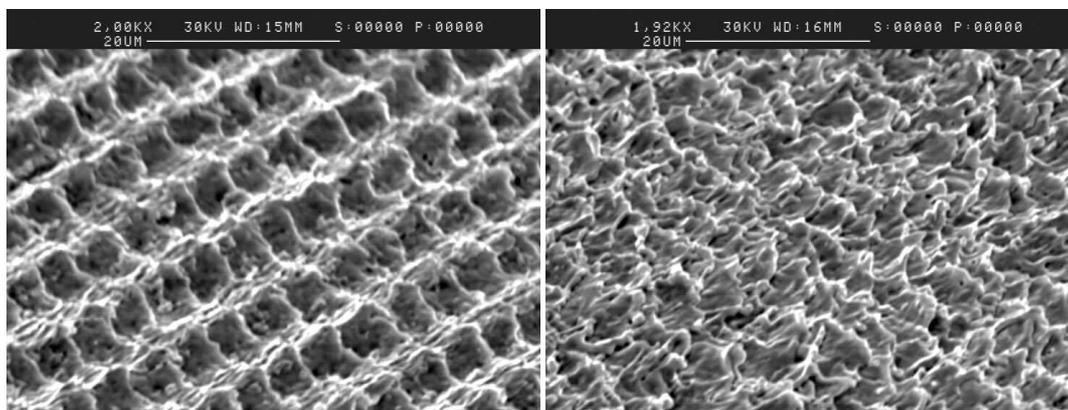


Abbildung 5.18: Die abgetragene Fläche weist ohne externen Schalter (links) eine wesentlich höhere Rauigkeit auf als mit AOM (rechts).

5.5 Abtragsparameter

Nach der Beseitigung der technischen Probleme konnten die Abtragsuntersuchungen und die Optimierung der Parameter bezüglich der Oberflächenqualität durchgeführt werden. Bei der Bestimmung der Abtragstiefe pro Rasterschicht sollten die Abhängigkeiten des Rasterabtrags von den Prozessgrößen Pulsenergie, Pulsintensität, Fokusgröße und Rasterabstand untersucht und mit den Ergebnissen des Einzelpulsabtrags verglichen werden. Hier ging es auch um die Frage, inwiefern sich das theoretische Verständnis des Einzelpulsabtrags für den 3D-Abtrag nutzen lässt.

Als Entscheidungskriterien für die Güte der Oberfläche wurde die Bodenrauigkeit bei verschiedenen Prozessparametern untersucht. Ziel war es ein Prozessfenster zu finden, in dem sich eine ausreichende Oberflächenqualität für Prägeoberflächen erzielen lässt.

Da zu Beginn der Arbeit auch die Herstellung von Stanzgeometrien als Ziel ausgegeben worden war, fanden Untersuchungen zur Optimierung der Wandsteilheit statt. Diese sind im letzten Abschnitt aufgeführt. Da sich im Verlauf der Arbeit die Unwirtschaftlichkeit der lasergefertigten Stanzwerkzeugherstellung zeigte, wurden diese Untersuchungen nicht weiter vertieft.

5.5.1 Rasterabtragsvolumen pro Laserpuls

Die Abtragstiefe bei der Rasterbearbeitung wurde als Funktion der Pulsenergie, der Fokusgröße und des Rasterabstandes untersucht.

$$z = z(E_P, r_0, R_{XY}) \quad (5.3)$$

Ziel war die Bestimmung des Abtragsvolumens pro Laserpuls. Dazu wurden mit

unterschiedlichem Fokus und Rasterabstand Energiereihen durchgeführt, bei denen jeweils 40 Schichten abgetragen wurden. In Abbildung 5.19 sind der Volumenabtrag pro Puls (links) und die Abtragsrate pro Energie (rechts) über der Pulsenergie aufgetragen. Außer bei Pulsenergien nahe der Bearbeitungsschwelle (unterhalb $10 \mu\text{J}$) zeigen die Kurven so gut wie keine Fokusabhängigkeit und keine Abhängigkeit vom Rasterabstand. Nur nahe der Bearbeitungsschwelle spielt der Fokusdurchmesser eine Rolle. Oberhalb der Bearbeitungsschwelle ist der Volumenabtrag pro Puls nahezu linear. Dieser Sachverhalt ist auch rechts beim Verlauf der Abtragsrate (Volumenabtrag pro Pulsenergie) zu sehen: Zwischen $10 \mu\text{J}$ und $45 \mu\text{J}$ ändert sich die Abtragsrate nur wenig und beträgt etwa $3 \mu\text{m}^3$ pro μJ .

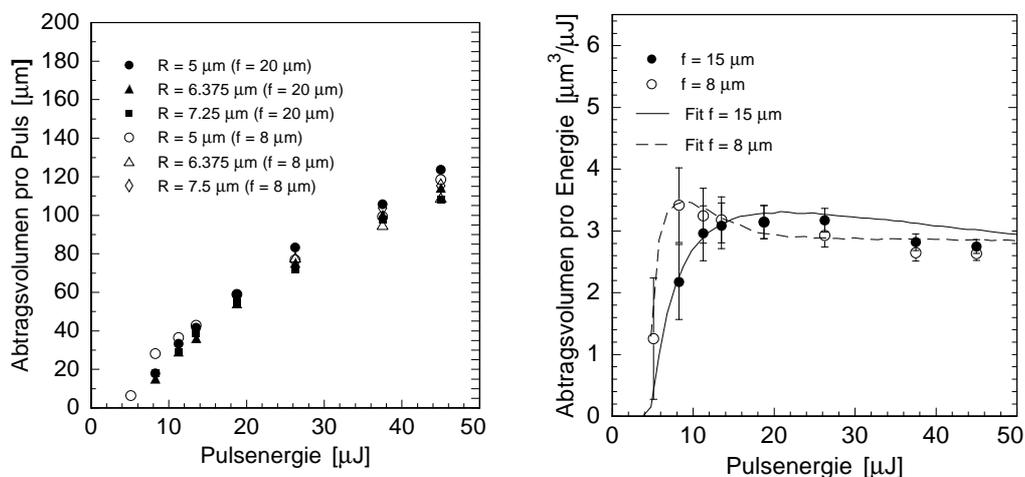


Abbildung 5.19: Links: Abtrag pro Laserpuls als Funktion der Pulsenergie bei unterschiedlichem Rasterabstand R und Fokusdurchmesser f . Rechts: Volumenabtrag pro Pulsenergie. Die Fehlerbalken entsprechen dem Fehler von $5 \mu\text{m}$ bei der Bestimmung der Abtragstiefe (vgl. Kap. 5.2).

Die theoretischen Kurven geben das Abtragsverhalten qualitativ sehr gut wieder, sind allerdings quantitativ im Gegensatz zu den Kurven beim Lochdurchmesser nicht mehr aussagekräftig. Ein sinnvoller Fit ließ sich auch hier nur mit den Kurven zu den Verdampfungsisothermen bei T_V (und nicht bei T_C) durchführen. Der Absorptionsfaktor A konnte nicht mehr als Fitparameter benutzt werden. Die dargestellten theoretischen Kurven wurden durch Reskalierung der y -Achse um einen Faktor von 0,15 für $15 \mu\text{m}$ und 0,2 für $8 \mu\text{m}$ sowie durch einen Energieoffset von $2,8 \mu\text{J}$ bzw. $3,8 \mu\text{J}$ an die Messkurven gefittet. Physikalisch lassen sich diese Veränderungen nicht innerhalb des Wärmeleitungsmodells rechtfertigen. Die Notwendigkeit zur Umskalierung der y -Achse lässt sich durch Energieverluste an andere physikalische Prozesse, die nicht in dem Modell enthalten sind, deuten (Phasenübergänge, Schmelzdynamik, Plasmaprozesse). Diese Energie stünde nicht für den Volumenabtrag zur Verfügung. Auf der anderen Seite könnte man solchen Prozessen auch durch Umskalieren der x -Achse Rechnung tragen. Eine mögliche Erklärung wäre auch, dass deutlich weniger als das Volumen innerhalb der T_V -Isotherme tatsächlich verdampft.

Die Verwendung eines Energieoffsets kommt physikalisch einem konstanten Ener-

gieverlust unabhängig von der eingestrahnten Energie gleich. Dafür gibt es eigentlich keine plausible Erklärung. Letztendlich bleibt festzuhalten, dass die Wärmeleitungsgleichung für quantitative Aussagen zum Rasterabtrag nicht geeignet ist, und die qualitativ gute Übereinstimmung ohnehin überrascht. Sie ist ein weiterer Hinweis darauf, dass die Verdampfung ähnlich einer T_C -Verdampfung stattfinden könnte. Zu größeren Pulsenergien hin sinkt die Abtragsrate langsam. Dies ist auch an den theoretischen Kurven abzulesen und hängt mit den zunehmend größer werdenden dreidimensionalen Wärmeverlusten zusammen. Die experimentelle Abtragsrate sinkt darüber hinaus auch auf Grund immer größerer Verluste im Materialdampf und in der Schmelze.

Grundsätzlich stellt sich die Frage welche der drei Größen Pulsenergie E_P , Pulsenergiedichte $H_P = E_P/(r_0^2\pi)$ und Pulsintensität $I_P = E_P/(r_0^2\pi*t_P)$ ⁶ den Abtrag am besten charakterisiert. In dem betrachteten Energiebereich scheint der Fokussdurchmesser, also die Intensität oder die Energiedichte, keinen Einfluss auf die Abtragsrate zu besitzen. Deswegen scheint für die Bestimmung der Abtragsrate die Pulsenergie die charakteristische Größe zu sein. Näherungsweise kann das Abtragsvolumen als proportional zur Pulsenergie betrachtet werden. Man kann konstatieren, dass in dem Energiebereich, in dem diese Aussage gültig ist, auch der qualitativ beste Laserabtrag erfolgt.

Zuletzt noch ein kurzer Vergleich der Abtragsraten aus dem Einzelpulsabtrag, dem Rasterabtrag und aus den Berechnungen mit der Wärmeleitungsgleichung. In Abbildung 5.20 ist ein deutlicher Unterschied zwischen Einzelpulsrate und Rasterabtragsrate zu sehen. Die Messkurve für Einzelpulse stimmt zunächst gut mit der numerischen T_V -Kurve (Verdampfungsisotherme) überein, weicht aber ab ca. $20 \mu\text{J}$ Pulsenergie stark von der theoretischen Kurve ab. Auch die T_C -Kurve (Isotherme mit kritischer Temperatur: $T = T_C$) liegt bei höheren Pulsenergien oberhalb der gemessenen Werte. Dies liegt in erster Linie an der großen Differenz zwischen theoretischer und gemessener Abtragtiefe (siehe Kap. 5.3.2, Abb. 5.7). Da die Abweichung wesentlich größer ist als der Messfehler, muss man vermuten, dass die Abtragtiefe bei höheren Pulsenergien durch Energieverluste in andere Prozesse (z.B. Phasenübergänge) verringert wird. Die theoretische T_V -Kurve ergibt eine Rate von etwa $24 \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$, die Einzelpuls-Messkurve eine maximale Rate von $18 \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$. Dagegen ist die Rasterabtragsrate mit $3 \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$ fast eine Zehnerpotenz kleiner und gegenüber der T_C -Kurve mit $5-7 \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$ immer noch um einen Faktor zwei niedriger. Eine Erklärung für diesen großen Unterschied zwischen Einzelpuls- und Rasterabtrag ist in der Tatsache zu suchen, dass die aus dem Lochkrater ausgeworfene Schmelze beim Einzelpulsabtrag das Abtragsvolumen über das rein verdampfte Volumen hinaus vergrößert. Das gesamte Kratervolumen setzt sich also aus dem durch Verdampfung entstandenen Volumen und dem Teil des Schmelzvolumens zusammen, der aus dem Loch durch Gasrückstoss bei der Verdampfung hinausgetrieben wird. Beim Rasterabtrag kann der Schmelzanteil nicht dem Abtragsvolumen hinzugerechnet werden, da die Schmelze fast zu 100% auf der bearbeiteten Fläche selbst deponiert wird. Das Abtragsvolumen besteht daher ausschliesslich aus dem verdampften Volumen. Eigentlich würde man daher erwarten, dass die mit der Verdampfungsisothermen

⁶ t_P = Pulsdauer

($T(r, z) = T_V$) oder mit T_C -Isothermen bestimmte Abtragsrate in Abbildung 5.20 die Rasterabtragsrate gut wiedergeben müsste. Dass dies nicht der Fall ist, heisst entweder, dass die Verdampfung erst oberhalb von T_V bzw. sogar T_C einsetzt - letzteres ist allerdings sehr unwahrscheinlich - oder dass bei dem reinen Wärmeleitungsmodell die Festkörpertemperatur wegen der Vernachlässigung der Phasenübergänge überschätzt wird, was eher angenommen werden muss. Hier würden Messungen der Oberflächentemperatur (Kap. 5.3.4) weiteren Aufschluss geben.

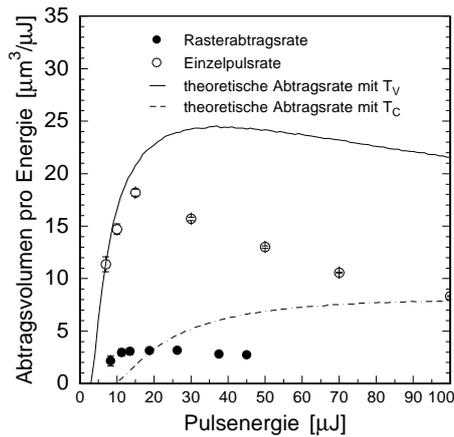


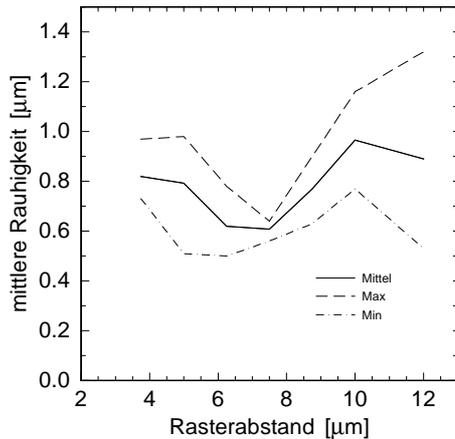
Abbildung 5.20:

Vergleich der Abtragsraten aus den Messungen der Einzellochkrater, des Rasterabtrags und des theoretischen Pulsabtrags mit der T_V - und der T_C -Isothermen.

5.5.2 Bodenrauheit

Die Optimierung der Oberflächenrauheit erfolgte im Wesentlichen mit Hilfe einer mikroskopischen Begutachtung der bearbeiteten Oberflächen. Nur einmal wurden die optisch besten Proben außer Haus zu Rauheitsmessungen gegeben (siehe Abb. 5.21). Systematische Rauheitsmessungen wurden nicht durchgeführt. Die optische Begutachtung der Proben mittels Mikroskop stellt bereits ein ausreichendes Messinstrument für die Oberflächenqualität dar. Eine Testreihe mit unterschiedlichen Rasterabständen bei Pulsenergie $E_P = 40 \mu\text{J}$ wurde vom Projektpartner ZFS (Zentrum für Fertigungstechnik Stuttgart) vermessen. Dabei wurden mittlere Rauheiten von $Ra = 0,5 - 1,2 \mu\text{m}$ gemessen.

Insgesamt unterscheidet sich die Rauheit für die verschiedenen Rasterabstände nicht wesentlich. Dennoch lässt sich eine minimale Streuung der Rauhwerte bei $R = 7,5 \mu\text{m}$ erkennen. Die Rauheit einer weiteren laserbearbeiteten Probe ($E_P = 25 \mu\text{J}$, Rasterabstand $R = 5 \mu\text{m}$) wurde mit $Ra = 0,1 \mu\text{m}$ und $R_z = 0,7 \mu\text{m}$ bestimmt. Damit lassen sich durch Laserbearbeitung Oberflächen erzielen, die mit sehr feiner Senkerosion qualitativ vergleichbar sind. Dieses Ergebnis ist ein wichtiger technischer Meilenstein für die Herstellung von lasergefertigten Prägewerkzeugen.

**Abbildung 5.21:**

Oberflächenrauheit (Mittelwert, Maximum und Minimum) einer laserbearbeiteten Hartmetallprobe als Funktion des Rasterabstandes. Das Optimum liegt für die verwendete Pulsenergie ($40 \mu\text{J}$) bei $R = 7,5 \mu\text{m}$.

5.5.3 Wandsteilheit

Die Ursachen für die Entstehung einer nicht senkrechten Wand wurden bereits in Kapitel 4.2.4 beschrieben. Die Laserenergie wird an der Strukturkante abgeschattet und zum Teil in die Wand eingekoppelt. Dieser Energiebetrag fehlt für den Tiefenabtrag.

Trägt man eine rechteckige Fläche mit gleichen Rasterparametern aber unterschiedlicher Laserpulsenergie ab, stellt sich heraus, dass die Wandsteilheit der Ränder von der Pulsenergie abhängt.

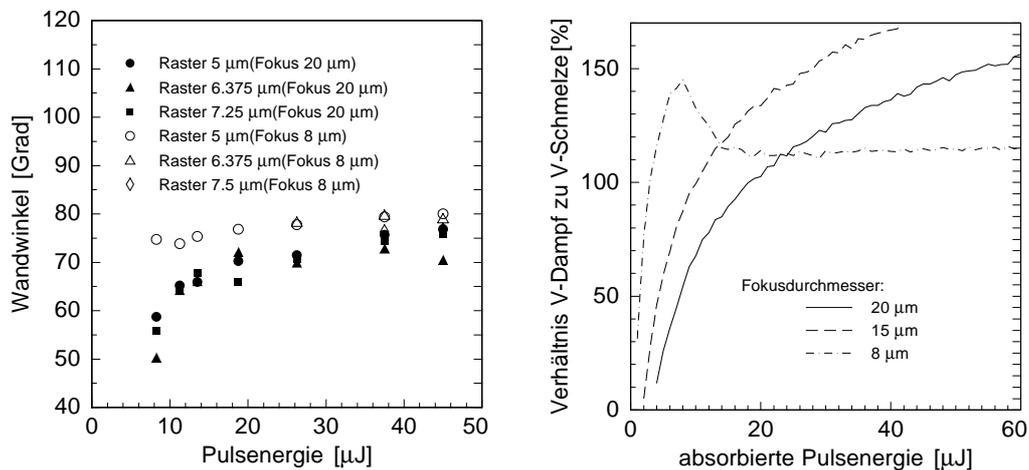


Abbildung 5.22: Links: Wandwinkel zur Ebene beim Rasterabtrag in Abhängigkeit von der Pulsenergie bei verschiedenen Rasterabständen und Fokussdurchmessern. Der optimale Wandwinkel wäre 90° . Rechts: Verhältnis des verdampften Volumens zum Schmelzvolumen als Funktion der Pulsenergie und bei verschiedenen Foki. Zwischen Wandwinkel und dem Verdampfungs-Schmelzverhältnis besteht ein Zusammenhang: Je größer dieses Verhältnis desto steiler die Strukturkante.

In Abbildung 5.22 ist links der Wandwinkel, d.h. der Winkel zur Horizontalen (optimaler Wandwinkel: 90°) beim Rasterabtrag als Funktion der Pulsenergie aufgetragen. Man kann einen steilen Anstieg des Winkels unmittelbar oberhalb der Bearbeitungsschwelle erkennen. Zu höheren Energien hin werden alle Kurven flacher und streben einem maximalen Winkel von ca. 80° entgegen. Zudem ist eine Fokusabhängigkeit (bzw. Intensitätsabhängigkeit) des Wandwinkels besonders bei niedrigen Pulsenergien zu sehen. Das liegt unter anderem an der niedrigeren Bearbeitungsschwelle bei kleinerem Fokus. Der Anstieg der Wandsteilheit mit der Pulsenergie lässt sich durch die Abschattung als alleinige Ursache für den Winkel nicht erklären. Hier spielt die Schmelze eine nicht unerhebliche Rolle. Während in der Mitte der Struktur die Schmelze in allen Richtungen aus dem Bearbeitungskrater geschleudert wird, bleibt sie an den Strukturrändern an den Kanten hängen. Dies bedeutet zusätzliches Material an den Strukturkanten, wodurch dort der Nettoabtrag niedriger ist als auf den Flächen. Da der Schmelzanteil am Gesamtvolumenabtrag mit sinkender Pulsenergie wächst, könnte sich daraus der Abfall des Wandwinkels ableiten. Auch die Fokusabhängigkeit des Winkels findet beim Verhältnis Dampf-Schmelze-Volumen ein Pendant und könnte daher aus dem gleichen Zusammenhang resultieren (siehe Abbildung 5.22 rechts).

Um die Abschattung zu vermeiden, kann der Laserstrahl, wie in Kapitel 4 beschrieben, relativ zur Werkstückoberfläche verkippt werden. Um die Effizienz dieser Methode zu testen und die Abhängigkeit der Wandsteilheit vom Verkippungswinkel zu belegen, wurde eine Teststruktur (ein Steg) mit unterschiedlichen Kippwinkeln abgetragen (Abb. 5.23).

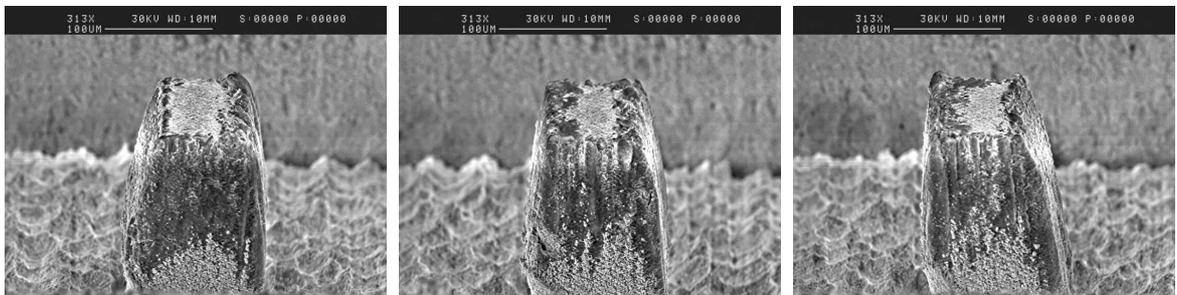


Abbildung 5.23: Abgetragener Steg in Hartmetall. Links wurde der Strahl um 7° im Uhrzeigersinn gekippt, in der Mitte steht der Strahl senkrecht, rechts ist der Strahl um 7° gegen den Uhrzeigersinn gekippt.

Man erkennt deutlich, dass sich der Wandwinkel auf beiden Seiten des Steges entsprechend dem Kippwinkel verändert. Damit ist die grundsätzliche Möglichkeit der Herstellung senkrechter Wände, wie sie beispielsweise für Stanzwerkzeuge benötigt werden, mit Laserabtragen gezeigt.

Weiterführende Untersuchungen wurden nicht mehr durchgeführt, genausowenig wie die Herstellung von Stanzwerkzeugen, da sich im Laufe der Arbeit die technische und wirtschaftliche Unterlegenheit des Laserabtrags bei der Stanzwerkzeugherstellung gegenüber der Drahterosion abzeichnete. Dazu mehr im Kapitel Zusammenfassung.

5.6 3D-Strukturierung

Nach Abschluss der Parameteroptimierung im Hinblick auf Oberflächenqualität und Geometriegenauigkeit war die Voraussetzung zur Herstellung von 3D-Strukturen gegeben. Zum Abschluss der Arbeit sollte außerdem ein Prägwerkzeug als Demonstrator hergestellt werden.

Während der Abtragversuche wurde schnell deutlich, dass mit der Laserbearbeitung senkrechte Wände im Werkstück nur sehr schwierig erzeugt werden können. Trägt man die Strukturen wie mit der Bearbeitungsmaschine schichtweise ab, dauert der Abtrag einer mehrere Millimeter tiefen Kante, wie sie für Stanzstempel und -matrizen notwendig ist, unverhältnismäßig lange. Der Abtrag einer 2 mm mal 2 mm großen und 10 mm tiefen Struktur würde bei einem Schichtabtrag von $1\ \mu\text{m}$ beispielsweise mehr als 300 Stunden dauern. Eine Schnittkante von 10 mm Tiefe und mehreren Millimetern Länge lässt sich dagegen mit Drahterosion bei einer Vorschubgeschwindigkeit von beispielsweise $0,01\ \text{mm/s}$ in wenigen Minuten herstellen. Dabei entstehen problemlos absolut senkrechte Schnittkanten mit Rauwerten von $R_a = 0,2\ \mu\text{m}$. Demgegenüber muss beim Laserabtrag, wie in Kapitel 5.5.3 gezeigt, ein erheblicher Aufwand betrieben werden, um Wände mit einem Winkel von mehr als 80 Grad zu erzeugen. Ob mit dieser Methode qualitativ auch nur annähernd so gute Schnittkanten erzeugt werden können wie bei der Drahterosion, bleibt ebenfalls fraglich. Aus diesen Gründen wurde die Herstellung von Stanzwerkzeugen nicht weiter vorangetrieben. Der offenkundige technische und wirtschaftliche Nachteil der Laserbearbeitung in diesem Fertigungsbereich ist insofern bedauerlich, als die Nachfrage nach Mikrostanzwerkzeugen erheblich größer ist als nach Mikroprägwerkzeugen. Will man den Laser für die Fertigung von Stanzwerkzeugen benutzen, müsste eine alternative Bearbeitungsstrategie (ähnlich wie bei der Drahterosion) gewählt werden: Das Laserschneiden. Hierzu wurden jedoch keine Untersuchungen durchgeführt.

5.6.1 3D-Rastern

Zur Erzeugung einer 3D-Geometrie mit der Laserablationsmaschine sind zunächst die 3D-Daten in zweidimensionale Schichten zu zerlegen, die dann als Rasterdaten sukzessive abgearbeitet werden. Entspricht der Schichtabstand beim Zerlegen dem Schichtabtrag der Maschine, wird die 3D-Geometrie maßstabsgetreu abgebildet. Insgesamt wird die Struktur also durch Zerlegen in 3D-Pixel digitalisiert. Die Größe der Pixel ist an die gewünschte Auflösung anzupassen.

Für die Erzeugung der Maschinendatensätze wurde ein einfaches Datenformat entwickelt, mit dem sich bestimmte mathematische Grundgeometrien wie Kugelschnitte, Kegel oder Quader definieren lassen. Diese werden dann in den Abtrags-ebenen mathematisch geschnitten und es wird jeweils ein 2D-Datensatz erzeugt, der dann mit einer Standardkonvertierungssoftware von Heidelberg Instruments in Maschinendaten umgewandelt werden kann.

5.6.2 Beispielgeometrien

Abschließend werden einige exemplarische 3D-Geometrien gezeigt, die mit der Laserbearbeitungsmaschine gefertigt wurden. In Abbildung 5.24 sind einfache geometrische Prägestrukturen zu sehen, mit denen die grundsätzliche Fähigkeit der Bearbeitungsmaschine formgetreu abzutragen gezeigt werden sollte. Schön zu sehen ist auf der linken REM-Aufnahme der scharfe Übergang vom ebenen Strukturboden zu den sphärischen Kuppeln. Für die Senkerosion stellen sphärische Flächen eine besondere Herausforderung dar, da sich die entsprechenden Formwerkzeuge nur schwierig herstellen lassen. Dagegen sind diese Oberflächen für die Laserbearbeitung wegen des Fehlens von senkrechten Kanten besonders gut geeignet.

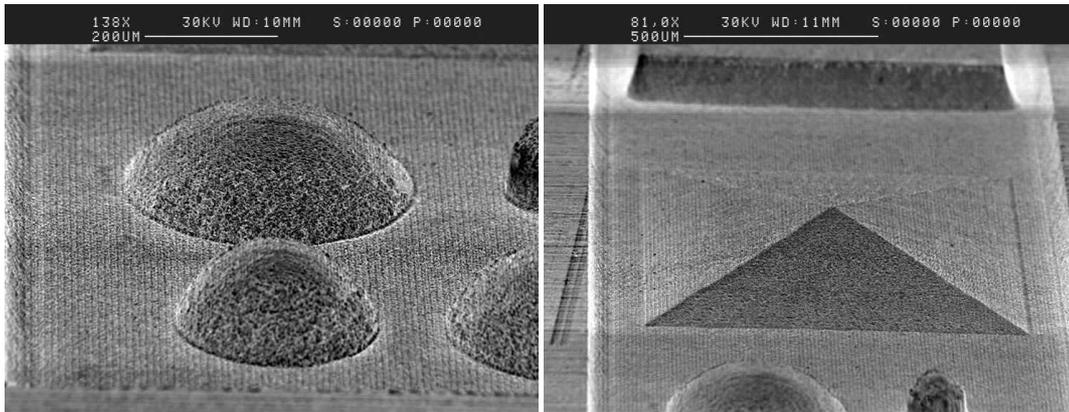


Abbildung 5.24: Geometrische Prägestrukturen. Sphärische Kuppeln (links) und Pyramidenstruktur (rechts)

Die Beispielstrukturen in Abbildung 5.25 demonstrieren, dass auch komplexere Geometrien mit der Laserbearbeitung problemlos zu fertigen sind. Die geometrische Komplexität bedeutet für die Laserbearbeitung selbst keinen zusätzlichen zeitlichen oder technischen Aufwand. Dieser ist nur bei der Erstellung der dreidimensionalen Daten zu leisten, was jedoch genauso für die Senkerosion gilt. Die Bearbeitungszeiten für diese Strukturen lagen bei ca. 6 h (links) und 21 h (rechts). Diese Zeiten lassen sich durch Verwendung eines freitriggerbaren Lasers mit höheren Wiederholraten (z.B. mit 15 kHz statt 3 kHz) erheblich reduzieren. Die rechts abgebildete Struktur würde dann in nur etwa 4 h Stunden bearbeitet sein.

Zum Abschluss des Projekts wurde in Zusammenarbeit mit der Firma Helmut Christmann ein laserstrukturiertes Prägewerkzeug gefertigt und in eine Prägemaschine integriert (Abb. 5.26). Als Geometrie wurden sphärische Kuppeln gewählt, die als Prägegeometrie wegen der aufwändigen Herstellung besonders interessant sind, und für die die Laserbearbeitung, wie schon erwähnt, geradezu prädestiniert ist. Eine ebene, polierte Hartmetallprobe wurde $50\ \mu\text{m}$ tief komplett abgetragen und nur drei Kuppeln wurden stehen gelassen. Der Kugelradius dieser Kuppeln betrug $300\ \mu\text{m}$. Am Ende des Abtragvorgangs wurden zwischen den Kuppeln drei Mulden mit einer Tiefe von $50\ \mu\text{m}$ und einem Kugelradius von $400\ \mu\text{m}$ abgetragen. Ein zweites Werkstück wurde mit der gleichen Geometrie bearbeitet. Der größere Radius der Mulden gewährleistet, dass die Kuppeln des einen Prägestempels kom-

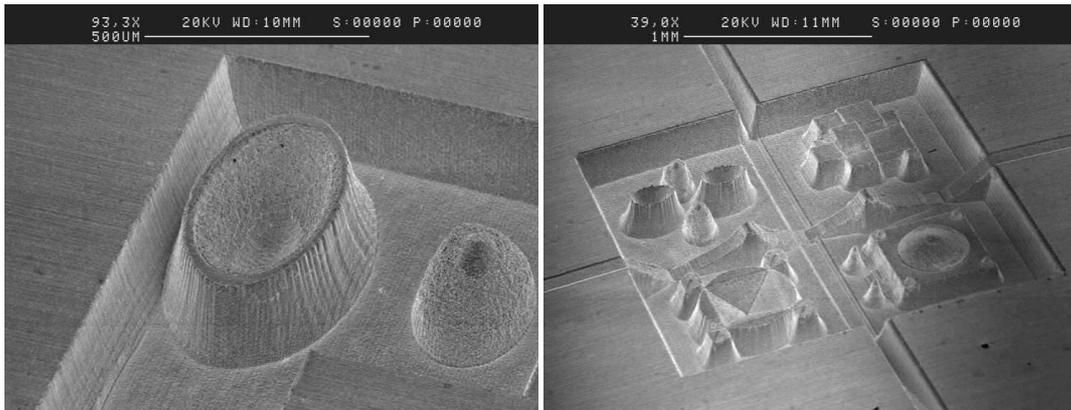


Abbildung 5.25: Komplexere 3D-Beispielstrukturen.

plett in die Mulden des anderen hineintauchen können. Der Schichtabtrag betrug $0,9 \mu\text{m}$, so dass insgesamt 111 Schichten abgetragen werden mussten. Schließlich wurden aus den quadratischen Hartmetallproben mittels Drahterosion zylindrische Prägestempel mit ca. 9 mm Durchmesser ausgeschnitten. Diese konnten in ein Verbundwerkzeug eingesetzt werden, mit dem ein Stahlblech zu Demonstrationszwecken erfolgreich bearbeitet werden konnte. Solche oder ähnliche Geometrien werden zur Erzeugung von Schweissstellen zwischen Blechen benutzt.



Abbildung 5.26:
Lasergefertigtes Prägewerkzeug zur Erzeugung von Schweissstellen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit stand die Herstellung lasergefertigter Präge- und Stanzwerkzeuge durch die Optimierung einer neu entwickelten Laserbearbeitungsmaschine. Bezüglich der Fertigung von Prägewerkzeugen konnte das gesteckte Ziel, produktionsreife, qualitativ hochwertige Werkzeuge zu erzeugen, erreicht werden. Auch der Aspekt der Wirtschaftlichkeit des Laserverfahrens gegenüber der herkömmlichen Funkenerosion scheint gegeben. Dagegen wurde im Laufe der Untersuchungen deutlich, dass die Laserfertigung von Stanzwerkzeugen nicht konkurrenzfähig ist.

Grundlage für alle durchgeführten Untersuchungen war die Laserbearbeitungsmaschine, die im Rahmen des BMBF-Projekts PROMPT (siehe Kap. 1) bei der Firma Heidelberg Instruments entwickelt wurde. Mit dieser Maschine lassen sich fast beliebige $2^{1/2}$ -D-Geometrien - d.h. Bearbeitung von einer Seite, ohne Hinterschneidungen - erstellen. Minimale Strukturgrößen liegen bei ca. $10\mu\text{m}$. Das Werkstück wird während der Bearbeitung lateral verfahren, die Geometrie entsteht durch schichtweises Abtragen, bei dem der Laserfokus jeweils auf die aktuelle Bearbeitungsebene nachgefahren werden kann (Kapitel 4).

zur Optimierung der laserbearbeiteten Strukturen wurde versucht, ein allgemeines Verständnis des Laserabtrags zu gewinnen, um Rückschlüsse auf das optimale Prozessfenster bezüglich der Laser- und Bearbeitungsparameter für die Werkzeugherstellung zu gewinnen. In Kapitel 3 wurden die elementaren physikalischen Prozesse behandelt, die bei der Laserbearbeitung eine Rolle spielen. Diverse Modelle für die Beschreibung des Laserabtrags wurden vorgestellt und die verschiedenen Näherungen und Vernachlässigungen von Teilprozessen diskutiert. Eine Reihe von Modellrechnungen beruht auf der Reduktion auf eine Dimension, was im vorliegenden Fall bei größeren Durchmessern von $20 - 30\mu\text{m}$ auch zulässig ist. Entscheidend ist das Verhältnis von Wärmeeindringtiefe und Fokusbildungsdurchmesser, das möglichst klein sein muss (Kapitel 3.2.3). Mit eindimensionalen Modellen lassen sich zwar keine Berechnungen zum Lochdurchmesser durchführen, aber da sich durch die Beschränkung auf eine Dimension Phasenübergänge, Gasdynamik oder andere Prozesse leichter berücksichtigen lassen, können sie bei der Bestimmung von Abtragsraten und anderen Verdampfungsparametern wie Oberflächentemperatur, Dichte, Gasgeschwindigkeiten usw. sehr aussagekräftig sein.

Für den Vergleich mit den Messergebnissen wurde allerdings nur die dreidimensionale Wärmeleitungsgleichung herangezogen. Ein darüber hinausgehendes Modell, das die Phasenübergänge als zeitabhängige Wärmequellen behandelt, wurde vorgestellt, aber aus zeitlichen Gründen keine Vergleichsberechnungen durchgeführt. Diese würden sicherlich Aufschluss über die Bedeutung der Phasenübergänge für die Gesamtbeschreibung geben. Darüber hinaus wären sie ein Test für die Bedeutsamkeit anderer Prozesse wie Schmelzdynamik und Plasmaeffekte (Kap. 3). Die Messergebnisse für die Einzelpulskrater konnten mit numerisch berechneten Kurven mit einem Parameter - der Absorption A - gut gefittet werden (Kap. 5.3.2). Die Übereinstimmung gilt für einen Bereich von $10\text{-}50\mu\text{J}$, in dem der Laserabtrag fast linear von der Pulsenergie abhängt. Hier scheint die Wärmeleitung der bestimmende Prozess zu sein, weitere Wechselwirkungen können in erster Näherung vernachlässigt werden. Für höhere Pulsenergien zeichnet sich schon in den berechneten Fitkurven ein größer werdender Unterschied zu den Messkurven ab; hier sind die Näherungen nicht mehr gültig. Für weitere Aussagen bezüglich Abtragstiefe, Einzelpulsvolumen oder Rasterabtragsvolumen ließen sich die Ergebnisse der Wärmeleitungsgleichung allenfalls qualitativ heranziehen. Spätestens hier ist die Grenze dieser einfachen Beschreibung erreicht. Spekulation bleibt, ob die Fitergebnisse einen Hinweis auf die Art der Verdampfung liefern oder die Fehler durch die Vereinfachungen des Modells noch klein genug sind, um eine Übereinstimmung mit den Messergebnissen zuzulassen. Die schlechte quantitative Vorhersage des Rasterabtrags (Kap. 5.5.1) lässt vermuten, dass die Metalltemperaturen von der Wärmeleitungsgleichung zumindest stark überschätzt werden. Um hier genauere Aussagen machen zu können, wären Rechnungen mit eindimensionalen Modellen oder auch mit der in Kapitel 3.3.4 vorgestellten Erweiterung der dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung interessant. Eine Messung der Oberflächentemperatur während der Verdampfung könnte ebenfalls für Aufklärung sorgen. Spektrale Messungen mit Farbgläsern des diffus abgestrahlten Lichts bei Einzelpulswechselwirkungen ergaben Hinweise auf eine Oberflächentemperatur von ca. $6000\text{ }^\circ\text{C}$, was einer Verdampfung unmittelbar oberhalb der Verdampfungstemperatur entspräche (Kap. 5.3.4). Genauere Messungen mit Interferenzfiltern konnten aus zeitlichen Gründen leider nicht mehr durchgeführt werden.

Bei der Herstellung von 3D-Strukturen traten erhebliche Schwierigkeiten bezüglich der Oberflächenqualität und der geometrischen Formtreue auf. Die Entstehung einer Muldenstruktur auf den Oberflächen ließ sich durch Verringern der Pulsenergiegedichte vermeiden. Eine schlüssige Erklärung für die Ursache dieses Effektes ließ sich nicht finden (Kap. 5.4.2). Dagegen ließ sich das Auftreten einer Bodenwelle hinter Strukturkanten eindeutig auf Pulsenergieschwankungen des Lasers zurückführen. Nach dem Einsatz eines akusto-optischen Modulators als externem Pulsschalter konnte dieses Problem ebenfalls gelöst werden (Kap. 5.4.3). Ein weiterer Effekt, der einen exakten geometrischen Abtrag verhindert, ist die Abschattung des Laserstrahls an den Strukturkanten. Dort wird durch Einkopplung der Laserenergie in die Strukturwände und durch Schmelzablagerungen der Tiefenabtrag verringert, wodurch sich keine vertikalen Kanten erzeugen lassen. In Kapitel 5.5.3 konnte gezeigt werden, dass mittels Verkippung des Laserstrahls auf dem Substrat der Wandwinkel verbessert werden kann. Da senkrechte Substratkanten vor allem bei Stanzgeometrien benötigt

werden, deren Laserherstellung sich als unwirtschaftlich herausstellte, wurde der Einsatz der Strahlverkipfung nicht weiter verfolgt. Für die mit der Laserbearbeitungsmaschine herstellbaren Geometrien ergibt sich daher die Einschränkung, maximale Wandwinkel von $75 - 80^\circ$ realisieren zu können.

Nach der Lösung der grundlegenden Probleme konnten die optimalen Abtragsparameter für die Herstellung von Prägegeometrien bestimmt werden: Die besten Ergebnisse ließen sich bei einem Fokus f von ca. $20\ \mu\text{m}$, Pulsenergien E_P zwischen $10\ \mu\text{J}$ und $30\ \mu\text{J}$ und einem Rasterabstand R von $5\ \mu\text{m}$ erzielen. Die Laserparameter liegen damit in dem beim Einzelpuls- und Rasterabtrag als nahezu linear gefundenen Bereich (Kap. 5.3 und 5.5.1). Mit diesen Parametern wurde eine Reihe von Beispielgeometrien gefertigt, deren Oberflächenqualität der durch Senkerosion maximal erreichbaren Qualität absolut ebenbürtig ist: Die Mittenrauwert R_a lag bei $0,1\ \mu\text{m}$ bis $0,3\ \mu\text{m}$, die mittlere Rautiefe R_z bei etwa $0,7\ \mu\text{m}$.

Zum Abschluss der Arbeit und auch des Verbundprojekts wurde mit der Maschine ein realistisches Prägewerkzeug hergestellt, das in einer industriellen Prägemaschine zum Einsatz kam. Damit konnte die Möglichkeit der Laserfertigung von Prägewerkzeugen demonstriert werden. Gegenüber der Senkerosion weist die Laserbearbeitung eine höhere geometrische Flexibilität auf. Obwohl die Bearbeitungsgeschwindigkeit beim Laserabtrag von nur etwa $0,1\ \text{mm}^2/\text{h}$ bis maximal $1\ \text{mm}^2/\text{h}$ zu längeren Bearbeitungszeiten führt, ist durch die Einsparung der Herstellung von mehreren Senkelektroden (Kap. 2.2.2) dennoch die gesamte Herstellungszeit kürzer als bei der Funkerosion. Dadurch können auch die insgesamt relativ hohen Anlagenkosten ausgeglichen werden. Abschätzungen der Herstellungskosten für ein lasergearbeitetes Prägewerkzeug ergaben einen mit senkerodierten Werkzeugen vergleichbaren Preis.

Für Stanzwerkzeuge können diese positiven Ergebnisse nicht bestätigt werden. Der technische und zeitliche Aufwand bei der Laserfertigung einer mehrere Millimeter hohen senkrechten Schnittkante steht in keinem Verhältnis zur der schnellen, qualitativ hochwertigen und preisgünstigen Drahterosion (Kap. 2.2.2). Auch in Bezug auf die Oberflächenqualität kann die Laserbearbeitung hier nicht mit der herkömmlichen Technik mithalten. Man kann daher feststellen, dass die Laserbearbeitung bei der Herstellung von Stanzwerkzeugen weder qualitativ noch wirtschaftlich mit der Drahterosion konkurrieren kann. Eine Nischenanwendung könnte die Bearbeitung nichtmetallischer Stanzwerkzeuge mit geringer Schnittkantenhöhe sein. Dafür müssten die Untersuchungen zur Strahlverkipfung (Kap. 5.5.3) weitergeführt werden.

Von den Stückzahlen her gesehen ist die Fertigung von Mikroprägwerkzeugen gegenüber der Stanzwerkzeugherstellung eher eine Nischenanwendung und daher wirtschaftlich gesehen weniger interessant. Der Bedarf an prägetechnisch gefertigten Mikrobautteilen ist so gering, dass die Auslastung einer Laserbearbeitungsmaschine von den im Verbundprojekt beteiligten Werkzeugfirmen mit maximal 30% angegeben wurde. Dies liegt allerdings unter anderem auch daran, dass der bisher eingesetzten Senkerosion geometrische Grenzen vor allem bei der Herstellung von sphärischen Oberflächen gesetzt sind. Gerade hier liegt wegen des Fehlens von vertikalen Kanten die Stärke der Laserbearbeitung (siehe Kap. 5.6.2). Daher könnte allein die Erwei-

terung des Geometriespektrums durch die Laserbearbeitungsmaschine die Nachfrage nach Mikoprägewerkzeugen steigern. Bisher hat allerdings keine Werkzeugfirma das wirtschaftliche Risiko in Kauf genommen, eine Laserbearbeitungsmaschine anzuschaffen. Dennoch besteht ein großes Interesse an Einzelwerkzeugen, weswegen der Markt für eine Laserbearbeitungsmaschine zunächst durch Herstellung und Lieferung einzelner lasergefertigter Werkzeuge bereitet werden könnte.

Anhang A

Materialeigenschaften und physikalische Konstanten

Materialwerte einiger Metalle:

Metall	W	WC	WC/Co	Al	Au	Cu
Dichte in g/cm^3	19,5	15,4	14,5	2,7	19,3	8,96
Wärmeleitf. in J/cmKs	1,3	0,8	0,8*	2,35	2,97	3,94
Spez. Wärme in J/gK	0.13	0,1	0,1*	0,89	0,13	0,39
Schmelztemp. in $^\circ\text{C}$	3410	2800	2800*	660	1063	1083
Verdampfungstemp. in $^\circ\text{C}$	5660	5660	5660*	267	2966	2595
Spez. Widerst. in $\mu\Omega\text{cm}$	5,5	53	21	2,8		1,7
Atommasse	183,9	195,9	195,9	26,98	197	63,55
Schmelzwärme in J/g	184	352*	352*	390	67,4	212
Verdampfungsw. in J/g	2090*	4019*	4019*	11400	1550	4770

Tab. A: Materialwerte für Wolfram (W), Wolframkarbid (WC), Hartmetall (WC/Co), Aluminium (Al), Kupfer (Cu) und Gold (Au). u.a. aus [Lan64],[Jan97] und [Ger89]; *: geschätzte Werte

Einige physikalische Konstanten [Ger89]:

Konstante	Wert	Beschreibung
ϵ_0	$8,8542 \cdot 10^{-12}$	dielektrische Konstante
N_A	$6,02205 \cdot 10^{23}$	Avogadrozahl
e in C	$1,602189 \cdot 10^{-19}$	Elementarladung
h in Js	$6,626176 \cdot 10^{-34}$	Planck'sches Wirkungsquantum
m_e in kg	$9,10953 \cdot 10^{-31}$	Elektronenruhemasse
c in m/s	$2,99792458 \cdot 10^8$	Lichtgeschwindigkeit

Anhang B

Herleitung der Green'schen Funktion

B.1 Wärmediffusionsgleichung

Dreidimensionale Wärmediffusionsgleichung

$$\rho c_e \frac{\partial T}{\partial z} = K \nabla^2 T + Q(\mathbf{x}, t). \quad (\text{B.1})$$

Randbedingungen:

$$\frac{\partial}{\partial z} T = 0|_{z=0, z \rightarrow \infty}. \quad (\text{B.2})$$

Quellterm (Oberflächenquelle):

$$Q(\mathbf{x}, t) = AI(x, y, t) \cdot \delta(z) \quad (\text{B.3})$$

Lösung mit Green'scher Funktion

$$T(x, y, z, t) = T_0 + \int_0^t \int_V G(x, y, z, t, x', y', z', t') Q(x', y', z', t') dV' dt' \quad (\text{B.4})$$

Quellterm in zylindrischen Koordinaten:

$$Q(z', r', \varphi', t') = AI_0 \exp\left(-2\frac{r'^2}{r_0^2}\right) \exp\left(-4\frac{(t' - t_0)^2}{t_P^2}\right) \cdot \delta(z') \quad (\text{B.5})$$

Green'sche Funktion in Zylinderkoordinaten [All87], andere Quellen aus Papern[]:

$$G(z, z', r, r', \varphi, \varphi', t, t') = \frac{1}{\rho c_e \pi^{3/2} \beta^3} \exp\left(-\frac{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\varphi - \varphi')}{\beta^2}\right) \cdot \left[\exp\left(-\frac{(z + z')^2}{\beta^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z - z')^2}{\beta^2}\right) \right] \quad (\text{B.6})$$

mit $\beta = 2\sqrt{\kappa(t - t')}$.

Integration über z' :

$$\int_0^\infty \left[\exp\left(-\frac{(z+z')^2}{\beta^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z-z')^2}{\beta^2}\right) \right] \cdot \delta(z') dz' = 2\exp\left(-\frac{z^2}{\beta^2}\right) \quad (\text{B.7})$$

Integration über r' und φ' [All87]:

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{r^2 + r'^2 - 2rr'\cos(\varphi - \varphi')}{\beta^2}\right) \cdot \exp\left(-2\frac{r'^2}{r_0^2}\right) r' dr' d\varphi' \\ = \frac{r_0^2 \pi \beta^2}{2(\beta^2 + \frac{r_0^2}{2})} \exp\left(-\frac{r^2}{\beta^2 + \frac{r_0^2}{2}}\right) \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Temperaturverteilung:

$$T(z, r, t) = T_0 + \frac{AI_0 r_0^2}{\rho c_e \sqrt{\pi}} \int_0^t \exp\left(-4\frac{(t' - t_0)^2}{t_P^2}\right) \frac{1}{\beta(\beta^2 + \frac{r_0^2}{2})} \exp\left(-\frac{r^2}{\beta^2 + \frac{r_0^2}{2}} - \frac{z^2}{\beta^2}\right) dt' \quad (\text{B.9})$$

B.2 Wärmediffusionsgleichung mit Phasenübergängen

Quellterm in zylindrischen Koordinaten:

$$\begin{aligned} Q(z', r', \varphi', t') &= \left[AI_0 \exp\left(-2\frac{r'^2}{r_0^2}\right) \exp\left(-4\frac{(t' - t_0)^2}{t_P^2}\right) + \rho v_V(r', \varphi', t') \Lambda_V \right] \\ &\cdot \delta(z' - z_V(r', \varphi', t')) \\ &+ \rho v_S(r', \varphi', t') \Lambda_S \cdot \delta(z' - z_S(r', \varphi', t')) \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Temperaturverteilung nach z-Integration:

$$\begin{aligned} T(z, r, t) &= T_0 + \frac{1}{\rho c_e \pi^{3/2}} \int_0^t \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\beta^3} \exp\left(-\frac{r^2 + r'^2 - 2rr'\cos(\varphi - \varphi')}{\beta^2}\right) \\ &\cdot \left\{ \left[\exp\left(-\frac{(z + z_V(r', \varphi', t'))^2}{\beta^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z - z_V(r', \varphi', t'))^2}{\beta^2}\right) \right] \right. \\ &\cdot \left[AI_0 \exp\left(-4\frac{(t' - t_0)^2}{t_P^2}\right) \exp\left(-2\frac{r'^2}{r_0^2}\right) + \rho v_V(r', \varphi', t') \Lambda_V \right] \\ &+ \left[\exp\left(-\frac{(z + z_S(r', \varphi', t'))^2}{\beta^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z - z_S(r', \varphi', t'))^2}{\beta^2}\right) \right] \\ &\cdot \left. \rho v_S(r', \varphi', t') \Lambda_S \right\} r' dr' d\varphi' dt' \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Anhang C

Lösung der hydrodynamischen Gleichungen

Die hydrodynamischen Grundgleichungen lauten:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla(\rho_g \mathbf{v}_g) &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial t} + (\mathbf{v}_g \nabla) \mathbf{v}_g + \frac{1}{\rho_g} \nabla p_g &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_g h_g + \rho_g \frac{v_g^2}{2} \right) + \nabla \left(\rho_g \mathbf{v}_g \left(h_g + \frac{p_g}{\rho_g} + \frac{v_g^2}{2} \right) \right) + \nabla I_0 &= 0\end{aligned}\tag{C.1}$$

mit der inneren Energie

$$h_g = \frac{p_g}{(\gamma - 1)\rho_g} + \Lambda_V.\tag{C.2}$$

Die Lösungen des Gesamtproblems lauten nach [Pop84]

$$\rho_g = \frac{1}{\Lambda_V^{3/2}} \frac{B_2}{\sqrt{B}} \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)} \sqrt{B_3} \cdot I \dot{A}\tag{C.3}$$

$$p_g = \frac{B_2 \sqrt{B}}{\sqrt{\Lambda_V}} \frac{(\gamma - 1)}{\gamma(\gamma + 1)} \frac{1}{\sqrt{B_3}} \cdot I \dot{A}\tag{C.4}$$

$$T_g = \frac{p_g}{R\rho_g}\tag{C.5}$$

$$v_g = \sqrt{\Lambda_V} \frac{(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)} \frac{\sqrt{B}}{\sqrt{B_3}}\tag{C.6}$$

$$v_V = -\frac{B_2}{\rho_f \Lambda_V} \cdot I \dot{A}\tag{C.7}$$

Literaturverzeichnis

- [Ade90] ADEN, M.:
Laser-induced vaporisation of metal as a Riemann problem. J.Phys. D: Appl. Phys., 23, 655, 1990.
- [Ade93] ADEN, M.:
Plasmadynamik beim laserinduzierten Verdampfungsprozeß einer ebenen Metalloberfläche. Dissertation, RWTH Aachen, 1993.
- [Afa67] AFANAS'EV, Y.V. UND O.N. KROKHIN:
Vaporisation of Matter Exposed to Laser Emission. Soviet Physics JETP, 25, 639, 1967.
- [All87] ALLMEN, M.V.:
Laser-Beam Interactions with Materials. Editors: A. Mooradian, M.B. Panish; Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, 1987.
- [Ani67] ANISIMOV:
Effect of Powerful Light Fluxes on Metals. Soviet Phys. Tech. Phys., 11, 945, 1967.
- [Ani71] ANISIMOV, S.I., Y.A. IMAS ET AL.:
Effects of high power radiation on metal. Joint Publications Research Service 53241, 1971.
- [Bar74] BARISAAC, C. UND U. KORN:
Moving Heat Source Dynamics in Laser Drilling Processes. Appl. Phys., 3, 45, 1974.
- [Bat73] BATANOV, V.A., F.V. BUNKIN ET AL.:
Evaporation of Metallic Targets Caused by Intense Optical Radiation. Soviet Physics JETP, 36, 311, 1973.
- [Bec75] BECHTEL, J.H.:
Heating of Solid Targets with Laser Pulses. Applied Physics, 46, 1585, 1975.
- [Bon68] BONCHBRUEVICH, A.M. ET AL.:
Effect of a Laser Pulse on the Reflecting Power of a Metal. Soviet Phys. Tech. Phys., 13, 640, 1968.

- [Cha87] CHAN, C.L. UND J. MAZUMDER:
One-dimensional steady-state model for damage by vaporization and liquid expulsion due to laser-material interaction. J.Appl.Phys., 62, 4579, 1987.
- [Cha98] CHAPMAN, G.F.:
Advanced Machine Tools for Ultraprecision Manufacturing. Tagungsband: Micro Engineering 98, Kongreß für Mikrosysteme und Präzisionstechnik, Stuttgart (15.-16.9.1998), Seite 45, 1998.
- [Cor98] CORD, T. UND V. SCHILLEN:
Einsatz von Rapid Prototyping Verfahren. Tagungsband: Micro Engineering 98, Kongreß für Mikrosysteme und Präzisionstechnik, Stuttgart (15.-16.9.1998), Seite 39, 1998.
- [Fis90a] FISCHER, U.:
Fachkunde Metall. Verlag Europa-Lehrmittel, Berlin, 1990.
- [Fis90b] FISCHER, U.:
Tabellenbuch Metall. Verlag Europa-Lehrmittel, Berlin, 1990.
- [Ger89] GERTHSEN, C., H.O. KNESER UN H. VOGEL:
Physik - Ein Lehrbuch zum Gebrauch neben Vorlesungen. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1989. 16. Aufl.
- [Gil99] GILLNER, A. UND D. HELLRUNG (HRSG.):
Produktionstechnik zum Mikrostanzen und Mikroprägen metallischer Bauteile. Forschungszentrum Karlsruhe, 1999. Abschlussbericht des Verbundprojektes PROMPT im Rahmenkonzept Produktion 2000.
- [Göt98] GÖTZEN, R.:
One-step-production für Mikrosysteme mit Rapid Micro Product Development (RMPD). Tagungsband: Micro Engineering 98, Kongreß für Mikrosysteme und Präzisionstechnik, Stuttgart (15.-16.9.1998), Seite 17, 1998.
- [Hey01] HEYL, P., T. OLSCHESKI UND R.W. WIJNAENDTS:
Manufacturing of 3D structures for micro-tools using laser ablation. Microelectronic Engineering, 1, 0, 2001.
- [Hof98] HOFMEISTER, E.:
Ingenieure entwickeln fürer Liliput. Technik in Bayern, Schwerpunkt: Mikrosystemtechnik, 6 6, 1998.
- [Hüt96a] HÜTTNER, B., G. ROHR:
An extended two emperature model- a new approach for the laser metal interaction. Proc. ECLAT '96, 2, 595, 1996.
- [Hüt96b] HÜTTNER, B., G. ROHR:
On the theory of ps and sub-ps laser pulse interaction with metals. Appl.Surf.Sci., 103, 269, 1996.

- [Hüt96c] HÜTTNER, B., G. ROHR:
Zur Wechselwirkung von ps-Pulsen mit Metallen. Proc. Laser '95, Seite 1009, 1996.
- [Hun93] HUNKLINGER, S.:
Festkörperphysik. Vorlesungsscript, Institut für Angewandte Physik, Universität Heidelberg, 1993.
- [Jan97] JANDELEIT, J.:
Materialabtrag mit intensiven ultrakurzen Laserpulsen für Anwendungen in der Mikrosystemtechnik. Dissertation, RWTH Aachen, 1997.
- [Ket98] KETTLER, M.:
Materialbearbeitung mit Lasern in Deutschland. Spektrum der Wissenschaft, Dossier 2: Laser in neuen Anwendungen, Seite 40, April 1998.
- [Kön90] KÖNIG:
Fertigungsverfahren, Band3: Abtragen. VDI-Verlag, 1990.
- [Koc98] KOCHAN, D.:
Anwendungserfahrungen mit industriell bewährten Rapid Prototyping Techniken. Tagungsband: Micro Engineering 98, Kongreß für Mikrosysteme und Präzisionstechnik, Stuttgart (15.-16.9.1998), Seite 45, 1998.
- [Kun98] KUNKEL, A.:
Spektrum der Wissenschaft, Dossier 2: Laser in neuen Anwendungen, Titelbild, 1998.
- [Lan64] LANDOLT, BÖRNSTEIN:
Stoffwerte und Verhalten von metallischen Werkstoffen, Zahlenwerte u. Funktionen IV, Band 2 Teil b. Hrsg.: H. Borchers, H. Hauser; Springer-Verlag Berlin, 1964.
- [Lax77] LAX, M.:
Temperature Rise Induced by a Laser Beam. J. Appl. Phys., 48, 3919, 1977.
- [Lax78] LAX, M.:
Temperature Rise Induced by a Laser Beam II. The Nonlinear Case. Appl. Phys. Lett., 33, 786, 1978.
- [Läm95] LÄMMLER, J.:
Hartmetall im Werkzeugbau ist Vertrauenssache. Sonderdruck aus: "Der Schnitt- und Stanzwerkbaufür PLANSEE TIZIT GmbH, Österreich, 1995.
- [Läs85] LÄSSIGER, B.:
Kontrollierter Formabtrag durch Sublimation mittels Laserstrahlung. Dissertation, RWTH Aachen, 1985.
- [Men96] MENZ, W.:
Grundlagen der Mikrosystemtechnik. Spektrum der Wissenschaft, Dossier 4: Mikrosystemtechnik, Seite 32, 1996.

- [Nie79] NIELSEN, P.E.:
High-intensity laser matter coupling in a vacuum. J.Appl.Phys., 50, 3938, 1979.
- [Nol99] NOLTE, S., C. MOMMA UND B.N. CHICHKOV UND H. WELLING:
Mikrostrukturierung mit ultrakurzen Laserpulsen. Physikalische Blätter, 55, 41, 1999.
- [Pop84] POPRAWA, R.:
Materialabtragung und plasmaformation im strahlungsfeld von UV-Lasern. Dissertation, TH Darmstadt, 1984.
- [Rea65] READY, J.F.:
Effects Due to Absorption of Laser Radiation. J. Appl. Phys., 36, 462, 1965.
- [Sil96] SILFVAST, W.T.:
Laser Fundamentals. Cambridge University Press, 1996.
- [Sin90] SINGH, R.K., D. BHATTACHARYA UND J. NARAYAN:
Subsurface Heating Effects during Pulsed Laser Evaporation of Materials. Appl. Phys. Lett., 57, 2022, 1990.
- [Spa76] SPARKS, M.:
Theory of Laser Heating of Solid: Metals. J. Appl. Phys., 47, 837, 1976.
- [Stu98] STUTZ, E. UND A. WOLF:
Mit Mikrofunkenerosion ins nächste Jahrtausend - Präzision für die Mikro-technik. Tagungsband: Micro Engineering 98, Kongreß für Mikrosysteme und Präzisionstechnik, Stuttgart (15.-16.9.1998), Seite 81, 1998.
- [Tre85] TREUSCH, H.G.:
Geometrie und Reproduzierbarkeit einer Plasmaunterstützten Materialabtragung mittels Laserstrahlung. Dissertation, TH Darmstadt, 1985.
- [Vos95] VOSS, A.:
Materialtransfer beim LPDV-Verfahren (Laserstrahlungsunterstütztes-Physical-Vapor-Deposition-Verfahren. Dissertation, RWTH, 1995.
- [Wec98] WECK, M.:
Spanende Fertigung von Mikrokomponenten. Tagungsband: Micro Engineering 98, Kongreß für Mikrosysteme und Präzisionstechnik, Stuttgart (15.-16.9.1998), Seite 65, 1998.
- [Zim98] ZIMMERMANN, M.:
Lichthärtende Kunststoffe für den Rapid Prototyping Bereich. Tagungsband: Micro Engineering 98, Kongreß für Mikrosysteme und Präzisionstechnik, Stuttgart (15.-16.9.1998), Seite 55, 1998.

Mein Dank gilt ...

- ... Herrn Dr. Roelof Wijnaends v. Resandt
 - ... Herrn Prof. Dr. Siegfried Hunklinger
 - ... Herrn Prof Dr. Karlheinz Meier
 - ... Herrn Manfred Schickfuss
 - ... Herrn Schultheiss
 - ... Herrn Dr. Dirk Hellrung
 - ... Herrn Dr. Arnold Gillner
 - ... Herrn Matthias Kaden
 - ... Herrn Roland Kaplan
 - ... Herrn Jens Münkkel
 - ... Herrn Herman Marsman
 - ... Herrn Udo Becker
 - ... Allen Mitarbeitern der Firma Heidelberg Instruments
- Meiner Familie

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den

.....

(Peter Heyl)