

Lutz Schneider

**Validierung neuartiger Lasermessverfahren zur
Prozesskontrolle bei der Lasermikrobearbeitung anhand
lasergefertigter Teststrukturen**

DIPLOMARBEIT

HOCHSCHULE MITTWEIDA

UNIVERSITY OF APPLIED SCIENCES

Fachbereich Mathematik/Physik/Informatik

Mittweida, 2009

Lutz Schneider

**Validierung neuartiger Lasermessverfahren zur
Prozesskontrolle bei der Lasermikrobearbeitung anhand
lasergefertigter Teststrukturen**

eingereicht als

DIPLOMARBEIT

an der

HOCHSCHULE MITTWEIDA

UNIVERSITY OF APPLIED SCIENCES

Fachbereich Mathematik/Physik/Informatik

Mittweida, 2009

Erstprüfer: Prof. Dr.-Ing. Horst Exner
Zweitprüfer: Dipl.-Ing. (FH) Jörg Schille

Vorgelegte Arbeit wurde verteidigt am: 18.09.2009

Bibliographische Beschreibung:

Schneider, Lutz:

Validierung neuartiger Lasermessverfahren zur Prozesskontrolle bei der Lasermikrobearbeitung anhand lasergefertigter Teststrukturen – 2009. 65 S.

Mittweida,

Hochschule Mittweida (FH)

Fachbereich Mathematik, Physik und Informatik,

Diplomarbeit, 2009

Referat:

Ziel der Diplomarbeit ist es, mittels kurzen und ultrakurzen Laserpulsen Mikrostrukturen zu erzeugen. Anhand der erzeugten Strukturen sollen zwei verschiedene Laserwegmesssensoren validiert werden und auf ihre Eignung zur Prozesskontrolle in der Mikromaterialbearbeitung hin untersucht werden.

Inhaltsverzeichnis

Bibliographische Beschreibung:	1
Referat:	1
Inhaltsverzeichnis	2
Abbildungsverzeichnis	4
1 Einleitung	7
2 Theoretische Vorbetrachtungen	9
2.1 Laserablation	9
2.1.1 Wechselwirkungen zwischen Laserstrahlung und Materie	9
2.1.2 Wechselwirkung von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen	11
2.1.3 Einfluss hoher Pulswiederholraten.....	15
2.2 Verwendete Messverfahren der Abstandsmessung	17
2.2.1 Lasertriangulation	17
2.2.2 Konfokale Abstandsmessung	18
3 Anlage und Anlagenkomponenten	20
3.1 Laserstrahlquellen	20
3.1.1 Kurzpulslaser IS41-E	20
3.1.2 Femtosekundenlaser IMPULSE.....	21
3.2 Anlagenkomponenten.....	22
3.2.1 Strahlführung	22
3.2.2 Achssystem	23
3.2.3 Autokorrelator	23
3.2.4 Der Triangulationssensor LK-G32	24
3.2.5 Der konfokaler Sensor CF4	25
4 Durchgeführte Versuche	27
4.1 Bearbeitung mittels ns-Laser	27

4.2	Bearbeitung mittels fs-Laser	31
4.2.1	Optimierung des Bearbeitungsregimes.....	31
4.2.2	Ausbildung von Mikrostrukturen	34
4.2.3	Einfluss der variierten Parameter auf den Abtrag	36
4.2.4	Generieren von Strukturen	40
4.3	Vergleich der Effizienz der verwendeten Lasersysteme	44
4.4	Validierung der Sensoren	46
4.4.1	Messbarkeit verschiedener Materialien	46
4.4.2	Rauigkeitsmessung mit dem CF4.....	47
4.4.3	Vermessung von lasererzeugten Strukturen.....	51
5	Anwendungsbeispiele.....	57
5.1	Anwendung der erzeugten Mikrostrukturen	57
5.2	Anwendung der Sensoren in der Prozesskontrolle.....	58
6	Zusammenfassung und Ausblick.....	59
7	Literaturverzeichnis.....	61
8	Formelverzeichnis	63
9	Eigenständigkeitserklärung.....	65

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1: Temperatur-Dichte-Phasendiagramm für Ablationsprozesse durch ultrakurze Laserpulse bei Metallen aus [5]	12
Abb. 2: Schematische Darstellung der expandierenden Ablationsschicht aus [2]	14
Abb. 3: Prinzipieller Aufbau eines Lasertriangulationssensor [20]	18
Abb. 4: Prinzipskizze der konfokalen (links) und chromatisch-konfokalen (rechts) Messanordnung aus [21]	19
Abb. 5: Anordnung von Pumpdioden und Kristall des IS41-E (entnommen von: http://www.edge-wave.com/edgewave_d/technologie.htm , Juni 2009)	20
Abb. 6: Herstellerangaben des Impulse von Clark MXR aus [4]	21
Abb. 7: Strahlvermessungsdaten Impulse	22
Abb. 8: Abmessungen des LK-G32 Triangulationssensor	25
Abb. 9: Aufbau des konfokalen Sensor CF4 aus [22]	26
Abb. 10: Mit dem konfokalen Sensor ermitteltes Primärprofil (blau), Welligkeitsprofil (rosa) und Rauheitsprofil (schwarz)	28
Abb. 11: Rauigkeitskennwert R_a für die mit dem Nanosekundensystem erzeugten Testfelder	29
Abb. 12: Lichtmikroskopische Aufnahmen der erzeugten Struktur; links: $Q_p=120 \mu\text{J}$ Pulsabstand $5 \mu\text{m}$ $R_a=17,4 \mu\text{m}$; Mitte: $Q_p=20 \mu\text{J}$ Pulsabstand $5 \mu\text{m}$ $R_a=1,2 \mu\text{m}$; rechts: $Q_p=20 \mu\text{J}$ Pulsabstand $15 \mu\text{m}$ $R_a=3 \mu\text{m}$	30
Abb. 13: Abtragtiefe und Rauigkeit in Abhängigkeit der Überfahrten am Edgewave bei $40 \mu\text{J}$ Pulsenergie und $5 \mu\text{m}$ Pulsabstand	31
Abb. 14: Rauigkeitskennwert R_a zu den am Femtosekundensystem erzeugten Testfeldern ($f_p=502 \text{ kHz}$, symmetrischer Pulsabstand)	32
Abb. 15: abgetragenes Volumen pro Puls bei 502 kHz in Abhängigkeit der Pulsenergie und des Pulsabstandes	33
Abb. 16: REM-Aufnahmen der Testfelder für $2 \mu\text{m}$ Pulsabstand bei 502 kHz	34
Abb. 17: typische Ripplestruktur mit einer Periode von ca. $1 \mu\text{m}$, erzeugt mit dem Impulse auf Edelstahl	34

-
- Abb. 18:** REM-Aufnahmen der Testfelder, erzeugt mit einer Fluenz von 1 J/cm² bei 502 kHz Pulswiederholffrequenz 35
- Abb. 19:** Zusammenhang zwischen Abtrag pro Puls und Fluenz der unterschiedlichen Ablationsregime 37
- Abb. 20:** Abtrag pro Einzelpuls in Abhängigkeit der eingestrahlten Fluenz des Einzelpulses bei 502 kHz Pulswiederholffrequenz und symmetrischen Pulsabstand zwischen 2 und 8 µm 38
- Abb. 21:** Abtrag pro Puls in Abhängigkeit des Pulsabstandes 39
- Abb. 22:** Abtrag pro Puls in Abhängigkeit der Pulsanzahl pro Überfahrt für 502, 1005 und 1795 kHz (der Wert für die geringste Pulsanzahl bei 502 kHz wurde nicht ermittelt) 40
- Abb. 23:** Einfluss der mit fortschreitender Bearbeitung steigenden Defokussierung; Kurve: ohne Fokus zustellen, Punkt: mit Fokus zustellen aller 100 Überfahrten um 100 µm 42
- Abb. 24:** REM-Aufnahmen der Testfelder zur Untersuchung des Einflusses der Defokussierung während der Bearbeitung (Feldgröße 1x1 mm) 42
- Abb. 25:** Stufenpyramide in Edelstahl, links: Draufsicht aufgenommen mit einem Mikroskop, Mitte: REM-Aufnahme der linken oberen Ecke mit den ersten drei Stufen, rechts: Profil gemessen mit dem konfokalen Sensor 43
- Abb. 26:** abgetragenes Volumen bezogen auf die eingesetzte Energie für die mit dem Femtosekundensystem erzeugten Testfelder. Pulswiederholffrequenz: 502 kHz mit symmetrischer Pulsverteilung 45
- Abb. 27:** abgetragenes Volumen bezogen auf die eingesetzte Energie für die mit dem Nanosekundensystem erzeugten Testfelder. Pulswiederholffrequenz: 25 kHz mit symmetrischer Pulsverteilung 45
- Abb. 28:** Abhängigkeit der Rauigkeitskennwerte R_a und R_z vom Messpunktabstand 49
- Abb. 29:** Vergleich zwischen LK-G32, CF4 und dem Schliff anhand der mit 100 Überfahrten erzeugten Grabenstrukturen; oben: Grabentiefe, Mitte: Grabenbreite bei halber Tiefe, unten: Stegbreite bei halber Tiefe 52
- Abb. 30:** Vergleich der gemessenen Profile mit dem Schliffbild. Dargestellt sind die Gräben mit 100 µm Breite für 100 Überfahrten. Oben links: Profil gemessen mit CF4. Unten links: Profil gemessen mit LK-G32.

Oben rechts: angeätzter Schliff von drei Gräben. Unten rechts: über das Schliffbild gelegte Profile, zusätzlich ist der Messfleck der Sensoren dargestellt (blauer Punkt für den LK-G32 mit orangenem Punkt für den CF4 in der Mitte)

53

Abb. 31: Vermessung einer Stufenpyramide; oben: Triangulationsensor LK-G32; unten: konfokaler Sensor CF4

55

Abb. 32: Vergleich zwischen konfokal vermessenen Oberflächen und den entsprechenden REM-Aufnahmen

56

Abb. 33: Messung der Benetzungswinkel an einer unbearbeiteten Oberfläche mit 85° (links) und einer Oberfläche mit ausgeprägten Mikrostrukturen mit 147° (rechts)

57

Abb. 34: Kontrolle der Abtragtiefe mittels LK-G32

58

1 Einleitung

Der Einsatz von Lasern in den unterschiedlichsten Branchen der industriellen Fertigung schreitet immer weiter voran. Der Einsatz von Ultrakurzpulslasern eröffnet dabei neue Möglichkeiten hinsichtlich materialschonender Bearbeitung nahezu aller Werkstoffe. Bisherig weit verbreitete Femtosekundenlaser sind Ti:Saphir Systeme. Aufgrund der geringen Pulswiederholraten von wenigen kHz erreichen diese Systeme nur einen geringen Durchsatz und sind für den industriellen Einsatz nicht effizient genug. Die Entwicklung neuer, faserbasierter Systeme mit hoher mittlerer Leistung ermöglicht den Einsatz von ultrakurzen Pulsen mit Pulsenergien von mehreren μJ und Pulswiederholraten von einigen 100 kHz bis zu mehreren MHz. Dadurch kann eine effiziente Mikromaterialbearbeitung oberhalb der Abtragsschwelle durchgeführt werden. Die Mikromaterialbearbeitung stellt dabei hohe Ansprüche an die Genauigkeit der Strukturen. Bei der abtragenden Bearbeitung bewirkt eine Vielzahl von laserseitigen, materialseitigen und prozessseitigen Parametern eine Limitierung der Genauigkeit. Das führt trotz sorgfältiger Parameterbestimmung zu Abweichungen des Bearbeitungsergebnisses. Es empfiehlt sich daher, eine Integration von geeigneter Messtechnik in die Mikrobearbeitungsanlage zur Einhaltung der geforderten Genauigkeit einzusetzen. Es ist so möglich, das Werkstück nach der Bearbeitung zu vermessen, ohne es aus der Werkstückhalterung entnehmen zu müssen. Besteht der Bedarf einer Nachbearbeitung, kann diese sofort nach der Messung durchgeführt werden.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Bearbeitung von Edelstahl 1.4404 mittels kurz- und ultrakurz gepulster Laserstrahlung. Dazu standen zwei Lasersysteme zur Verfügung. Ein Kurzpulssystem basierend auf einem diodengepumpten Nd:YVO₄ Laser mit Pulsdauern im Bereich zwischen 6 ns und 70 ns. Das zweite System war ein auf einer Ytterbium dotierten Faser basierendes Ultrakurzpulssystem mit Pulsdauern zwischen 250 fs und 10 ps. Der Kurzpulslaser ermöglichte eine maximale Pulswiederholrate von 30 kHz und eine maximale Ausgangsleistung von 30 W. Das Ultrakurzpulssystem lieferte eine Pulswiederholrate bis zu 25 MHz und eine maximale Ausgangsleistung von 14,5 W.

Zunächst galt es, für die Mikrobearbeitung geeignete Abtragsparameter zu finden, um Mikrostrukturen zu erzeugen. Dafür wurden für verschiedene Parameter mittels eines Scanners Testfelder erzeugt. Variiert wurden folgende Parameter: Pulsenergie,

Pulsabstand und Pulswiederholfrequenz. Dabei konnten sowohl Oberflächen geschaffen werden, die geringere Rauigkeiten als das Grundmaterial aufweisen, als auch Oberflächen mit ausgeprägten konischen Mikrostrukturen. Im Weiteren wurden die ermittelten optimalen Parameter zur Erzeugung von 3d-Mikrostrukturen eingestellt. Die dabei erzeugten Strukturen wurden mittels zweier laserbasierte Wegmesssensoren vermessen, mit einem Triangulationssensor und einem konfokalen System. Die unterschiedlichen Systeme wurden anhand der generierten Strukturen auf ihre Eignung zur Prozesskontrolle für die Mikrobearbeitung untersucht. Zum Vergleich der Ergebnisse wurde ein Schliff der erzeugten Struktur angefertigt und als Referenz zur Validierung der Messsysteme herangezogen.

2 Theoretische Vorbetrachtungen

2.1 Laserablation

2.1.1 Wechselwirkungen zwischen Laserstrahlung und Materie

Dieser Abschnitt soll eine allgemeine Betrachtung der Wechselwirkung zwischen Materie und Laserstrahlung vorstellen. Bei der Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Materie kommt es zur Absorption, Reflexion, Transmission und Streuung. Welcher Prozess dominiert ist u. a. abhängig von der Wellenlänge der Strahlung, der Polarisierung, dem Einfallswinkel, dem bestrahlten Material, dessen Oberflächenbeschaffenheit und Temperatur. Die eingestrahlte Intensität I verteilt sich entsprechend auf einen absorbierten, einen reflektierten, einen transmittierten und einen gestreuten Anteil. Für die Materialbearbeitung von Metallen mittels Laserstrahlung im sichtbaren und infraroten Spektralbereich ist der Prozess der Transmission vernachlässigbar. Absorption und Streuung werden als Extinktion zusammengefasst. Für die Beschreibung der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Medium dient der Brechungsindex \tilde{n} . Der Brechungsindex ist im Allgemeinen eine komplexe Größe und setzt sich nach Gleichung 1 zusammen.

$$\tilde{n} = n - ik \quad \text{Gl. 1}$$

Dabei wird der Realteil n Brechzahl und der Imaginärteil k Absorptionskonstante genannt. Die Brechzahl gibt das Verhältnis zwischen der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle im Vakuum und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle im Medium an. Ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen erhält man nach [1] für eine sich in z-Richtung ausbreitende, linear in x-Richtung polarisierte elektromagnetische Welle die Wellengleichung

$$E_x = E_0 e^{-\frac{\omega k}{c} t} \cdot e^{i\omega \left(t - \frac{zn}{c} \right)} \quad \text{Gl. 2}$$

Mit E_0 als Amplitude der elektrischen Feldstärke, ω als Kreisfrequenz der eingestrahlten Welle, k als Absorptionskonstante, n als Brechzahl, c Vakuumlichtgeschwindigkeit, t für die Zeit, und z als Weg in Ausbreitungsrichtung. Gleichung 2 beschreibt eine gedämpfte Welle. Die Absorptionskonstante k steht hier im Dämpfungsglied und gibt an, wie stark die Amplitude der Lichtwelle im

absorbierenden Medium abgeschwächt wird. Eine weitere wichtige Größe ist die optische Eindringtiefe δ . Sie gibt an in welcher Tiefe im Medium die eingestrahlte Intensität einer elektromagnetischen Welle auf das $1/e$ -fache absinkt. Der beschriebene Sachverhalt ist als Lambert-Beer'sches Gesetz bekannt:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad \text{Gl. 3}$$

In dieser Funktion ist z die Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle im Medium, $I(z)$ die Intensität an der Stelle z , I_0 die Intensität an der Oberfläche ($z=0$) und α der Absorptionskoeffizient. Zwischen dem Absorptionskoeffizienten α und der optischen Eindringtiefe δ besteht der Zusammenhang:

$$\delta = \frac{1}{\alpha} \quad \text{Gl. 4}$$

Aus Gleichung 5 geht der Zusammenhang zwischen der Absorptionskonstante k aus Gleichung 1 und dem Absorptionskoeffizienten α hervor:

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad \text{Gl. 5}$$

Die Abschwächung der Intensität (oder auch Dämpfung) der elektromagnetischen Welle beim Durchgang durch ein absorbierendes Medium bedeutet zwangsläufig, dass der elektromagnetischen Welle Energie entzogen werden muß. Diese Energie wird überwiegend von den Teilchen des absorbierenden Mediums aufgenommen. Dabei spielen verschiedene Absorptionsprozesse eine Rolle. Als wichtige Absorptionsprozesse seien zum Beispiel aufgeführt: inverse Bremsstrahlung, Resonanzabsorption und Multiphotonenabsorption. Unter inverser Bremsstrahlung versteht man die Absorption eines Photons von einem freien Elektron. Dabei stößt das im elektrischen Feld der Strahlung oszillierende Elektron mit einem Ion zusammen. Resonanzabsorption bezeichnet die Absorption eines Photons von einem Molekül, das dadurch zum Schwingen angeregt wird. Unter Multiphotonenabsorption wird die Anregung eines Teilchens durch die nahezu zeitgleiche Absorption mehrerer Photonen verstanden. Welcher Absorptionsprozess bei der Wechselwirkung der elektromagnetischen Welle mit Materie zugrunde liegt, hängt davon ab, ob die Wechselwirkung mit einem Leitungsbandelektron, einem Valenzbandelektron oder einem Molekül stattfindet. Je nachdem welches Teilchen mit der eingestrahlten elektromagnetischen Welle interagiert, werden

unterschiedliche Anregungen erfolgen. Mit relativ niederenergetischen Photonen lassen sich zum Beispiel Moleküle in Schwingungen versetzen. Höherenergetische Photonen können nach der Quantentheorie Elektronen eines Festkörpers auf ein höheres Energieniveau heben. Freie Elektronen hingegen schwingen im Feld der elektromagnetischen Welle und werden, ausreichend starke Amplitude der Schwingung vorausgesetzt, durch Stöße auch gebundene Elektronen aus neutralen Atomen herausschlagen. Im Allgemeinen erwärmt sich die bestrahlte Materie in Folge der beschriebenen Prozesse, so dass es über eine Erwärmung hinaus bis zum Schmelzen oder Verdampfen kommen kann. Bei Bestrahlung von Materie mit hohen Intensitäten, wie sie bei ultrakurzen Pulsen auftreten, wird das Material mit bis zu 10^{15} K/s [5] aufgeheizt und es kommt zu Effekten wie zum Beispiel explosiven Verdampfen, der Ausbreitung von Schockwellen oder dem Zünden eines Plasmas. Eine Erklärung der Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit Metallen soll im Abschnitt 2.1.2 gegeben werden.

2.1.2 Wechselwirkung von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen

In diesem Kapitel werden Wechselwirkungen beschrieben, die speziell bei der Bestrahlung von Metallen mit ultrakurzen Laserpulsen auftreten. Als ultrakurz werden Laserpulse mit einer Pulslänge 1 fs und 100 ps bezeichnet. Im Vergleich zu Ablationsprozessen wie Schmelzen und Verdampfen, wie sie bei langen Pulsen auftreten, kommt es bei kurzen und ultrakurzen Pulsen zu komplizierteren Prozessen, bei denen die bestrahlte Materie spezielle (thermodynamische, hydrodynamische und optische) Zustände annimmt [2]. Nach [3] lassen sich die Prozesse in thermische und nicht-thermische Prozesse aufteilen. Alle Prozesse, die innerhalb der ersten 10^{-12} s nach dem Beginn der Wechselwirkung zwischen Laserpuls und Materie ablaufen sind nicht thermischer Natur. Alle danach stattfindenden Prozesse sind thermische Prozesse. Zuerst findet der Prozess der Dephasierung statt. Dabei wird die durch die Laserstrahlung bewirkte Polarisierung der Materie innerhalb von 10^{-14} s aufgehoben. Es schließt sich der „Thermalisierung der Elektronen“ genannte Prozess an. Thermalisierung bedeutet, dass die aufgrund ihrer geringen Wärmekapazität bis zur Fermi-Temperatur und darüber hinaus [7] aufgeheizten Elektronen mit anderen Elektronen des Systems über Stöße Energie austauschen. Nach ungefähr 10^{-13} s [3] kommt es somit zur Energielaxation im

Elektronensystem. Da die Wechselwirkung mit dem Gitter des Festkörpers bis zu diesem Zeitpunkt vernachlässigt werden kann, besitzen die Elektronen eine höhere Temperatur als das Gitter. Die sich in einem Quasigleichgewicht befindlichen Elektronen wechselwirken nun mit den Phononen. Das bedeutet es wird Energie aus dem Elektronensystem auf das Festkörperrgitter übertragen. Der Prozess der Energierelaxation zwischen Elektronen und Gitter findet in Abhängigkeit der Stärke der Elektronen-Phononen Kopplung im Zeitbereich von 1-10 ps [2] statt. Das bedeutet für Femtosekundenpulse, dass die Ablation erst nach dem Laserpuls einsetzt und damit eine Wechselwirkung des Pulses mit ablatierten Material nicht stattfindet. Hiermit ist die Energieeinkopplung in die Materie abgeschlossen und es folgen nach [3] die thermischen Prozesse. Es handelt sich dabei vorrangig um Prozesse der Ablation. Ablationsprozesse sind schnelle Phasenübergänge vom festen Zustand hin zum gasförmigen Zustand. Die Phasenübergänge lassen sich für Metalle anhand des in Abb. 1 dargestellten Temperatur-Dichte-Phasendiagramms [5] erläutern.

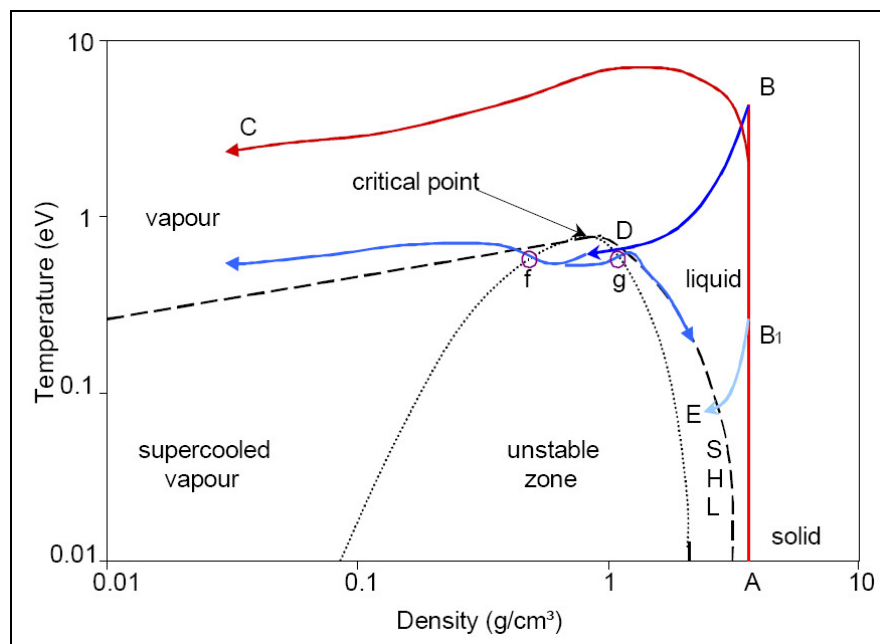


Abb. 1: Temperatur-Dichte-Phasendiagramm für Ablationsprozesse durch ultrakurze Laserpulse bei Metallen aus [5]

Im Phasendiagramm werden die Phasenübergänge als Pfeile dargestellt. Die gestrichelte Linie bezeichnet die Binodal-Kurve. Sie ist als Grenze zwischen Bereichen im Phasendiagramm, in denen nur eine Phase vorliegt und Bereichen in denen zwei Phasen koexistieren aufzufassen. Die gepunktete Linie wird Spinodal-Kurve genannt. Sie begrenzt die instabile Zone. In dem gemeinsamen Scheitelpunkt

von Spinodal- und Binodal-Kurve liegt der kritische Punkt im Phasendiagramm. Ausgehend vom Punkt A in Abb. 1 erfährt die Materie aufgrund sehr hoher Aufheizraten von bis zu 10^{15} K/s [5] eine isochore Erwärmung bis in die Nähe des kritischen Punktes oder darüber hinaus. Dabei entsteht eine heiße, unter Druck stehende Flüssigkeit. Von diesem Zustand aus kann es je nach Energie der Teilchen der Ablationsschicht gleichzeitig zu verschiedenen Übergängen kommen. Besitzen die Teilchen eine ausreichend hohe Energie kommt es zu einer direkten Verdampfung (Linie AC). Aufgrund der Druckunterschiede erfolgt eine Expansion der Ablationsschicht. Dadurch entsteht eine Schockwelle, die sich in den Festkörper ausbreitet. Die Expansion wird von einer adiabatischen Abkühlung begleitet (Linie BD). Die Teile der Ablationsschicht, die Zustände in der Nähe des kritischen Punktes durchlaufen, können direkt verdampfen, den Zustand einer überhitzten Schmelze annehmen, zu übersättigten Dampf übergehen, in den festen Zustand zurückkehren oder die instabile Zone im Phasendiagramm erreichen. In der instabilen Zone führt die geringste Beeinflussung zum Übergang in einen anderen thermodynamischen Zustand in einen der beiden Schnittpunkte zwischen Isotherme und Spinodal-Kurve (Linie fg). Das bedeutet, dass entweder Blasen oder Tröpfchen entstehen. In den metastabilen Bereichen, das heißt zwischen der Binodal-Kurve und der Spinaodal-Kurve, also im Zustand des übersättigten Dampfes und der überhitzten Schmelze treten Dichteschwankungen auf. Dadurch kommt es zu einem schnellen Übergang von der überhitzten Schmelze hin zu einer Mischung aus Dampfblasen und Flüssigkeitströpfchen. Diese Art der Blasenbildung findet spontan im gesamten Volumen der Schmelze statt und wird heterogene Nukleation genannt. Es entstehen Gasblasen, die ausreichend groß sind um nicht mehr zu kollabieren. Im Bereich des kritischen Punktes werden genügend Blasen innerhalb von 1 ns erzeugt, dass es zu einem explosiven Übergang von der überhitzten Flüssigkeit zu einem Gemisch aus Dampf und Tröpfchen kommt. Wird bei der isochoren Erwärmung ausgehend vom Punkt A die kritische Temperatur nicht erreicht, erfolgt ein adiabatischer Übergang zu einer überhitzten Schmelze (Linie B1E), die wiederum über den Prozess der heterogenen Nukleation zu einem Gemisch aus Dampf und Tröpfchen übergeht. Für Laserpulsdauern im Nanosekundenbereich verläuft die Phasenumwandlung der Materie ähnlich. Die Phasenumwandlung wird hier Phasenexplosion genannt und bezeichnet den direkten Übergang vom festen Zustand in eine überhitzte Schmelze mit anschließender heterogener Nukleation.

In [2] wird gezeigt, dass sich das entstandene heterogene Gas-Flüssigkeits-Gemisch ausdehnt. Die Expansion der Ablationsschicht kann nach [2] als eindimensionale Verdünnungswelle verstanden werden. Dabei wird das Dichteprofil der vom Laserstrahl getroffenen Materie senkrecht zur Materialoberfläche betrachtet. In Abb. 2 sind die Dichteprofile für verschiedene Zeiten dargestellt.

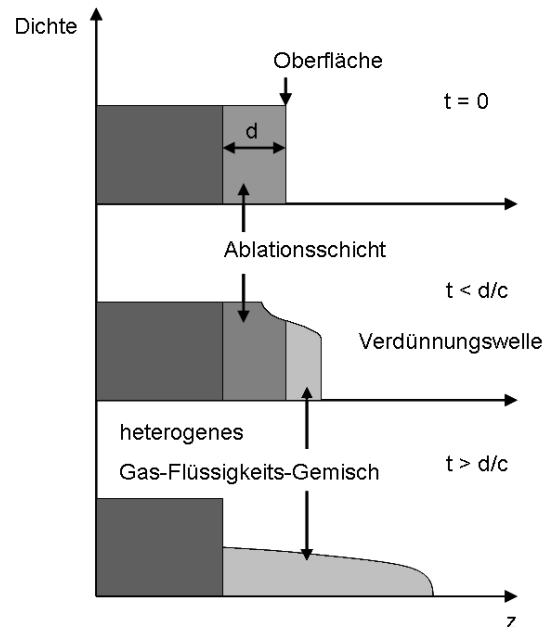


Abb. 2: Schematische Darstellung der expandierenden Ablationsschicht aus [2]

Im oberen Teil sind zwei verschiedene Bereiche zu erkennen. Der dunklere repräsentiert Material, in dem die Intensität bzw. Fluenz unterhalb der Schwelle für Ablation liegt. Der hellere Bereich repräsentiert Materie, für die die nötige Schwellfluenz für Ablation überschritten wurde. Dieser Bereich besitzt die Dicke d und korreliert mit dem Punkt B aus Abb. 1. Im mittleren Teil in Abb. 2 zeigt sich ein dritter Bereich, der das heterogene Gas-Flüssigkeits-Gemisch darstellt. Die Verdünnungswelle bewegt sich mit der Geschwindigkeit c durch die Ablationsschicht auf den dunkelgrauen Bereich zu. Da die Ablationsschwelle in dem Bereich nicht überschritten wird, erfolgt dort eine Reflexion der Verdünnungswelle. Daraus folgt ein Sprung im Dichteprofil an dieser Stelle, wie der untere Teil der Abb. 2 zeigt.

Ist die Intensität der verwendeten Laserstrahlung ausreichend hoch, entsteht ein Plasma. In Pump-Probe Experimenten zur Untersuchung der Plasmaentstehung konnte in [10] gezeigt werden, dass der Ablationsprozess in zwei Stufen verläuft. Zunächst entsteht nach wenigen ns [10] ein Oberflächenplasma und erst nach einigen 10 ns kommt es zu Ablation von Material durch heterogene Nukleation. Das

Oberflächenplasma entsteht nach [10] durch Photoemission von Elektronen an der Materialoberfläche, Sublimation und den direkten Übergang in den Plasmazustand einer dünnen Materialschicht. Die Ausdehnung des Plasmas wurde in [10] mit einer ICCD- Kamera für die Bearbeitung von Stahl (C75) mit einer Pulslänge von 200 fs und einer Fluenz von 20 J/cm^2 untersucht. Die Aufnahmen zeigen eine zum Laserstrahl symmetrische Ausbreitung. Dabei erfolgt die Expansion parallel zur Materialoberfläche langsamer als senkrecht dazu. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Plasmawolke beträgt wenige 1000 m/s. Neben dem Plasma konnte eine Schockwelle aufgenommen werden, die der Ausbreitungsfront des Plasmas vorausseilt und sich mit fast der gleichen Geschwindigkeit fortbewegt.

2.1.3 Einfluss hoher Pulswiederholraten

Im vorhergehenden Abschnitt wurde angenommen, dass aufgrund der Laserpulsdauern im Subpikosekundenbereich keine Wechselwirkung des Laserpulses mit der ablatierten Materie bzw. des Plasmas zu erwarten ist. Dies gilt für den einzelnen Puls ohne Einschränkungen. Bei den meisten Bearbeitungsprozessen ist es jedoch erforderlich mit mehreren, schnell aufeinander folgenden Pulsen zu arbeiten. Werden Bearbeitungen wie Bohren oder Oberflächenstrukturieren durchgeführt, bei denen mehrere hintereinander folgende Pulse auf ein und dieselbe Stelle treffen bzw. ein großer Pulsüberlapp angewendet wird, kann es zur Wechselwirkung der Pulse mit ablatiertem Material vom vorhergehenden Puls kommen.

Bei Intensitäten, die keine signifikante Ionisation des Materialdampfes zulassen, wird die einfallende Strahlung durch Streuung und Absorption abgeschwächt. Die auf dem Material ankommende Intensität lässt sich nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz bestimmen. Hinzu kommt, dass die heiße Dampf Wolke durch Brechung der einfallenden Strahlung lokale Intensitätsveränderungen bewirken kann.

Werden höhere Intensitäten verwendet kommt es zur Ionisation des Materialdampfes und damit zum Übergang in ein Plasma. In Abhängigkeit von der eingestrahlten Wellenlänge, der Intensität und der Art der Atome im Materialdampf führen verschiedene Prozesse zur Entstehung des Plasmas. Möglich sind hier direkte Ionisation über Multiphotonenabsorption oder indirekte Ionisation über Stöße zwischen neutralen Teilchen und im Laserfeld beschleunigten Elektronen. Mit

zunehmenden Ionisationsgrad wird die Absorption durch den Prozess der inversen Bremsstrahlung dominiert. Bei sehr hohen Intensitäten befinden sich ausreichend viele hochenergetische Elektronen im Plasma, so dass eine lawinenartige Ionisation neutraler Teilchen einsetzt. Es kommt zu einem exponentiellen Anstieg der Elektronenkonzentration, dem so genannten optischen Durchbruch. Bei Intensitäten, die zum optischen Durchbruch führen wird die Laserstrahlung innerhalb des Volumens der Plasmawolke absorbiert. Nach [9, S. 213] gibt es hier eine kritische Intensität von typischerweise 10^7 - 10^{10} W/cm², ab der die gesamte Laserenergie innerhalb des Plasmas absorbiert wird. Das heißt, es gelangt keine Laserstrahlung auf das Material. Das ist der Intensitätsbereich, in dem die so genannte Plasmaabschirmung der Strahlung vom Material wirkt. Die Ablation stoppt und die Plasmawolke löst sich von der Materialoberfläche. Dabei dehnt sich das Plasma aus und wird ab einem gewissen Punkt wieder durchlässig für die Laserstrahlung, so dass an der Oberfläche der Prozess der Ablation wieder einsetzt und ein neues Plasma gezündet werden kann. Liegen die Intensitäten noch höher, so bewegt sich die Ablationsschicht mit Schallgeschwindigkeit auf den Laserstrahl zu. Dabei entsteht sowohl in der umgebenden Atmosphäre als auch im Material eine Schockwelle. Die Geschwindigkeit der Schockwelle entspricht in etwa der, der Ionisationsfront des Materialdampfes. Das entstandene Plasma besitzt dann optische Eigenschaften, wie sie für Metalle typisch sind. Es ist stark reflektierend und absorbiert einen Teil der Strahlung innerhalb einer dünnen Schicht an der Ionisationsfront. Hinzu kommt eine weitere Aufheizung der Schicht durch Absorption von UV-Strahlung aus dem Plasma. Die Temperatur erreicht dann über 10^5 K und das Plasma breitet sich mit Schallgeschwindigkeit aus. Das führt dazu, dass ein Druck von bis zu 10^4 atm auf das Material wirkt [9, S. 215].

Ein zu den Prozessen der Partikelabschirmung und der Plasmaabschirmung gegenläufiger Prozess ist die Wärmeakkumulation. In [11] wird dieser Effekt wie folgt beschrieben: Die eingekoppelte Pulsenergie wird bei der Plasmaentstehung und der Ablation von Material umgesetzt. Dazu kommt, dass die ablatierten Teilchen einen Teil der Energie vom bestrahlten Bereich wegtragen. Ein nicht unerheblicher Teil der eingekoppelten Energie bleibt aber innerhalb des Fokusbereichs im Material zurück. Durch Diffusionsprozesse gelangt die verbliebene Energie in das umgebende Material. Bei hohen Pulswiederholraten reicht die Zeit für die Diffusion der Energie nicht aus. Bei vielen aufeinander folgenden Pulsen auf die gleiche Stelle wird

innerhalb des Fokusvolumens und in der Umgebung Energie akkumuliert. Das bewirkt einen Anstieg der Temperatur im entsprechenden Bereich, womit ein Absinken der Schwellintensität einhergeht. Experimentelle Ergebnisse, die sich mit dem Effekt der Wärmeakkumulation erklären lassen werden in [11] beschrieben. Dort wird gezeigt, das sich beim Perkussions-Bohren von Edelstahl mit ultrakurzen Laserpulsen bei 400 kHz Pulswiederholrate ein Rand aus erstarrter Schmelze um das Loch bildet.

2.2 Verwendete Messverfahren der Abstandsmessung

2.2.1 Lasertriangulation

Die Laser-Triangulation ist ein berührungsloses Abstandsmessverfahren. Das zu vermessende Objekt wird von einem Laser bestrahlt und das diffus gestreute bzw. reflektierte Licht wird über ein Objektiv auf einen positionsempfindlichen Detektor fokussiert. Moderne Lasertriangulationssensoren können sowohl Streulicht als auch gerichtete reflektierte Strahlung verarbeiten. Als positionsempfindlicher Detektor dient meist eine CCD- Zeile. Eine Abstandsänderung zwischen Messobjekt und Sensor bewirkt, dass der auf den positionsempfindlichen Detektor fokussierte Lichtpunkt seine Position ändert. Der Abstand kann nun aus den bekannten geometrischen Gegebenheiten und der Position des Lichtpunktes auf der CCD- Zeile bestimmt werden. In Abb. 3 ist eine Prinzipskizze des Aufbaus dargestellt.

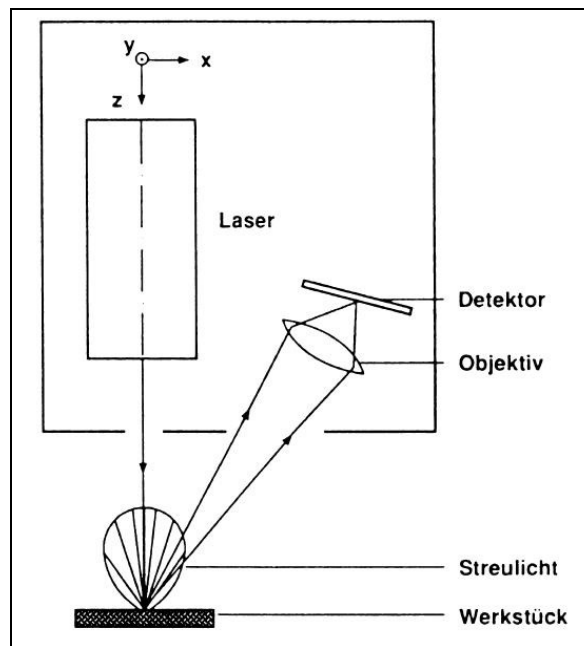


Abb. 3: Prinzipieller Aufbau eines Lasertriangulationssensor [20]

2.2.2 Konfokale Abstandsmessung

Die konfokale Abstandsmessung gehört wie die Lasertriangulation zu den optischen Messverfahren. Konfokale Messverfahren basieren auf dem Sachverhalt, dass betrachtete Objekte nur dann scharf abgebildet werden, wenn sie in der Brennebene des Objektivs liegen. Mit Hilfe eines so genannten Pinholes wird nur Licht welches aus der Brennebene kommt zur Auswertung genutzt. Eine Lichtquelle beleuchtet über einen Spiegel und das Objektiv das zu untersuchende Objekt. Das vom Objekt reflektierte Licht wird wieder über das Objektiv und den Spiegel auf einen Sensor geleitet. Dieser misst die Intensität des vom Objekt reflektierten Lichts. Wird weißes Licht verwendet, so nutzt man die chromatische Aberration der abbildenden Optik. Das heißt die im weißen Licht enthaltenen Wellenlängen besitzen verschiedene Brennpunkte. Anhand der Wellenlänge bei der das Intensitätsmaxima auftritt, lässt sich der Abstand des Messpunktes bestimmen. Dieses Verfahren wird als chromatisch-konfokale Abstandsmessung bezeichnet.

Eine andere Möglichkeit ist die Verwendung von monochromatischem Licht. Hier wird die Probe meist mit einem Laser beleuchtet. Auf dem Sensor erhält man ein Intensitätsmaximum, wenn sich der Messpunkt in dem Brennpunkt des Objektivs befindet. Verändert man nun den Abstand zwischen Objektiv und Messobjekt, erhält man eine Stelle an der dieses Intensitätsmaximum auftritt. Da die Verschiebung des

Objektivs bekannt ist, lässt sich so auch der Abstand zum Messpunkt ermitteln. In Abb. 4 sind die beiden Methoden der chromatisch-konfokalen und konfokalen Abstandmessung dargestellt.

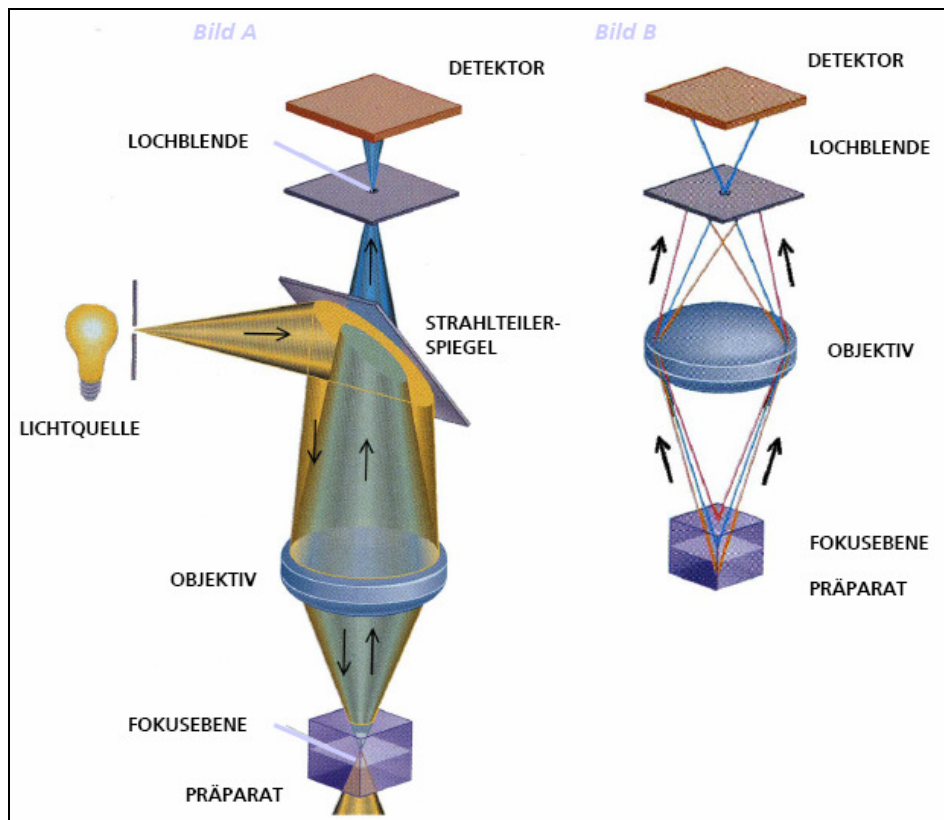


Abb. 4: Prinzipskizze der konfokalen (links) und chromatisch-konfokalen (rechts) Messanordnung aus [21]

3 Anlage und Anlagenkomponenten

3.1 Laserstrahlquellen

3.1.1 Kurzpuls laser IS41-E

In dieser Arbeit wurde ein Kurzpuls laser der Firma EdgeWave GmbH eingesetzt. Es handelt sich hierbei um das Modell IS41-E, einen diodengepumpten Festkörper laser. Als aktives Medium kommt ein Neodym dotierter Vanadat kristall (Nd:YVO_4) zur Anwendung. Der Kristall ist bei diesem System als so genannter "Slab" ausgelegt, welches eine plattenförmige Geometrie meint. Diese plattenförmige Geometrie ermöglicht eine effiziente Kühlung des Kristalls. Dadurch wird der Effekt der thermischen Linse verringert. Abb. 5 zeigt die Anordnung von Pumpdioden und Kristall.

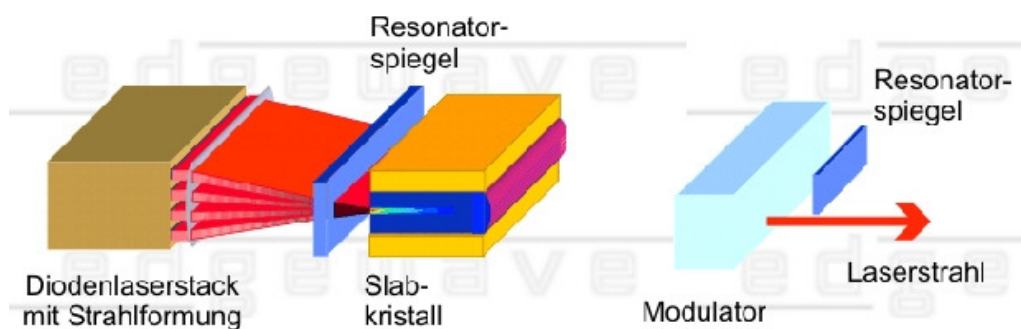


Abb. 5: Anordnung von Pumpdioden und Kristall des IS41-E (entnommen von: http://www.edge-wave.com/edgewave_d/technologie.htm, Juni 2009)

Der Laser emittiert eine Wellenlänge von 1064nm. Es lassen sich Pulswiederholraten zwischen 300 Hz und 30 kHz einstellen. Bei Diodenpumpströmen zwischen 23 A und 47 A ergibt sich damit ein Pulsdauerbereich zwischen 6 ns und 70 ns. Die mittlere Leistung des Systems liegt in Abhängigkeit der Pulswiederholfrequenz und des eingestellten Pumpstroms zwischen <1 W und 30 W, gemessen hinter allen Strahlführungs- und Strahlformungskomponenten an der Bearbeitungsstelle. Daraus resultieren Pulsenergien zwischen 0,04 mJ und 3 mJ. Um die mittlere Leistung bzw. die Pulsenergie unabhängig von der Pulswiederholfrequenz und dem Pumpstrom regeln zu können, ist ein externer Leistungsabschwächer in den Strahlengang integriert. Dieser Abschwächer ermöglicht eine Reduzierung auf minimal 0,3% der eingestrahnten Leistung.

Als Betriebsmodi ist sowohl kontinuierlicher Betrieb als auch gepulster Betrieb

möglich. Die Triggerung für den gepulsten Modus kann intern gesetzt oder extern über ein TTL-Signal realisiert werden. Eine Vermessung des Strahls in Verbindung mit der 56 mm f-theta Optik ergab ein M^2 von 1,66, einen Fokusradius von 13,6 μm und eine Rayleighlänge von 330 μm .

3.1.2 Femtosekundenlaser IMPULSE

Für die Versuche stand ein Ytterbium-dotierter Faserlaser der Firma Clark MXR mit einer Hauptwellenlänge von 1030 nm zur Verfügung. Abb. 6 zeigt eine Zusammenstellung von Herstellerangaben.

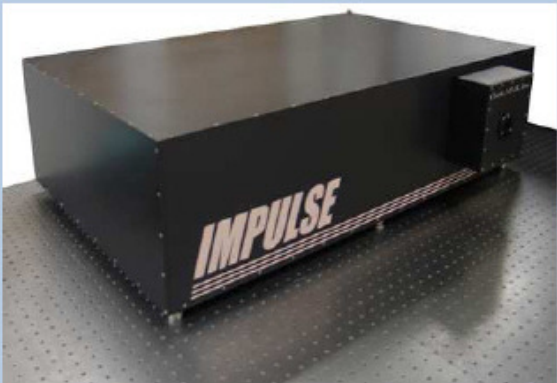
	Hauptwellenlänge λ [nm]	1030
	Spektrale Bandbreite $\Delta\lambda$ [nm]	18
	Strahlqualität M^2	$< 1,2 - 1,5$
	Max. mittlere Leistung P_{av} [W]	20
	Repetitionsrate f_p [MHz]	0,2 - 25
	Pulsdauer t_p [fs]	$250 - 10^4$
	Max. Pulsenergie E_p [μJ]	10
	Rohstrahlradius R_0 [mm]	2,5

Abb. 6: Herstellerangaben des Impulse von Clark MXR aus [4]

Das System liefert bei Pulswiederholffrequenzen von 200 kHz bis 1,8 MHz die maximale Pulsenergie. Für höhere Pulswiederholffrequenzen bis maximal 25 MHz geht die Pulsenergie zurück. Die Ausgangsleistung des Systems kann über den Strom der Pumpdioden oder über einen externen Leistungsabschwächer eingestellt werden. Der Abschwächer besteht aus einer $\lambda/2$ -Platte und einem Strahlteilerwürfel. Die Polarisationsrichtung der vom System emittierten, linear polarisierten Strahlung kann mittels der $\lambda/2$ -Platte gedreht werden. Am Strahlteiler werden dann die vertikal polarisierten Anteile auf eine Strahlfalle abgelenkt, so dass nur horizontale Anteile den Abschwächer verlassen. Die Pulswiederholffrequenz wird durch ganzzahliges Teilen der Grundfrequenz von 25 MHz eingestellt.

Die Leistungsregelung erfolgt über den externen Abschwächer und nicht über die Einstellung des Diodenstromes. Diese Art der Leistungsregelung hat den Vorteil,

dass die Faser für die eingestellte Frequenz immer gleich gepumpt werden kann und somit ein stabilerer Betrieb beziehungsweise eine schnellere Änderung der Leistung möglich ist. Die maximale Pulsenergie von $10 \mu\text{J}$ wird bei dem für diese Arbeit verwendeten System nicht erreicht. Das liegt an einem zusätzlichen AOM (akustooptischer Modulator) und dem externen Leistungsabschwächer. Die maximale Pulsenergie des verwendeten Systems liegt bei ca. $8 \mu\text{J}$. Der AOM dient zur schnellen Schaltung des Strahls während der Bearbeitung. In Abb. 7 sind die Ergebnisse einer Strahlvermessung bei verwendeter 56 mm f-theta Scanneroptik dokumentiert.

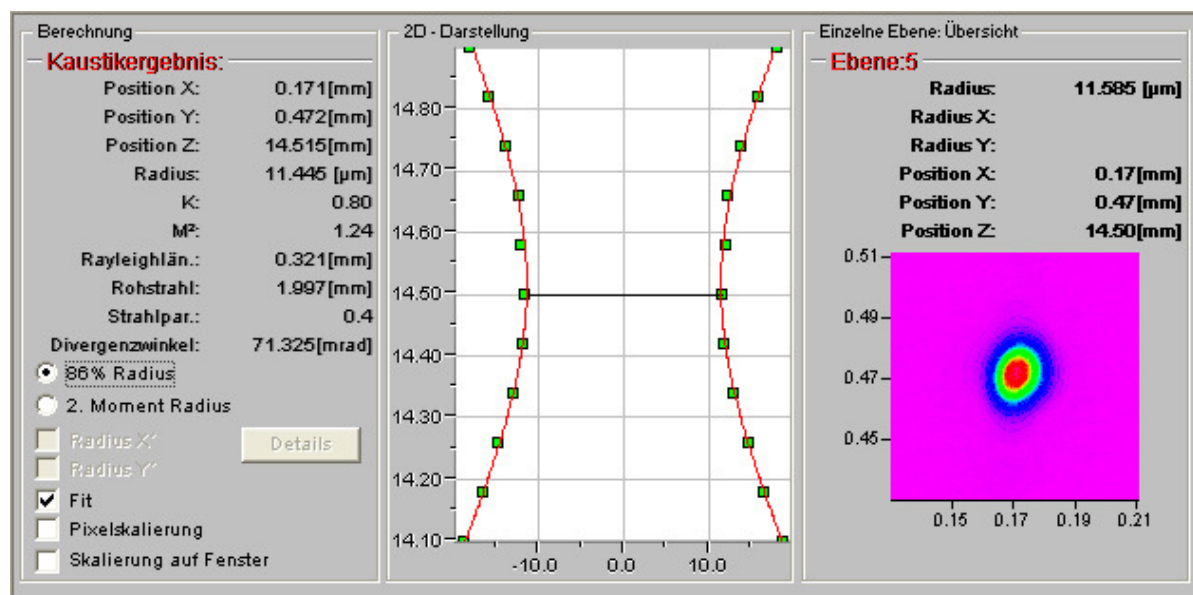


Abb. 7: Strahlvermessungsdaten Impulse

Wie in Abb. 7 zu sehen, wird die Angabe des Herstellers für den Wert M^2 durch einen gemessenen Wert von $M^2 = 1,24$ sehr gut bestätigt. Außerdem ergaben sich eine Rayleighlänge von $320 \mu\text{m}$ und ein Fokusradius von $11,4 \mu\text{m}$. Zur Vermessung des Strahls kam der „Microspotmonitor“ der Firma Primes zum Einsatz. Dieses Gerät misst die Intensitätsverteilung des Laserstrahls in verschiedenen Ebenen und berechnet daraus die entsprechenden Strahlparameter.

3.2 Anlagenkomponenten

3.2.1 Strahlführung

Die Führung des Strahls von der Laserquelle hin zur Bearbeitungsstelle erfolgt über dielektrische Spiegel. Über Klappspiegel kann der Strahl wahlweise auf den

Autokorrelator, den Leistungsmesskopf oder über den Scanner auf die Bearbeitungsstelle gelenkt werden. Als Scanner kommt der HurryScanII der Firma Scanlab in Verbindung mit einer f-theta Optik mit 56 mm Brennweite zum Einsatz. Die Ansteuerung des Scanners erfolgt über die Steuerkarte RTC4.

3.2.2 Achssystem

Die Mikrobearbeitungsanlage ist mit drei Linearachsen der Firma Föhrenbach ausgerüstet. Die Ansteuerung der x-, y-, und z-Achse erfolgt mittels einer Aerotech-Steuerung über die Software NViewHMI. Die Positioniergenauigkeit der Achsen liegt theoretisch bei 10 nm. Um die Achsen hinsichtlich der Genauigkeit optimal nutzen zu können, wird die maximale Verfahrgeschwindigkeit auf 150 mm/s begrenzt. Für die Bearbeitung bedeutet das in Verbindung mit Pulswiederholraten im Bereich von einigen 100 kHz einen extrem hohen Pulsüberlapp. Die Nutzung der Achsen bleibt deswegen auf die Positionierung der Proben beschränkt.

3.2.3 Autokorrelator

Der Autokorrelator dient zur Messung der Pulslänge. Als Autokorrelation wird das Abtasten eines Pulses mit sich selbst bezeichnet. Dabei wird der Laserpuls in einem Interferrometer mittels eines Strahlteilers in zwei identische Pulse aufgeteilt und anschließend werden diese beiden Einzelpulse wieder räumlich überlagert und auf einen Frequenzverdopplerkristall geleitet. Durch die Änderung der Länge eines der beiden Interferrometerarme ändert sich die Wegstrecke für einen der beiden Pulse. Dadurch erreichen die beiden Pulse zu unterschiedlichen Zeiten den Frequenzverdopplerkristall. Im Kristall wird die zweite harmonische der einfallenden Strahlung erzeugt. Die Intensität der frequenzverdoppelten Strahlung hängt dabei von dem zeitlichen Versatz der beiden Einzelpulse ab. Wird der Intensitätsverlauf in Abhängigkeit des zeitlichen Versatzes der beiden Pulse gemessen, kann unter der Annahme einer Pulsform, die Pulsdauer bestimmt werden.

In die Mikrobearbeitungsanlage ist das Modell Mini der Firma APE integriert. Damit können Pulslängen zwischen 50 fs und 3,5 ps gemessen werden.

3.2.4 Der Triangulationssensor LK-G32

Der LK-G32 ist ein moderner Laserwegmesssensor der auf dem Triangulationsprinzip beruht. Als positionsempfindlicher Detektor dient ein linearisierter CCD-Chip, der es ermöglicht die Position des vom Messobjekt reflektierten Lichtes innerhalb eines Pixels zu bestimmen. Daraus ergibt sich laut Hersteller eine zweifach höhere Präzision gegenüber herkömmlicher CCD-Chips. Um Messobjekte vermessen zu können, die sich in ihren optischen Eigenschaften stark unterscheiden wird eine aktive Steuerung der Laserleistung und Laseremissionszeit eingesetzt. Außerdem kann eine elektronische Verstärkung des Messsignals genutzt werden. Diese Technologie nennt Keyence "Active Balanced Laser control Engine", kurz ABLE. Die verschiedenen Betriebsmodi ermöglichen neben der Abstandsmessung auch Messungen an diffus und gerichtet reflektierenden Objekten oder auch die Vermessung von transparenten Objekten wie Glas oder Folien.

In Tabelle 1 sind technische Daten des Gerätes zusammengefasst. In Abb. 8 wird der Sensor mit den geometrischen Abmessungen dargestellt.

Tabelle 1: Technische Daten des Triangulationssensors LK-G32

Modell	LK-G32	
Einstellmodus	Diffuse Reflexion	Spiegelreflexion
Bezugsabstand	30 mm	23,5 mm
Messbereich	±5 mm	±4,5 mm
Auflösung	0,05 µm	
Lichtquelle	Halbleiter-Laser	
	Wellenlänge	650 nm
	Leistung	Max. 0,95 mW
Lichtpunktdurchmesser (bei Bezugsabstand)	ca. 30 µm	
Material	Aluminiumdruckguss	
Gewicht mit Kabel	280 g	

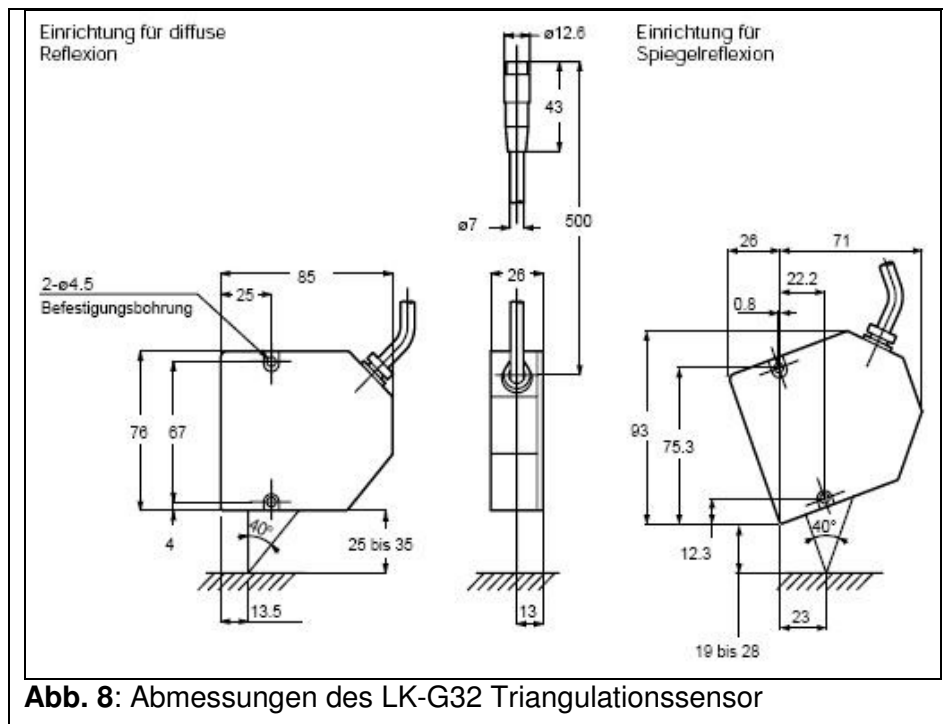


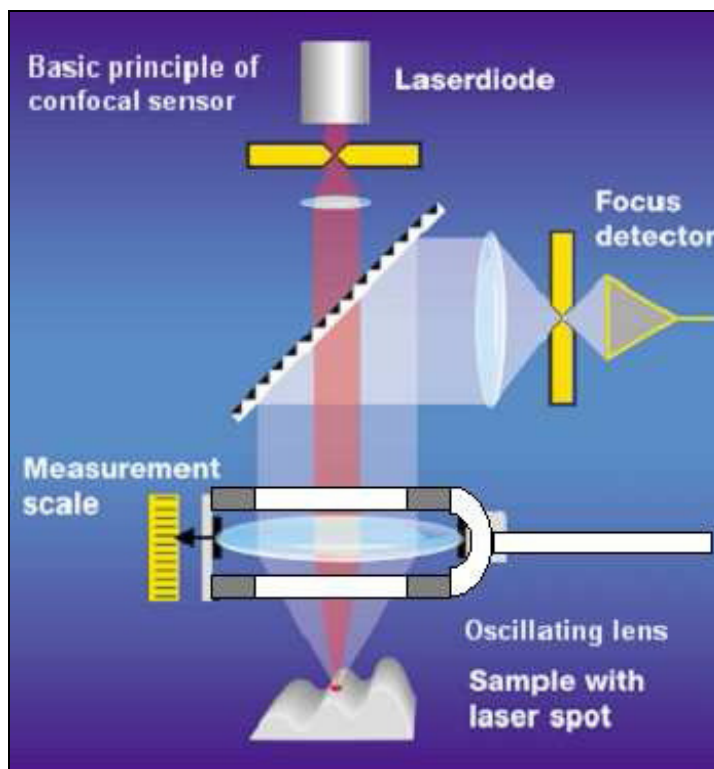
Abb. 8: Abmessungen des LK-G32 Triangulationssensor

3.2.5 Der konfokaler Sensor CF4

Der CF4 ist ein konfokaler Wegmesssensor geeignet für einen Messabstand von 4 mm, welcher einem Messbereich von 1 mm aufweist. Die Messstrahlung liegt mit 780 nm im Infrarot und gelangt über ein Abtastobjektiv auf die zu vermessende Probe. Von der Probe wird der Messstrahl reflektiert und über das Abtastobjektiv und einen Strahlteilerspiegel auf den Detektor geleitet. Das Abtastobjektiv wird von einem Resonanzscanner zum schwingen angeregt. Im Gerät findet als Resonanzscanner eine Stimmgabel Verwendung, die mit einer Frequenz von 425 Hz schwingt. Die technischen Daten des Gerätes sind in Tabelle 2 aufgeführt. Der Aufbau des konfokalen Wegmessensors CF4 zeigt Abb. 9 in Form einer Prinzipskizze.

Tabelle 2: technische des Daten CF4

Modell	CF4
Bezugsabstand	4 mm
Messbereich	1 mm
Auflösung	20 nm
Lichtquelle	Halbleiterlaser
Wellenlänge	780 nm
Lichtpunktdurchmesser	1,9 μm

**Abb. 9:** Aufbau des konfokalen Sensor CF4 aus [22]

4 Durchgeführte Versuche

4.1 Bearbeitung mittels ns-Laser

Die Versuche mit ns-Pulsen dienten nur zu Vergleichszwecken und fanden deshalb nur in einem geringen Umfang statt. Es wurde lediglich ein Testfeld erzeugt bei dem die Leistung für verschiedene Pulsüberlappungen über den externen Abschwächer variiert wurde. Alle Versuche fanden bei 25 kHz Pulswiederholfrequenz (f_p) und 25 A Pumpstrom statt. Diese Parameter bewirken eine Pulsdauer von 41 ns. Die mittlere Leistung wurde zwischen 0,5 und 3 W variiert, was Pulsenergien zwischen 20 und 120 μJ entspricht. Mit Gleichung 6 lassen sich die entsprechenden Fluenzen aus der Pulsenergie Q_p und der Fleckgröße im Fokus berechnen:

$$F = \frac{Q_p}{\pi w_0^2} \quad \text{Gl. 6}$$

Mit einem gemessenen Fokusradius w_0 von 13,6 μm ergeben sich Fluenzen zwischen 3,4 und 20,4 J/cm^2 . Der Pulsabstand (dP) und der Linienabstand (dL) waren gleich groß und wurden zwischen 5 μm und 15 μm variiert. Ein Quadrat von 2 mm Kantenlänge wurde abwechselnd jeweils bei fünf Überfahrten horizontal und fünf Überfahrten vertikal mit Linien gefüllt. Ziel war es, einen möglichst glatten Abtrag zu erzielen. Als Vergleichswert wurde der arithmetische Mittelwert der Profilordinaten des Rauheitsprofils R_a herangezogen. R_a berechnet sich nach der folgenden Gleichung [12] aus dem Rauheitsprofil:

$$R_a = \frac{1}{l_e} \cdot \int_0^l |Z(x)| dx \quad \text{Gl. 7}$$

Dabei steht l_e für die Länge einer Einzelmessstrecke, die nach [12] zahlenmäßig der Grenzwellenlänge des Profilfilters λ_c entspricht. Fünf Einzelmessstrecken bilden die Gesamtmessstrecke. Das Profilfilter wird auf das gemessene Profil (Primärprofil) angewendet, um die Welligkeit herauszufiltern. Dadurch wird das Rauheitsprofil erhalten. Die Variable x steht für den entsprechenden Messpunkt mit $Z(x)$ als entsprechendem Höhenwert des Profils an der Stelle x . Die Beträge der Höhenwerte des Profils für jede Stelle x des Profils werden aufsummiert und durch die Länge der Einzelmessstrecke geteilt. Zur Auswertung wurden die Testflächen mit dem konfokalen Wegmesssensor CF4 der Firma Nanofocus hinsichtlich Abtragstiefe und Rauigkeit vermessen. Abb. 10 zeigt ein aufgenommenes Profil und das daraus

ermittelte Rauheitsprofil mit den Rauigkeitskennwerten für ein Testfeld.

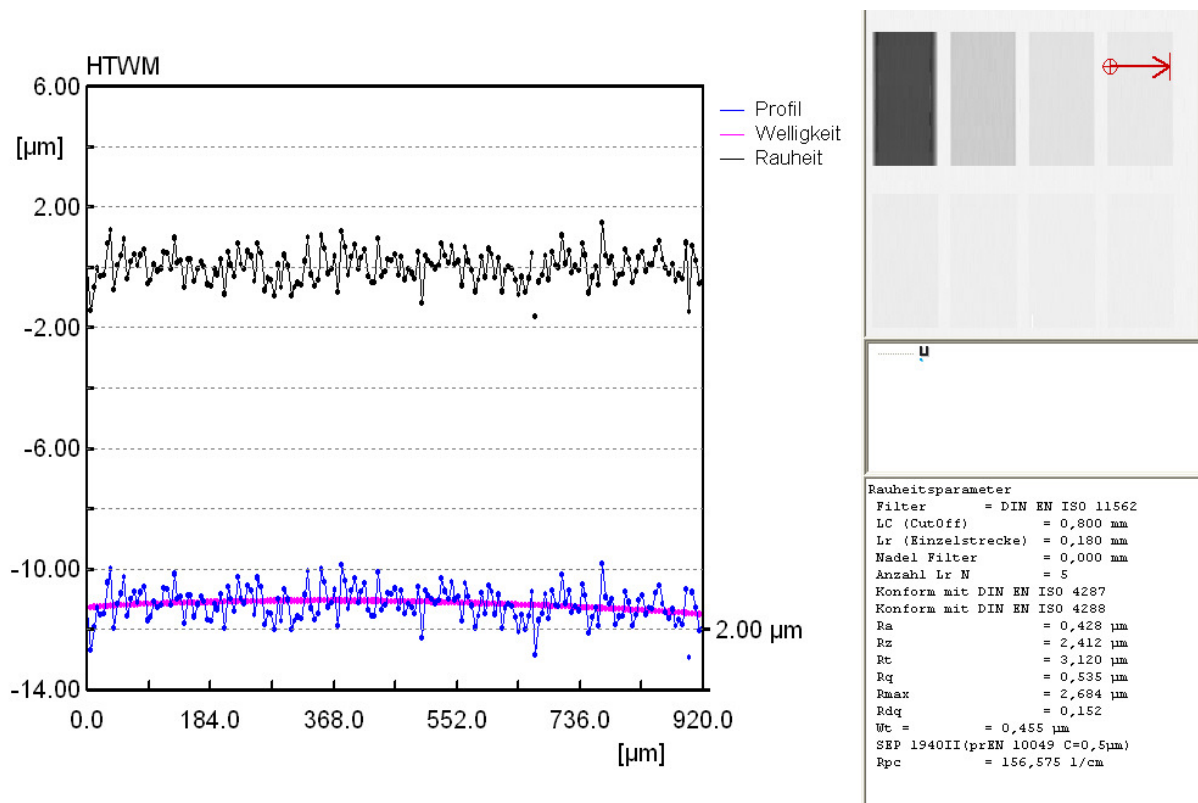


Abb. 10: Mit dem konfokalen Sensor ermitteltes Primärprofil (blau), Welligkeitsprofil (rosa) und Rauheitsprofil (schwarz)

Für jedes Testfeld wurden drei Profile ausgewertet. Die in Abb. 11 angegebenen R_a -Werte sind die Mittelwerte aus den jeweiligen Profilen. Bei dem Vergleich des R_a -Wertes der Testflächen zeigt sich in Abb. 11, dass bei hohen Pulsenergien und geringen Pulsabständen ein deutlicher Anstieg der Rauheit entsteht. Ein weniger starker Anstieg des Rauigkeitskennwertes R_a zeigt sich für kleine Pulsenergien und große Pulsabstände.

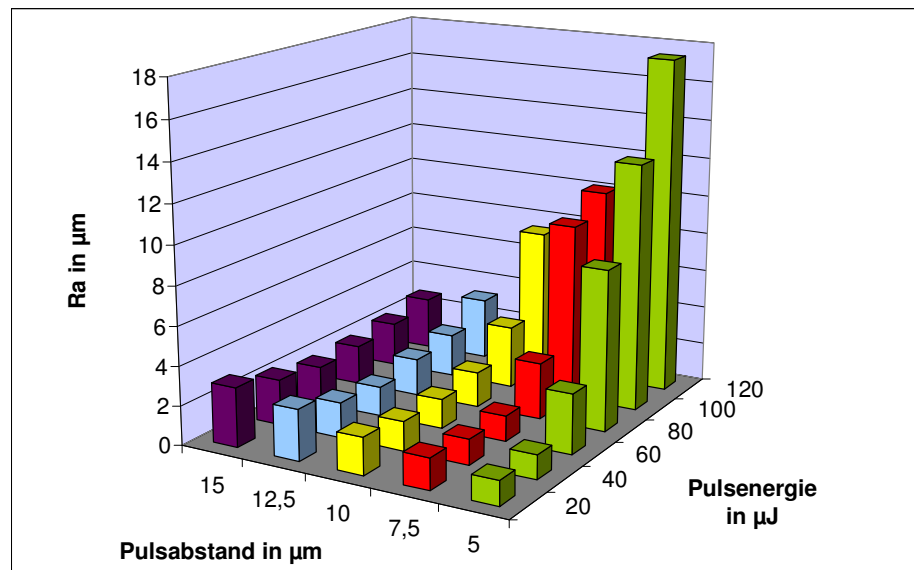


Abb. 11: Rauigkeitskennwert R_a für die mit dem Nanosekundensystem erzeugten Testfelder

Der deutliche Anstieg des Rauigkeitskennwertes R_a im Bereich der hohen Pulsenergien ist auf die Ausbildung von Vertiefungen und Erhebungen zurückzuführen. Der Anstieg der Rauigkeit bei kleinen Pulsenergien mit steigendem Pulsabstand kommt dadurch zustande, dass aufgrund der Gaußverteilung der Intensität über den Strahlquerschnitt bei geringen Pulsenergien nur noch in der Mitte des Strahls Material verdampft wird. Mit einem gemessenen Strahlradius im Fokus von $13,6 \mu\text{m}$ und einem Pulsabstand von $15 \mu\text{m}$ ist kein Überlapp für den Intensitätsbereich in dem Verdampfung auftritt mehr gegeben. Dadurch kommt es dazu, dass sich das Pulsraster des Bearbeitungsregimes auf der strukturierten Oberfläche abbildet. Es entsteht ein regelmäßiges Muster, woraus eine rauere Oberfläche resultiert.

Einen optischen bzw. qualitativen Eindruck der erzeugten Oberflächen vermittelt Abb. 12. Hier sind mikroskopische Aufnahmen von Ausschnitten der Testfelder dargestellt.

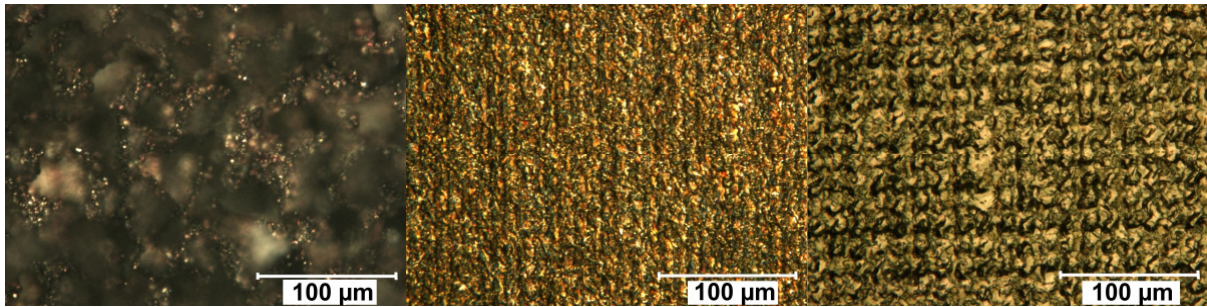


Abb. 12: Lichtmikroskopische Aufnahmen der erzeugten Struktur; links: $Q_p = 120 \mu\text{J}$ Pulsabstand $5 \mu\text{m}$ $R_a = 17,4 \mu\text{m}$; Mitte: $Q_p = 20 \mu\text{J}$ Pulsabstand $5 \mu\text{m}$ $R_a = 1,2 \mu\text{m}$; rechts: $Q_p = 20 \mu\text{J}$ Pulsabstand $15 \mu\text{m}$ $R_a = 3 \mu\text{m}$

Das linke Bild zeigt die Oberfläche für die maximale benutzte Pulsenergie von $120 \mu\text{J}$ und den geringsten benutzten Pulsabstand von $5 \mu\text{m}$. Es zeigen sich dabei sehr unregelmäßig ausgebildete Strukturen mit einer Tiefe von bis zu $150 \mu\text{m}$. Daraus resultiert auch der hohe Rauigkeitskennwert R_a von $17,4 \mu\text{m}$. Im mittleren Bild ist die Oberfläche für die minimal benutzte Pulsenergie von $20 \mu\text{J}$ bei einem Pulsabstand von $5 \mu\text{m}$ dargestellt. Zu erkennen ist ein vertikales Linienmuster, das aus dem Bearbeitungsregime herrührt. Mit einem R_a von $1,2 \mu\text{m}$ kann diese Oberfläche mit der unbearbeiteten, die ein R_a von $0,7 \mu\text{m}$ aufweist, gut mithalten. Eine Bearbeitung mit diesen Parametern führt also trotz des Linienmusters zu keiner wesentlichen Verschlechterung der Oberflächenqualität. Im rechten Teil von Abb. 12 ist die erzeugte Oberfläche für eine Pulsenergie von $20 \mu\text{J}$ und einen Pulsabstand von $15 \mu\text{m}$ dargestellt. Auf der Abbildung lassen sich in beide Richtungen regelmäßige, zum Pulsabstand passende Strukturen erkennen. Mit einem R_a von $3 \mu\text{m}$ fällt diese Fläche rauer aus, als die mit $5 \mu\text{m}$ Pulsabstand strukturierte. Zwischen den Kratern, aus denen Material verdampft wurde, bleibt wiedererstartete Schmelze übrig, so dass die Rauigkeit ansteigt.

Um einen Abtrag in die Tiefe zu erreichen, wurde die Anzahl der Überfahrten erhöht. Bei einer Pulsenergie von $40 \mu\text{J}$ und einem Pulsabstand von $5 \mu\text{m}$ wurde eine Testreihe mit 10, 20, 50, 75 und 100 Überfahrten angelegt. Das Ergebnis zeigt Abb. 13. Die Abtragtiefe steigt im untersuchten Bereich linear mit der Anzahl der Überfahrten. Der Rauigkeitskennwert R_a bleibt mit Werten zwischen $1,2$ und $1,4 \mu\text{m}$ relativ konstant.

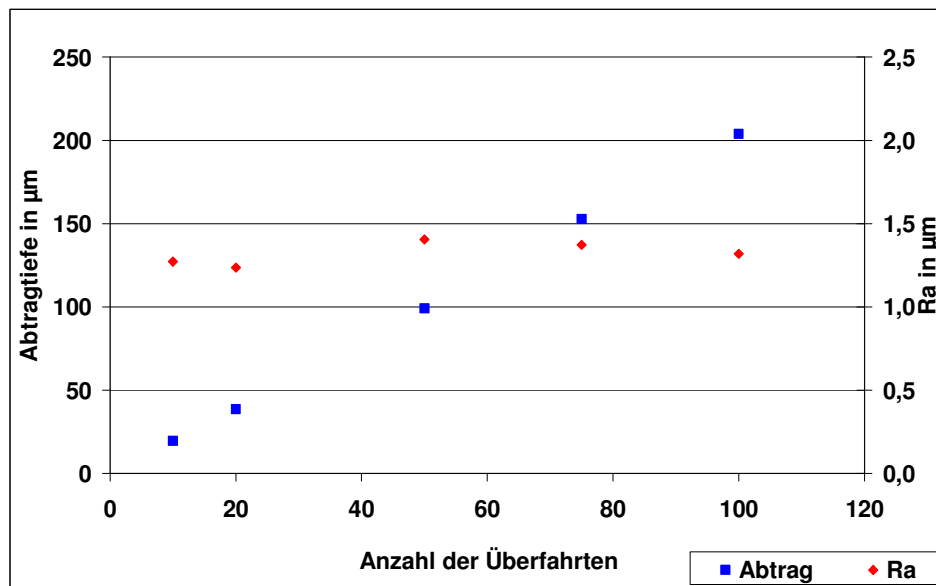


Abb. 13: Abtragtiefe und Rauigkeit in Abhängigkeit der Überfahrten am Geweave bei 40 μJ Pulsenergie und 5 μm Pulsabstand

Mit den gewählten Bearbeitungsparametern kann die gewünschte Abtragtiefe ohne einen Verlust der Qualität allein über die Anzahl der Überfahrten eingestellt werden. Das ist in dem Sinne ein Vorteil, dass die Abtragtiefe über einen Parameter des Bearbeitungsregimes eingestellt werden kann und eine Änderung der sich gegenseitig beeinflussenden Laserparameter wie Pulswiederholfrequenz, Pulsdauer und Pulsenergie nicht nötig ist.

4.2 Bearbeitung mittels fs-Laser

4.2.1 Optimierung des Bearbeitungsregimes

Mit dem Ziel dreidimensionale Teststrukturen mit einer hohen Oberflächenqualität zu erzeugen, galt es zunächst ein Bearbeitungsregime zu finden, welches einen möglichst glatten Abtrag ermöglicht. Es wurden quadratische Testflächen mit 1 mm Kantenlänge erzeugt. Ein Bearbeitungsgang bestand hier aus dem Abfahren der Kontur, einer Füllung mit horizontalen Linien und einer Füllung mit vertikalen Linien. Jede Testfläche wurde mit zehn Bearbeitungsgängen erzeugt. Es wurden Testfelder bei 502 kHz, 1005 kHz und 1795 kHz angelegt. Die Pulsenergie wurde zwischen 0,67 μJ und 6 μJ variiert, was nach Gleichung 6 Fluenzen zwischen 0,16 und 1,47 J/cm^2 entspricht. Alle Versuche wurden mit einer Pulsdauer von 250 fs (sech^2) durchgeführt. Der Pulsabstand wurde zwischen 1 μm und 8 μm variiert. Zusätzlich war es notwendig, den Linienabstand abweichend vom Pulsabstand zu verändern, da bei 1795 kHz der Scanner nicht schnell genug markieren konnte und der

maximale Pulsabstand mit der hier verwendeten Optik $2,5 \mu\text{m}$ beträgt. Bei 1005 kHz waren maximal $4,5 \mu\text{m}$ Pulsabstand möglich und bei 502 kHz maximal $9 \mu\text{m}$. Der Linienabstand wurde zwischen 1 und $15 \mu\text{m}$ verändert. Als Vergleichswert der Oberflächenqualität der Testflächen diente der Rauigkeitskennwert R_a . Das unbearbeitete Material weist ein mit dem CF_4 gemessenen R_a von $0,7 \mu\text{m}$ auf. Alle Testfelder wurden hinsichtlich der Abtragtiefe und der Rauigkeit mit dem konfokalen System vermessen. Aus der Testfeldgröße und der gemessenen Abtragtiefe wurde das gesamte abgetragene Volumen bestimmt. Aus den verwendeten Pulsabständen, Linienabständen und Überfahrten berechnet sich die Gesamtpulszahl, die auf das Testfeld eingestrahlt wurde. So kann das abgetragene Volumen pro Puls bestimmt werden. In Abb. 14 sind die ermittelten R_a -Werte für das Testfeld mit einer Pulswiederholrfrequenz von 502 kHz , einer Pulsenergie zwischen $0,67 \mu\text{J}$ und $6 \mu\text{J}$ und einem Pulsabstand zwischen $1 \mu\text{m}$ und $8 \mu\text{m}$ (symmetrischer Pulsabstand, d. h. Pulsabstand= Linienabstand) dargestellt.

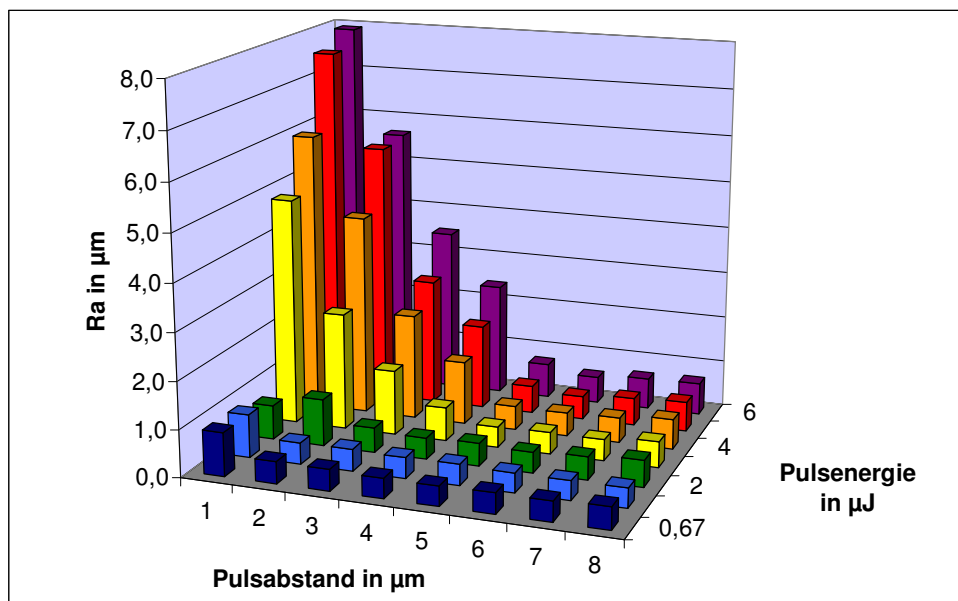


Abb. 14: Rauigkeitskennwert R_a zu den am Femtosekundensystem erzeugten Testfeldern ($f_p = 502 \text{ kHz}$, symmetrischer Pulsabstand)

Wie Abb. 14 zeigt, entstehen bei Pulsabständen ab $5 \mu\text{m}$ für alle verwendeten Pulsenergien relativ glatte Flächen mit R_a -Werten zwischen $0,4 \mu\text{m}$ und $0,7 \mu\text{m}$. Bei Pulsabständen unterhalb $5 \mu\text{m}$ ist zumindest für Pulsenergien ab $3 \mu\text{J}$ ein deutlicher Anstieg der Rauheit mit steigender Pulsenergie und kleiner werdendem Pulsabstand erkennbar. Der Grund für den Anstieg der Rauheit liegt in der Entstehung von

Mikrostrukturen, die in Abb. 16 und Abb. 18 gezeigt werden. Die Abb. 15 zeigt die Werte für das abgetragene Volumen pro Puls in Abhängigkeit der Pulsenergie und des Pulsabstandes.

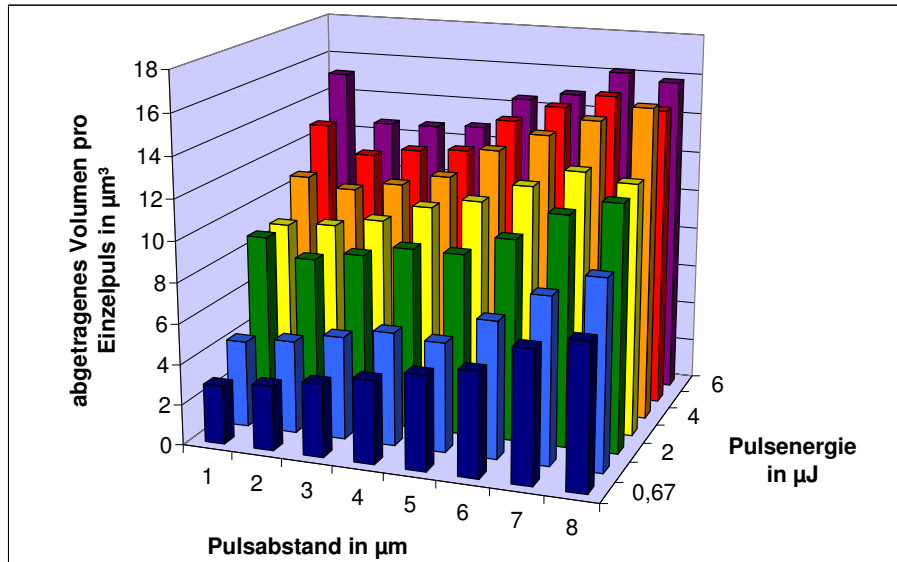


Abb. 15: abgetragenes Volumen pro Puls bei 502 kHz in Abhängigkeit der Pulsenergie und des Pulsabstandes

Es zeigt sich, dass abgesehen von Unregelmäßigkeiten bei Pulsabständen von $1 \mu\text{m}$ und $8 \mu\text{m}$, mit steigendem Pulsabstand auch das abgetragene Volumen pro Puls steigt. Der hohe Wert bei einem Abstand von $1 \mu\text{m}$ lässt sich auf eine Änderung der Oberflächenbeschaffenheit zurückführen. Bei geringem Pulsabstand entstehen die Mikrostrukturen nach weniger Bearbeitungsgängen als bei großem Pulsabstand. Dadurch ergeben sich andere Absorptionsbedingungen, so dass Mehrfachreflexionen einen erhöhten Abtrag bewirken. Beim Betrachten der Abhängigkeit des abgetragenen Volumens von der Pulsenergie ist, wie auch schon bei den Versuchen am Nanosekundensystem festgestellt wurde, bis auf eine Unregelmäßigkeit bei $5 \mu\text{J}$ Pulsenergie und $8 \mu\text{m}$ Pulsabstand, durchgehend ein steigendes Abtragsvolumen pro Puls mit steigender Pulsenergie zu erkennen. Aus Abb. 15 und Abb. 14 kann ein Optimum für eine möglichst schnelle und möglichst glatte Bearbeitung bei Pulsenergien ab $4 \mu\text{J}$ und Pulsabständen ab $5 \mu\text{m}$ abgelesen werden. Es sollte beachtet werden, dass alle Testfelder mit einer relativ geringen Anzahl an Überfahrten erzeugt wurden. Ob die hier als optimal heraus gefundenen Parameter auch für den Abtrag tieferer Strukturen optimal sind, muss für den entsprechenden Fall geprüft werden.

4.2.2 Ausbildung von Mikrostrukturen

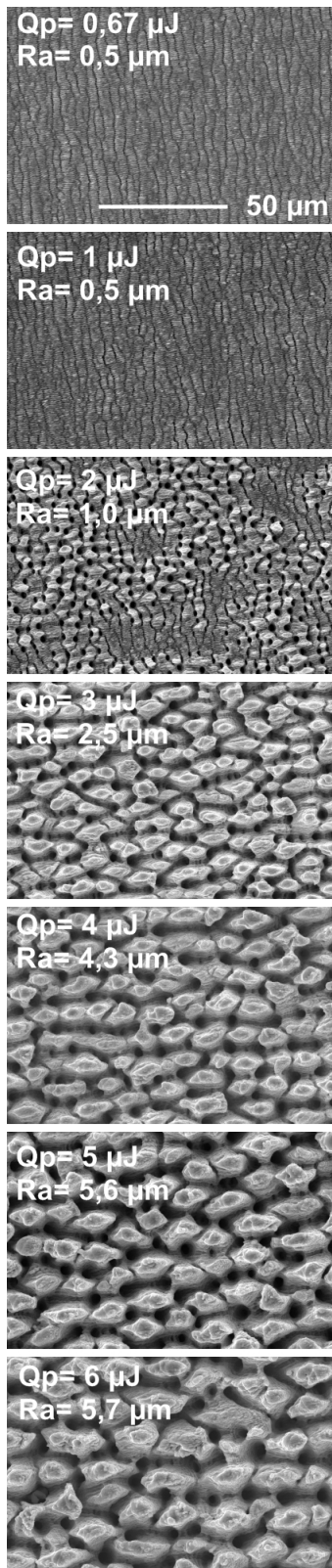


Abb. 16: REM-Aufnahmen der Testfelder für 2 µm Pulsabstand bei 502 kHz

Der starke Anstieg der Rauigkeit bei kleinen Pulsabständen und hohen Pulsenergien ist auf die Entstehung von konischen Mikrostrukturen zurückzuführen. Abb. 16 zeigt die Entwicklung der Mikrostrukturen mit steigender Pulsenergie bei einem Pulsabstand von 2 µm. Bei Pulsenergien von 0,67 µJ ($F= 0,16 \text{ J/cm}^2$) und 1 µJ ($F= 0,25 \text{ J/cm}^2$) weist die erzeugte Oberfläche nur die für die Materialbearbeitung allgemein bekannte Ripplestruktur auf. Abb. 17 zeigt eine REM-Aufnahme einer typischen Ripplestruktur im Randbereich einer Bearbeitung von Edelstahl.

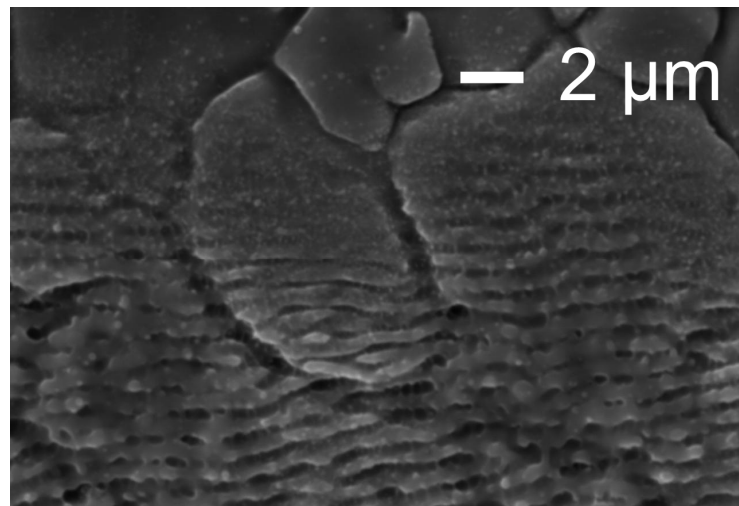


Abb. 17: typische Ripplestruktur mit einer Periode von ca. 1 µm, erzeugt mit dem Impulse auf Edelstahl

Die Ripple sind senkrecht zur Polarisationsrichtung des Laserstrahls ausgerichtet und treten periodisch mit einem Abstand von ca. 1 µm auf. Wie genau diese Ripple entstehen ist derzeit Gegenstand zahlreicher Untersuchungen [17, 18, 19]. In [9] wird die Entstehung der Ripple auf Interferenzen zwischen einfallenden und reflektierten Strahl zurückgeführt. Für diese Erklärung spricht die Abhängigkeit der Rippleausrichtung von der Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls und der proportionale Zusammenhang zwischen eingestrahelter Wellenlänge, Einfallswinkel

und Rippleabstand. Bei einer Pulsenergie von $2 \mu\text{J}$ ($F= 0,49 \text{ J/cm}^2$) beginnt dann die Ausbildung von Mikrostrukturen, wobei zwischen bedeckten Bereichen noch vereinzelt Bereiche mit Ripplestruktur zu erkennen sind. Bei der Bearbeitung mit einer Pulsenergie von $3 \mu\text{J}$ ($F= 0,73 \text{ J/cm}^2$) ist die gesamte Fläche von den Mikrostrukturen erfasst. Mit weiter steigender Pulsenergie wachsen die Strukturen in Breite und Höhe, werden aber weniger. Während bei einer Pulsenergie von $3 \mu\text{J}$ eine Strukturdichte von ca. $11000/\text{mm}^2$ bei einer lateralen Größe von ca. $5 \mu\text{m}$ bestimmt werden kann, sinkt die Strukturdichte bei $4,5$ und $6 \mu\text{J}$ Pulsenergie ($F= 0,98, 1,2, \text{ und } 1,47 \text{ J/cm}^2$) entsprechend auf $7200/\text{mm}^2, 5300/\text{mm}^2, 4300/\text{mm}^2$. Die laterale Ausdehnung der Strukturen liegt bei einer Pulsenergie von $6 \mu\text{J}$ deutlich über $10 \mu\text{m}$. Die Höhe der Strukturen wächst von ca. $10 \mu\text{m}$ bei $3 \mu\text{J}$ auf ca. $25 \mu\text{m}$ bei $6 \mu\text{J}$.

Der Einfluss des Pulsabstandes auf die Rauigkeit der laserstrukturierten Oberflächen und die Ausbildung der Mikrostrukturen wird in Abb. 18 dargestellt. Gezeigt werden REM-Aufnahmen der Testreihe mit einer Pulsenergie von $4 \mu\text{J}$ ($F= 0,98 \text{ J/cm}^2$) bei 502 kHz Pulswiederholfrequenz und Pulsabständen zwischen $1 \mu\text{m}$ und $8 \mu\text{m}$.

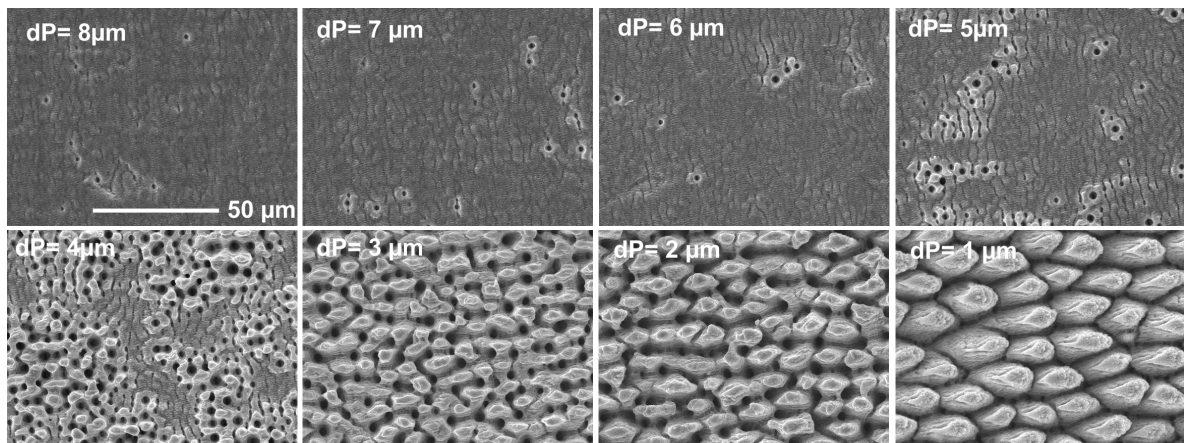


Abb. 18: REM-Aufnahmen der Testfelder, erzeugt mit einer Fluenz von 1 J/cm^2 bei 502 kHz Pulswiederholfrequenz

Bei Pulsabständen von $6, 7, 8 \mu\text{m}$ kommt es zu wenigen einzelnen runden Vertiefungen mit einem Durchmesser von $2-3 \mu\text{m}$. Der Rest der Fläche ist von der beschriebenen Ripplestruktur bedeckt. Bei $5 \mu\text{m}$ Pulsabstand haben sich kleine Gebiete gebildet, in denen sich die einzelnen Vertiefungen zu einer zusammenhängenden Struktur formiert haben. Zwischen den Vertiefungen lassen sich kleine Erhöhungen erkennen. Bei einem Pulsabstand von $4 \mu\text{m}$ überwiegen die Bereiche mit Vertiefungen und Erhebungen gegenüber der Ripplestruktur. Die Erhebungen zwischen den Vertiefungen könnten hier als Mikrostrukturen bezeichnet

werden. Mit einem Pulsabstand von $3\ \mu\text{m}$ verschwindet die Ripplestruktur ganz und die einzelnen Gebiete mit Mikrostrukturen haben sich über die gesamte Fläche zu einer geschlossenen Mikrostruktur formiert. Die Vertiefungen weisen einen Durchmesser von ca. $5\ \mu\text{m}$ auf. Dabei sind die Erhebungen sind zwischen 5 und $10\ \mu\text{m}$ groß. Bei noch kleineren Pulsabständen zeigt sich das gleiche Verhalten wie bei steigender Pulsenergie. Höhe und Breite der einzelnen Elemente nimmt zu und die Anzahl verringert sich. Für die Entstehung der Mikrostrukturen existiert zum jetzigen Zeitpunkt keine anerkannte Theorie. Mögliche Erklärungen finden sich in [9]. Nach [9, S. 598 ff] wirkt die maximale Temperatur nach der Bestrahlung mit einem Laser unterhalb der Oberfläche. Dadurch entsteht ein Temperaturgradient in Richtung Oberfläche. Kleine Unebenheiten in der Oberfläche bewirken dann einen Wärmefluss senkrecht zur Einstrahlrichtung des Lasers. Unter bestimmten Bedingungen kommt es dazu, dass die Temperatur in den Vertiefungen zunimmt. Dadurch wird die Materialverdampfung in den Vertiefungen verstärkt und die Unebenheiten der Oberfläche vergrößern sich. Neben der instabilen Ablation können unter der Annahme, dass sich eine Schmelzschicht bildet, auch hydrodynamische Effekte zur Ausbildung von Mikrostrukturen führen. Befindet sich auf der unebenen Oberfläche eine Schicht aus geschmolzenem Material, so kann es durch den Druck, den das ablatierte Material auf die Oberfläche ausübt, dazu kommen, dass die Schmelze aus den Vertiefungen heraus gedrückt wird und auf einer Erhebung wieder erstarrt. Das führt zu einer Verstärkung der Unebenheiten.

In [17] wurde das gleiche Material an Luft mit einer Fluenz von $0,127\ \text{J}/\text{cm}^2$ mittels ultrakurzen Laserpulsen bearbeitet. Die Entstehung der Mikrostrukturen wird in [17] teilweise auf chemische Reaktionen zwischen dem Edelstahl und der umgebenden Luft zurückgeführt bzw. auf die dadurch bewirkte Änderung der optischen Eigenschaften des Materials.

4.2.3 Einfluss der variierten Parameter auf den Abtrag

Einfluss der Fluenz

Wie in [5, 6, 7, 8] beschrieben, gibt es für die Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen zwei verschiedene Ablationsregime. Beide zeigen eine logarithmische Abhängigkeit der Abtragstiefe pro Puls von der eingestrahnten Fluenz. Für niedrige Fluenzen ist ein flacher Anstieg der ablatierten Dicke pro Puls mit steigender Fluenz zu erwarten. Bei höheren Fluenzen wird der Anstieg steiler. Nach [5,7] ist dass

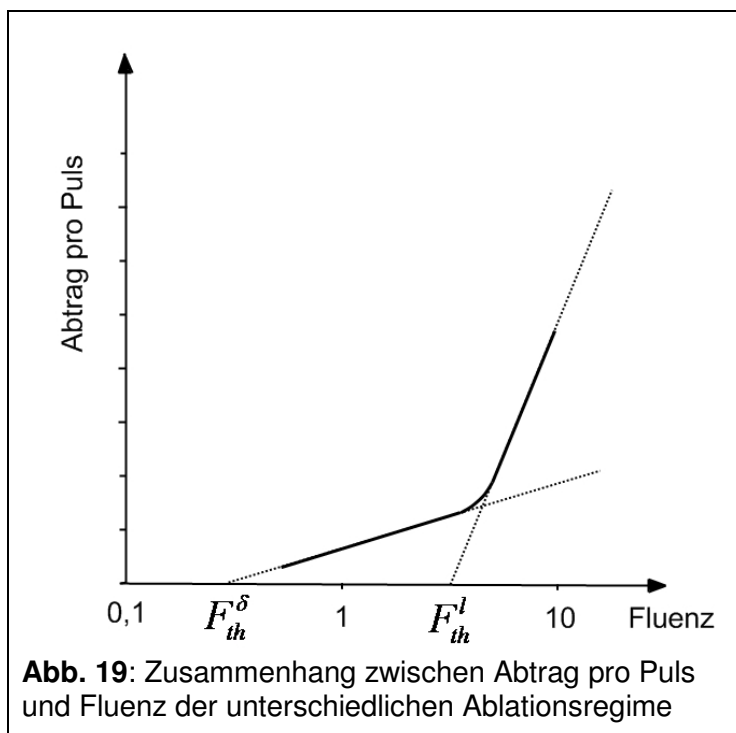
darauf zurückzuführen, dass bei niedrigen Fluenzen die optische Eindringtiefe der elektromagnetischen Strahlung und bei hohen Fluenzen die Wärmeeindringtiefe der Elektronen die Dicke der Ablationsschicht bestimmen. Als optische Eindringtiefe, wird die Tiefe bezeichnet, in der die Intensität der Strahlung auf das $1/e^2$ -fache der Intensität an der Oberfläche abgesunken ist. Mathematisch werden die verschiedenen logarithmischen Zusammenhänge in [5] wie folgt beschrieben:

$$L^\delta \cong \delta \cdot \ln\left(\frac{F}{F_{th}^\delta}\right) \quad \text{Gl. 8}$$

für das Ablationsregime bei niedrigen Fluenzen. Dabei steht L für den Abtrag pro Puls, δ für die optische Eindringtiefe der elektromagnetischen Strahlung, F für die eingestrahlte Fluenz und F_{th}^δ für die Schwellfluenz des Ablationsregimes. Bei hohen Fluenzen ergibt sich entsprechend:

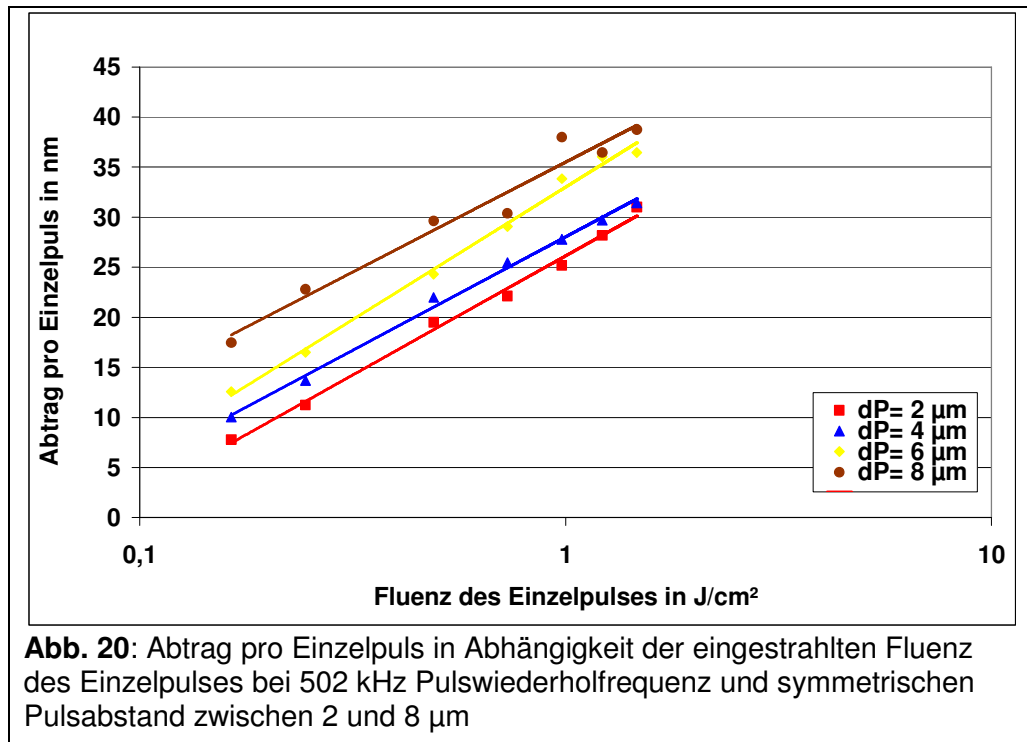
$$L^l \cong l \cdot \ln\left(\frac{F}{F_{th}^l}\right) \quad \text{Gl. 9}$$

mit l für die Wärmediffusionslänge der Elektronen und F_{th}^l für die Schwellfluenz des Regimes. Eine schematische Darstellung der beiden Ablationsregime zeigt Abb. 19



Die Ergebnisse aus [8] zeigen für das Ablationsregime mit geringen Fluenzen Abtragstiefen pro Puls von wenigen 10 nm. Bei dem Regime mit hohen Fluenzen

zeigen sich bis zu einigen 100 nm Abtragstiefe pro Puls bei der Bearbeitung von Edelstahl an Luft mit ultrakurzen Pulsen. Aus den ermittelten Werten für das abgetragene Volumen pro Puls kann die Ablationstiefe pro Puls bestimmt werden. Für alle untersuchten Testfelder ergaben sich Ablationstiefen zwischen 7 nm und 40 nm. Das lässt darauf schließen, dass bei den durchgeführten Versuchen das Ablationsregime für geringe Fluenzen zugrunde lag. In Abb. 20 ist der beschriebene Zusammenhang für Abtragsversuche mit 250 fs Pulsdauer und 502 kHz Pulswiederholfrequenz dargestellt.



Der logarithmische Zusammenhang zwischen Pulsfluenz und Ablationstiefe pro Puls konnte hier sehr gut bestätigt werden. Die Graphen für die verschiedenen Pulsabstände verlaufen annähernd parallel. Aus dem mit Gleichung 8 beschriebenen Zusammenhang und den Messwerten für den Abtrag pro Puls bei der entsprechenden Fluenz kann die optische Eindringtiefe bestimmt werden. Die Mittelung der erhaltenen Werte für δ aus den Kurven ergibt eine optische Eindringtiefe von 10,8 nm. Das ist ein für Metalle typischer Wert.

Einfluss des Pulsabstandes

Der Einfluss des Pulsabstandes wurde bei einer Pulswiederholfrequenz von 502 kHz untersucht, da bei den höheren Pulswiederholraten ein zu kleiner Pulsabstandsbereich nutzbar war. Zur Auswertung wurde die Abtragstiefe pro Puls in Abhängigkeit des Pulsabstandes aufgetragen. In Abb. 21 sind die entsprechenden

Kurven für Pulsenergien von 1 μJ , 3 μJ und 6 μJ dargestellt.

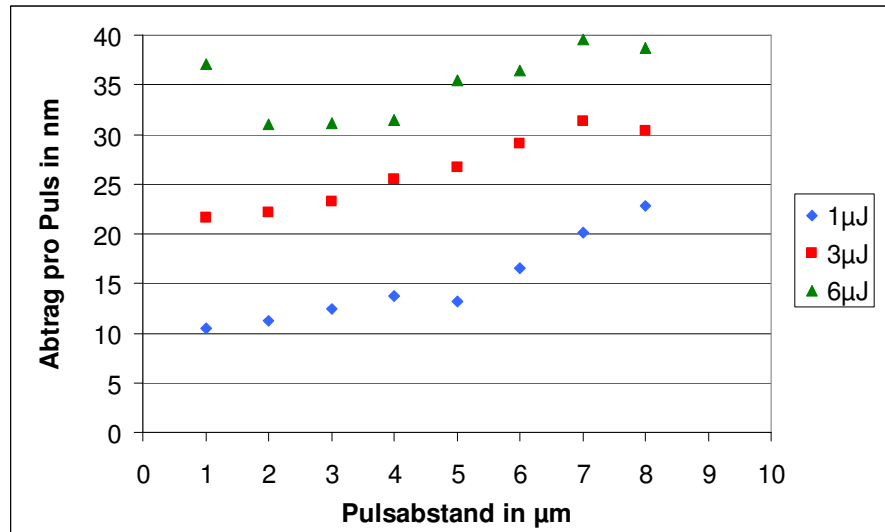


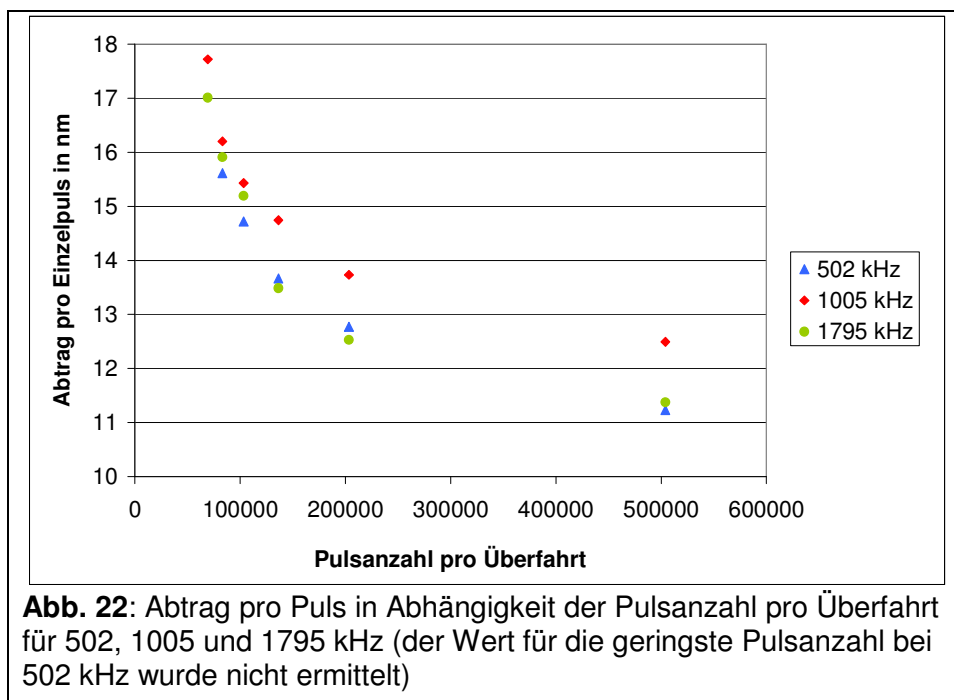
Abb. 21: Abtrag pro Puls in Abhängigkeit des Pulsabstandes

Wie Abb. 21 weiterhin zeigt, nimmt der Abtrag pro Puls mit steigendem Pulsabstand zu. Eine eindeutige Erklärung dafür kann nicht gegeben werden. Eine mögliche Erklärung wäre, dass es zur Plasma- bzw. Materialdampfabschirmung kommt. Das heißt, dass ein folgender Laserpuls von dem ablatierten Material des vorangegangenen Laserpulses beeinflusst wird. Liegen die Pulse weiter auseinander, kann der folgende Puls weniger beeinflusst werden. Eine andere mögliche Erklärung stützt sich auf die geringen Abtragstiefen, die bei geringen Pulsenergien und Pulsabständen ab 5 μm erzielt wurden. Mit Tiefen von zum Teil unter 5 μm gewinnen Messfehler an Bedeutung. Hinzu kommt, dass die Oberflächenstruktur des gewalzten Bleches und eventuell vorhandene Verunreinigungen an der Oberfläche zu anderen Absorptionsbedingungen als in tieferen Bereichen des Materials führen. Dadurch kann die Ablation während der ersten Überfahrt bzw. Überfahrten stärker sein, als für die folgenden. Je tiefer der Abtrag, desto weniger Einfluss hat die Oberflächenbeschaffenheit des unbearbeiteten Materials.

Einfluss der Pulswiederholfrequenz

Der Zusammenhang zwischen Abtragtiefe pro Puls und der Pulsanzahl pro Überfahrt wird in Abb. 22 für drei verschiedene Pulswiederholraten bei einer Pulsenergie von 1 μJ ($F = 0,25 \text{ J/cm}^2$) dargestellt. Die Pulsanzahl wurde bei

konstantem Pulsabstand von 2 μm über den Linienabstand variiert.



Für alle drei Repetitionsraten zeigt sich ein Abfall des Abtrags pro Puls mit steigender Pulsanzahl und dementsprechend geringer werdendem Pulsabstand, was mit den bisherigen Aussagen übereinstimmt. Auffallend ist dagegen, dass für alle Pulsanzahlen der größte Abtrag pro Puls mit einer Pulswiederholfrequenz von 1005 kHz erreicht wurde. Die Werte für 502 kHz und 1005 kHz sind bei den drei größten Pulsanzahlen nahezu gleich und weichen nur bei geringeren Pulsanzahlen deutlicher voneinander ab.

Ein Ansatz der Erklärung findet sich wieder in den bereits beschriebenen Effekten der Wärmeakkumulation und der Pulsabschirmung. Der Anstieg des Abtrags pro Puls zwischen 502 kHz und 1005 kHz könnte dem Effekt der Wärmeakkumulation zugeschrieben werden. Der Rückgang des Abtrags pro Puls bei einer Erhöhung der Pulswiederholfrequenz auf 1795 kHz hingegen wäre mit dem Effekt der Abschirmung durch Plasma bzw. Materialdampf erklärbar.

4.2.4 Generieren von Strukturen

Um definierte Strukturen zu erzeugen, war es nötig in die Tiefe abzutragen. Deshalb wurde hier untersucht, welche Parameter sich eignen, einen möglichst tiefen Abtrag zu generieren. Die Bildung von Mikrostrukturen, wie sie die Abb. 16 und Abb. 18

zeigen, sollte dabei wenn möglich verhindert werden. Damit entsprechende Tiefen erreicht werden können, sind bis zu einige hundert Überfahrten notwendig, was aus den Ergebnissen unter 4.2.3 zu entnehmen ist. Zunächst war es notwendig den Einfluss der zunehmenden Defokussierung während der fortschreitenden Bearbeitung auf das Ergebnis zu bestimmen. Aus der Strahlvermessung kann eine Rayleighlänge z_R von $320 \mu\text{m}$ abgeschätzt werden. Die Rayleighlänge gibt den Wert der Defokussierung an, bei dem die Intensität auf die Hälfte des Fokuswertes abfällt. Aus der Gleichung für die Intensität in Abhängigkeit der Abweichung vom Fokus:

$$I(z) = \frac{P_{\max}}{\pi \cdot (w(z))^2} \quad \text{Gl. 10}$$

kann die die mit zunehmender Bearbeitungstiefe abnehmende Intensität berechnet werden. Dabei steht $I(z)$ für die Intensität an der Stelle z . z bezeichnet die Abweichung vom Fokus in Ausbreitungsrichtungsrichtung des Laserstrahls, P_{\max} die Pulsspitzenleistung und $w(z)$ den Strahlradius an der Stelle z . Die Pulsspitzenleistung berechnet sich aus der Pulsenergie Q_p und der Pulsdauer τ_p wie folgt:

$$P_{\max} = \frac{Q_p}{\tau_p} \quad \text{Gl. 11}$$

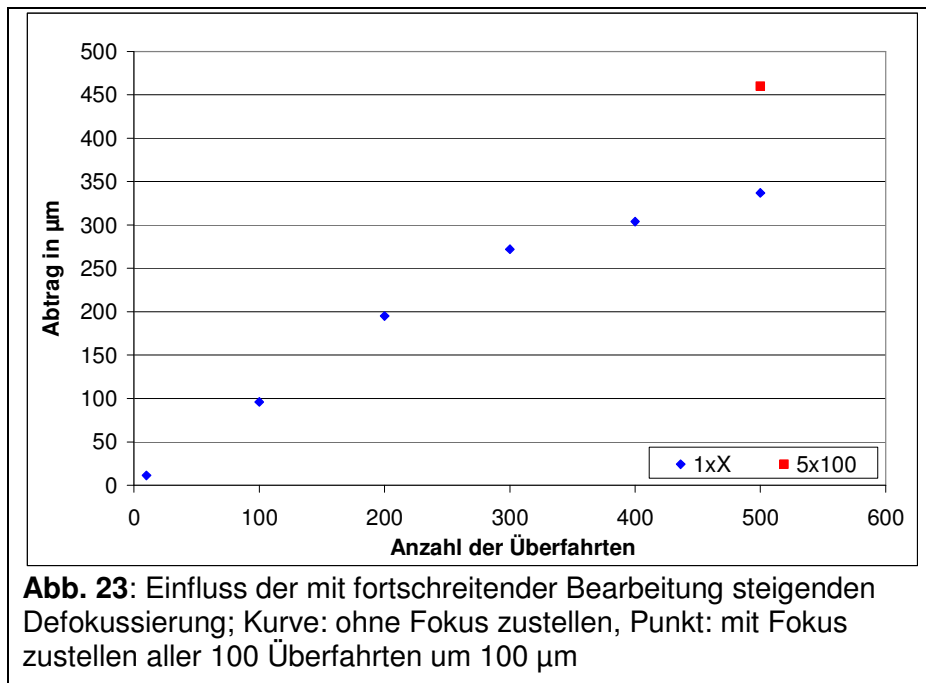
Der Strahldurchmesser an der Stelle z berechnet sich nach folgender Gleichung:

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad \text{Gl. 12}$$

Dabei steht w_0 für den Fokusradius und z_R für die Rayleighlänge.

Bei einer Strukturtiefe von $500 \mu\text{m}$ ergibt sich so ein Abfall der Intensität auf 29% im Vergleich zur Fokusebene. Im Experiment sollte nun ermittelt werden, welchen Einfluss die Defokussierung auf das Bearbeitungsergebnis hat. Als Bearbeitungsparameter wurde $2 \mu\text{J}$ Pulsenergie bei einer Pulswiederholrate von 502 kHz gewählt. Mit einem Pulsabstand von $4 \mu\text{m}$ ergibt sich ein Abtrag von ca. $1 \mu\text{m}$ pro Überfahrt, was aus den Versuchen, die unter 4.2.1 beschrieben sind, hervorgeht. Abb. 23 zeigt, dass die Abtragtiefe bis ca. 200 Überfahrten linear mit der Anzahl der Überfahrten ansteigt. Die Abtragsrate bleibt bis dahin also konstant. Bei 300 Überfahrten beginnt die Kurve flacher zu werden, was einem Absinken der Abtragsrate entspricht. In einem weiteren Versuch wurde nach jeweils 100 Überfahrten der Fokuspunkt des Laserstrahls um $100 \mu\text{m}$ auf die abgetragene

Oberfläche zugestellt. Der einzelne Punkt im Diagramm stellt die Abtragstiefe für 500 Überfahrten mit einer Zustellung des Fokus dar. Dabei wurde nach jeweils 100 Überfahrten um 100 μm zugestellt. Mit einer Zustellung des Fokus ist es also möglich, mittels konstanter Abtragsraten, definierte Abtragstiefen zu erreichen.



In Abb. 24 sind REM-Aufnahmen der beschriebenen abgetragenen Oberflächen zusehen. Die quadratischen Testflächen haben eine Kantenlänge von 1 mm. Mit steigender Anzahl an Überfahrten bzw. zunehmender Tiefe entstehen größer werdende Strukturen, die bei 400 und 500 Überfahrten die gesamte Oberfläche bedecken. Die Strukturen mit ovaler Grundfläche erheben sich aus der Abtragsoberfläche. Das letzte Bild zeigt die Beschaffenheit der entstandenen Oberfläche bei zugestelltem Fokus und entspricht in etwa der Beschaffenheit der Oberfläche bei 100 Überfahrten. Dabei ist die Ripplestruktur (Vgl. Abb. 17) noch deutlich zusehen, obwohl eine Art Anfangsstadium von Mikrostrukturen zu erkennen ist. Das Testfeld mit 5x100 Überfahrten zeigt einen Rauigkeitskennwert R_a von 1,2 μm und kann somit als glatt bezeichnet werden. Die Testfelder 400 und 500 Überfahrten weisen R_a -Werte von ca. 25 μm auf.

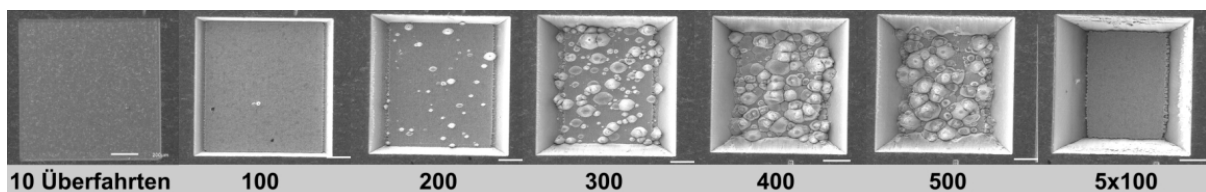


Abb. 24: REM-Aufnahmen der Testfelder zur Untersuchung des Einflusses der Defokussierung während der Bearbeitung (Feldgröße 1x1 mm)

Die praktische Anwendung der gewonnenen Erkenntnisse erfolgte bei der Strukturierung einer Stufenpyramide in Edelstahl (Abb. 25). Im linken Bild der Abb. 25 ist eine Draufsicht der gesamten Stufenpyramide zu sehen. In mittleren Bild ist eine REM-Aufnahme der ersten drei Stufen der linken oberen Ecke zusehen. Rechts ist das Profil mit den eingetragenen Stufenhöhen dargestellt.

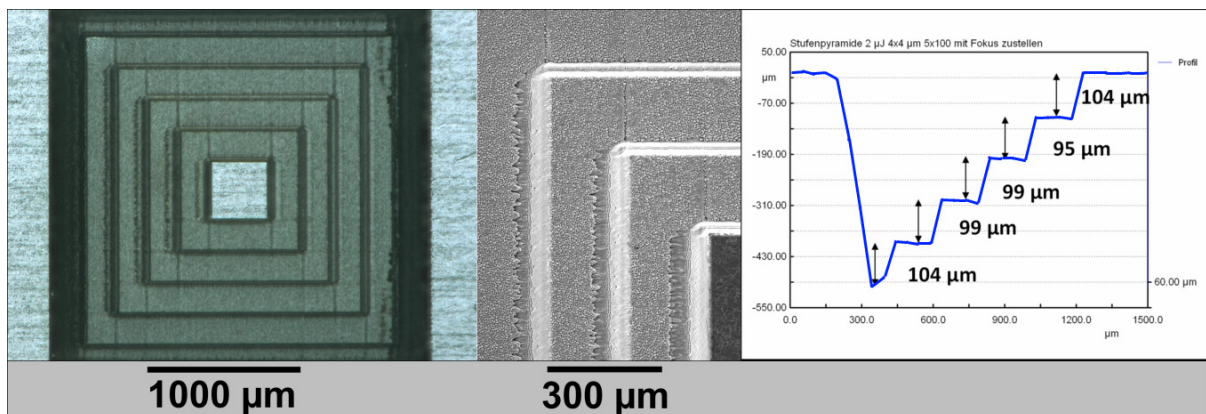


Abb. 25: Stufenpyramide in Edelstahl, links: Draufsicht aufgenommen mit einem Mikroskop, Mitte: REM-Aufnahme der linken oberen Ecke mit den ersten drei Stufen, rechts: Profil gemessen mit dem konfokalen Sensor

Wie der Abb. 25 entnommen werden kann, ist die Oberflächenbeschaffenheit der einzelnen Stufen gleich. Aus dem Profil ist ersichtlich, dass die Stufen mit einer Höhe von $100 \pm 5 \mu\text{m}$ den gewünschten Wert gut erreichen.

Bei den Versuchen zum Abtragen in die Tiefe entstanden Unregelmäßigkeiten an Rändern der Struktur. In der Draufsicht zeigen die Übergänge zwischen einer Wand und der Oberfläche des Abtrags für vertikale Kanten deutliche breite Gräben. An horizontalen Kanten sind nur sehr schmale Gräben vorhanden. Mit zunehmender Anzahl an Überfahrten werden die Gräben tiefer und breiter. Hinzu kommt, dass an vertikalen Kanten ein Wandwinkel von 67° und an horizontalen Kanten ein Wandwinkel von 78° gemessen wurde. Vertikale Wände sind also schräger als horizontale. Ursache für die Ausbildung der Gräben ist die lineare Polarisation der Laserstrahlung. An horizontal verlaufenden Kanten liegt die Polarisationsrichtung senkrecht zur Wand. An vertikalen Kanten parallel zur Wand. Daraus resultiert ein unterschiedlicher Reflexionsgrad bzw. Absorptionsgrad für vertikale und horizontale Kanten und es kommt zu den beschriebenen Unregelmäßigkeiten im Wandbereich.

4.3 Vergleich der Effizienz der verwendeten Lasersysteme

Im Folgenden wird die Effizienz des Abtragens untersucht und zum Vergleich mit den erzielten Ergebnissen am Nanosekundenlaser gegenübergestellt. Als Effizienz wird dabei das abgetragene Volumen im Verhältnis zur eingesetzten Energie betrachtet.

Zunächst soll mit einer einfachen Rechnung überschlagen werden, wieviel Material theoretisch verdampft werden könnte. Ausgehend von dem Sachverhalt

$$E = \rho \cdot V \cdot (q_s + q_v) \quad \text{Gl. 13}$$

lässt sich die notwendige Energie E berechnen, um ein Volumen V eines Materials mit der Dichte ρ , der spezifischen Schmelzwärme q_s und der spezifischen Verdampfungswärme q_v zu schmelzen bzw. zu verdampfen. Weiterhin wird davon ausgegangen, dass das Material von Zimmertemperatur (20°C) auf die Schmelz- bzw. Verdampfungstemperatur aufgewärmt wird. Die für das Erwärmen nötige Energie berechnet sich nach

$$E = c_s \cdot \rho \cdot V \cdot (T_v - T_0) \quad \text{Gl. 14}$$

Dabei steht c_s für die spezifische Wärmekapazität, T_v für die Verdampfungstemperatur und T_0 für die Ausgangstemperatur. Die Energien für die Erwärmung und die Phasenübergänge müssen addiert werden. Durch umstellen nach V und einsetzen der Energie eines Laserpulses Q_p ist es so möglich das Volumen abzuschätzen, das mit einem Puls entsprechender Energie verdampft werden kann:

$$V = \frac{Q_p}{\rho \cdot (q_s + q_v + c_s \cdot (T_v - T_0))} \quad \text{Gl. 15}$$

Für die Werte $Q_p=1$ J, $\rho=7,96$ g/cm³, $q_s=0,3$ kJ/g, $q_v=6,5$ kJ/g, $c_s=0,47$ kJ/kg*K [15], $T_v=3000$ °C und $T_0=20$ °C könnte mit einer Energie von 1 J ein Volumen von $1,53 \cdot 10^{-5}$ cm³ verdampft werden. Bei einer Umsetzung von 100 % der Pulsenergie ergibt sich so die theoretisch maximale Effizienz von $15,3 \cdot 10^6$ µm³/J. In den folgenden Diagrammen sind die ermittelten Abtragsvolumen pro Puls bezogen auf die Energie dargestellt. Abb. 26 zeigt die Ergebnisse der Versuche mit fs-Laserstrahlung und Abb. 27 die Ergebnisse für ns-Laserstrahlung.

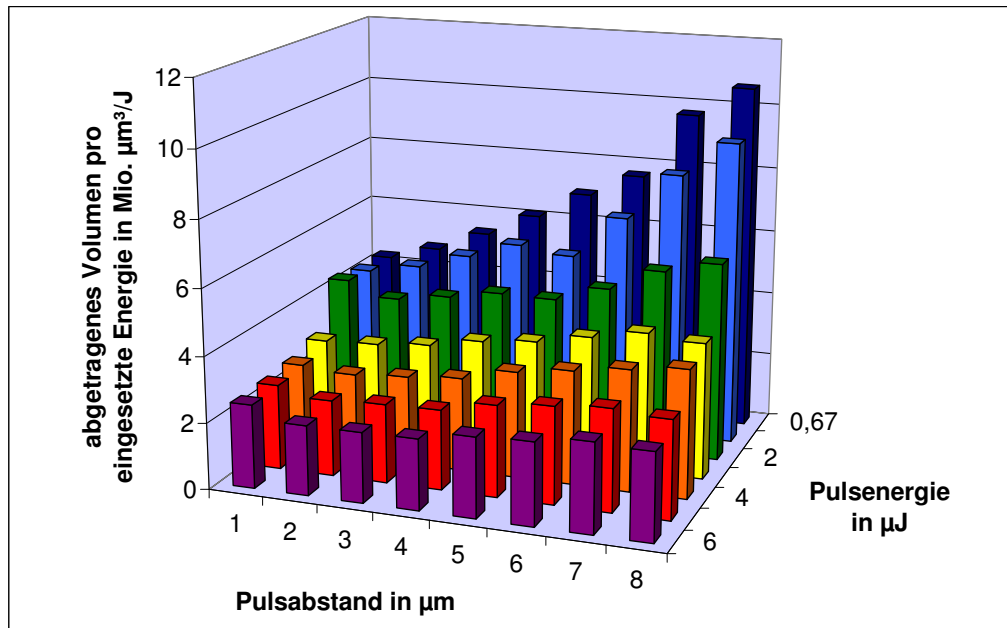


Abb. 26: abgetragenes Volumen bezogen auf die eingesetzte Energie für die mit dem Femtosekundensystem erzeugten Testfelder. Pulswiederholrfrequenz: 502 kHz mit symmetrischer Pulsverteilung

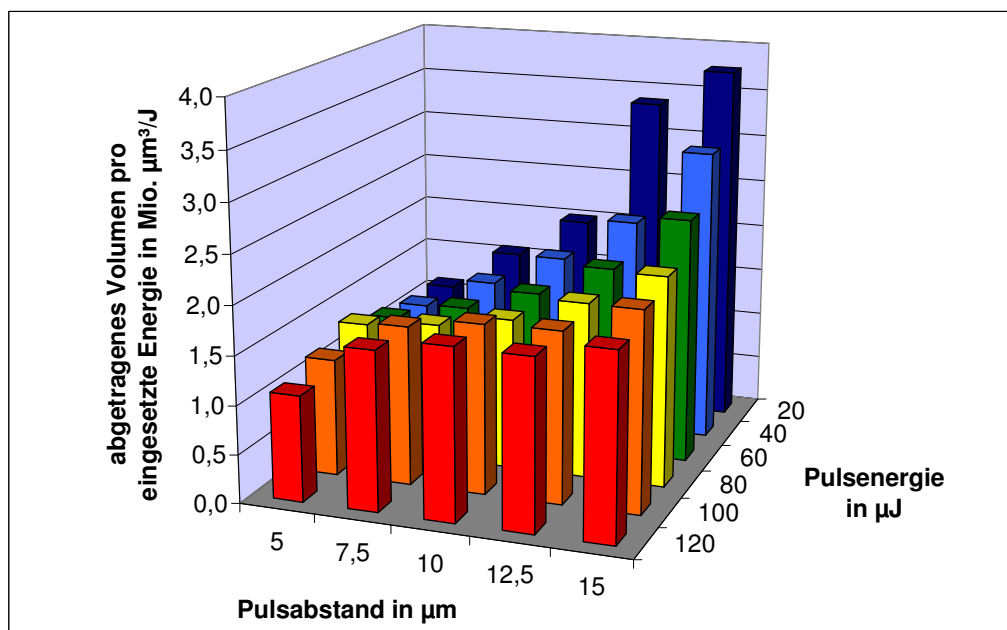


Abb. 27: abgetragenes Volumen bezogen auf die eingesetzte Energie für die mit dem Nanosekundensystem erzeugten Testfelder. Pulswiederholrfrequenz: 25 kHz mit symmetrischer Pulsverteilung

Beide Diagramme zeigen geringe Werte bei geringen Pulsabständen und hohen Pulsenergien. Das Maximum liegt jeweils bei dem größten Pulsabstand und der geringsten Pulsenergie. Der Vergleich mit dem theoretischen Maximalwert zeigt für das Femtosekundensystem mit Werten zwischen $2,1 \cdot 10^6 \mu\text{m}^3/\text{J}$ und $10,6 \cdot 10^6 \mu\text{m}^3/\text{J}$ entsprechend 14 % bis 69 % Umsetzung der Pulsenergie. Für das Nanosekundensystem ergeben sich Werte zwischen $1,1 \cdot 10^6 \mu\text{m}^3/\text{J}$ und

$3,8 \cdot 10^6 \mu\text{m}^3/\text{J}$ und damit eine Umsetzung von 7 % bis 25 %. Dabei muss beachtet werden, dass der Absorptionsgrad von Stahl bei der verwendeten Wellenlänge ca. 35 % beträgt, dass das ablatierte Material einen Teil der eingebrachten Energie mit wegträgt und bei ns-Laserpulsen Wärmeleitung ins Material stattfindet. Die hohen Werte beim fs-Regime lassen sich wie unter 4.2.3 mit anderen Absorptionsbedingungen an der Oberfläche erklären. Auch beim ns-Regime ist die höchste Umsetzung der Pulsenergie für die Testfelder mit den geringsten Abtragstiefen erzielt worden, jedoch erreichen die Werte nicht die des fs-Regimes. Das liegt an der längeren Wechselwirkungszeit zwischen Laserpuls und Materie. Die längere Wechselwirkung führt dazu, dass mehr Energie in Form von Wärme aus dem getroffenen Volumen abfließt und während des Pulses eine Wechselwirkung mit ablatiertem Material bzw. Plasma stattfindet.

4.4 Validierung der Sensoren

4.4.1 Messbarkeit verschiedener Materialien

Bevor die Sensoren zur Vermessung von lasererzeugten Strukturen eingesetzt wurden, galt es erst einmal zu prüfen welche Materialien sich vermessen lassen. Für beide Sensoren muss die zu vermessende Materialoberfläche genügend Messstrahlung reflektieren, damit ein auswertbares Signal entsteht. Das Reflexionsvermögen eines Materials hängt dabei von dessen Reflexionsgrad ab. Dieser ist u. a. abhängig von der eingestrahnten Wellenlänge, der Oberflächenbeschaffenheit und dem Material. Der Triangulationssensor LK-G32 verwendet eine Messwellenlänge von 650 nm. Der konfokale Sensor CF4 benutzt eine Messwellenlänge von 780 nm. Die Sensoren liegen damit im roten Bereich der sichtbaren Strahlung bzw. im nahen Infraroten. Als Testmaterialien dienten verschiedene im Labor befindliche Gegenstände: gewalztes Edelstahlblech, Objektträger aus Fensterglas, Aluminiumoxidkeramik, polykristallines Silizium und einkristallines Silizium mit Oxidschicht.

Für den konfokalen Sensor gilt, dass ein Objekt messbar ist, solange der gemessene Reflexionswert über 10 % liegt. In Tabelle 3 sind die Reflexionswerte für die verschiedenen Materialien an unterschiedlichen Positionen des Messbereichs zusammengestellt. Unten bedeutet, dass der Sensor nah am Messobjekt positioniert war bzw. dass ein Abstandswert von +500 μm angezeigt wurde, was der Messbereichsgrenze entspricht.

Tabelle 3: Angezeigte Reflexionswerte des CF4 für verschiedene Materialien

Angezeigter Reflexionswert in %			
Material	Lage im Messbereich		
	unten	Mittig	oben
Edelstahl	67	68	68
Aluminiumoxidkeramik	47	46	48
Glas	58	56	55
polykr. Silizium	52	49	62
einkr. Silizium besch.	71	71	72

Aus Tabelle 3 wird deutlich, dass alle Materialien einen ausreichend großen Reflexionswert liefern und damit eine Vermessung mit dem CF4 möglich ist.

Zu dem gläsernen Objektträger muss bemerkt werden, dass beim Durchfahren des Messbereichs Unregelmäßigkeiten in Form von plötzlichen Sprüngen des angezeigten Abstands auftraten. Nähert sich der Sensor der Probe, so springt der Wert für den Abstand von +180 μm auf -250 μm . Beim weiteren Annähern ändert sich der Wert bis auf -150 μm und springt ab dort auf +80 μm . Wird der Messbereich in die andere Richtung durchgefahen zeigt sich das gleiche Verhalten. Der Grund dafür sind wahrscheinlich Störungen durch den Reflex an der unteren Grenzfläche. Eine Vermessung transparenter Materialien ist also nicht möglich.

Der Triangulationssensor wertet je nach Messmethode entweder diffus oder gerichtet reflektierte Strahlung aus. Eine Anzeige für die Signalstärke des Messsignals ist nicht vorhanden. Wie in 3.2.4 beschrieben ist der Sensor jedoch in der Lage, die Laserleistung, die Laseremissionszeit und eine elektronische Verstärkung des Messsignals abhängig vom Messobjekt zu regeln. Eine Messung sollte im Rahmen der dadurch erzielten Dynamik für unterschiedlichste Oberflächenbeschaffenheiten und Materialien möglich sein. Für alle untersuchten Materialien ließen sich Messwerte aufnehmen. Für die Vermessung von spiegelnden Oberflächen, wie die des oxidbeschichteten Siliziums, ist der Sensor für Spiegelreflexion einzurichten. Die Notwendigkeit ergibt sich daraus, dass die diffus reflektierte Strahlung nicht ausreicht, um ein auswertbares Messsignal zu erhalten.

4.4.2 Rauigkeitsmessung mit dem CF4

Die Messungen der Rauigkeit wurden mit dem konfokalen System durchgeführt. Gründe dafür waren zum einen die hohe laterale Auflösung des Sensors infolge des geringen Messfleckdurchmessers, sowie die mitgelieferte Software, die eine Auswertung von Profilen hinsichtlich der Rauigkeit ermöglichte.

Da derzeit keine gültige Norm zur optischen Vermessung von Rauigkeiten vorliegt, wurden die Profile in Anlehnung an die Normen zur Rauigkeitsmessung mit Tastschnittverfahren [12, 13, 14] aufgenommen und ausgewertet. Zu beachten ist, dass die von der Norm vorgegebene Messstrecke aufgrund der geringen Abmessungen der Strukturen in der Mikroabreibung in der Regel nicht eingehalten werden konnte. Der Vorteil der optischen Messung besteht zum einen in der Möglichkeit des Vermessens kleiner Strukturen, in die eine mechanisch abtastende Nadel aufgrund ihrer Abmessungen nicht eindringen kann. Zum anderen sind optische Verfahren schneller als mechanische Verfahren. Beide Verfahren stoßen bei der Vermessung von steilen Kanten an ihre Grenzen. Optische Systeme stoßen aufgrund der geringen Reflexion bei hohen Wandwinkeln an ihre Grenzen. Mechanische Systeme versagen bei Messwertsprüngen, welche mit der Geometrie der Messspitze nicht eindeutig abtastbar sind. Ein Vergleich zwischen den beiden Systemen ist aufgrund der unterschiedlichen Messprinzipien schwierig und ist nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Bevor die Vermessung der Testfelder durchgeführt werden konnte, musste zunächst der Einfluss des Messpunktabstands auf das Ergebnis untersucht werden. Dazu wurden für Messpunktabstände von 1 μm , 5 μm , 10 μm und 20 μm der arithmetische Mittelwert der Profilordinaten R_a und die größte Höhe des Profils R_z an verschiedenen Materialien gemessen. Als R_z wird die Summe aus der Höhe der größten Profilspitze und der Tiefe des größten Profiltals einer Einzelmessstrecke verstanden. Durchgeführt wurde die Testreihe an laserstrukturiertem Glas, unbearbeiteter Aluminiumoxidkeramik und gewalztem Edelstahl. Abb. 28 zeigt die ermittelte Abhängigkeit der Werte vom verwendeten Messpunktabstand. Während sich der Wert R_a kaum ändert, ist für R_z ein deutlicher Abfall bei größerem Messraster zu erkennen.

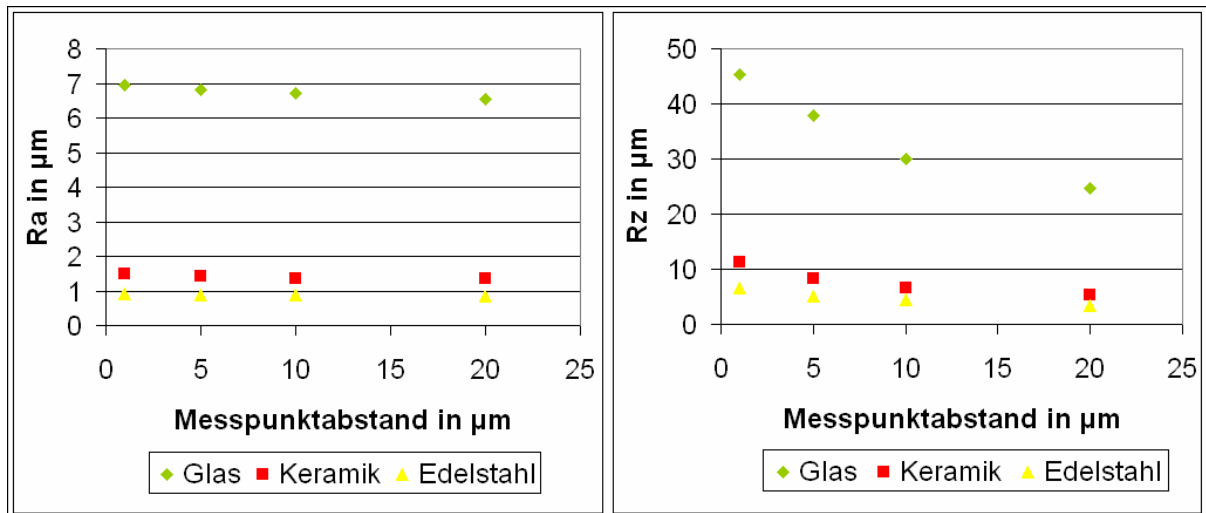
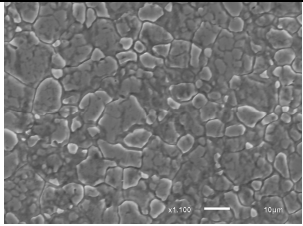
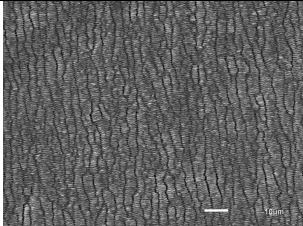
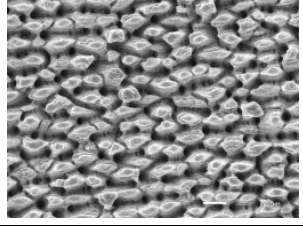
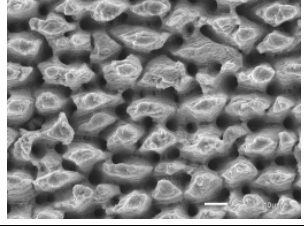


Abb. 28: Abhängigkeit der Rauigkeitskennwerte R_a und R_z vom Messpunktabstand

Der mit steigendem Messpunktabstand abnehmende R_z -Wert kommt dadurch zustande, da bei nur wenigen Messpunkten die Wahrscheinlichkeit sinkt, Extremwerte des Profiles abzutasten. Für die Vermessung der in Edelstahl erzeugten Testfelder wurde ein Messpunktabstand von 5 µm gewählt, da so ein guter Kompromiss aus Messzeit und Messauflösung gegeben war.

Zur Validierung der mit dem optischen Sensor bestimmten Messdaten wurden ausgewählte Testfelder auch mechanisch hinsichtlich der Rauigkeit vermessen. Die mechanische Messung erfolgte mit einem taktilen Messgerät. Die Messspitze hatte 2 µm Spitzenradius und 60° Öffnungswinkel. Für den Vergleich kamen die Testfelder in Edelstahl mit einem Pulsabstand von 2 µm bei 502 kHz Pulswiederholrate in Betracht, da sie den Bereich von der Ripplestruktur bis zur ausgeprägten Mikrostruktur abdecken. Hinzu kommen die Werte für die unbearbeitete, gewalzte Edelstahloberfläche. Für den Vergleich wird der arithmetische Mittenrauwert R_a herangezogen. Die Werte sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4: Vergleich des Rauigkeitskennwertes R_a zwischen taktiler und konfokaler Messung

Ra in μm	Dektak	CF4	REM- Aufnahme
unbearbeitet	0,1	0,7	
2x2 μm 1 μJ	0,2	0,5	
2x2 μm 3 μJ	1,6	2,5	
2x2 μm 6 μJ	2,3	5,7	

Der Tabelle 4 kann entnommen werden, dass die mechanisch ermittelten Werte deutlich unter den optisch ermittelten Werten liegen. Die größte Abweichung zeigt die unbearbeitete Oberfläche. Für die bearbeiteten Flächen nehmen die optisch ermittelten Werte ungefähr das Doppelte der mechanisch ermittelten Werte an. Das könnte daran liegen, dass die Tastspitze bei den entstandenen Mikrostrukturen aufgrund ihrer Geometrie zwischen den konischen Erhebungen stecken bleibt und nicht mehr auf den Grund des Bereichs zwischen den Strukturen gelangt. Bei den Oberflächen ohne Mikrostrukturen wäre es möglich, dass die Spitze des taktilen Gerätes schmale Vertiefungen (Ripplestruktur) nicht mehr messen kann, während der konfokale Sensor noch Informationen über die Oberfläche gewinnt. Es könnte aber auch sein, dass der Sensor an seine laterale Auflösungsgrenze stößt und deshalb falsche Werte liefert. Das sollte aber zu einem geringeren R_a -Wert gegenüber dem taktilen Gerät führen. Genauere Aussagen zu der Abweichung der beiden Systeme würden Messungen an Rauigkeitsnormalen liefern.

4.4.3 Vermessung von lasererzeugten Strukturen

Vermessung von Gräben

In diesem Abschnitt soll die Eignung der beiden vorgestellten Sensoren zur Vermessung von lasererzeugten Strukturen untersucht werden. Dazu wurde mit dem beschriebenen Femtosekundenlasersystem eine Grabenstruktur in Edelstahl erzeugt. Die Gräben haben eine Breite zwischen 25 μm und 100 μm . Die Bearbeitungsparameter waren: 2 μJ Pulsenergie, 1005 kHz Pulswiederholrate, 3 μm Pulsabstand und 5 μm Linienabstand. Die Abstufung der Sollgrabenbreiten beträgt 5 μm bis zu einer Breite von 50 μm . Alle breiteren Gräben sind in 10 μm Schritten abgestuft. Die Gräben wurden so angeordnet, dass zwischen ihnen ein ebenso breiter Steg stehen blieb. Der schmalste Graben ist durch mehrfaches abfahren einer einzelnen Linie strukturiert worden, die breiteren Gräben durch das nebeneinander legen mehrerer Linien. Die Bearbeitungsrichtung lag senkrecht zur Polarisationsrichtung des Strahls um die unter 4.2.4 beschriebenen Effekte im Wandbereich zu minimieren und einen möglichst großen Wandwinkel zu erhalten. Durch die Anwendung von 20, 40, 60, 80 und 100 Überfahrten entstanden unterschiedliche Tiefen.

Die Vermessung der Grabenstrukturen umfasste jeweils mehrere Profile in der Mitte der Gräben. Um eine ausreichende Messauflösung für die schmalen Gräben zu gewährleisten wurde ein Messpunktabstand von 1 μm gewählt. Als Referenz zu den Ergebnissen der Sensoren diente die Vermessung der Gräben anhand eines Querschliffes. Dazu wurden die Gräben in der Mitte getrennt und der angefertigte Schliff mit einem Digitalmikroskop vermessen. Zum Vergleich wurden die Grabentiefe, die Grabenbreite bei halber Grabentiefe und die Stegbreite zwischen den Gräben bei halber Tiefe ausgewertet.

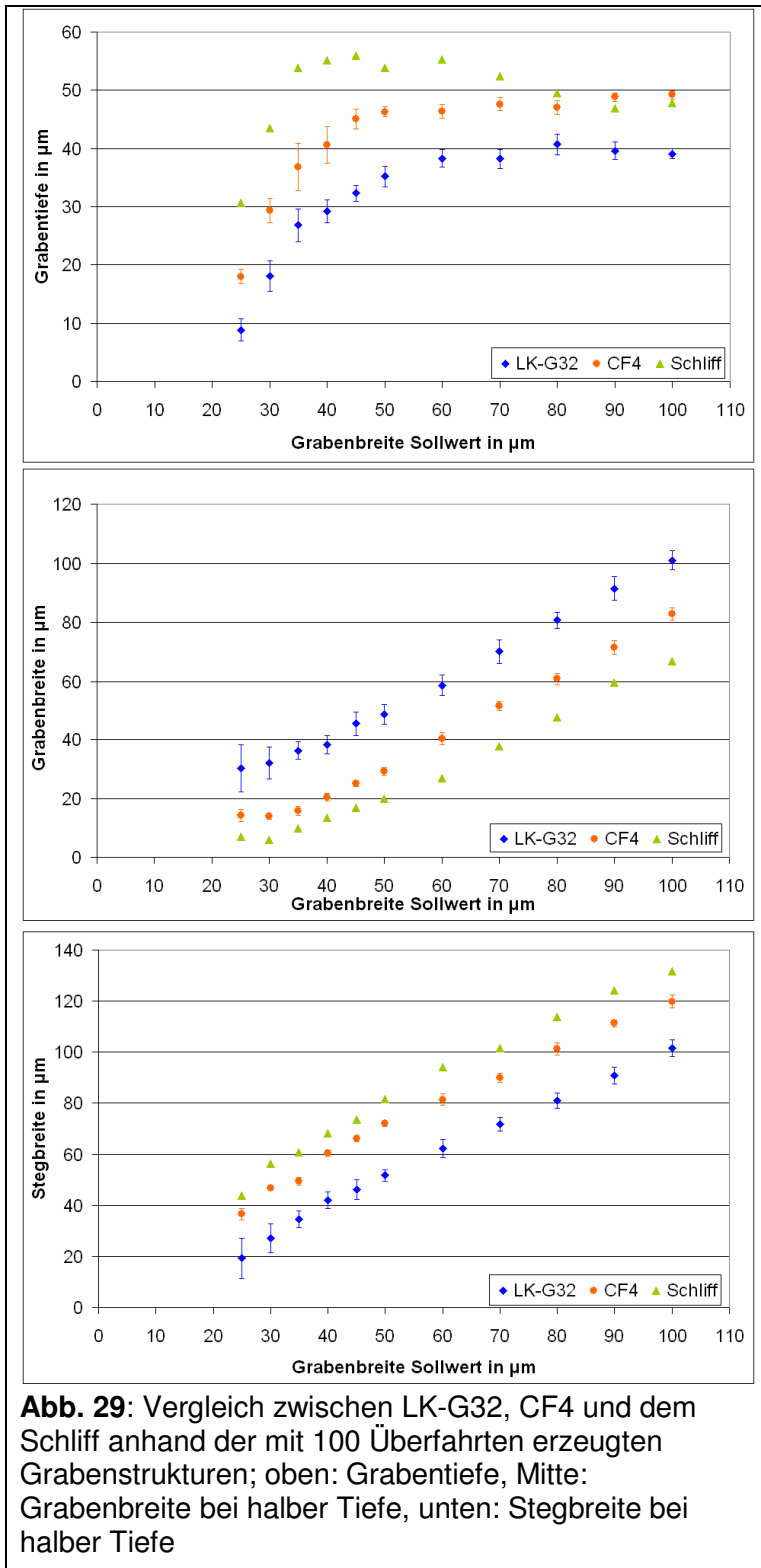


Abb. 29 zeigt die entsprechenden Werte im Vergleich für alle mit 100 Überfahrten erzeugten Testgräben. Die angetragenen Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der Messungen. Der Anstieg der Grabentiefe mit zunehmender Grabenbreite bis 60 μm ist dadurch zu erklären, dass bei einem Linienabstand von 5 μm ein beträchtlicher Überlapp zwischen benachbarten Linien gegeben ist. Wie bereits beschrieben, hat der mit einer einzelnen Linie erzeugte Graben eine Breite von 25 μm . Das entspricht dann einem Überlappungsgrad von 80%. Demzufolge zeigt bei einer Aneinanderreihung erst die sechste Linie keine Überlappung mehr mit der ersten. Ab einer Grabenbreite von 50 μm , sollte sich in der Grabenmitte ein Bereich einstellen, der von den Randeffekten unbeeinflusst ist.

Bis zu einer Breite von 50 μm müssten also folgerichtig Gräben mit v-förmigem Boden entstehen.

Um eine anschaulichere Darstellung der Ergebnisse zu erhalten, ist ein direkter Vergleich der Profile mit dem Schlift sehr hilfreich. In Abb. 30 sind die gemessenen Profile, eine Aufnahme des Schliftbildes und die Überlagerung der einzelnen

Abbildungen für einen 100 μm breiten, mit 100 Überfahrten erzeugten Graben dargestellt. Beachtet werden muss in Abb. 30, dass nicht exakt die gleichen Stellen des Grabens miteinander verglichen werden, da das aufgrund der Präparation nicht möglich war. Die unterschiedlichen Messergebnisse lassen sich aber dennoch gut nachvollziehen.

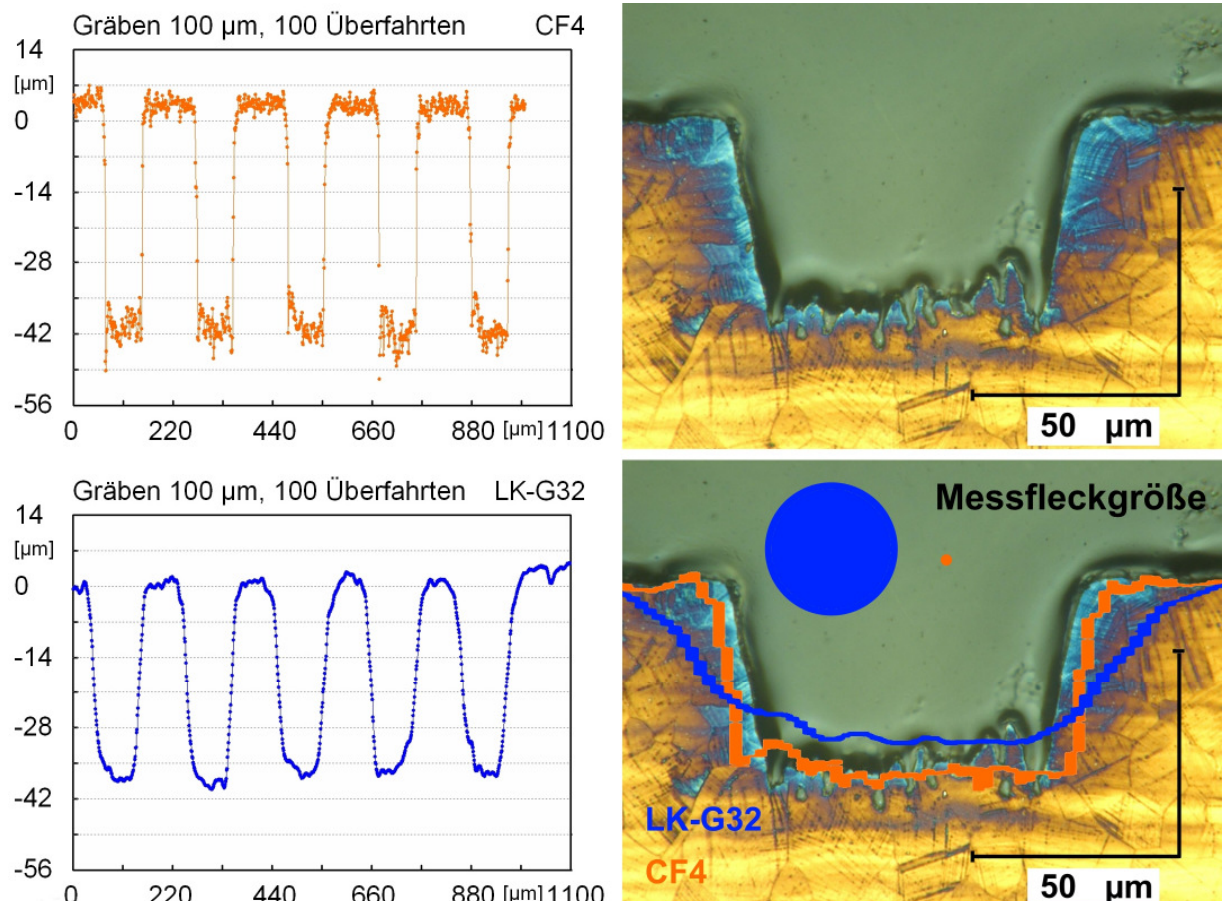


Abb. 30: Vergleich der gemessenen Profile mit dem Schlibbild. Dargestellt sind die Gräben mit 100 μm Breite für 100 Überfahrten. Oben links: Profil gemessen mit CF4. Unten links: Profil gemessen mit LK-G32. Oben rechts: angeätzter Schlib von drei Gräben. Unten rechts: über das Schlibbild gelegte Profile, zusätzlich ist der Messfleck der Sensoren dargestellt (blauer Punkt für den LK-G32 mit orangenem Punkt für den CF4 in der Mitte)

Beim Vergleich der beiden Profile zeigt sich der Einfluss der unterschiedlich großen Messfleckdurchmesser. Aufgrund des größeren Verhältnisses zwischen Messfleckdurchmesser und Messpunkt Abstand zeigt der Triangulationssensor auf der Oberfläche der Stege und am Boden der Gräben kleinere Messwertschwankungen. Das ist darauf zurückzuführen, dass mit 30 μm Fleckdurchmesser und einer Messauflösung von 1 μm jeder Messwert ein aus 30 Messpunkten gemittelter Wert ist. Das ist auch der Grund dafür, dass die Kanten verrundet werden. Bei einem größeren Messpunkt Abstand sollte der Effekt der Mittelung nachlassen. Gleichzeitig sinkt aber auch die Auflösung, was bei den

schmalen Strukturen einen Anstieg des Messfehlers nach sich zieht. Wie sich in der Abbildung des Schliffbildes zeigt, ist der Grabenboden nicht eben. Es zeigen sich ähnliche Mikrostrukturen wie unter 4.2.2 beschrieben. Diese könnten der Grund für die Abweichung der gemessenen Grabentiefen zwischen den Sensoren und dem Schliff sein. Bei schmalen Gräben sind die Strukturen im Vergleich zur Grabenbreite relativ groß und bewirken möglicherweise unerwünschte Reflexionen die den Messwert beeinflussen. Für breitere Gräben verringert sich der Einfluss und es kann zumindest für das konfokale System eine Übereinstimmung mit dem Schliff erreicht werden. Der Unterschied in der gemessenen Grabentiefe zwischen Schliff und Triangulationssensor auch bei großen Grabenbreiten könnte daran liegen, dass das Verhältnis zwischen Messfleck und Grabenbreite relativ groß ist. Das führt dazu, dass die Wandbereiche viele Messwerte beeinflussen und nur wenige Messpunkte in der Grabenmitte unbeeinflusst bleiben. Belegt werden könnte diese These, durch das Vermessen eines breiteren Grabens von z.B. 300 μm Breite, was aber nicht durchgeführt wurde. Die Mikrostrukturen sollten dabei eine geringere Rolle spielen, da diese von den Abmessungen her unterhalb der lateralen Auflösung des Sensors liegen. Eine negative Auswirkung auf das Messergebnis kann sehr wahrscheinlich auch dem über den Messbereich nicht konstanten Messfleckdurchmesser beim LK-G32 zugeschrieben werden. Die Messungen wurden so durchgeführt, dass die Messbereichsmittle mit der unbearbeiteten Materialoberfläche zusammen fiel. Damit vergrößert sich der Fleckdurchmesser im Graben entsprechend.

Vermessung eines 3d-Körpers

Bei der Vermessung einer ähnlichen Stufenpyramide wie in Abb. 25 zeigte sich der Nachteil des Triangulationssystems im Vergleich zum konfokalen System. Eine Hälfte der Stufenpyramide wurde mit einem Messraster von 5 μm mit beiden Sensoren vermessen. Während der CF4 100% gültige Werte liefert, kommt es beim LK-G32 zu fehlerhaften Messwerten. Die Messung liefert nur 89,4% gültige Werte. Abb. 31 zeigt die entsprechenden Messungen für die Sensoren. Wie gut zu sehen ist, gibt es im Bereich der umgebenden Wand Probleme bei der Messung mit dem Triangulationssystem. Während die vertikalen Kanten nur wenige ungültige Messwerte (schwarz) beim Übergang von der unbearbeiteten Oberfläche zur abfallenden Wand aufweisen, ist die horizontale Kante durch einen größeren Bereich ungültiger Werte nicht mehr darzustellen.

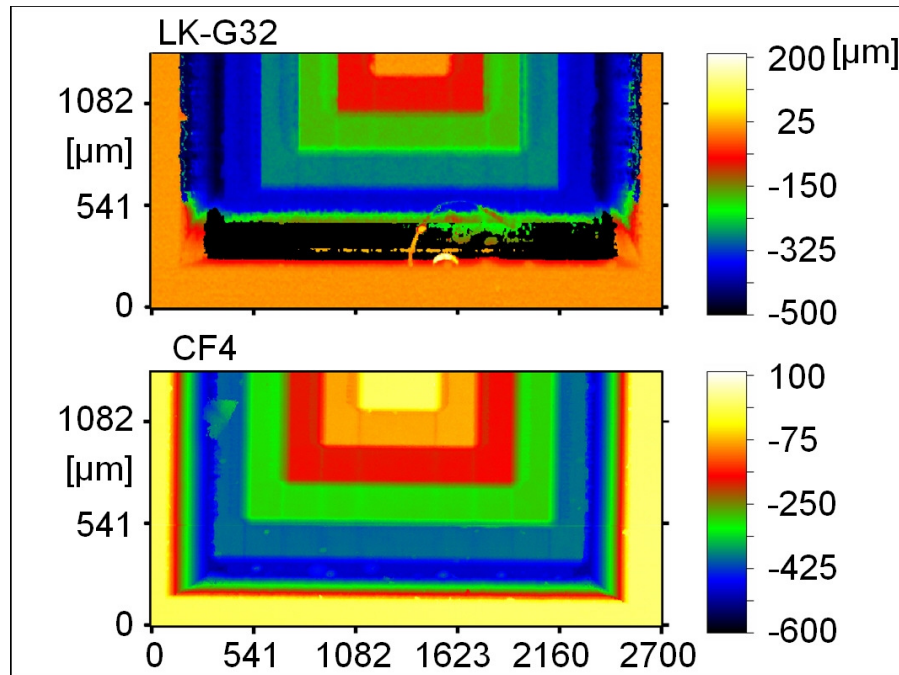


Abb. 31: Vermessung einer Stufenpyramide; oben: Triangulationsensor LK-G32; unten: konfokaler Sensor CF4

Die ungültigen Messwerte an den vertikalen Kanten kommen aufgrund der Wandwinkel zustande, die ab einer bestimmten Größe zu Problemen führen, da die Messstrahlung nicht mehr in Richtung Detektor reflektiert wird. Bei dieser Struktur liegen die Wandwinkel in den entsprechenden Bereichen bei über 70° . Bei der horizontalen Kante kommt zusätzlich der Nachteil des Triangulationsprinzips zum tragen. Der von der bearbeiteten Oberfläche reflektierte Strahl wird an der Wand nochmals reflektiert und erreicht den Detektor nicht. Für eine flächige Vermessung von Strukturen ergibt sich daraus ein großer Nachteil für das Triangulationssystem gegenüber dem richtungsunabhängigen konfokalen System. Wie die Abb. 31 zeigt liefert der CF4 sowohl für die vertikalen Kanten als auch für die horizontale Kante ein realistisches Ergebnis.

Laterale Auflösungsgrenze anhand von Mikrostrukturen

Anhand der entstandenen konischen Mikrostrukturen lassen sich Aussagen zur lateralen Auflösung des konfokalen Sensors machen. Dazu werden die mit dem CF4 durchgeführten Vermessungen der Oberfläche mit REM-Aufnahmen verglichen. In Abb. 32 sind die Vergleiche für zwei verschiedene Mikrostrukturen dargestellt. Eine Mikrostruktur besteht aus Elementen, die laterale Abmessungen im Bereich zwischen $5\ \mu\text{m}$ und $10\ \mu\text{m}$ aufweisen. Die andere Struktur besteht aus Elementen mit lateralen Abmessungen zwischen $20\ \mu\text{m}$ und $25\ \mu\text{m}$.

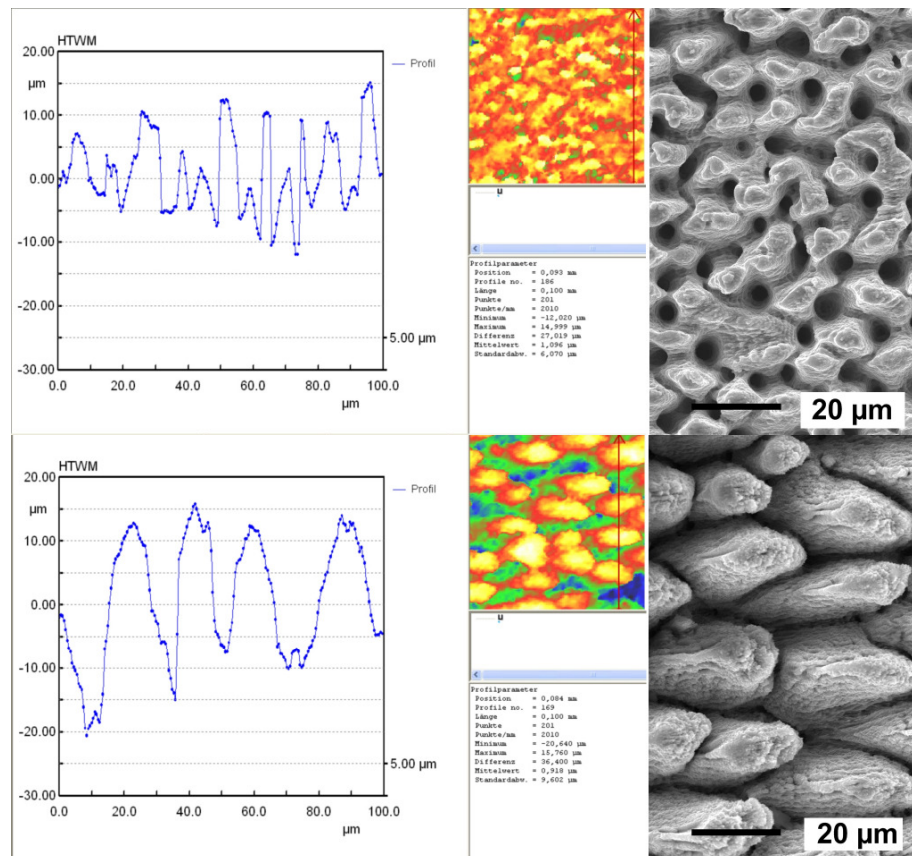


Abb. 32: Vergleich zwischen konfokal vermessenen Oberflächen und den entsprechenden REM-Aufnahmen

Wie Abb. 32 zeigt, kann die im oberen Teil der Abbildung dargestellte Mikrostruktur nicht aufgelöst werden. Die in der REM-Aufnahme gut zuerkennenden runden Löcher werden vom Sensor nicht mehr erfasst. Im unteren Teil der Abb. 32 wird deutlich, dass die Strukturen mit Abmessungen von ca. 20 µm noch gut aufgelöst werden.

5 Anwendungsbeispiele

5.1 Anwendung der erzeugten Mikrostrukturen

Eine mögliche Anwendung der erzeugten Mikrostrukturen leitet sich aus der Oberflächenbeschaffenheit ab, die durch die Mikrostrukturen entsteht. Die Abmessungen der erzeugten konischen Strukturen sind mit denen vergleichbar, die aus der Natur von der Lotos-Pflanze bekannt sind. In der Botanik werden die Erhebungen Papillen genannt und besitzen eine Größe von 10-20 μm und einen Abstand von 10-15 μm . Eine Messung des Benetzungswinkels für Wasser an den erzeugten Mikrostrukturen brachte das in Abb. 33 zu sehende Ergebnis. Dargestellt ist ein Wassertropfen auf der unbearbeiteten Oberfläche und ein Tropfen auf einer von ausgeprägten Mikrostrukturen überzogenen Testfläche.

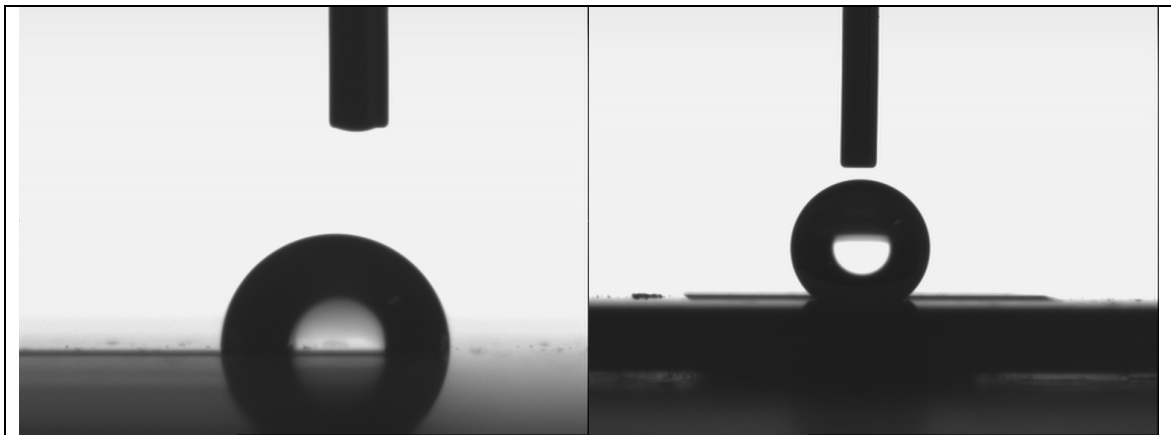


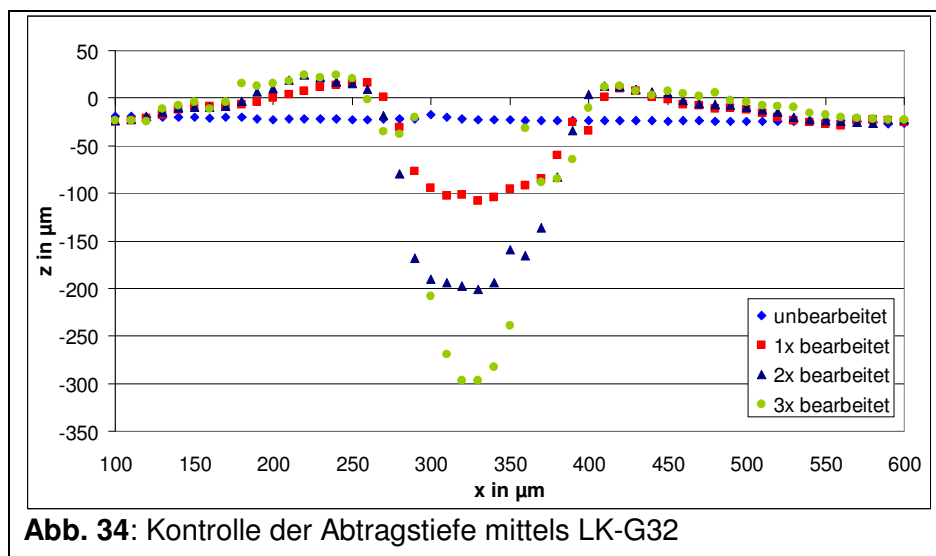
Abb. 33: Messung der Benetzungswinkel an einer unbearbeiteten Oberfläche mit 85° (links) und einer Oberfläche mit ausgeprägten Mikrostrukturen mit 147° (rechts)

Der Benetzungswinkel gibt an, wie gut eine Oberfläche benetzt werden kann. Bei einem Benetzungswinkel von 0° liegt vollständige Benetzung vor und bei 180° vollständige Nichtbenetzung. Wie die Abb. 33 zeigt, weist die unbearbeitete Oberfläche einen Benetzungswinkel von 85° auf und die Oberfläche mit den Mikrostrukturen einen Benetzungswinkel von 147° . Der in der Natur bei der Lotus-Pflanze erreichte Benetzungswinkel beträgt 170° . Das bedeutet, dass nur noch 0,6% einer Tropfenoberfläche die Pflanze berühren. Die Angaben zur Lotus-Pflanze sind [16] entnommen. Die bei der Laserbearbeitung entstandenen Mikrostrukturen können zur Erzeugung hydrophober Oberflächen genutzt werden.

5.2 Anwendung der Sensoren in der Prozesskontrolle

Bei der Mikrobearbeitung ist es notwendig eine möglichst hohe Genauigkeit der erzeugten Strukturen zu gewährleisten. Wie in Abb. 25 im dargestellten Profil der Stufenpyramide zu erkennen ist, lies sich, trotz sorgfältiger Bestimmung der Bearbeitungsparameter, kein konstanter Abtrag realisieren. Der beabsichtigte Abtrag von $100\ \mu\text{m}$ pro Stufe schwankt um $\pm 5\ \mu\text{m}$. Eine Verknüpfung aus Lasermikrobearbeitung und einem entsprechendem Messsystem, das während der Bearbeitung oder nach einer festgelegten Anzahl an Bearbeitungsgängen die entstandene Struktur vermisst, kann die Bearbeitungsgenauigkeit erhöhen.

Für die Bearbeitung eines Sackloches wurde der LK-G32 zur Prozesskontrolle eingesetzt. Ziel war es, einen runden Abtrag in Silizium herzustellen. Dabei durfte eine bestimmte Tiefe nicht überschritten werden. Der Sensor wurde an der Bearbeitungsanlage installiert und so eingerichtet, dass ein Profil durch die Mitte des erzeugten Loches aufgenommen werden konnte. Vor der Bearbeitung und nach einer bestimmten Anzahl an Bearbeitungsgängen wurde jeweils ein Profil vermessen. In Abb. 34 sind die gemessenen Profile für verschiedene Bearbeitungszustände dargestellt.



Mit der beschriebenen Methode der Prozesskontrolle konnten die gewünschten Tiefen der Sacklöcher reproduzierbar erreicht werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Integration und Validierung zweier laserbasierter Wegmesssensoren anhand lasergefertigter Strukturen. Zur Erzeugung der Strukturen wurden zwei Lasersysteme genutzt. Ein Kurzpulslaser und ein Ultrakurzpulslaser. Die Untersuchungen erfolgten an Edelstahl 1.4404. Zunächst wurden geeignete Bearbeitungsparameter für die Strukturierung gesucht. Dabei zeigte sich, dass glatte Abträge mit geringeren Rauigkeiten als die unbearbeitete Materialoberfläche möglich sind. Im untersuchten Parameterfeld konnte ein Optimum aus Abtragtiefe pro Puls und entstandener Oberflächenqualität gefunden werden.

Für die Strukturierung von 3d-Körpern konnten die besten Ergebnisse mit einer Pulsenergie von $2 \mu\text{J}$ und einem Pulsabstand von $4 \mu\text{m}$ erzielt werden. Ab einer Abtragtiefe von mehr als $100 \mu\text{m}$, muss für eine gleich bleibende Oberflächenbeschaffenheit die Fokusslage während der Bearbeitung angepasst werden. Die gewonnenen Erkenntnisse konnten zur Strukturierung einer Stufenpyramide genutzt werden. Weiterhin wurde bei Pulsenergien ab $4 \mu\text{J}$ und hohem Pulsüberlapp die Ausbildung von Mikrostrukturen beobachtet. Es entstanden konische Strukturen mit einer Höhe von ca. $30 \mu\text{m}$ und einer lateralen Ausdehnung von $20\text{-}25 \mu\text{m}$. Diese beeinflussen die Oberflächenbeschaffenheit der Abtragsfläche. So können zum Beispiel die Benetzung und die Reflektivität verringert werden.

Bei der Vermessung der erzeugten Strukturen zeigte sich, dass der Triangulationssensor mit einem Messfleckdurchmesser von $30 \mu\text{m}$ für die Prozesskontrolle in der Mikromaterialbearbeitung nicht geeignet ist. Der im Vergleich zum konfokalen System wesentlich größere Messfleck verhindert eine Vermessung mit hinreichend hoher lateraler Auflösung. Hinzu kommt, dass die Geometrie des Triangulationsprinzips zu einer Richtungsabhängigkeit des Messergebnisses führt.

Der konfokale Sensor lässt sich dagegen sehr gut zur Vermessung von Mikrostrukturen einsetzen. Mit diesem System können Objekte mit einer Größe von $20 \mu\text{m}$ noch gut aufgelöst werden. Der Nachteil des Systems ist der kleine Messbereich von nur 1 mm .

Abschließend ist festzustellen, dass sich die beiden Sensoren gegenseitig ergänzen. Der konfokale Sensor CF4 zeigt Vorteile bei der Vermessung von lasererzeugten Strukturen in der Prozesskontrolle der Mikromaterialbearbeitung. Der Triangulationssensor LK-G32 hingegen eignet sich aufgrund des größeren

Messbereichs besser zur Einrichtung von Proben an der Bearbeitungsstelle.

Die Erkenntnisse dieser Arbeit bei der Bearbeitung von Edelstahl mittels ultrakurzen Laserpulsen sollten in weiteren Versuchen ausgebaut werden. Fortführende Untersuchungen zum Einfluss der Pulswiederholrate auf die Abtragsraten und die erreichbare Oberflächenbeschaffenheit könnten zu weiteren Erkenntnissen für die abtragende Bearbeitung mit hochrepetierender Ultrakurzpuls-Laserstrahlung führen. Besondere Beachtung sollte dabei den Pulswiederholraten von mehreren MHz gegeben werden. Weiterhin sind gezielte Untersuchungen zu den Formationsmechanismen der gezeigten konischen Mikrostrukturen nötig. Diese Untersuchungen könnten zeigen, ob die Abmessungen und die Anzahl der entstehenden Strukturen in größeren Bereichen über die Variation der Prozessparameter wählbar sind. Dadurch würde sich die Möglichkeit eröffnen, gezielt die Oberflächeneigenschaften eines Werkstückes an die entsprechenden Anforderungen anpassen zu können. Eine Ausweitung, der in dieser Arbeit durchgeführten Versuche hinsichtlich der Materialbearbeitung und der Prozesskontrolle auf andere Materialien sollte ebenso Bestandteil folgender Untersuchungen sein.

7 Literaturverzeichnis

- 1 Rolf E. Hummel – “Optische Eigenschaften von Metallen und Legierungen“, Springer, 1971
- 2 D. von der Linde, K. Sokolowski-Tinten – “The physical mechanisms of short-pulse laser ablation“, Applied Surface Science 154-155 (2000) 1-10
- 3 D. von der Linde, K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski – “ Laser–solid interaction in the femtosecond time regime“, Applied Surface Science 109/110 (1997) 1-10
- 4 Stefan Mauersberger, “Untersuchungen zur Bearbeitung von Gläsern mit kurzen und ultrakurzen Laserpulsen“, Mittweida, Hochschule Mittweida (FH) , Diplomarbeit, 2008
- 5 Vanja Margetić, “Femtosecond Laser Ablation“, Dortmund, Universität, Dissertation, 2002
- 6 N.N. Nedialkov, P.A. Atanasov, S.E. Imamova, A. Ruf, P. Berger, F. Dausinger – “Dynamics of the ejected material in ultra-short laser ablation of metals“, Applied Physics, A 79, 1121-1125, 2004
- 7 S. Nolte, – “Mikromaterialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen“, Hannover, Universität, Dissertation, 1999
- 8 P. Mannion, J. Magee, E. Coyne, G.M. O`Connor – “Ablation thresholds in ultrafast laser micro-machining of common metals in air“, Proceedings. of SPIE, Vol. 4876, 470-478, 2003
- 9 D. Bäuerle, “Laser Processing and Chemistry“, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 2000
- 10 J. König, S. Nolte, A. Tünnermann – “Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses“, Optics Express 10597, Vol. 13, No. 26, 2005
- 11 A. Ancona, F. Röser, K. Rademaker,.. – “High speed laser drilling of metals using a high repetition rate, high average power ultrafast fiber CPA system“, Optics Express 8958, Vol. 16, No. 12, 2008
- 12 DIN-EN-ISO-4287 – “Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren – Benennungen, Definitionen und Kenngrößen der Oberflächenbeschaffenheit“

- 13 DIN-EN-ISO-4288 – “Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren – Regeln und Verfahren für die Beurteilung der Oberflächenbeschaffenheit“
- 14 DIN-EN-ISO-11562 – “Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren – Messtechnische Eigenschaften von phasenkorrekten Filtern“
- 15 N.N. – WIAM[®]-METALLINFO, IMA GmbH Dresden
- 16 URL: <<http://de.wikipedia.org/wiki/Lotuseffekt>>, Juli 2009
- 17 J. Magee, P. Mannion, E. Coyne,.. – “Development and application of an ultrafast laser micro-machining workstation“, Proceedings. of SPIE, Vol. 4876, 553-563, 2003
- 18 Max Groenendijk, Johan Meijer – “Microstructuring using femtosecond pulsed laser ablation“, Proceedings of ICALEO 2005, Paper M408, 2005
- 19 A. Weck, T.H.R. Crawford, D.S. Wilkinson,.. – “Ripple formation during deep hole drilling in copper with ultrashort laser pulses“, Applied Physics, A 89, 1001-1003, 2007
- 20 Dr. Spitz, Christian <spitz@rz.uni-potsdam.de>: Kapitel 4: Lasertriangulation.
URL: <http://www.uni-potsdam.de/u/physik/spitz/Lehre/SS2006a/Skript_kap_4.PDF>, verfügbar am 22.05.2009
- 21 URL: <<http://download.afs.iff.uni-stuttgart.de/lehrveranstaltungen/mt1/20052006/mt1-ws20052006-v17.pdf>>, verfügbar am 24.05.2009
- 22 NanoFocus AG – “Manual_mScan-DE_2006-23-11“ (Bedienungsanleitung des konfokalen Sensors CF-4)

8 Formelverzeichnis

Formelzeichen	Einheit	Erklärung
\tilde{n}	-	komplexe Brechzahl
n	-	reelle Brechzahl
k	-	Absorptionskonstante
E	[J]	Energie
E_x	[V/m]	elektrische Feldstärke in x-Richtung
E_0	[V/m]	Amplitude der elektrischen Feldstärke
ω	[s ⁻¹]	Kreisfrequenz
c	[m/s]	Vakuumlichtgeschwindigkeit
c_s	[kJ/kg*K]	spezifische Wärmekapazität
e	-	eulersche Zahl
t	[s]	Zeit
z	[μm]	Ausbreitungsrichtung
z_R	[μm]	Rayleighlänge
I	[W/cm ²]	Intensität
I_0	[W/cm ²]	eingestrahlte Intensität
α	[m ⁻¹]	Absorptionskoeffizient
δ	[nm]	Optische Eindringtiefe
λ	[nm]	Wellenlänge
F	[J/cm ²]	Fluenz
F_{th}^{δ}	[J/cm ²]	Schwellfluenz
F_{th}^I	[J/cm ²]	Schwellfluenz
Q_p	[μJ]	Pulsenergie
w	[μm]	Strahlradius
w_0	[μm]	Strahlradius im Fokus
R_a	[μm]	arithmetischer Mittelwert der Rauheitsprofilordinaten
l	[μm]	Diffusionslänge
l_e	[mm]	Länge der Einzelmessstrecke
Z	[μm]	Höhenwert zur Ordinate
L^{δ}	[nm]	Abtrag pro Puls
L^I	[nm]	Abtrag pro Puls
P_{MAX}	[W]	Pulsspitzenleistung

τ_p	[s]	Pulsdauer
ρ	[g/cm ³]	Dichte
V	[cm ³]	Volumen
q _s	[kJ/kg]	spezifische Schmelzwärme
q _v	[kJ/kg]	spezifische Verdampfungswärme
T _v	[°C]	Verdampfungstemperatur
T ₀	[°C]	Ausgangstemperatur

9 Eigenständigkeitserklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Mittweida, 09.07.2009

Lutz Schneider

Danksagung

Besonderer Dank gilt meinen Diplombetreuern Herrn Prof. Dr.-Ing. Horst Exner und Herrn Dipl.-Ing. (FH) Jörg Schille für die Bereitstellung des Themas, ihrer Unterstützung und Betreuung bei der Anfertigung der Diplomarbeit.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Angestellten des Laserinstitut Mittelsachsen e.V. und der Hochschule Mittweida für die Anregungen und Hilfestellungen bei der Erstellung der Diplomarbeit bedanken.