



Laserinstitut
Hochschule Mittweida



**HOCHSCHULE
MITTWEIDA**
University of Applied Sciences

Wissenschaftliche Berichte | Scientific reports

12. Mittweidaer Lasertagung

Nr. 003, 2021





12. Mittweidaer Lasertagung Impressum

Herausgeber:

Hochschule Mittweida
University of Applied Sciences
Der Rektor
Prof. Dr. phil. Ludwig Hilmer
Der Prorektor Forschung
Prof. Dr.-Ing. Uwe Mahn

Redaktion dieser Ausgabe:

Hochschule Mittweida | Referat Forschung
University of Applied Sciences

Tagungsgruppenleiter

Prof. Dr. rer. nat. Richard Börner
Prof. Dr. rer. nat. habil. Alexander Horn
Prof. Dr.-Ing. Udo Löschener
Prof. Dr. rer. nat. Bernhard Steiger
Prof. Dr.-Ing. André Streek
Prof. Dr. rer. nat. Steffen Weißmantel

Kontakt:

Hochschule Mittweida
University of Applied Sciences
Referat Forschung
Postfach 1457
D-09644 Mittweida

Tel.: +49 (0) 3727 / 58-1264
Fax: +49 (0) 3727 / 58-21264
forschung@hs-mittweida.de
www.forschung.hs-mittweida.de

ISSN 1437-7624

Erscheinungsweise:

Unregelmäßig

Auflage:

Belegexemplare sowie bestellte Druckexemplare

Druck:

Hochschuldruckerei Hochschule Mittweida

Titelseite: Foto: Hochschule Mittweida –
Laserinstitut Hochschule Mittweida

Bildnachweise werden direkt am Foto bzw. im
jeweiligen Artikel aufgeführt.

Im Scientific Report gelten grammatikalisch
maskuline Personenbezeichnungen gleicher-
maßen für Personen jeglichen Geschlechts.

Die Scientific Reports/Wissenschaftliche Berichte
als Wissenschaftliche Zeitschrift der Hochschule
Mittweida - University of Applied Sciences lösen
die bisherigen Scientific Reports mit allen Volume
I-III ab und erscheinen mit Nr.1, 1998 ab
November 1998 in neuem Layout und in neuer
Zählung.

Für den Inhalt der Beiträge sind die Autoren
verantwortlich.

Im laufenden Kalenderjahr sind bereits
erschienen:

Nr. 001, 2021

Modelle und Qualifizierungskonzepte zur
ressourceneffizienten Teilefertigung - MoQuaRT
Nr. 002, 2021

Ökologische Transformation in Technik,
Wirtschaft und Gesellschaft? Tagungsband zur 26.
Interdisziplinären Wissenschaftlichen Konferenz
Mittweida

SCIENTIFIC REPORTS | WISSENSCHAFTLICHE BERICHTE

The main aspect of the Scientific Reports is to promote
the discussion of modern developments in research and
production and to stimulate the interdisciplinary
cooperation by information about conferences,
workshops, promotion of partnerships and statistical
information on annual work of the Hochschule
Mittweida (FH) University of Applied Sciences. This issue
will be published sporadically. Contributors are
requested to present results of current research,
transfer activities in the field of technology and applied
modern techniques to support the discussion among
engineers, mathematicians, experts in material science
and technology, business and economy and social work.

Die Scientific Reports der Hochschule Mittweida sind online verfügbar unter:

www.forschung.hs-mittweida.de/veroeffentlichungen/scientific-reports

Eine Veröffentlichung einzelner Beiträge erfolgt entsprechend der Open Access Strategie der Hochschule
Mittweida auf dem Hochschulschriftenserver: <https://monami.hs-mittweida.de>

INHALTSVERZEICHNIS

Session 1: Additive Fertigung

Laseradditive Fertigung mit grüner Wellenlänge001

Sabrina Vogt¹, Marco Göbel¹, Florian Hermann^{1,2}, Michael Thielmann¹

¹ TRUMPF Laser- und Systemtechnik GmbH; ² Graduate School of Excellence advanced Manufacturing Engineering, University of Stuttgart

Funktionales Laserfinishing additiv gefertigter PA12-Bauteile005

Lukas Eckhardt¹, Michel Layher¹, Andreas Hopf¹, Jens Bliedner¹, Markus May², Steven Lachmund², Benjamin Buttler³

¹ Ernst-Abbe-Hochschule Jena; ² 3Faktur GmbH; ³ GOT Gesellschaft für Oberflächentechnik mbH

Vergleichende Untersuchungen zum Laser- und Elektronenstrahlschweißen von konventionell und additiv gefertigtem AlSi10Mg009

Jan Drechsel¹, Tim Langer¹, Liu Gan¹, Udo Löschner¹, Paul Hollmann², Anja Buchwalder², Horst Biermann², Rolf Zenker³

¹ Hochschule Mittweida – Laserinstitut

² TU Bergakademie Freiberg – Institut für Werkstofftechnik

³ Zenker Consult

Herstellung hybrider Komponenten mittels Laserstrahlschweißen015

Stefan Ulrich, Mathias Rosenblatt, Matthias Pieper

Günter-Köhler-Institut für Fügetechnik und Werkstoffprüfung GmbH

Session 2: Lasermikrobearbeitung

Influence of the initial surface roughness on the ablation efficiency of metals019

Simon Ruck^{1,2}, David K. Harrison², Anjali DeSilva², Simon Dikel¹, Max-Jonathan Kleefoot¹, Harald Riegel¹

¹ LaserApplikationsZentrum Hochschule Aalen; ² Glasgow Caledonian University

Direkte, laserbasierte Herstellung von Mikrolinsenarrays aus Glas023

Martin Kahle, Daniel Conrad, Stefan Fricke

ifw Jena - Günter-Köhler-Institut für Fügetechnik und Werkstoffprüfung GmbH

Herstellung von Mikrostrukturen zur Beeinflussung des Bahndrehimpulses elektromagnetischer Strahlung027

Sebastian Büttner, Michael Pfeifer, Steffen Weißmantel

Laserinstitut Hochschule Mittweida

Optimized Laser Cutting Processes and System Solutions for Separation of Ultra-Thin Glass for OLED Lighting and Display Applications030

René Liebers¹, Mandy Gebhardt¹, Dr. Bernd Keiper¹, Jacqueline Hauptmann²

¹ 3D-Micromac AG, ² Fraunhofer FEP

Session 3: Lasertechnik und Sonderverfahren

Long-term-stable 120-W, 220-µJ, 120-fs Thulium-based fiber-CPA for materials processing034

Christian Gaida¹, Fabian Stutzki¹, Martin Gebhardt^{2,3}, Tobias Heuermann^{2,3}, Sven Breitkopf¹, Tino Eidam¹, Jan Rothhardt^{2,3,4}, Jens Limpert^{1,2,3,4}

¹ Active Fiber Systems GmbH; ² Institute of Applied Physics, Friedrich-Schiller-Universität Jena;

³ Helmholtz-Institute Jena; ⁴ Fraunhofer Institute for Applied Optics and Precision Engineering

Effiziente Impulskompression im industriellen Kontext mittels Multipasszellen036
Kilian Fritsch, Christian Franke, Oleg Pronin
Helmut-Schmidt-Universität, Universität der Bundeswehr Hamburg

Erzeugen von leitfähigen Strukturen auf Kunststoffoberflächen durch Laserstrahlaktivierung040

Michael Seiler¹, Andreas Knauff¹, Andrea Barz¹, Jens Bliedtner¹, Andrés Fabián Lasagni^{2,3}
¹ Ernst-Abbe-Hochschule Jena; ² Technische Universität Dresden, Institut für Fertigungstechnik; ³ Fraunhofer-Institut für Werkstoff- und Strahltechnik IWS

Surface quality of laser rod end melted shape-memory Nitinol preforms043
Yang Lu, Tim Radel
Bremer Institut für angewandte Strahltechnik GmbH

Session 4: High Speed Laserbearbeitung

Großflächige ultraschnelle Mikrobearbeitung mit multiplen Laserspots048
Stephan Brüning¹, Du Keming², Arnold Gillner³
¹ Schepers GmbH & Co. KG, ² EdgeWave GmbH, ³ Fraunhofer ILT

Beam shaping and splitting with diffractive optics for high performance laser scanning systems056
Thomas Mann¹, Holger Schlüter¹, Florian Merkt¹, Felix Lange¹, Alex Skliar², Natan Kaplan²,
Stephan Eifel³, Olga Chemerenko³, Patrick Gretzki³
¹ SCANLAB GmbH; ² Holo/Or Ltd.; ³ Pulsar Photonics GmbH

Qualitätsoptimierter Hochrateabtrag von Werkzeugstahl und Hartmetall mittels ultrakurzer Laserpulse im Burstbetrieb061
Christian Kreisel¹, Tommy Knebel¹, Ronny Menzel¹, Daniel Metzner², Peter Lickschat², Steffen Weißmante²
¹ ACSYS Lasertechnik GmbH; ² Laserinstitut Hochschule Mittweida

High-power nanosecond pulsed laser engraving with an ultra-high speed polygon mirror scanner066
Florian Rößler¹, Mathias Müller², Robby Ebert^{1,2}, André Streek^{1,2}
¹ MOEWE Optical Solutions GmbH; ² Laserinstitut Hochschule Mittweida

Laserstrahlglätten von Edelstahl mittels 10 kW Monomode Laser069
Linda Pabst, Robby Ebert, André Streek
Laserinstitut Hochschule Mittweida

Hochgeschwindigkeitslaserauftragschweißen – Neue Perspektiven für das Beschichten075
Sabrina Vogt¹, Marco Göbel¹, Florian Hermann^{1,2}
¹ TRUMPF Laser- und Systemtechnik GmbH; ² Graduate School of Excellence advanced Manufacturing Engineering, University of Stuttgart

Session 5: Ultrakurzpulslaserbearbeitung

Laser-induced surface structuring for electron cloud mitigation in particle accelerators079
Elena Bez^{1,3}, Marcel Himmerlich¹, Ana Karen Reascos Portilla¹, Lucie Baudin¹, Pierre Lorenz²,
Klaus Zimmer², Mauro Taborelli¹, Andre Anders²
¹ CERN, European Organization of Nuclear Research; ² Leibniz Institute of Surface Engineering (IOM);
³ University of Leipzig

Smart ultrafast laser processing with rotating beam – Laser micro drilling, cutting and turning083

Florian Lendner
GFH GmbH

Optimierung der Bearbeitungsstrategie für scannerbasierte Materialbearbeitungsprozesse mit Ultrakurzpulslasern087

Axel Fehrenbacher, Marc Sailer, Christian Eberhardt, Steffen Rübling, Aleksander Budnicki, Dirk Sutter
TRUMPF Laser GmbH

Entstehung unerwünschter Röntgenstrahlung bei der Ultrakurzpuls-Laserbearbeitung.....091

Jörg Schille¹, Dany Kattan², Sebastian Kraft¹, Theo Pflug¹, Alexander Horn¹, Udo Löschner¹
¹Hochschule Mittweida; ² Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Session 6: Lasermesstechnik

Hochkontrast-Ultrakurzpulsmessungen für fortgeschrittene Industrieanwendungen und Laserentwicklung100

Matthias Baudisch, Mateusz Ibek, Edlef Büttner, Peter Staudt
APE Angewandte Physik & Elektronik GmbH

Untersuchungen zur fluenzabhängigen transienten Reflektivität von Edelstahl nach Anregung mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung103

Theo Pflug¹, Nick Börnert¹, Markus Olbrich¹, Jan Winter², Jörg Schille¹, Udo Löschner¹, Heinz Huber², Alexander Horn¹
¹ Laserinstitut Hochschule Mittweida; ² Hochschule München

Erzeugung von laserinduzierte Schockwellensignalen für die Vermessung von Asphaltkörpern106

Manuel Pfeiffer, Jörn Hübelt, Steffen Weißmantel
Hochschule Mittweida

Relevanz des Fokusshift für die Produktion113

Reinhard Kramer, Thomas Umschlag, Ruben Hartwig, Stephan Holesch
Primes GmbH

Posterbeiträge

Laserinduzierte Kristallisation dünner Co-Fe-B-Schichten115

Sandra Busse¹, Maria Almeida-Hoffmann³, Apoorva Sharma², Patrick Matthes⁴, Nicole Köhler³, Mathias Müller¹, Stefan E. Schulz^{3,4}, Dietrich R. T. Zahn², Georgeta Salvan², und Alexander Horn¹
¹ Laserinstitut Hochschule Mittweida; ² Halbleiterphysik, TU Chemnitz; ³ Zentrum für Mikrotechnologien (ZfM), TU Chemnitz; ⁴ Fraunhofer-Institut für Elektronische Nanosysteme (ENAS)T

Anwendung des metallischen Mikro-3D-Druckes für die Demonstratorherstellung119

Julian Drechsel, Martin Erler, Robby Ebert, Horst Exner
Laserinstitut Hochschule Mittweida

Prozesscharakterisierung des Laserstrahlaufragschweißens an Al-Si-Legierungen zum Zweck der Instandsetzung von Gussteilen123

Michael Güpner¹, Tristan Drawert¹, Jens Bliedtner¹, Heiko Lange²
¹ Ernst-Abbe-Hochschule Jena; ² ICS Industrieleistungen GmbH

| | |
|--|-----|
| Virtuelle Produktoptimierung von Lasermaterialbearbeitungsanlagen | 127 |
| Andreas Hopf ¹ , Michael Güpner ¹ , Christian Rochholz ¹ , Jens Bliedtner ¹ , Tino Dannenberg ² , Dominik Kühn ³ | |
| ¹ Ernst-Abbe-Hochschule Jena; ² Dynardo GmbH an Ansys Company; ³ LightTrans International UG | |
| Unerwartete Debrisablagerungen bei der Ultrakurzpuls-Multispot-Bearbeitung | 131 |
| Sebastian Kraft ¹ , Tong Zhou ² , Jörg Schille ¹ , Walter Perrie ² , Udo Löschner ¹ | |
| ¹ Hochschule Mittweida, ² Laser Group, School of Engineering, University of Liverpool | |
| Excitation and ablation of P3HT with spectral shaped ultrafast mid-IR laser radiation | 135 |
| Philipp Lungwitz, Theo Pflug, Markus Olbrich, Alexander Horn | |
| Laserinstitut Hochschule Mittweida | |
| Bestrahlung einer dicken Goldschicht mit Einzelpulsen von ultrakurz gepulster Laserstrahlung | 139 |
| Markus Olbrich, Theo Pflug, und Alexander Horn | |
| Laserinstitut Hochschule Mittweida | |
| Ultraschnelle zeit- und orts aufgelöste Reflektometrie an der Rückseite von Goldschichten verschiedener Schichtdicke | 143 |
| Markus Olbrich, Theo Pflug, Florian Lull und Alexander Horn | |
| Laserinstitut Hochschule Mittweida | |
| Grundlagen zur laserinduzierte Schockwellenanregung in Asphaltkörpern | 147 |
| Manuel Pfeiffer, Jörn Hübelt, Steffen Weißmantel | |
| Hochschule Mittweida | |

Laseradditive Fertigung mit grüner Wellenlänge

Sabrina Vogt¹, Marco Göbel¹, Florian Hermann^{1,2}, Michael Thielmann¹

¹TRUMPF Laser- und Systemtechnik GmbH, Johann-Maus-Straße 2, 71254 Ditzingen; ²Graduate School of Excellence advanced Manufacturing Engineering, University of Stuttgart

Durch den Einsatz eines Lasers mit einer grünen Wellenlänge von 515 nm, können stark reflektierende Materialien verarbeitet werden. Dies ermöglicht auch die additive Fertigung von Kupfer und Kupferlegierungen, die mit Infrarotwellenlänge nur schwer zu verarbeiten sind. In diesem Vortrag wird der Fortschritt bei der Herstellung von Kupfer und Kupferlegierungen mit dem grünen Laser, der durch die Erforschung von Prozessparametern erzielt wurde, präsentiert, es wird auf die einzigartigen Herausforderungen der Laserbearbeitung von hochreflektierenden, hochleitfähigen Materialien eingegangen und es wird ein direkter Vergleich zur Bearbeitung mit infrarotem Laser vorgenommen. Dabei werden Eigenschaften wie das Gefüge, die Dichte sowie die Härte untersucht. Dabei werden die folgenden beiden Verfahren betrachtet: das pulverbettbasiertes Laserschmelzen und das Laserauftragschweißen. Zum Schluss wird eine Übersicht mit möglichen Applikationen und Anwendungen, die für diese Verfahren geeignet sind, dargestellt.

1. Einleitung

Die laserbasierten additiven Fertigungsverfahren werden schon seit langer Zeit zur Herstellung oder Modifikation von anspruchsvollen Materialien und Materialkombinationen eingesetzt. Seit kurzem stehen auch Reinkupfer und Kupferlegierungen im Fokus dieser Technologien [1]. Es besteht das Interesse an additiv gefertigten Bauteilen mit hoher elektrischer und thermischer Leitfähigkeit. Durch Verwendung von Kupferlegierungen könnte beispielsweise die Wärmeabfuhr aus Werkzeugen in Kombination mit konturnahe Kühlkanälen noch gesteigert werden. Die meisten industriellen Festkörperlaser besitzen eine Wellenlänge von ca. 1 μm . Die Laserbearbeitung von Kupfer und Kupferlegierungen ist bei dieser Wellenlänge aufgrund des geringen Absorptionsvermögens bei dieser Wellenlänge herausfordernd.

Die hohe Wärmeleitfähigkeit von Kupferwerkstoffen erfordert generell eine hohe Leistungsdichte, um die Wärmediffusion zu überwinden. Des Weiteren werden Effekte wie Einschweißtiefe und Porenbildung maßgeblich von der Absorption der Energie im Substrat und der Wärmeleitung beeinflusst. Da die Absorption und die Wärmeleitung ebenfalls temperaturabhängige Größen sind, kann es dadurch insbesondere für Kupferwerkstoffe sehr herausfordernd sein einen stabilen, konstanten Arbeitspunkt für additive Prozesse zu etablieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Verwendung eines Scheibenlasers mit grüner Wellenlänge (515 nm) für die laserbasierte additive Fertigung untersucht. Bei einer Wellenlänge von 515 nm ist das Absorptionsvermögen von Kupfer und Kupferlegierung um einen Faktor sechs größer als bei einer Wellenlänge von 1 μm , was ein größeres Prozessfenster, sowie verbesserte Prozessergebnisse ergeben könnte.

2. Laseradditive Fertigung

Die verbreitetsten und bekanntesten laserbasierten additiven Fertigungstechnologien sind das Pulverbettbasierte Laserschmelzen (LMF) und das Laserauftragschweißen (LMD). Ein qualitativer Überblick und Vergleich der wichtigsten Prozessmerkmale beider Technologien sind in Abbildung 1 dargestellt.

| Productive method for repairing, coating and generating components | Applikation | Precise method for generative fabrication of complex parts out of a powder bed |
|--|-----------------------------------|--|
| **** | Geometric complexity | **** |
| **** | Building on top of existing parts | **** |
| **** | Max. build volume | **** |
| **** | Material bandwidth | **** |
| **** | Build rate | **** |
| **** | Level of detail / accuracy | **** |
| **** | Surface quality | **** |

Abbildung 1: Qualitativer Vergleich der laserbasierten Fertigungstechnologien LMF und LMD

Bei der LMF-Technologie werden Bauteile schichtweise in einer mit Inertgas gefüllten Baukammer gedruckt (Abbildung 2, oben). Typische Schichtdicken liegen im Bereich von 30 bis 120 μm . Der Laserstrahl wird durch Spiegel schnell über das Pulver geführt, was Scangeschwindigkeiten zwischen 500 mm/s und 2.000 mm/s ermöglicht. Die Pulverpartikel verschmelzen beim Auftreffen des Laserstrahls zu Schweißspuren, die mit dem Substrat oder den darunter liegenden Schichten verbunden werden. Je nach Maschinentyp und Anwendung können diese einzelnen Schweißspuren eine Breite von mehreren 10 μm bis zu mehreren 100 μm Breite aufweisen.

Bei der LMD-Technologie wird typischerweise eine koaxiale Pulverdüse verwendet, um Schweißspuren, Schichten oder Volumina auf Freiformflächen aufzuschweißen (Abbildung 2, unten). [3, 4, 5]

Im Gegensatz zur LMF-Technologie werden beim LMD typischerweise größere Laserspots, von 0,2-8,0 mm ge-

nutzt. Die Vorschubgeschwindigkeit – also die Relativgeschwindigkeit von Optik und Düse zur Werkstückoberfläche – ist mit 0,5 - 4 m/min deutlich kleiner als beim LMF. Beim LMD werden typische Schichthöhen von 0,3-2 mm erzielt.

Aufgrund der oben beschriebenen Eigenschaften wird die LMF-Technologie überwiegend für die additive Fertigung kleiner Gesamtbauteile mit filigranen Merkmalen und komplexen Designs verwendet, während die LMD-Technologie überwiegend für größere Bauteile und vorwiegend zur Reparatur oder Beschichtung von Bauteilen und der additiven Fertigung auf bestehenden 3D-Formen eingesetzt wird. [6, 7, 8]

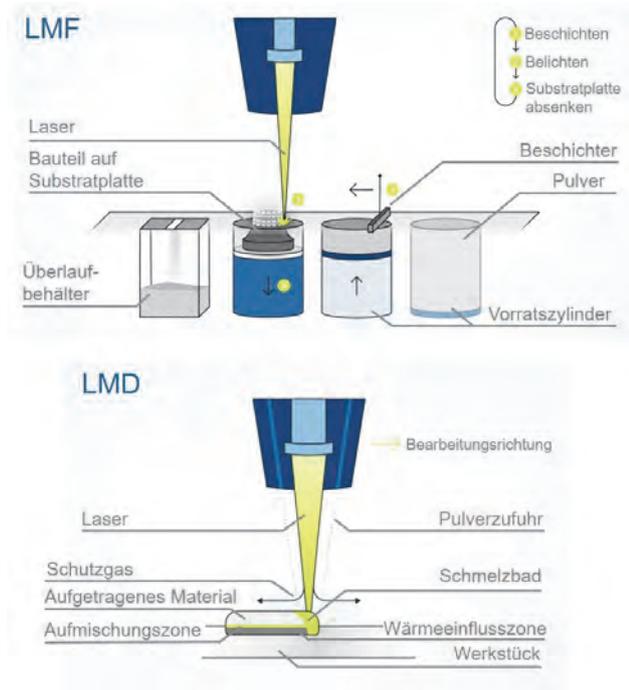


Abbildung 2: Funktionsprinzip der LMF-Technologie (oben) und LMD-Technologie (unten)

Neue Multi-Kilowatt-Industrielaserstrahlquellen ermöglichen die laseradditive Fertigung mit verbesserter Oberflächenfunktionalisierung von Kupfer und Kupferlegierungen. Durch die Verwendung der grünen Laserwellenlänge (515 nm) kann die Absorption des Laserlichts deutlich gesteigert werden. Sie beträgt ca. 30 %, wohingegen mit der Infrarot-Laserstrahlung lediglich ein Absorptionsgrad von ca. 5 % erreicht wird (Abbildung 3). Die grüne Wellenlänge kann insbesondere bei Bronze- oder Kupferlegierungen von Vorteil sein, wenn feine Strukturen hergestellt oder der Wärmeeintrag minimiert werden soll.

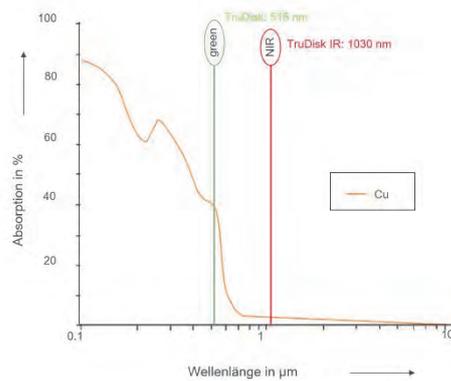


Abbildung 3: Absorptionskurve von Kupfer über die Wellenlänge

3. Ergebnisse

3.1. Pulverbettbasiertes Laserschmelzen von Reinkupfer

Für die LMF-Versuche wurde Pulver mit einer Korngrößenverteilung von 10 – 45 µm verwendet. Die Prozessparameter wurden mit einem Design-of-Experiment-Ansatz durch Variation von Laserleistung, Scangeschwindigkeit und Spurabstand optimiert (Gleiche Vorgehensweise auch im Abschnitt 3.2.). Ziel der Optimierung ist es, eine elektrische Leitfähigkeit von 100% IACS und eine Porosität unterhalb von 0,5% zu erreichen.

Mit einer Volumenenergie von 225 J/mm³, kann eine Porosität von <0,5% und nahezu 100% IACS erzielt werden. Die Aufbaurrate beträgt dabei 8 cm³/h. Bei einer Steigerung der Aufbaurrate auf 16 cm³/h wird ebenfalls eine Dichte von >99,5% erzielt, die elektrische Leitfähigkeit nach IACS Standard beträgt dabei 95%.

Die Oberflächenrauheit in vertikaler Ausrichtung und einer Schichtdicke von 30 µm beträgt dabei R_a=14 µm (Abbildung 4)

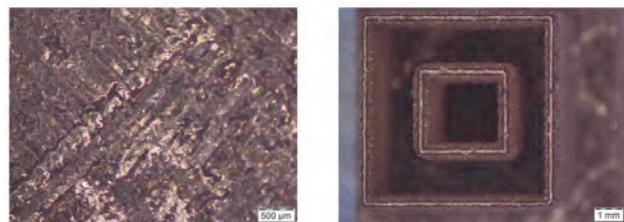


Abbildung 4: Mikroskopbilder der Oberfläche

Typische Anwendungen sind Induktoren zum Erwärmen und Härten sowie Wärmetauscher. In Abbildung 5 ist ein Wärmetauscher, der zur Kühlung von elektronischen Hochleistungskomponenten verwendet wird, dargestellt. Die Kühlkanäle sind für die Wärmeübertragung, für die additive Fertigung optimiert und für minimale Nachbearbeitung optimiert. Die Wandstärke der Struktur beträgt weniger als 1 mm, um die Wärmeübertragung von der Komponente auf die Kühlflüssigkeit zu maximieren, während der Wärmetauscher einen Kühlwasserdruck von 10 bar Stand hält. Fünf dieser Wärmetauscher werden innerhalb von 15 Stunden gebaut.



Abbildung 5: Applikationsbeispiel aus reinem Kupfer mit 100% IACS: Wärmetauscher

3.2. Pulverbettbasiertes Laserschmelzen von Kupferlegierung

Durch die Zulegierung von 0,5-1,2% Cr und 0,03-0,3% Zr kann ein guter Kompromiss zwischen Leitfähigkeit (bis zu 43 MS/m) und mechanischer Festigkeit erzielt werden. Diese Legierungstypen sind insbesondere für Luft- und Raumfahrtanwendungen wie beispielsweise die additive Fertigung von Verbrennungskammerbauteilen von Interesse.

Als Ergebnis der Prozessentwicklung wurden Parametersätze identifiziert, welche eine relative Dichte von 99,9 % bei Aufbautraten von 17 cm³/h aufweisen. Die Oberflächenrauheit weist wie beim reinen Kupfer eine R_a von 14 µm auf.



Abbildung 6: Schliffbild einer Probe aus CuCr1Zr (links); Demonstrator für eine Brennkammer (rechts). Bauzeit 10h 40 min.

3.3. Laserauftragschweißen

Beim Laserauftragschweißen werden für die ersten Versuche die Kupferlegierung CuCr1Zr (Abschnitt 3.2) gewählt. Neben der Prozessentwicklung steht für die ersten Untersuchungen die Verarbeitbarkeit des Materials mit grüner Wellenlänge im Vergleich zur Verarbeitbarkeit des Materials mit infraroter Wellenlänge der Laserstrahlung im Mittelpunkt. Dazu werden zunächst Laserleistungen von maximal 1kW verwendet.

Als Ergebnis der Prozessentwicklung beim Laserauftragschweißen wurden Parametersätze identifiziert, welche eine gute Anbindung zum Stahlsubstrat, eine gute Anbindung zwischen den Schichten, sowie eine geringe Anzahl an Poren aufweisen (Abbildung 7).



Abbildung 7: Schliffbild einer Probe aus CuCr1Zr auf ein Stahlsubstrat

Beim Aufbau der ersten Lage auf einer Stahlplatte gibt es keinen signifikanten Unterschied zwischen den Wellenlängen von 515 nm und 1030 nm. Die Schweißspur ist bei 515 nm etwas breiter. Beim Aufbau der darauffolgenden Schichten, wird mittels einer Wellenlänge von 515 nm eine deutlich größere Aufbaurrate von 0,23 mm³/min (bzw. 13,8 cm³/h) im Vergleich zu 0,06 mm³/min (bzw. 3,6 cm³/h) bei der Wellenlänge 1030 nm (Abbildung 8) erzielt.

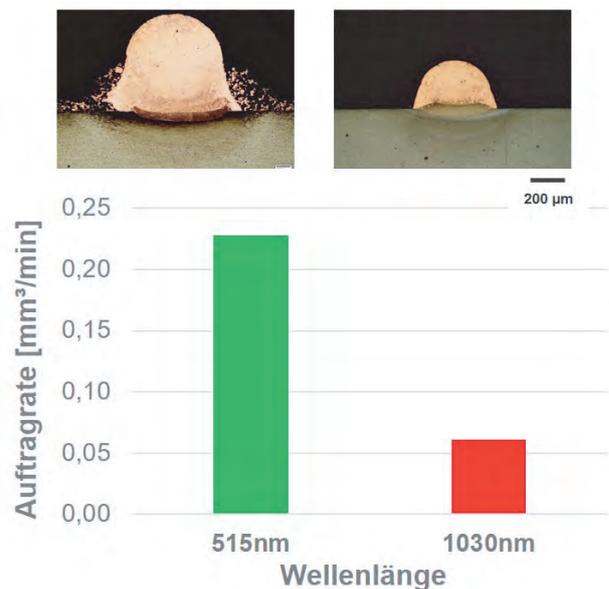


Abbildung 8: Schliffbilder und Auftragsrate von Proben aus CuCr1Zr auf ein Stahlsubstrat bei Bearbeitung eines Laserstrahls mit 515 nm (links) und 1030 nm (rechts) Wellenlänge im Vergleich

Um mittels infraroten Laserstrahlquellen vergleichbare Aufbautraten zu denen von mit grüner Wellenlänge aufgebauten Volumina zu erzielen, ist in der Regel ein Vielfaches der eingesetzten infraroten Laserleistung erforderlich. In diesem Beispiel ist circa 2,3-fach mehr Laserleistung bei einer Wellenlänge von 1 µm erforderlich, um die gleiche Aufbaurrate wie mit einer grünen Wellenlänge zu erzielen (Abbildung 9).

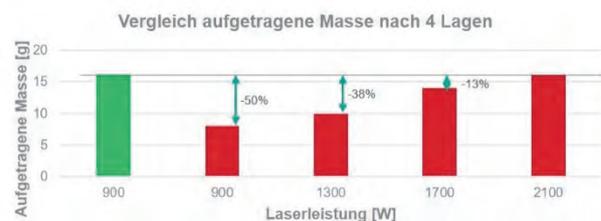


Abbildung 9: Vergleich der aufgetragenen Masse nach 4 Schichten bei 515 nm (grün) und 1030 nm (rot) in Abhängigkeit der Laserleistung.

In den nächsten Schritten werden Untersuchungen mit höheren Laserleistungen (bis zu 3 kW) durchgeführt, um bei der Verarbeitung von Kupferlegierungen bessere Ergebnisse – wie bspw. höhere Aufbauraten, tiefere Einschweißstiefen, usw. – zu erzielen und auch reines Kupfer effizient verarbeiten zu können. Mit dem verwendeten Equipment für das Laserauftragschweißen ist 1 kW für reines Kupfer nicht ausreichend, um qualitative gute Ergebnisse zu erzielen. In einem weiteren Schritt sollen Demonstratoren aufgebaut werden.

4. Zusammenfassung

Durch den Einsatz der grünen Laserstrahlquelle für die laserbasierten additiven Fertigungsverfahren, dem pulverbettbasierten Laserschmelzen (LMF) und dem Laserauftragschweißen (LMD), kann eine verbesserte Bearbeitung von hochreflektierenden Werkstoffen wie Kupfer und Kupferlegierungen aufgezeigt werden. Die höhere Absorption bei der kürzeren Wellenlänge von 515 nm gegenüber 1030 nm verbessert die Energieeinkopplung deutlich, was insbesondere beim Verschmelzen von Materialien mit hoher Wärmeleitfähigkeit wie reinem und niedriglegiertem Kupfer wichtig ist. Dadurch wird der Prozess robuster und verbessert die Oberflächengüte. Die höhere Absorptionsrate verbessert auch die Prozesseffizienz und die Aufbaurate. Der Einsatz der grünen Laserstrahlquelle bei den additiven Fertigungsverfahren wird neue Anwendungen für Bauteile aus einem erweiterten Materialspektrum ermöglichen, die in der Vergangenheit nur bedingt oder gar nicht verarbeitbar waren.

Literaturverzeichnis

- [1] Becker, S.: Selektives Laserschmelzen von Kupfer und Kupferlegierungen. Apprismus Wissenschaftsverlag, Aachen, 2014
- [2] Amorosi et al., "Reliable micro-spot welding of copper", Proc. SPIE 5063, (2003)
- [2] Meiners, W.: Direktes selektives Laser Sintern ein-komponentiger metallischer Werkstoffe. Dissertation. Shaker, Aachen 1999
- [3] Zhang, D.: Entwicklung des Selective Laser Melting (SLM) für Aluminiumwerkstoffe. Dissertation. Shaker, Aachen 2004
- [4] Bremen, S.; Meiners, W.; Diatlov, A.: Selective Laser Melting. Laser Technik Journal; Volume 9, Issue 2, 2012
- [5] Nowotny, S.; Scharek, S.; Beyer, E.; Richter, K.-H.: Laser beam build-up welding: Precision in repair, surface cladding and direct 3D metal deposition; Journal Therm. Spray Technol.; Volume 16, pp.344-348; 2007
- [6] Candel-Ruiz, A.; Metzger, J.: Reparaturlösungen für höchste Ansprüche – Laserauftragschweißen zur Reparatur von Bauteiloberflächen; Laser Technik Journal; Volume 8, Issue 6; 2011
- [7] Gasser, A.; Meiners, W.; Weisheit, A.; Willenborg, W.; Stollenberg, J.; Wissenbach, K.: Maßgeschneiderte Oberflächen und Bauteile; Laser Technik Journal; Volume 7, Issue 4; 2010

Funktionales Laserfinishing additiv gefertigter PA12-Bauteile

Lukas Eckhardt¹; Michel Layher¹; Andreas Hopf¹; Jens Bliedtner¹;
Markus May²; Steven Lachmund²; Benjamin Buttler³

¹Ernst-Abbe-Hochschule Jena, Carl-Zeiss-Promenade 2, 07745 Jena; ²3Faktur GmbH, Göschwitzer Str. 22, 07745 Jena; ³GOT Gesellschaft für Oberflächentechnik mbH, Konrad-Zuse-Straße 4, 07745 Jena

Das pulverbasierte Multi Jet Fusion Verfahren (MJF) hat sich seit der Einführung 2016 in der additiven Serienfertigung etabliert. Einige Anwendungsfelder von MJF-Bauteilen werden jedoch durch eine prozessbedingt körnige Oberfläche mit Rauheiten von $R_a > 5 \mu\text{m}$ eingeschränkt. Ziel dieser Forschungsarbeit ist daher die Identifikation und Charakterisierung von Methoden zur Reduzierung der Rauheit sowie zur Anpassung der optischen und haptischen Oberflächeneigenschaften. Im Mittelpunkt steht die Glättung durch Laserstrahlpolieren (LSP). Damit ist es möglich, den PA12-Kunststoff lokal aufzuschmelzen und die Rauheit auf $R_a < 1 \mu\text{m}$ zu reduzieren. Anschließend können zusätzlich Verfahren wie Metallisieren oder Pulverbeschichten eingesetzt werden, um funktionelle Eigenschaften der Bauteiloberflächen anzupassen.

The powder-based Multi Jet Fusion process (MJF) has become an established technology in additive series production since its launch in 2016. MJF components have a distinctive grainy surface with a roughness of $R_a > 5 \mu\text{m}$. The aim of this study is the identification and characterization of methods to reduce the roughness and adapt optical and haptic surface properties in order to expand the scope of MJF applications. The focus is set on smoothing by laser beam polishing. With this process it is possible to locally melt the PA12 plastic and reduce the roughness to $R_a < 1 \mu\text{m}$. Subsequently additional processes, such as metallizing or powder coating, can be utilized in order to adapt the functional properties of the component's surface.

1. Einleitung

Die additive Fertigung gewinnt mit einem mittleren jährlichen Marktwachstum von 27% stetig an Bedeutung [1]. Seit einigen Jahren beschränkt sich die Technologie nicht mehr nur auf die Herstellung geometrisch komplexer Prototypen, sondern drängt zunehmend in die Serienproduktion [2]. Dieser Wandel bewirkt steigende Anforderungen an Werkstoffe, Produktionskosten, Prozesszeiten, Bauteilqualitäten und Oberflächeneigenschaften, denen nicht alle Fertigungsverfahren gerecht werden können.

Mit einem schnell wachsenden Marktanteil [3] und bereits über 60 Millionen produzierten Bauteilen [4] gehört das 2016 von HP eingeführte Multi Jet Fusion Verfahren (MJF) zu den serientauglichen Technologien. MJF verwendet Kunststoffpulver, welches durch Infrarotstrahlung verschmolzen wird. Ein Düsen-Array trägt in jeder Pulverschicht eine wärmeleitende Flüssigkeit, genannt „Fusing Agent“, sowie ein wärmehemmendes Mittel, „Detailing Agent“, auf, sodass nur definierte Bereiche verschmelzen und schichtweise ein Bauteil entsteht (Abb. 1). Auf diese Weise hergestellte Kunststoffteile sind mechanisch belastbar und erlauben die Fertigung filigraner Strukturen mit geringen Formabweichungen.

Der verbreitetste MJF-Werkstoff ist Polyamid 12 (PA12). Alternativ können PA11 und hochelastisches TPU verarbeitet werden. Während das Verfahren und die verwendeten Kunststoffe aufgrund von Bauteilqualität, -festigkeit und Druckgeschwindigkeit enormes Potential bieten, können anwendungsspezifische Anforderungen an die Bauteiloberfläche häufig nicht erfüllt werden. Auch

nach der Entfernung von Pulverresten, i.d.R. durch Kugelstrahlen, bleibt eine körnige, raue Oberfläche zurück, welche anfällig für Verschmutzungen ist und ggf. Folgeverfahren erschwert.

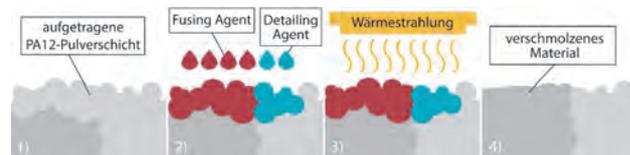


Abbildung 1: Multi Jet Fusion-Verfahren: 1) schichtweiser Pulverauftrag, 2) Auftragen von Fusing- und Detailing-Agent, 3) Erwärmung und 4) Verschmelzen des Kunststoffpulvers

Ziel dieser Forschungsarbeit ist daher die Identifikation und Charakterisierung von Methoden zur Reduzierung der Rauheit, sowie zur Anpassung der optischen, haptischen und funktionalen Eigenschaften von MJF-Bauteilen.

2. Zielstellung und Methoden

2.1. Das Laserstrahlpolierverfahren

Prozessbedingt weisen Oberflächen von MJF gedruckten Werkstücken eine körnige Struktur mit einer Rauheit von $R_a > 5 \mu\text{m}$ auf. Eine Glättung dieser Struktur kann durch Laserstrahlpolieren (LSP) erfolgen. Dabei wird die Deckschicht lokal von einem Laserstrahl aufgeschmolzen, sodass der verwendete PA12-Kunststoff fließt und mit dem Erstarren eine Glättung der Oberfläche erfolgt (Abb. 2). Das Verfahren wird gegenüber Kugelstrahlen, Gleitschleifen und anderen konventionellem Post-Processing-Methoden bevorzugt, da es verschleißfrei, schnell,

ohne Verbrauchsmittel und weitestgehend geometrieunabhängig arbeitet. Zudem ist es für viele verschiedene Kunststoffe geeignet [5] und zur lokal begrenzten Nachbearbeitung von definierten Funktionsflächen einsetzbar.

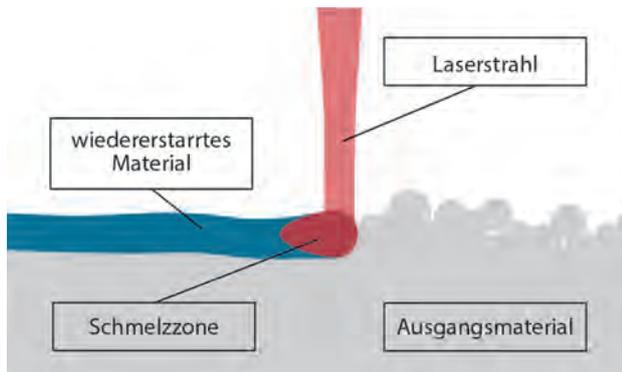


Abbildung 2: Laserstrahlpolierverfahren (LSP)

Für die nachfolgend vorgestellten Versuche wird ein 30 W CO₂-Laser mit einem Fokusbereich $D_{86,5}$ von 0,34 mm eingesetzt. Ein 3D-Laser-Scan-Modul ermöglicht die Bearbeitung komplexer Bauteile mit Scangeschwindigkeiten von bis zu 6000 mm/s.

2.2. Bestimmung des Prozessfensters

In Vorversuchen wird zur Eingrenzung des LSP-Prozessfensters zunächst das Schmelzverhalten des verwendeten PA12-Polymers in Abhängigkeit der eingebrachten Strahlungsenergie untersucht. Dafür erfolgt die Generierung von Einzelspuren unter Variation von Scangeschwindigkeit, Laserleistung und Strahldurchmesser. Mithilfe eines 3D-Messmikroskops und einer taktilen Prüfung können bereits geringfügige Veränderungen der Werkstückoberfläche erfasst werden. Dabei zeigt sich, dass die Abtragtiefe linear mit der eingebrachten Energie je Flächeneinheit, also der Bestrahlung, korreliert ($R^2 = 94\%$). Für das Laserstrahlpolieren ist der Bereich interessant, in dem das Material umschmilzt, aber noch nicht abgetragen wird. Unabhängig vom Fokusbereich liegt dieses Prozessfenster zwischen 20 und 100 mJ/mm^2 .

Der Übergang zum flächigen Laserstrahlpolieren erfolgt nun durch ein schrittweises Verringern des Abstands zwischen den Einzelspuren. In Vorversuchen hat sich eine mäanderförmige Scanstrategie mit einem Fokusüberlapp $> 50\%$ etabliert. Für ausreichend große Scangeschwindigkeiten entsteht ein Quasi-Linienfokus mit einer annähernd homogenen Temperaturverteilung (Abb. 3, links). Mit steigendem Überlapp nimmt die effektiv eingebrachte Energie je Flächeneinheit und somit auch die Temperatur in der Bearbeitungszone zu. Thermografische Messungen zeigen zunächst einen linearen Zusammenhang zwischen der Bestrahlung und der Temperatur im Linienfokus (Abb. 3, rechts). Erreicht die Fokustemperatur 350°C, sinkt dieser Anstieg aufgrund von Wärmeentzug durch einsetzende Verdampfung. Gleichzeitig entstehen Bläschen auf der Oberfläche.

Optimale Polierergebnisse werden für Temperaturen von ca. 300°C im Fokus erreicht. In diesem Bereich ist die Verdampfung mit weniger als 1 mg/cm^2 vernachlässigbar. Dennoch ist die Viskosität der PA12-Schmelze so niedrig, dass das Material fließen kann und eine glatte Deckschicht ausbildet. Messungen mit dem Tastschnittverfahren nach DIN EN ISO 4287 [6] ergeben eine Reduzierung der Rauheit von $R_a 6,4 \pm 0,3 \mu\text{m}$ auf $R_a 0,6 \pm 0,1 \mu\text{m}$.

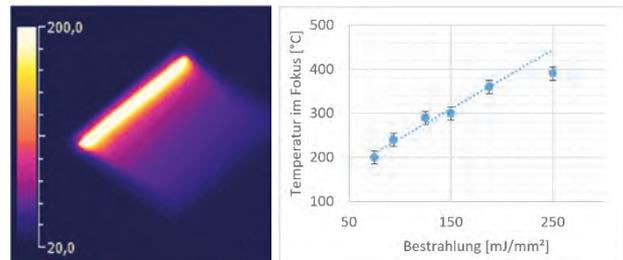


Abbildung 3: Thermografieaufnahme des Quasi-Linienfokus (links) und Zusammenhang zwischen Fokustemperatur und Bestrahlung (rechts)

Die notwendigen Bearbeitungsparameter (Fokusbereich, Scangeschwindigkeit, Leistung und Überlapp) sind von der Größe des Bearbeitungsfeldes, bzw. der Länge des Linienfokus abhängig. Mit steigender Fokuslinienlänge nimmt die effektive Vorschubgeschwindigkeit ab, sodass Wärme aus der Schmelzzone durch Konvektion und Wärmeleitung verloren geht. Um dennoch eine Temperatur von 300°C zu erreichen muss die Bestrahlung erhöht oder die Scangeschwindigkeit angepasst werden. Entsprechende Versuchsreihen wurden für Fokuslinienlängen von 5 bis 200 mm ausgewertet. Aus der Korrelation der genannten Parameter mit der jeweils resultierenden Oberflächenrauheit lässt sich ein Prozessmodell ableiten, welches die Bearbeitung nahezu beliebiger Geometrien mit reproduzierbaren Ergebnissen ermöglicht. Unabhängig von der Größe des Bearbeitungsfeldes schließt das Laserstrahlpolierverfahren die körnige Struktur der Oberfläche zuverlässig und reduziert die Rauheit auf $R_a < 1 \mu\text{m}$ (Abb. 5, links).

Das Finishing dreidimensionaler Oberflächen erfolgt unter Verwendung eines 3D-Laser-Scanners analog. Mit zunehmendem Einfallswinkel sinkt der Anteil absorbierte Strahlung. Dennoch wird auf konvex und konkav geformten Probekörpern für Einfallswinkel von bis zu 80° ein Umschmelzen der Deckschicht erreicht (Abb. 6 e).

Weitere Rauheitsreduzierungen sind durch eine Erhöhung der Wechselwirkungszeit von Laser und Werkstoff möglich. Bearbeitungsstrategien mit unfokussierter Laserstrahlung oder vielen, schnell aufeinanderfolgenden Überfahrten verlängern die Zeit, in der Material fließen kann und ermöglichen Bestwerte von $R_a 0,39 \pm 0,03 \mu\text{m}$. Gleichzeitig steigt der notwendige Wärmeeintrag jedoch deutlich, sodass ein nicht unerheblicher Bauteilverzug entstehen kann. Auch die effektive Flächenrate sinkt von ca. 1 cm^2/s auf $< 0,1 \text{cm}^2/\text{s}$. Für nachfolgende Untersuchungen wird diese Prozessvariante daher nicht berücksichtigt.

2.3. Bewertung prozessierter Bauteile

Eines der dominierenden Probleme beim Laserstrahlpolieren von PA-12-Bauteilen stellen Formabweichungen durch thermisch induzierten Verzug dar. Diese sind maßgeblich von der Bauteilstärke abhängig und können auf Materialexpansion und -kontraktion durch Temperaturgradienten im Bauteil zurückgeführt werden. Eine Quantifizierung der Deformation erfolgt mithilfe eines Kamerasystems an 0,5 & 1 mm dünnen Stegen (Abb. 4).



Abbildung 4: Verzug dünnwandiger Geometrien

Im Ergebnis zeigt sich, dass unabhängig von der gewählten Bearbeitungsstrategie eine Korrelation zwischen dem Verzug der Stege und der eingebrachten Energie besteht. Da die Energie nicht beliebig reduziert werden kann, ist eine Minimierung des Verzugs durch die alleinige Anpassung der Parameter nicht möglich. Eine Verbesserung der Formhaltigkeit wird jedoch durch Vorwärmen der Bauteile auf ca. 80°C und Laserstrahlpolieren mit entsprechend geringerer Bestrahlung erzielt. Zudem kann ein nachträgliches Tempern unter Gegendruck vorhandene Deformationen zurückbilden. Dies gelingt jedoch nur bei planen Körpern oder unter Verwendung entsprechender Negativformen. Sofern möglich, sollte dem Verzug daher durch ein optimiertes Bauteildesign mit Versteifungsrippen oder erhöhten Wandstärken entgegengewirkt werden.

Weniger signifikant ist der Einfluss des Laserstrahlpolierens auf Zugfestigkeit und Härte. In Abbildung 5 (rechts) ist ein umgeschmolzener Bereich von 170 µm Tiefe erkennbar. Diese ersichtliche Verdichtung der Pulverpartikel legt einen möglichen Anstieg der Oberflächenhärte nahe. Messungen nach DIN ISO 7619-1 [7] zeigen jedoch keine signifikante Veränderung der Härte von 73 ± 3 Shore D.

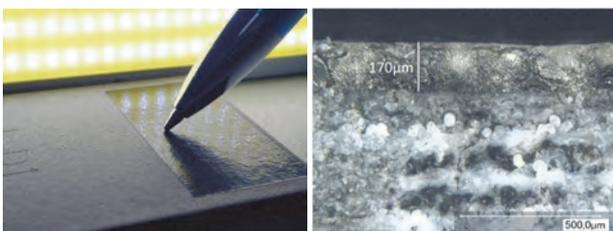


Abbildung 5: Laserstrahlpoliertes PA12-Bauteil (links) und polierte Deckschicht im Querschnitt (rechts)

Auch die Zugfestigkeit nach Norm DIN EN ISO 527-2/1A/10 [8] kann nicht verbessert werden. Stattdessen sinkt die maximale Belastbarkeit von Prüfkörpern durch

Laserstrahlpolieren um ca. 6% auf 39 bis 45 MPa, je nach Druckorientierung im Bauraum. Mögliche Ursachen hierfür sind Eigenspannungen, welche sich mit den eingebrachten Zugspannungen überlagern.

3. Anwendungen

3.1. Beschriftungen & Texturen

Potentielle Anwendungen des Laserstrahlpolierverfahrens sind vielfältig. Naheliegender ist die Modifikation der optischen und haptischen Oberflächeneigenschaften für Bauteile im Sichtbereich. Je nach Anwendung ist zusätzlich die Erstellung von dreidimensionalen Texturen möglich. Als Grundlage dafür dienen Bilddateien, z.B. von Holz- oder Ledertexturen, aus denen automatisch Bearbeitungsroutinen erstellt werden. In Abhängigkeit der Helligkeit einzelner Bildpunkte und der Lage von Kontrastgrenzen werden lokale Abtragtiefen bestimmt und Vektoren für die Bewegung des Laserstrahls abgeleitet. Unterschiedliche Parametersätze für die charakteristischen Elemente der Textur erlauben ein gezieltes Umschmelzen und Abtragen zur Erstellung realistischer, dreidimensionaler Strukturen (Abb. 6 d). Die elliptische Verzerrung des Strahlprofils für nicht plane Bauteiloberflächen beschränkt das Prozessfenster der Texturierung auf einen Einfallswinkel $\leq 60^\circ$.

Ebenfalls möglich ist die flächige Beschriftung zweidimensionaler Strukturen durch lokales Laserstrahlpolieren. Dies kann beispielsweise zur Markierung von Bauteilen mit Mustern oder QR-Codes eingesetzt werden. Um eine zuverlässige Lesbarkeit mit herkömmlichen Systemen zu gewährleisten, sollten die einzelnen QR-Code Pixel jedoch nicht kleiner als 1 mm^2 ausfallen (Abb. 6 c).

3.2. Mechanisch belastete Funktionsflächen

Aus funktionaler Sicht sind geglättete Oberflächen auch für mechanisch belastete Funktionsflächen vorteilhaft. Während der Traganteil in der $5 \mu\text{m}$ Schnittebene für unbearbeitete MJF-Bauteile nur ca. 1% beträgt, sind laserstrahlpolierte Oberflächen in dieser Tiefe bereits komplett geschlossen. Dies deutet auf eine deutliche Minimierung des abrasiven Verschleißes durch Kontakt mit Reibungspartnern hin. Das Verschmelzen der Deckschicht bindet gleichzeitig mögliche Pulverreste, weshalb polierte Bauteile auch in schmutzempfindlichen Umgebungen zu bevorzugen sind.

Ein in der Praxis häufig anzutreffender Anwendungsfall ist die Schaffung druckdichter Bauteilverbindungen. Die ideale Rauheit der Dichtfläche ist dichtungs- und materialspezifisch, Literaturangaben von $R_a 0,25 \mu\text{m}$ bis $R_a 1,6 \mu\text{m}$ [9] suggerieren jedoch eine Verbesserung der Dichtwirkung durch Laserstrahlpolieren. Eine Prüfung nach DIN EN 1779 C1 [10] bestätigt die gesteigerte Druckdichtheit zwischen unpolierter ($5,3 \text{ Bar}$) und polierter Dichtfläche ($8,7 \text{ Bar}$) für einen verschraubten Probekörper.

3.3. Kombinierte Prozessketten

Weiterführende Untersuchungen zielen auf die Bauteilfunktionalisierung durch Pulverbeschichten oder Metallisieren von Laserstrahlpolierten Bauteiloberflächen ab. Im dreistufigen Metallisierungsprozess wird der Kunststoff zunächst mit Palladium bekeimt, sodass sich im anschließenden Elektrolytbad eine Nickelschicht anlagern kann. Diese nasschemische Beschichtung ist elektrisch leitfähig und ermöglicht die Galvanisierung mit Metallen wie Chrom, Kupfer oder Gold. Die Ausgangsoberfläche muss hierfür eine gewisse Mikrorauigkeit aufweisen, um eine gute Schichthftung zu gewährleisten. Es zeigt sich, dass das Laserstrahlpolieren mit reduzierter Bestrahlung grobe Profilsitzen entfernt und so einen guten metallischen Glanz ermöglicht, ohne die Schichthftung sichtlich zu reduzieren (Abb. 6 b). Mit zunehmender Schichtdicke kann so auch die thermische Leitfähigkeit von Bauteilen gesteigert werden, um eine metallische Haptik nachzuempfinden.



Abbildung 6: Versuchskörper mit Finishing-Verfahren: a) Pulverbeschichten, b) Metallisieren, c) Laserstrahlbeschriften, d) Laserstrahltexturieren, e) 3D-Laserstrahlpolieren

Die Qualität von Pulverbeschichtungen wird durch Laserstrahlpolieren jedoch nicht verbessert. Übliche Schichtdicken liegen hier im Bereich von 100 μm und sind ausreichend dick, um die Rauheit von MJF-Bauteilen auszugleichen. Fehlerfrei polierte Bauteile sind daher nach der Pulverbeschichtung nicht mehr von unpolierten Bauteilen zu unterscheiden (Abb. 6 a). Einzig für sehr niedrige Pulverschichtdicken sind Rauheitsreduzierungen feststellbar.

4. Zusammenfassung & Ausblick

Das Laserstrahlpolieren hat sich als geeignetes Verfahren zur Nachbearbeitung von MJF-Bauteiloberflächen erwiesen. Ein abgeleitetes Prozessmodell ermöglicht die schnelle und reproduzierbare Glättung nahezu beliebiger Geometrien. Polierte Oberflächen zeichnen sich durch niedrige Rauheiten und hohe Traganteile aus. Eigenspannungen und ein daraus resultierender Bauteilverzug bleiben jedoch als Herausforderungen bestehen. In Kombination mit konventionellen Beschichtungsver-

fahren können Oberflächeneigenschaften auf verschiedene Arten modifiziert werden. Um das Potenzial dieser Technologien zu nutzen, wird in weiterführenden Versuchen die Integration von Bauteilfunktionen in die Oberfläche, beispielsweise durch das selektive Metallisieren von Leiterbahnen, angestrebt.

Danksagung

Das Verbundvorhaben „FunkFin - Entwicklung einer neuartigen Prozesskette zum funktionalen Oberflächenfinishen 3D-gedruckter Kunststoffteile“ (Förderkennzeichen ZF4039614GM8) wird durch das Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (BMWi) aufgrund eines Beschlusses des Deutschen Bundestages gefördert.

Literaturverzeichnis

- [1] Campbell, I., Diegel, O., Kowen, J., Mostow, N., Wohlers, T., Wohlers Report 2021: Additive Manufacturing and 3D Printing State of the Industry, Wohlers Associates Inc., Fort Collins, 2021
- [2] Lachmayer, R., Lippert, R. B., Kaierle, S., Additive Serienfertigung: Erfolgsfaktoren und Handlungsfelder für die Anwendung, Springer Berlin, 2018
- [3] Back, A., HP's MJF: The fastest growing 3D Printing Process of 2019. <https://www.3dhubs.com/blog/mjf-fastest-growing-3d-printing-process/> (aufgerufen 14.07.2021)
- [4] HP Inc., Additive Manufacturing Playing Significant Role in Digital Transformation, On-Demand Production and More Sustainable Workflows, (Pressemeldung 22.06.2021), <https://press.hp.com/us/en/press-releases/2021/additive-manufacturing-trends-report-emea.html>
- [5] Layher, M., Hopf, A., Eckhardt, L., Bliedtner, J., Laser Beam Polishing of Polymers, PhotonicsViews 3-2019, 83-87.
- [6] DIN EN ISO 4287:2010-07, Geometrische Produktspezifikation (GPS) - Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren - Benennungen, Definitionen und Kenngrößen der Oberflächenbeschaffenheit (ISO 4287:1997 + Cor 1:1998 + Cor 2:2005 + Amd 1:2009)
- [7] DIN ISO 7619-1:2012-02, Elastomere oder thermoplastische Elastomere - Bestimmung der Eindringhärte - Teil 1: Durometer-Verfahren (Shore-Härte) (ISO 7619-1:2010)
- [8] DIN EN ISO 527-2:2012-06, Kunststoffe - Bestimmung der Zugeigenschaften - Teil 2: Prüfbedingungen für Form- und Extrusionsmassen (ISO 527-2:2012); Deutsche Fassung EN ISO 527-2:2012
- [9] Reibert J.-P.: Statisches Abdichten auf nicht idealen Dichtflächen in der Antriebstechnik, Diss., Universität Stuttgart, 2015
- [10] DIN EN 1779:1999-10, Zerstörungsfreie Prüfung - Dichtheitsprüfung - Kriterien zur Auswahl von Prüfmethoden und -verfahren; Deutsche Fassung EN 1779:1999

Vergleichende Untersuchungen zum Laser- und Elektronenstrahlschweißen von konventionell und additiv gefertigtem AlSi10Mg

Jan Drechsel¹, Tim Langer¹, Liu Gan¹, Udo Löschner¹,
Paul Hollmann², Anja Buchwalder², Horst Biermann², Rolf Zenker³

1) Hochschule Mittweida – Laserinstitut, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

2) TU Bergakademie Freiberg – Institut für Werkstofftechnik, Gustav-Zeuner-Str. 5, 09599 Freiberg

3) Zenker Consult, Johann-Sebastian-Bach-Str. 12, 09648 Mittweida

In den letzten Jahren haben sich für die additive Fertigung von metallischen Werkstoffen mit pulver- und drahtbasierten Schmelzverfahren Hochenergiestahlverfahren mittels Laser- und Elektronenstrahl durchgesetzt. Dabei eröffnet die additive Herstellung z.B. durch Laser powder bed fusion (LPBF), auch als Selective Laser Melting (SLM) bekannt, vollkommen neue Designmöglichkeiten und Fertigungsstrategien. Zur wirtschaftlichen Herstellung größerer Bauteile bietet sich die Hybridbauweise unter Nutzung von Fügeverfahren, wie z.B. das LB- und EB-Schweißen, an. Der vorliegende Beitrag beschäftigt sich mit vergleichenden Untersuchungen zur Schweißbarkeit von aus Pulver additiv gefertigtem Material und der konventionellen Gusslegierung aus AlSi10Mg als Referenz. Unabhängig von der verwendeten Energiequelle (10 kW Monomode Faserlaser; 15 kW Elektronenstrahl) kam es beim pulverbasierten LPBF-Material zu einer ausgeprägten Porenbildung in den Schweißnähten, die beim Elektronenstrahlschweißen durch Nutzung einer Mehrspot-Technik reduziert werden konnte.

In recent years, high-energy beam processes using lasers and electron beams have gained acceptance for the additive manufacturing of metallic materials from powder- and wire-based melting processes. Additive manufacturing, e.g. by laser powder bed fusion (LPBF), also known as selective laser melting (SLM), opens up completely new design possibilities and manufacturing strategies. For the economic production of larger components, the hybrid construction method using joining processes, such as laser (LB) and electron beam (EB) welding, is a good choice. This paper deals with comparative investigations on the weldability of powder additively manufactured material and the conventional cast alloy of AlSi10Mg as a reference. Regardless of the energy source used (10 kW monomode fibre laser; 15 kW electron beam), the powder-based LPBF material showed pronounced pore formation in the weld seams, which could be reduced in electron beam welding by using a multi-spot technique.

1. Einleitung

Die Gusslegierung AlSi10Mg kommt vornehmlich in der Automobil- sowie Luft- und Raumfahrt zur Anwendung. Sie verfügt neben den guten mechanischen Eigenschaften auch über eine gute Gieß- und Schweißbarkeit. Als Pulver lässt sich die AlSi10Mg-Legierung u.a. auch mit dem LPBF-Verfahren zuverlässig verarbeiten [1, 2]. Neben dem Vorteil Bauteile direkt aus dem CAD herstellen zu können, bietet das LPBF-Verfahren ein hohes Maß an Designfreiheiten. Allerdings ist durch die verfügbare Anlagentechnik die Größe additiv gefertigter (AM) Bauteile meist auf ca. 350 × 350 × 300 mm³ limitiert, was die Einsatzbreite begrenzt. Die Baugröße ist neben der entsprechenden Pulverbereitstellung auch ein bedeutender Kostenfaktor. Der Grund hierfür ist in der begrenzten Baurate und der daraus resultierenden Bauzeit des LPBF-Prozesses zu sehen. 3D gedruckte Strukturen sollten somit kosteneffizient gezielt dort eingesetzt werden, wo ein hoher Grad an Komplexität oder Funktionalität für die Anwendung erforderlich ist. Die Größenbeschränkung und die Einsatzfunktionalität können jedoch durch Fügen, insbesondere durch

Schweißen, von additiv gefertigten Bauteilen bzw. von additiv und konventionell hergestellten Komponenten überwunden werden. Bekanntermaßen hat Aluminium eine sehr hohe Wasserstoff- und Sauerstoffaffinität. Da das Aluminiumpulver eine sehr große Oberfläche hat, wird beim LPBF-Prozess ein nicht unwesentlicher Anteil an Wasserstoff und Sauerstoff im Material eingelagert bzw. kann auch in gebundener Form vorliegen [3, 4]. Bei der Erstarrung der Aluminiumschmelze kommt es zu einem Löslichkeitssprung für Wasserstoff, der Abnahme der Löslichkeit um Faktor 20 [4, 5, 6], was sich auf Grund von Porenbildung negativ auf die Schweißbarkeit von Aluminium auswirkt [4, 7, 8]. Im Rahmen des Beitrages sollte geklärt werden, welche Gefüge und Eigenschaften Schweißnähte in pulverbasiertem additiv gefertigtem LPBF-Material im Vergleich zu gegossenem Material aufweisen. Dazu erfolgten an Blindschweiß- und I-Nähten vergleichende Untersuchungen mit zwei unterschiedlichen Hochenergie-Strahlquellen: einem 10 kW Monomode Faserlaser (LB) sowie einem 15 kW Elektronenstrahl (EB).

2. Experimentelle Durchführung

2.1. Herstellungsrouten des AlSi10Mg (3.2381)

AlSi10Mg ist eine nah-eutektische Legierung, deren Gefüge typischerweise aus Al-Mischkristall und Al-Si-Eutektikum sowie je nach Wärmebehandlungszustand und Legierungsgehalten verschiedenen intermetallischen Ausscheidungen besteht. Die chemische Zusammensetzung der Ausgangsmaterialien vor und nach dem LPBF-Prozess sowie der Referenz-Gusslegierung sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Das für den LPBF-Prozess verwendete AlSi10Mg-Pulver der Fa. m4p enthielt überwiegend sphärische Körner im Größenbereich von 15–90 µm, mit einer Gaußähnlichen Korngrößenverteilung und einem Maximum bei ca. 23 µm (Abb. 1). Die additive Fertigung im LPBF-Prozess erfolgte mit der Maschine SLM 280 HL der Fa. SLM Solutions AG. Die gemessene mittlere Baudichte betrug 99,3%. In Abhängigkeit von der Lage auf der Bauplattform ergaben sich Dichteschwankungen im Bereich von 98,7–99,7%. Mit einer Optimierung der Prozessparameter (Laserstrahlleistung: 300–325 W, Hatch-Abstände: 70/90/110 µm) konnte die Bauteildichte bis auf Werte von 99,96% erhöht werden. Als Folge des sehr lokalen Wärmeeintrags entstand beim LPBF-Bauprozesses ein sehr feinkörniges Gefüge (Abb. 2 a). Dieses verfügte auch über eine deutlich höhere Festigkeit gegenüber dem Gussmaterial. Die als Referenz verwendete Gusslegierung war durch ein relativ grobes Gefüge (SDAS ≈ 35 µm) und einen hohen Lunkeranteil geprägt (Abb. 2b).

Tabelle 1: Chemische Zusammensetzung des AlSi10Mg-Pulvers im Vergleich zum LPBF-Material sowie dem Gusswerkstoff

| Elementkonzentration [Gew.-%]* | | | | | | | | |
|--------------------------------|---------|-------|-------|------|-------|------|------|----------|
| Si | Fe | Cu | Mn | Mg | Ni/Zn | Ti | Al | Material |
| 10,1 | 0,18 | 0,02 | <0,01 | 0,37 | <0,01 | 0,01 | Rest | Pulver |
| 10,7 | 0,1 | <0,01 | <0,01 | 0,3 | <0,01 | 0,01 | Rest | LPBF AM |
| 9,1±0,3 | 0,3±0,1 | 0,23 | 0,06 | 0,4 | 0,01 | 0,09 | Rest | Guss MM |

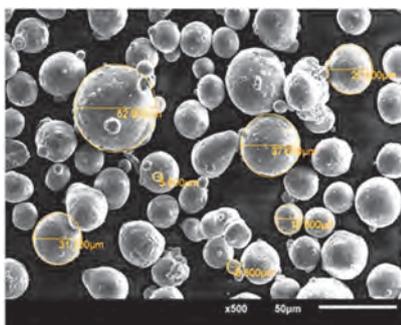


Abbildung 1: REM-Aufnahme des verwendeten AlSi10Mg-Pulvers der Fa. m4p

Durch eine nachträgliche Wärmebehandlung, bestehend aus Lösungsglügen (30 min @ 450°C) und anschließendem Auslagern (2h @ 150°C) wurde die Härte des im LPBF-Prozess generierten Materials, durch eine Gefügevergrößerung geringfügig reduziert.

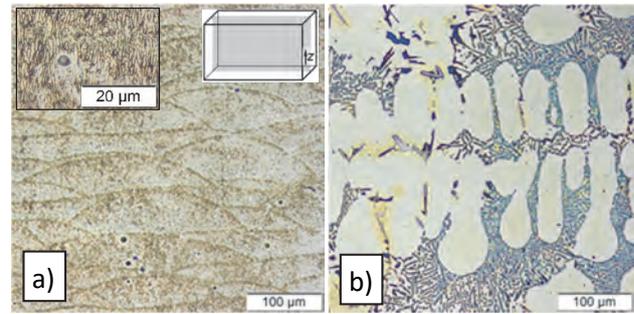


Abbildung 2: Gefüge im Längsschliff des AlSi10Mg-Ausgangsmaterials: a) pulverbasiertes LPBF-Material, b) Gussmaterial

2.2. Laser- (LB) und Elektronenstrahl- (EB) Schweißen

Die Versuche wurden zum einen mit einem 10 kW Monomode Faserlaser (LB) an der Hochschule Mittweida sowie an einer 15 kW Universal-Elektronenstrahlanlage (EB) des IWT der TU Bergakademie Freiberg durchgeführt. Der Faserlaser verfügt dabei über die bestmögliche Strahlqualität, wodurch auch bei Verwendung von Bearbeitungsoptiken mit großen Brennweiten (z.B. F500) mit diesem Laser im Fokus Spitzenintensitäten von $2,54 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ erzielt werden können. Dies ermöglicht auch bei der Bearbeitung von sehr gut wärmeleitenden Materialien hohe Einschweißstiefen. Bei den Laserschweißversuchen wurden Bearbeitungsoptiken mit Brennweiten von F250 – F1500 eingesetzt und die Fokusslage (FL) variiert, einmal auf der Werkstückoberfläche (WSO) sowie im Unterfokus auf – 6 mm. Die LB-Blindschweißversuche erfolgten an 20 mm dicken und die Stumpfstoßschweißungen an 10 mm dickem Material. Dabei wurde die Einschweißtiefe (ET) im Bereich der Vorschubgeschwindigkeit von 2-10 m/min ermittelt. Die EB-Schweißversuche erfolgten an gleichartigen Materialproben. Zusätzlich ermöglichte der Elektronenstrahl verschiedene Energieverteilungsmodi, die zur Schweißprozessoptimierung genutzt wurden. Die trägheitslose Ablenkbarkeit der Elektronen gestattet die Generierung von mehreren quasi gleichzeitig einwirkenden Schweißbädern, welche in ihrer Anordnung sowie der übertragenen Strahlleistung variiert und aufeinander abgestimmt wurden. In den vorgestellten Untersuchungen wird durch diese Technologie ein Mehrspot-Schweißprozess umgesetzt, welcher zur Verbesserung der Nahtqualität beitragen sollte.

Die Versuchsauswertung erfolgte an Hand von lichtmikroskopischen Aufnahmen und Härtemessung an den entsprechenden Schweißnahtquerschliffen. Fallweise wurden auch Zugversuche durchgeführt.

3. Ergebnisse und Diskussion

3.1. Schweißen von Sandguss

Das verwendete Sandgussmaterial wies eine große Anzahl von Poren und Lunkern auf, was auch in der CT-Aufnahme in Abb. 3 deutlich zu erkennen ist. Hingegen

sind in den hier dargestellten Schweißnähten nur sehr vereinzelt Schweißprozessporen festzustellen.

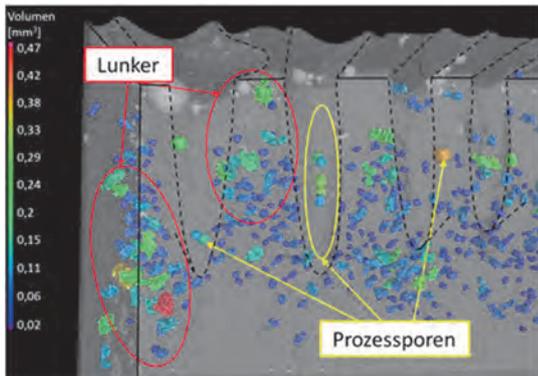


Abbildung 3: Mittels CT im Guss-Grundwerkstoff nachgewiesene Poren (blau) und Lunker (grün) sowie fallweise in einigen Schweißnähten vorhandene Schweißprozessporen, wobei die Farbe für die Größe der Fehlstelle steht

Bei den LB-Blindschweißungen konnten im untersuchten Geschwindigkeitsbereich (2-10 m/min) Schweißnähte mit sehr geringer Nahtbreite (NB) und großem Aspektverhältnis erzeugt werden. Mit der Bearbeitungsoptik F1500 lagen im LB-Schweißprozess z.B. die NB bei 0,7-2,2 mm sowie das Aspektverhältnis bei 8-14. Die Nahtberrauten waren sehr gleichmäßig und hatten nur eine geringe Nahtüberhöhung. Humping konnte nicht festgestellt werden. Die maximale Einschweißtiefe mit Fokuslage WSO lag bei 17,8 mm und reduzierte sich mit zunehmender Schweißgeschwindigkeit auf ca. 10 mm (Abb. 5). Bei den verwendeten Bearbeitungsoptiken mit kürzerer Brennweite (F250, F500) war die ET deutlich geringer und lag bei maximal 10,8 bzw. 14 mm ($v_s = 2$ m/min). Das LB-Schweißen im Unterfokus (FL: - 6 mm) führte im Vergleich zum Scharffokus zu einer Steigerung der ET um ca. 25-30%, die mit größerer Brennweite deutlich geringer war, so dass im Unterfokus bei F1500 nahezu keine Erhöhung der ET mehr festgestellt werden konnte (vgl. Abb. 4).

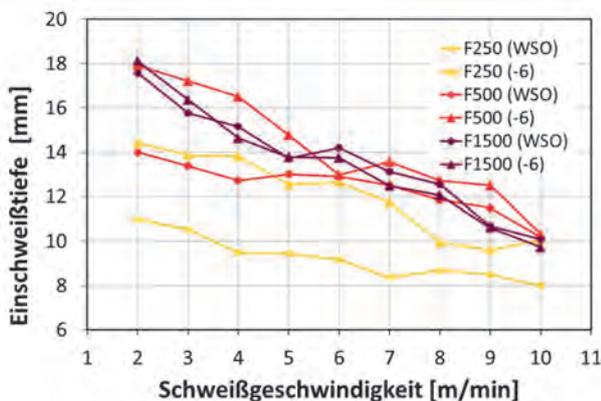


Abbildung 4: Einschweißtiefen in Abhängigkeit von der Schweißgeschwindigkeit für verschiedene Optik-Brennweiten und Fokuslage: WSO bzw. - 6 mm [Laserleistung: $P_L = 10$ kW]

In den Querschliffen der Schweißnähte war ein sehr feinkörniges, gegenüber dem Grundmaterial deutlich

dichteres Gefüge erkennbar. Es zeigten sich nur vereinzelt Poren im Schweißgut.

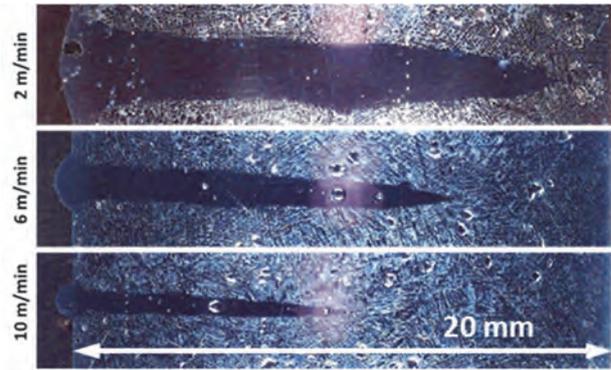


Abbildung 5: Einfluss der Schweißgeschwindigkeit v_s auf die Nahtquerschnitte und Einschweißtiefen beim Blindnahtschweißen [Bearbeitungsoptik F1500, $P_L = 10$ kW, Fokuslage: WSO]

Im oberen Bereich der Schweißnähte (2 mm unterhalb WSO) wurde über die Nahtbreite eine mittlere Härte von 111 ± 4 HV_{0,3} ermittelt, die zu beiden Seiten der Schweißnaht ohne erkennbare Wärmeeinflusszone auf das Härteniveau des Guss-Grundmaterials von ca. 70-80 HV_{0,3} überging (s. Abb. 6). Dabei war die Aufhärtung in der Schweißnaht unabhängig von der gewählten Brennweite der Bearbeitungsoptik. In Abb. 7 ist das grobe Ausgangsgefüge des AlSi10Mg-Gussmaterials, bestehend aus dem Al α -Mischkristall und dem Eutektikum, im Vergleich zum sehr feinkörnigen Gefüge im Bereich der LB-Schweißnaht gut zu erkennen.

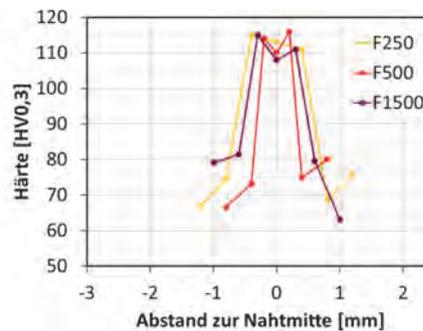


Abbildung 6: Aufhärtung und Breite der Härtezone beim LB-Blindschweißen mit verschiedenen Bearbeitungsoptikbrennweiten [$P_L = 10$ kW, $v_s = 10$ m/min, FL: WSO]

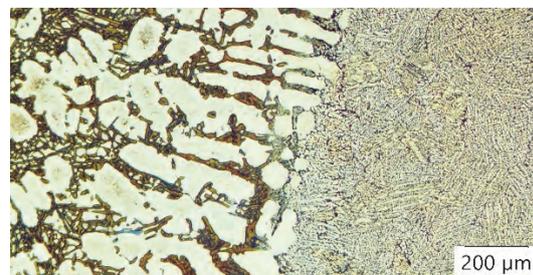


Abbildung 7: Übergang vom Guss zur LB-Schweißnaht ohne WEZ [Optik F250, $P_L = 10$ kW, $v_s = 3$ m/min, FL: - 6 mm]

Die ermittelten Zugfestigkeiten von I-Nahtproben (F500) lagen im Bereich von 120-140 N/mm² und waren damit vergleichbar hoch wie beim Guss-Grundmaterial.

Mit dem EB-Schweißen konnte das Sandguss-Material ohne Schweißfehler gefügt werden. Das Aspektverhältnis in den erzeugten Nahtquerschliffen lag, je nach verwendeter Vorschubgeschwindigkeit, zwischen 7 und 11 und konnte durch Fokusverlagerung (ca. 6-8 mm unterhalb der WSO) noch gesteigert werden. Die erzeugten Schweißnähte zeigten dabei die typische Geometrie für das EB-Schweißen mit einem etwas breiteren Nagelkopf an der Materialoberseite. Mit einer EB-Strahlleistung von 5,6 kW konnte bei einem Vorschub von 1,2 m/min eine sichere Durchschweißung der 20 mm dicken Proben erreicht werden. Die Mikrostruktur innerhalb der Schweißnaht war, wie auch beim LB-Schweißen, wesentlich feiner als im Grundwerkstoff ausgebildet. Die ermittelten Härteverläufe quer zur Schweißnaht zeigten einen abrupten Übergang der Härte vom schnell erstarrten Bereich innerhalb der Schweißnaht (101 ± 2 HV_{0,3}) zum Grundwerkstoff (71 ± 9 HV_{0,3}) (Abb. 8). Lichtmikroskopisch konnte ebenfalls keine Wärmeeinflusszone identifiziert werden.

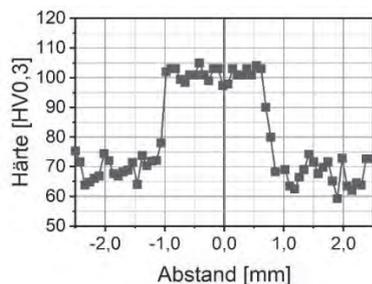


Abbildung 8: Aufhärtung und Breite der Härtezone beim EB-Blindschweißen [$P_{EB} = 5,6$ kW, $v_s = 1,2$ m/min]

Die kleinere Standardabweichung, die über alle ausgewerteten Härteeindrücke in der Schweißnaht ermittelt wurde, zeigt, dass produktionsbedingte Werkstofffehler (Poren, Mikrolunker) auf Grund des im Vakuum durchgeführten EB-Schweißens egalisiert werden konnten.

3.2. Schweißen von LPBF-hergestelltem Material

Beim LB-Blindnahtschweißen an dem aus Pulver generiertem Material waren im Vergleich zum Gussmaterial deutlich breitere Nahtberraupen mit einer ausgeprägten Nahtüberhöhung festzustellen. Die Querschliffe zeigten auf Grund der Freisetzung von beim LPBF-Prozess eingelagertem sowie gebundenem Wasserstoff im Schweißprozess eine ausgeprägte Porenbildung im Schweißgut, während das Grundgefüge hingegen als porenfrei mit hoher Materialdichte erschien (Abb. 9). Dabei waren Poren im Schweißgeschwindigkeitsbereich von 2-5 m/min innerhalb der gesamten Schweißnaht zu erkennen (Abb. 10). Bei höheren Schweißgeschwindigkeiten von 6-10 m/min waren in den deutlich schmaleren Schweißnähten (NB ca. 1,3 mm) die Poren perlenkettenartig in der Nahtmitte angeordnet. Prozesstechnische Maßnahmen, wie Vorwärmen, Doppelspotschweißen, Schrägeinstrahlung, Glühen und Auslagern des LPBF-Materials u.ä. führten hinsichtlich Porenreduktion zu keiner wesentlichen Verbesserung des

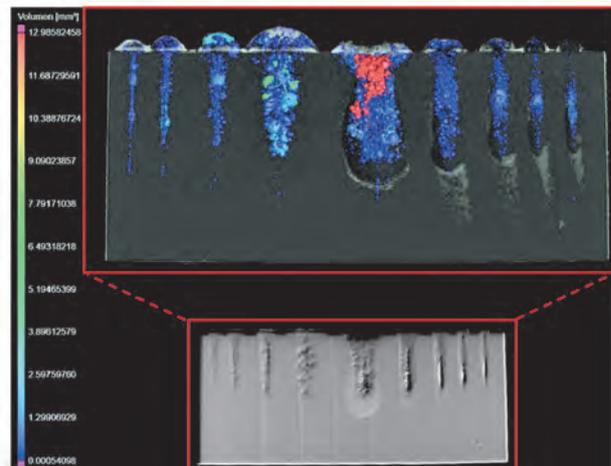


Abbildung 9: Mittels CT (oben) und Röntgen (unten) visualisierte Porenbildung in den Blindschweißnähten am LPBF-generiertem Material

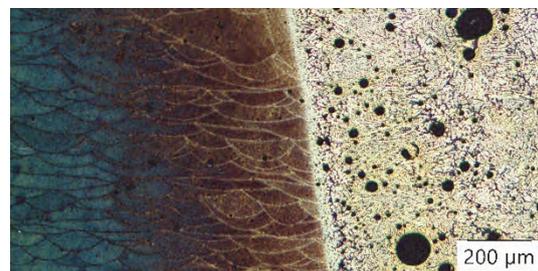


Abbildung 10: Übergang vom LPBF-Material zur LB-Schweißnaht ohne erkennbare WEZ [Bearbeitungsoptik F250, $P_L = 10$ kW, $v_s = 3$ m/min, FL: - 6 mm]

Schweißergebnisses. Die maximale Einschweißtiefe lag bei 12,3 mm und war damit im Vergleich zum Gusswerkstoff bei vergleichbaren Prozessparametern um ca. 30% geringer. Eine Fokusverlagerung im Unterfokus (FL: - 6 mm) ermöglichte auch hier, je nach verwendeter Brennweite der Bearbeitungsoptik, eine Steigerung der ET zwischen 10-20% (Abb. 11). Die ermittelten Härtewerte des LPBF-generierten Materials waren infolge der hohen Abkühlgeschwindigkeit im LPBF-Bauprozess und der dadurch extrem feinen Verteilung der Ausscheidungen im Gefüge mit 131 ± 8 HV_{0,3} sehr hoch. Im Schweißgut lagen die gemessenen Härtewerte dagegen deutlich niedriger und variierten in einem Bereich von 82-101HV_{0,3}.

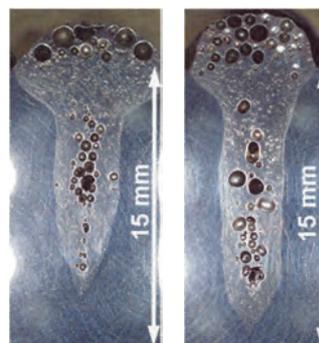


Abbildung 11: Nahtquerschnitte am LPBF-Material; links mit FL: WSO (ET = 12,3 mm) und rechts mit FL: - 6 mm (14,3 mm) [Bearbeitungsoptik F1000, $P_L = 10$ kW, $v_s = 2$ m/min]

Beim EB-Schweißen des LPBF-Materials mit Einspot-Technik kam es analog zu den LB-Versuchen ebenfalls zu einer starken Porenbildung innerhalb der Schweißnähte. Optional sollte die Ausgasung während des Schweißprozesses durch die Verwendung einer Mehrspot-Technologie verbessert werden. Die Erzeugung von drei Schweißbädern erfolgt dabei durch die schnelle Ablenkung des EB an verschiedenen Positionen auf der Werkstückoberfläche, sodass quasi gleichzeitig drei Dampfkapillaren mit Tiefschweißeffekt geöffnet waren. Das wiederholte Aufschmelzen während des EB-Prozesses sollte die Schmelzentgasung des rekombinierten Wasserstoffs fördern. Unterstützt wird dieser Prozess durch das vorhandene Vakuum von ca. 2×10^{-2} mbar innerhalb der EB-Kammer. Beim Mehrspot-EB-Schweißen kommt der Energieverteilung zwischen den einzelnen Schweißbädern sowie deren Abstand zueinander eine große Bedeutung zu. Insbesondere die Einschweißtiefe sowie die laterale Ausdehnung der Dampfkapillaren muss so aufeinander abgestimmt werden, dass jedes Schweißbad möglichst nur den bereits vorher aufgeschmolzenen Bereich erneut verflüssigt und kein bzw. möglichst wenig Grundwerkstoff einbezogen wird. Es wurden daher eine Vielzahl an Parameterkombinationen auf ihre Auswirkung hinsichtlich der Nahtqualität insbesondere im Hinblick auf den verbliebenen Porenanteil innerhalb der Schweißnaht untersucht (Abb. 12).

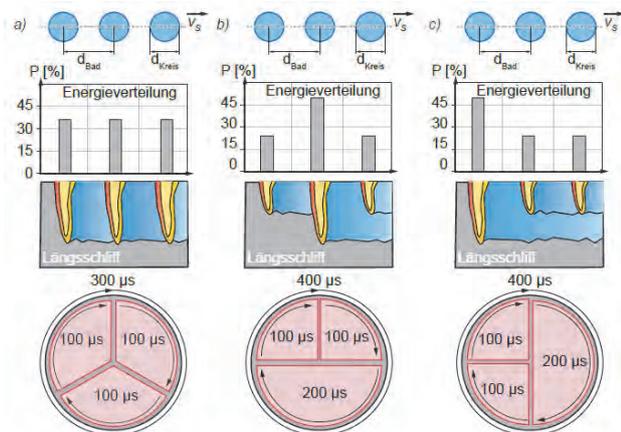


Abbildung 12: Betrachtete Energieverteilungen beim Mehrspot-EB-Schweißen: a) 1:1:1, b) 1:2:1, c) 2:1:1, mit den entsprechenden Zeitanteilen (Zeitscheiben unten)

Im Vergleich zu den Einspot-EB-Schweißversuchen konnte mit dem Mehrspot-EB-Schweißen bei einer Energieverteilung von 1:1:1 und einem Badabstand von 4 mm zwischen den Spots der Porenanteil bezogen auf die Schweißnahtfläche von 16% auf 6,4% reduziert werden (Abb. 13). Dies stellt einerseits eine erhebliche Verbesserung dar, genügt aber andererseits der Qualitätsgruppe B nach DIN EN ISO 131912-2 noch nicht. Dementsprechend müsste der Anteil an Poren an der Nahtfläche weniger als 3 % betragen, um die höchste Nahtgüteklasse B einzustellen. Möglicherweise könnten solche Nahtqualitäten bei geringeren zu fügenden Materialdicken (bis zu 10 mm) erreicht werden. Mit einem Badabstand von 3 mm und einer Energieverteilung von

1:2:1 konnte schließlich, bei einem Porenanteil von 6,9 %, das Probenmaterial durchgeschweißt werden (ET: ≥ 20 mm). Die Nahtbreite lag hierbei im Bereich von 4 mm mit einer Nahtkopfbreite von ca. 14 mm.

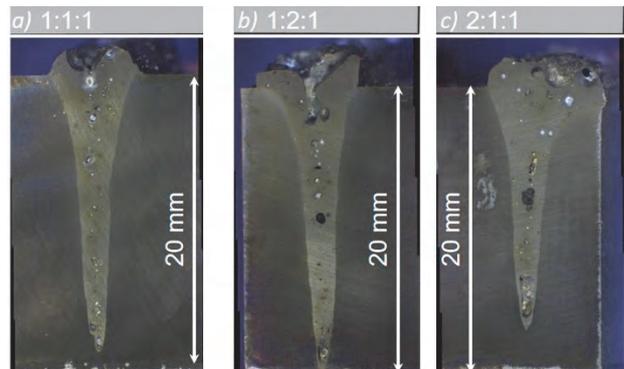


Abbildung 13: Nahtquerschnitte und Porenreduktion beim Mehrspot-EB-Schweißen mit verschiedenen Energieverteilungen: a) 1:1:1, b) 1:2:1, c) 2:1:1 mit 3 mm Badabstand

Das LPBF-generierte Material verfügte auf Grund der hohen Abkühlgeschwindigkeit im LPBF-Prozess und der dadurch extrem feinen Verteilung der Ausscheidungen im Gefüge über eine hohe Härte. Der große Wärmeeintrag durch die drei einzelnen Schmelzbäder in Verbindung mit der guten Wärmeleitfähigkeit des Aluminiummaterials führte im Grundmaterial zu einer ausgeprägten Wärmeeinflusszone sowie einer Vergrößerung des Gefüges und einer damit verbundenen Abnahme der Härte im Schweißgut auf 95 ± 7 HV_{0,3}. Im Bereich der Wärmeeinflusszone lag die Härte um < 90 HV_{0,3} (Abb. 14).

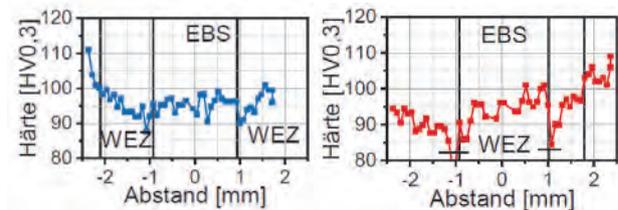


Abbildung 14: Härteverläufe an Mehrspot-Schweißnähten, links: 1:1:1 und rechts: 1:2:1 bei jeweils 3 mm Badabstand

4. Vergleich von LB- und EB-Schweißen

Beim Laserstrahlschweißen des Gussmaterials konnten Einschweißtiefen von bis zu 18 mm realisiert werden (Abb. 16, a/c). Hingegen war die Einschweißtiefe beim LPBF-generierten Material um ca. 30% geringer. Eine weitere Reduzierung der Schweißgeschwindigkeit auf weniger als 2 m/min erbrachte bei beiden Materialien keiner Vergrößerung der Einschweißtiefe, sondern lediglich eine Nahtverbreiterung. Beim Elektronenstrahlschweißen wurde mit einer Schweißgeschwindigkeit von 1,2 m/min bei beiden Materialkonfigurationen eine maximalen Einschweißtiefe von 20 mm erreicht und das Material damit durchgeschweißt (Abb. 16, b/d). Generell war anhand der Nahtquerschnitte ein hohes Aspektverhältnis festzustellen. Mit einer Fokusverlagerung im Unterfokus (- 6 mm) konnte bei beiden Ener-

giestrahlsystemen die Einschweißtiefe gesteigert werden. Beim LB-Schweißen entstanden mit Streckenenergien von 100 J/mm sehr schmale Schweißnähte mit Nahtbreiten von 0,8–1,2 mm (siehe Abb. 6). Mit zum EB-Schweißen vergleichbaren Streckenenergien von ca. 300 J/mm fielen die LB-Schweißnähte jedoch deutlich breiter aus, wie die Messungen der Härteverläufe im Abstand von 2 mm unterhalb der WSO an entsprechenden Nahtquerschliffen zeigen (Abb. 15).

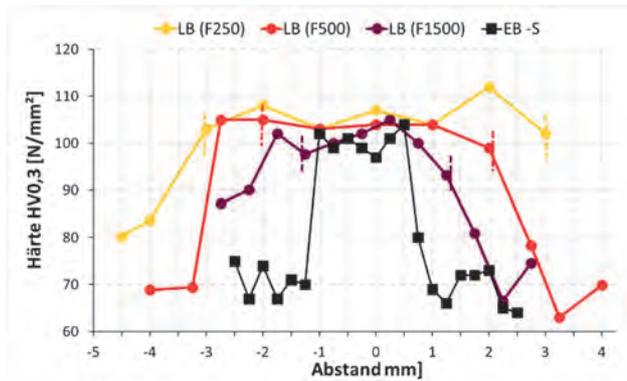


Abbildung 15: Härteverläufe quer zur Schweißnaht für LB-S und EB-S am Sandguss bei annähernd vergleichbaren Streckenenergien $E_s = 300$ bzw. 320 J/mm [LB-S: $P_{LB} = 10$ kW, $v_s = 33$ mm/s, FL: WSO und EB-S: $P_{EB} = 6,8$ kW, $v_s = 20$ mm/s, FL: - 6 mm]

Unabhängig vom Strahlsystem zeigten die Querschliffe bei gegossenem AlSi10Mg-Material oft nur wenige kleine Poren, während beim LPBF-generiertem Material unabhängig von der jeweiligen Schweißstrahlquelle generell viele Poren festzustellen waren. Diese wurden auf den beim LPBF-Prozess eingelagerten und gebundenen Wasserstoff zurückgeführt. Beim EB-Schweißen besteht mit der Mehrspot-Technik eine Möglichkeit, die Porenanzahl und -größe in den Schweißnähten des LPBF-Materials zu reduzieren.

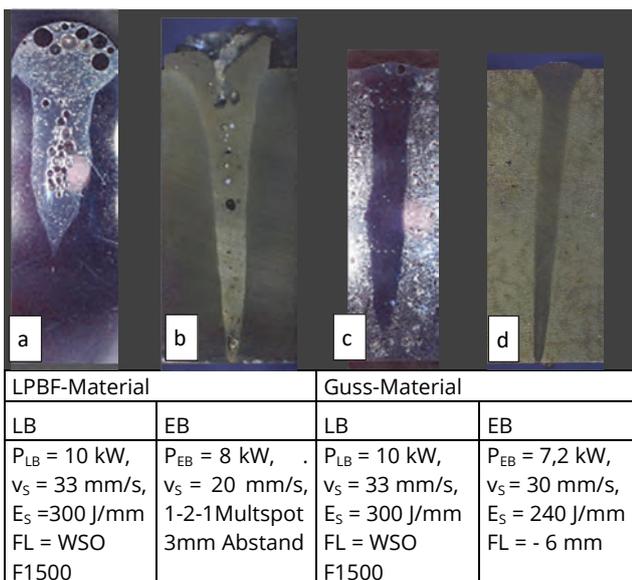


Abbildung 16: Typische Nahtquerschliffe von LB- bzw. EB-geschweißten Blindnähten am LPBF- bzw. Guss-Material

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die finanzielle Unterstützung des Projektes EBS/LBS-AM/MM-Al (FKZ: 100368360/3815; 100368366/3815) aus Mitteln des Europäischen Fonds für regionale Entwicklung (EFRE) und aus Steuermitteln auf Grundlage des von den Abgeordneten des Sächsischen Landtags beschlossenen Haushaltes.



Literaturverzeichnis

- [1] S. Caba: Aluminiumlegierung für die additive Fertigung im Automobilbau. ATZ 11/2020, 122. Jg., 58-61.
- [2] D. Buchbinder, et al.: Generative Fertigung von Aluminiumbauteilen für die Serienproduktion (AluGenerativ). ILT Aachen, 2010, Abschlussbericht FKZ 01RIO639A-D.
- [3] D.M. Bauer, et al.: Investigations of aging behaviour for aluminum powders during an atmosphere simulation of the LBM process, Powder Metallurgy, 2017, DOI: 10.1080/00325899.2017.1288841
- [4] P. Lutze, J. Runge: Wasserstoff in Aluminium und seinen Legierungen. Materialwissenschaft + Technik (44). 8/1990, 741-748.
- [5] NN: Wasserstofflöslichkeit. Giesserei Lexikon.
- [6] <https://migal.co/service/schweissen-von-aluminium/loeslichkeit-von-wasserstoff>.
- [7] J. Rapp: Laserschweißung von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Leichtbau. Diss. 1996. DOI: 10.1007/978-3-663-12209-8
- [8] D. Dittrich, J. Standfuss, A. Jahn: Neuartiges Verfahren zum Druckdichten Laserstrahlschweißen von Aluminium aus Atmosphären-Druckguss. Giesserei 104, 08/2017, 56-61.

Herstellung hybrider Komponenten mittels Laserstrahlschweißen

Rosenblatt, M.*; Ulrich, S.*; Pieper, M.*

Günter-Köhler-Institut für Fügetechnik und Werkstoffprüfung, Ernst-Ruska-Ring 3, 07745 Jena

In diesem Beitrag wird die Herstellung von Hybridbauteilen vorgestellt, welche aus konventionellem Al-Guss und additiv gefertigten Halbzeugen bestehen und mit Hilfe des Laserstrahlschweißens gefügt werden. Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag auf der Bestimmung der Schweißseignung der L-PBF Komponenten (laser powder bed fusion), da hierbei auf die mechanische Vorbereitung der Halbzeuge (Drehen/Fräsen) vor dem Schweißen verzichtet wurde. In diesem Zusammenhang wurde der Einfluss der Prozessparameter auf das Gefüge und die Porenbildung beim Laserstrahlschweißen von AlSi10Mg untersucht, um das Prozessfeld einzugrenzen.

1 Einleitung

Produktionsanlagen zum additiven Fertigen von Bauteilen, z.B. aus Al-Legierungen, werden immer leistungsfähiger. Anwender produzieren bereits jetzt schon Klein- und auch Großserien auf ihren L-PBF-Anlagen. Die Fertigungskosten dieser additiv gefertigten Bauteile werden dabei durch immer neue Methoden weiter reduziert. Oberstes Ziel ist es, das Bauteilvolumen in weniger Schichten zu erzeugen und so die zeit- und kostenintensiven Beschichtungszyklen zu reduzieren. Mit diesem Ansatz kann jedoch nur begrenzt Einfluss auf Kosten und Bauzeit genommen werden, da diese ebenfalls durch die Orientierung des Bauteils im Bauraum beeinflusst werden (breit und flach wenig Zeit, schmal und hoch viel Zeit). Darüber hinaus hat die Baurichtung auch Einfluss auf die Fertigungsgenauigkeit und Oberflächengüte des Bauteils. Eine Alternative ist die pulverbettbasierte Herstellung des Funktionsbereiches, welcher im Anschluss mit dem angrenzenden, konventionell gefertigten Bauteil verbunden wird. Dabei kann der konventionell gefertigte Teil auch deutlich größer sein als der Bauraum der Pulverbettanlage. Für das Fügen können bei metallischen Komponenten Standardschweißverfahren, z. B. das Laserstrahlschweißen, zum Einsatz kommen.

Um jedoch qualitativ hochwertige Schweißnähte an additiv gefertigten Bauteilen herzustellen, ist eine Anpassung der bekannten Prozessparameter für das Laserstrahlschweißen von konventionell gefertigten Bauteilen (Halbzeug) notwendig. Prozessbedingt weisen die L-PBF-Bauteile andere Eigenschaften als konventionell gefertigten Bauteil auf. Am Beispiel der Kombination aus konventionellem Al-Guss und additiv gefertigten Halbzeugen werden die Besonderheiten beim Laserschweißen von Hybridverbindungen vorgestellt. Dabei wurde bei den Schweißversuchen von einer Nahtvorbereitung und von Schweißzusatz abgesehen. Infolge dessen war die Fügezone von inneren (u.a. Porennester) und äußeren (u.a. Nahtunterwölbung und Randkerben) Unregelmäßigkeiten geprägt. Auf die Zusammenhänge zwischen Laser- und Prozessparametern und den resultierenden Nahtfehlern wird in diesem Beitrag schwerpunktmäßig eingegangen.

2 Stand der Technik

2.1 Legierungen AlSi10Mg

Das Aluminium-Silizium-Zweistoffsystem (AlSi) bildet für Druckgusslegierungen das wichtigste Legierungssystem. Hauptvertreter dieser Legierungsgruppe mit eutektischen bzw. nahezu eutektischen Legierungen (Eutektikum bei 11,7 Gew.-% Siliziumgehalt) sind, GD- AlSi9Cu3 , GD- AlSi12(Cu) und GD- AlSi12 , GD- AlSi10Mg . Silizium erhöht dabei die Zugfestigkeit und Bruchdehnung der Legierung wobei Magnesium die Einstellung einer höheren Festigkeit und Duktilität ermöglicht. Die Fließfähigkeit der Schmelze verbessert sich mit steigenden Siliziumgehalt. Die günstigsten Werte für Festigkeit und Bruchdehnung in der Legierung liegen bei einer Zugabe von Magnesium von 0,3 % bis 0,5 %.[1]

2.2 Laserschweißen von Al-Legierungen

Hinsichtlich der Laserschweißseignung von Aluminiumwerkstoffen ist in Bezug zu den konventionellen Verfahren die Anfälligkeit gegen Wasserstoffporenbildung, der Rissneigung und der Entfestigung im Schweißnahtbereich besonders zu beachten.

Die Heißrissanfälligkeit ist insgesamt beim Laserstrahlschweißen geringer als beim MIG- bzw. WIG-Schweißen. Der Bereich hoher Rissanfälligkeit ist kleiner und auf ein kleines Legierungsintervall begrenzt. Die Heißrissanfälligkeit steigt mit zunehmenden Magnesiumgehalten auf ein Maximum bei 0,8 % an und geht auf ein Minimum zwischen 2 % bis 3 % zurück. Für den Siliziumgehalt befindet sich das Maximum bei 0,5 %. Der Heißrissarme Bereich für Siliziumgehalte beginnt ab 1,5 %. Entsprechend ist die hier genutzte Legierung GD- AlSi10Mg als nicht heißrissgefährdet einzustufen und bedarf für die folgende Untersuchung keiner tieferen Betrachtung der Rissneigung. [2]

In der DIN EN 1706 wird die Schweißbarkeit der Legierung GD- AlSi10Mg als bedingt angegeben und ist nur unter Einhaltung enger Prozessgrenzen für den jeweilige Schweißprozess möglich. Die Schweißbarkeit ist nicht nur vom Prozess, sondern besonders auch vom Wasserstoffgehalt des Materials selbst abhängig. Es existieren somit mindestens zwei wesentliche Mechanismen, Werkstoff und Prozess, die die Porenbildung beim Laser-

schweißen beeinflussen. Dabei gilt für Schmelzschweißverbindungen ein zulässiger Wert von 10ml/100g Wasserstoffgehalt für porenarme Verbindungen als Richtwert. [3] Um Porenfreie Schweißnähte zu erzielen, ist ein Wasserstoffgehalt von $\leq 0,3$ ppm oder $\leq 0,33372$ ml/100g ($1 \text{ ppm} \hat{=} 1,1124 \text{ ml/100g}$) notwendig. [4]

In Aluminium ist von allen Gasen nur Wasserstoff in größerem Anteil löslich. [5] Der Wasserstoffgehalt ist dabei das wichtigste Kriterium zur Beurteilung der Schweißleistung [6] und der Porosität der Schweißverbindung von Aluminium-Druckguss.

Nach Erkenntnissen von [4] wird durch Veränderung der Schweißgeschwindigkeit (Vorschub) die Porenanzahl als auch die Porengröße, mit steigenden Geschwindigkeiten, trotz Restgehalt an Wasserstoff im Werkstoff, positiv beeinflusst.

Auf die Möglichkeiten der Beeinflussung der Porenbildung durch statische oder dynamische Strahlvariationen wird auf die Literatur verwiesen ist jedoch nicht Gegenstand dieser Untersuchung und wird im Weiteren nicht näher erläutert.

3. Experimentelle Methodik

3.1 Laserschweißversuche

Bei der Definition des zu untersuchenden Parameter-raums wurden zwei Grenzen festgelegt. Die untere Grenze wird durch Prozessinstabilitäten definiert, die sich in Form von Lochbildung in der Schweißnaht äußern. Als obere Grenze wurde eine ungenügende Durchschweißung festgelegt. Innerhalb dieser Grenzen wurden zwei gleichverteilte Versuchspläne mittels Methoden der statistischen Versuchsplanung (Design of Experiments-DoE) erstellt. Die Abmessung der rotations-symmetrischen Halbzeuge sind $D=26,5 \text{ mm}$, $t=3 \text{ mm}$ sowie $D=30,5 \text{ mm}$, $t=2 \text{ mm}$ beide aus AlSi10Mg. Das konventionelle bzw. additiv hergestellte Bauteil wurden systematisch miteinander kombiniert, verschweißt und im Anschluss mittels visueller Begutachtung, Schlibbildern und Porositätsmessung mittels Micro-CT ausgewertet. In Plan eins wurden 80 und in Plan zwei 72 Proben erstellt, wobei die Pläne sich aufgrund der Geometrie der Ausgangswerkstoffe unterscheiden. Im Versuchsraum ist mittels Faserlaser mit Laserleistungen (cw) von bis zu 2000 W die Schweißgeschwindigkeit zwischen 1200 mm/min und 8500 mm/min (Plan2) und 900 mm/min bis 4800 mm/min (Plan 1), im Rahmen der in den Voruntersuchungen erhaltenen Prozessgrenzen, variiert wurden. Die Variation der Rauigkeit, Ebenheit der Fügefläche und des Wasserstoffgehaltes der Ausgangsmaterialien sind durch das Herstellungsverfahren bedingt und sind Bestandteil der Untersuchung.

Als Inputvariablen sind Leistung [W], Vorschub [mm/min], Rauigkeit [μm], Ebenheit [μm] und Wasserstoffgehalt [ppm] und als Ergebnisvariablen Schweißnahtbreite [mm], Schlankheitsgrad [mm], Porosität [%], Porenvolumen [mm^3] und Porenanzahl in die Auswertung eingeflossen.

3.2. werkstofftechnische Analyse

Es ist festzustellen, dass der tatsächliche Wasserstoffgehalt der Ausgangsmaterialien, speziell des konventionellen Guss-Materials, über den empfohlenen Werten für eine porenfreie Schweißnaht liegt, siehe Tabelle 1.

Tabelle 1: Mittlere Messwerte der Ausgangsmaterialien und der Materialkombination

| Material | Ebenheit | Rauheit | H ₂ -Gehalt |
|--------------------------|--------------------|--------------------|------------------------|
| Guss - AlSi10Mg | 8,0 μm | 1,1 μm | 14,8 ppm |
| LPBF - AlSi10Mg | 50,0 μm | 10,5 μm | 5,2 ppm |
| Kombination L-PBF - Guss | 29,0 μm | 5,8 μm | 8,4 ppm |

Die Rauheit und die Ebenheit, welche in Abbildung 1 gegenübergestellt sind, ist bei den mittels LPBF hergestellten Bauteilen signifikant größer als bei den konventionell Bauteilen und streut zudem stärker. Der Unterschied zwischen den Baugrößen ist minimal und im Bereich der Standardabweichung.

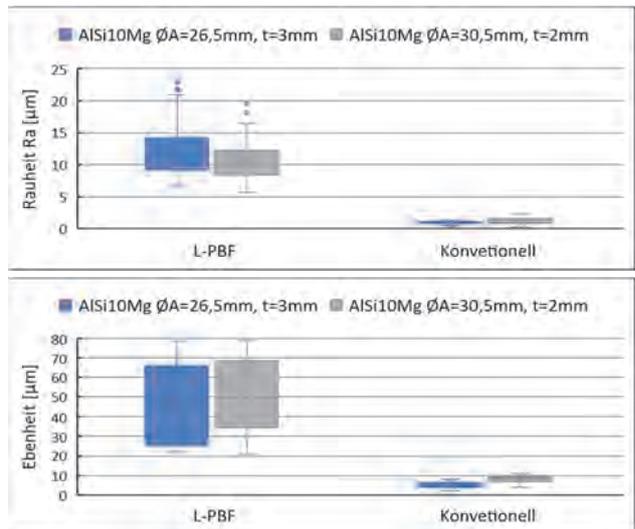


Abbildung 1: Diagramm Rauheit (oben) und Ebenheit (unten) der Ausgangsmaterialien nach Fertigungsverfahren

4. Ergebnisse

4.1 Porosität

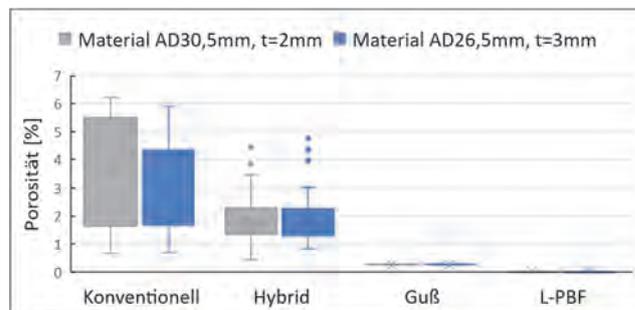


Abbildung 2: Porosität der Schweißverbindung und des Grundmaterials

Anhand von Abbildung 2 ist zu erkennen, dass die Porosität signifikant höher in der Schweißnaht bei den konventionellen Bauteilen ist.

ventionellen Gussbauteilen im Vergleich mit den Hybridbauteilen ist. Die Porosität des Grundmaterials beträgt bei LPBF im Mittel 0,0076 % und für das konventionelle Grundmaterial 0,2526 %.

Bezüglich der Minimal-, Mittel-, und Maximalporositätswerte der Schweißverbindungen sind diese bei den konventionellen Bauteilen wesentlich erhöht, siehe Tabelle 2.

Tabelle 2: Porositätswerte der Schweißverbindung nach Material und Verbindungsart

| Material | | Min. | MW | Max. |
|----------------------|--------|--------|--------|--------|
| AD30,5 mm, t=2 mm | konv. | 0,67 % | 3,61 % | 6,22 % |
| | hybrid | 0,43 % | 1,86 % | 4,44 % |
| AD26,5 mm, t=3 mm | konv. | 0,69 % | 2,82 % | 5,91 % |
| | hybrid | 0,82 % | 1,91 % | 4,75 % |

4.2 Porosität in Abhängigkeit von H₂ und Vorschub

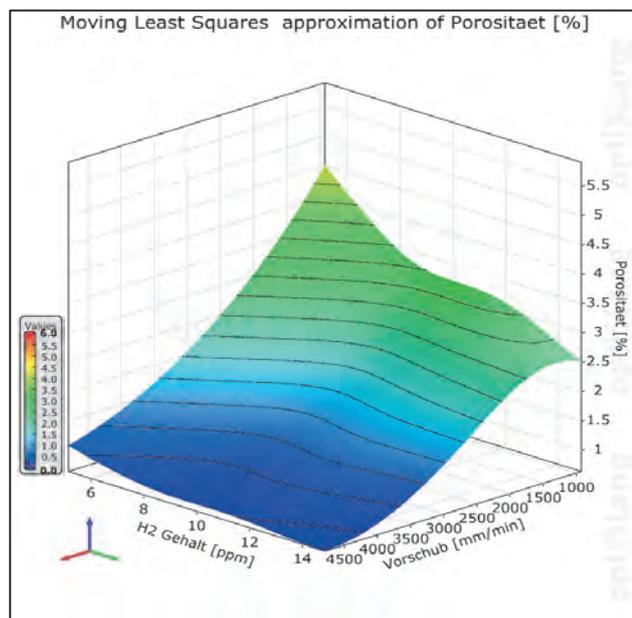


Abbildung 3: Porosität in Abhängigkeit von Wasserstoffgehalt und Vorschub bei Material AD26,5 mm, t=3 mm

Die Auswertung der Versuche bestätigt, die aus der Literatur bekannten Prozessbeobachtungen [4], dass eine erhöhte Schweißgeschwindigkeit die prozessbedingte Porenbildung entgegenwirkt und zu einer Reduzierung der Porosität in der Schweißnaht führt, siehe Abbildung 3 und 4. Dies trifft in unterschiedlicher Ausprägung für alle Versuche zu. Maßgeblich für die Lage geeigneter Prozessparameter zum Laserschweißen ist der Wasserstoffgehalt der Ausgangsmaterialien. Dieser bestimmt im erheblichen Maß die Grenzen und Höhe der Porosität der Schweißverbindung durch die werkstoffbedingte entstehende Porosität. Auffällig ist, dass die hybriden Verbindungen eine niedrigere Porosität als die konventionellen Verbindungen aufweisen. In Untersuchungen von [7] führen die Autoren an, dass aufgrund des hohen Wasserstoffgehaltes von 3,52 ppm im LAM - AlSi12 Werkstoff, die Ursache für die erhöhte Porosität in der Schweißnaht begründet ist. Bei den eigenen Versuchen

aus dieser Testreihe ist es genau umgekehrt. Entsprechend ist nicht das Grundmaterial selbst, sondern der Wasserstoffgehalt im Material von wesentlicher Bedeutung für die Verbindungsporosität. Dabei wirkt der Fügepartner mit dem kleineren Wasserstoffgehalt insgesamt porositätsmindernd auf die Schweißverbindung.

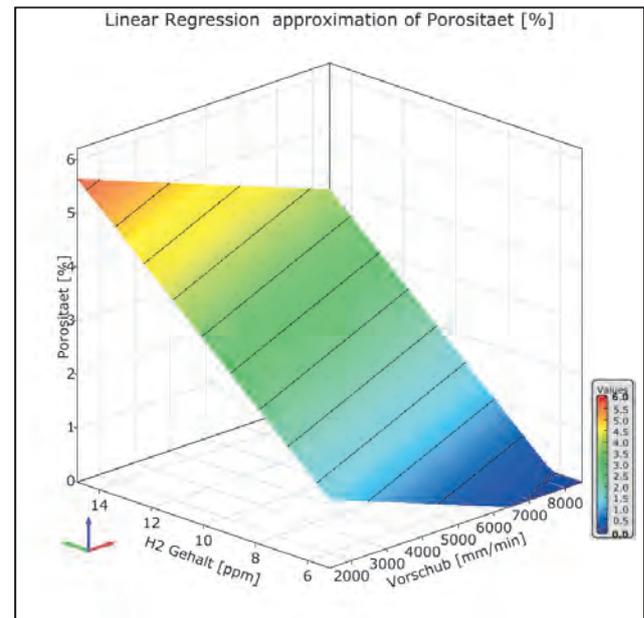


Abbildung 4: Porosität in Abhängigkeit von Wasserstoffgehalt und Vorschub bei Material AD30,5 mm, t=2 mm

4.3 Porenvolumen in Abhängigkeit von Vorschub und Ebenheit

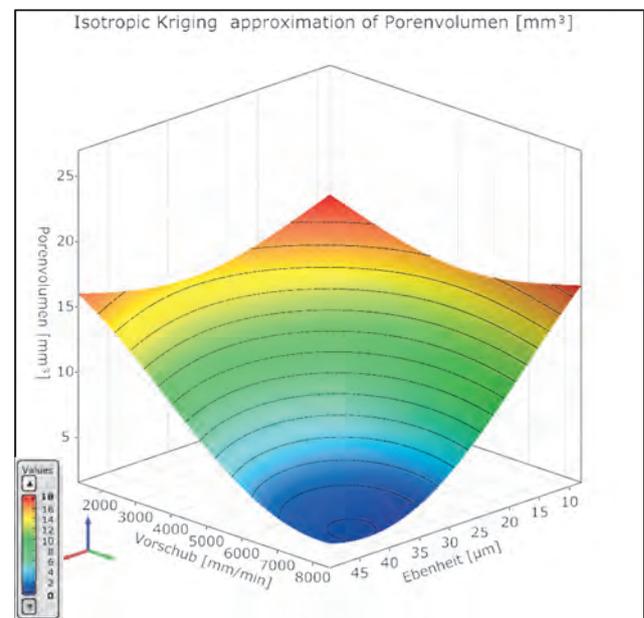


Abbildung 5: Porosität in Abhängigkeit von Ebenheit und Vorschub bei Material AD30,5 mm, t=2 mm

Als Eingangsparameter sind Rauheit und Ebenheit der Verbindungsflächen in die Versuche durch die Ausgangsmaterialien und die Herstellungsverfahren eingeflossen. Bei den Versuchen hat die Rauheit keinen wesentlichen Einfluss verursacht. Die Ebenheit der Materialien hat Einfluss auf das Porenvolumen in Verbindung mit der Schweißgeschwindigkeit was aus Abbildung 5

hervor geht. Es ist anzunehmen, dass die Ebenheit einen stärkeren Einfluss auf das Porenvolumen hat, je dünner die Wandungsstärke ($t=2\text{ mm}$ oder $t=3\text{ mm}$) des Bauteils ist. Mit steigender Schweißgeschwindigkeit reduziert sich in beiden Versuchsreihen das Porenvolumen.

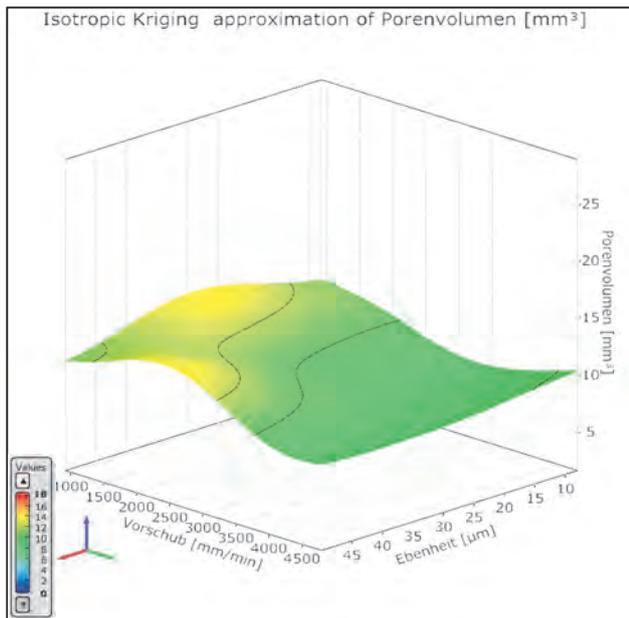


Abbildung 6: Porosität in Abhängigkeit von Ebenheit und Vorschub bei Material AD26,5 mm, $t=3\text{ mm}$

Die Einzelauswertung der Messwerte zu dem minimalen und maximalen sowie Mittelwerten des Porenvolumens der Schweißverbindungen sind in erster Näherung ähnlich. Eine Halbierung der Mittelwerte und eine starke Reduzierung der Maximalwerte ist bei dünner Wandstärke im Hybridbauteil erkennbar. Es ist anzunehmen, dass die wesentlich höheren Schweißgeschwindigkeiten bei ausreichender Laserleistung das Porenvolumen, zumindest bei den Hybridbauteilen, positiv beeinflusst.

Tabelle 3: Porenvolumen der Schweißverbindung nach Material und Verbindungsart

| Material | | Min. | MW | Max. |
|-------------------------------|--------|---------------------|----------------------|----------------------|
| AD30,5 mm, $t=2\text{ mm}$ | konv. | 1,6 mm ³ | 15,9 mm ³ | 27,0 mm ³ |
| | hybrid | 1,9 mm ³ | 7,8 mm ³ | 19,0 mm ³ |
| AD26,5 mm, $t=3\text{ mm}$ | konv. | 1,7 mm ³ | 14,7 mm ³ | 29,0 mm ³ |
| | hybrid | 5,2 mm ³ | 11,7 mm ³ | 28,0 mm ³ |

5. Schlussbemerkung

Die durchgeführten Versuchsreihen zum Verschweißen von konventionellen mit LPBF Halbzeugen aus AlSi10Mg bestätigen die Machbarkeit der Herstellung dieser Verbindungsart mit dem Laserschweißen. Es konnte bestätigt werden, dass trotz Wasserstoffporenbildung aufgrund prozess- und werkstoffbedingter Herausforderungen beim Laserschweißen von Materialien wie AlSi10Mg, Prozesssicherheit erlangt werden kann. Wichtig dabei ist, die Parameterfestlegung für den Schweißprozess nach den Eigenschaften des Materials und die Art der Herstellung. Das finden und festlegen geeigneter

Werte für Leistung und Schweißgeschwindigkeit ist abhängig vom Wasserstoffgehalt des Materials und bestimmt maßgeblich die Restporosität in der Schweißnaht. Die geschweißten Proben haben die Anforderungen an Gasdichtheit der Verbindung und maximale Porengröße in der Schweißnaht nach Norm im Wesentlichen erfüllt. Mit der richtigen Wahl der Prozessparameter ist ein sicheres Prozessfenster für die Verarbeitung gegeben.

Danksagung

Die vorgestellten Arbeiten wurden durch das BMWi im Rahmen des Projektes „Lake“ (FKZ 49MF180104) unterstützt. Hierfür sei ausdrücklich Danke gesagt.

Literaturverzeichnis

- [1] C. Kramer, Aluminium Taschenbuch 1, Aluminium Verlag Düsseldorf (2002), 16. Auflage
- [2] C. Kramer, Aluminium Taschenbuch 3, Aluminium Verlag Düsseldorf (2003), 16. Auflage,
- [3] K. Nörrenberg, J. Ruge, Wasserstoffporosität von Aluminiumwerkstoffen, Teil II, Aluminium 68, Nr. 5 (1992), 406
- [4] R. Winkler, Porenbildung beim Laserstrahlschweißen von Aluminium-Druckguss, Dissertation, Universität Stuttgart, 2003, Forschungsberichte des IFSW, Laser in der Materialbearbeitung, Band 31, Herbert Utz Verlag, München, 2. Unveränderte Auflage, 2015
- [5] E. Fromm, Studie zur Wasserstoffaufnahme von Aluminiumschmelzen, Abschlussbericht, Schweizerische Aluminium AG; 1989
- [6] K. Nörrenberg, Untersuchung der Schweißbarkeit von Aluminiumdruckguss, Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1991, Schweißtechnische Forschungsberichte, Band 44, Deutscher Verlag für Schweißtechnik, Düsseldorf, 1992
- [7] C. Emmelmann, Hamburg, K. Wandtke, Apensen, F. Beckmann, Hamburg, Neue Leichtbaukonzepte für den Fahrzeugbau durch Laserfüge- und 3D-Druckverfahren, DVS-Berichte 327, S. 81 - 85

Influence of the initial surface roughness on the ablation efficiency of metals

Simon Ruck^{1,2}, David K. Harrison², Anjali DeSilva², Simon Dikel¹,
Max-Jonathan Kleefoot¹, Harald Riegel¹

¹LaserApplikationsZentrum Hochschule Aalen, Beethovenstraße 1, 73430 Aalen

²Glasgow Caledonian University, G4 0BA Glasgow, UK

Die Laserablation als Verfahren der Präzisionsbearbeitung gewinnt sowohl in den Bereichen der Forschung als auch der industriellen Fertigung an Bedeutung. Insbesondere für industrielle Anwendungen stellt neben den erreichbaren Genauigkeiten die Prozesseffizienz einen wichtigen Faktor dar. Meist werden für Untersuchungen in der Forschung polierte Oberflächen für die Untersuchung des Ablationsprozesses verwendet. Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Ablationseffizienz von Metallen bei der Bearbeitung mit gepulster Laserstrahlung in Abhängigkeit der Oberflächenrauheit. Erste Ergebnisse zeigen Unterschiede zwischen der Bearbeitung mit kurzen Pulsen und ultrakurzen Laserpulsen. Während bei der Bearbeitung mit kurzen Laserpulsen die Ablationseffizienz mit zunehmender Oberflächenrauheit steigt, zeigen ultrakurze Laserpulse ein anderes Verhalten. Es konnten zwei Regime identifiziert werden. So wurde in einem ersten Bereich eine Abnahme der Ablationseffizienz bis zu einer gewissen Rauheit festgestellt, bevor wieder eine Zunahme der Effizienz stattfindet. Weiterhin lässt sich eine Abhängigkeit der Ablationseffizienz von der Einzelpulsenergie bzw. der mittleren Leistung bei konstanter Repetitionsrate erkennen.

Laser ablation is gaining importance in the areas of research and industrial manufacturing concerning micro machining technologies. In particular, for industrial applications the process efficiency is an important factor in addition to the achievable accuracy. Most investigations in research according the ablation efficiency are done with polished surfaces samples. The aim of this work is to investigate the ablation efficiency of metals during processing with pulsed laser radiation as a function of the surface roughness. First results show differences between laser ablation with short pulses and ultrashort laser pulses. While the ablation efficiency increases with an increasing surface roughness for short laser pulses, ultrashort laser pulses show a different behaviour. Here, two regimes could be identified. In the first regime, a decrease in ablation efficiency was observed up to a certain roughness, before an increase in efficiency takes place again. Further, we observed a dependency between the maximum achievable ablation efficiency and the adjusted single pulse energy, respectively average laser power at a fixed pulse repetition rate.

1. Einleitung

Die Lasermikrobearbeitung mit kurzen (KP) bzw. ultrakurzen (UKP) Laserpulsen hat in den vergangenen Jahren stetig an Bedeutung gewonnen. Wegen der kurzen Wechselwirkungszeiten zwischen eintreffendem Laserstrahl und Material lassen sich präzise kleinste Werkstücke bzw. Geometrien durch z.B. Laserablation realisieren. Dabei bleibt das Grundmaterial nahezu thermisch unberührt [1]. Eine wichtige Kenngröße um den Prozess der Mikroablation mit kurzen und ultrakurzen Laserpulsen zu beschreiben stellt die Abtragschwelle bzw. Schwellfluenz F_{th} dar. Ausgehend davon lassen sich durch unterschiedliche theoretische Modelle die erreichbare Abtragtiefe, Breite sowie Abtragsrate und Prozesseffizienz bestimmen [2]. Im Umkehrschluss kann die Abtragschwelle durch experimentelle Untersuchungen hinsichtlich Abtragverhalten ermittelt werden. Eine gängige Methode ist dabei die Messung der Breite des ablatierten Kraters, die D^2 Methode [3]. Um hier möglichst exakte Messungen durchführen zu können, finden sich in der Literatur meisten experimentelle Arbeiten, bei denen die Oberfläche des zu bearbeitenden Werkstücks poliert ist, z.B. [1,2,4].

Aus der klassischen Lasermaterialbearbeitung mit kontinuierlicher Laserstrahlung oder längeren Laserpulsen ist jedoch bekannt, dass die Absorption der Laserstrahlung und somit auch die Prozesseffizienz von der Oberflächenrauheit des Werkstücks abhängen. [5]. Die Kenntnis des Einflusses der Oberflächenrauheit auf die Effizienz ist besonders wichtig, um das Ergebnis des Abtrags abschätzen zu können. Insbesondere bei der Lasermaterialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen, da hier bei falsch eingestellten Fluenzen neben der Prozesseffizienz auch die Prozessqualität abnimmt.

Dem Einfluss der Oberflächenrauheit für die UKP Laserbearbeitung widmeten sich 2018 Wu et al. [6]. Sie fanden für Cr12MoV Stahl heraus, dass auch bei geringen Oberflächenrauheiten gute Abtragsraten bzw. Prozesseffizienzen erzielt werden, die für steigende Rauheiten sogar wieder abnehmen. Der untersuchte Rauheitsbereich reichte dabei in 4 Stufen von $R_a = 0,04 - 0,73 \mu\text{m}$.

In dieser Arbeit wird das von Wu et al. beschriebene Verhalten an Kupferproben sowie additiv hergestellten Aluminiumproben für unterschiedliche Rauheitsbereiche weiter, auch oberhalb $R_a = 0,7 \mu\text{m}$ untersucht.

2. Experimenteller Aufbau

2.1 Laseranlage

Für die Durchführung der Versuche wurden zwei unterschiedliche Lasersysteme verwendet. Für die Bearbeitung der Kupferproben wurde ein VaryDisk Femto 120 der Fa. Dausinger & Giesen GmbH eingesetzt. Das System ermöglicht die Erzeugung von kurzen und ultrakurzen Laserpulsen. Die Bearbeitung der additiv gefertigten Aluminium Proben (AlSi10Mg) erfolgte mit einem Satsuma HP² der Fa. Amplitude. Beide Strahlquellen wurden in eine 5-Achs Maschine microcut UKP der Fa. LLT Applikation GmbH integriert. Die Bewegung des Laserstrahls über das Werkstück wurde mittels Galvoscanersystemen excelliSCAN 14 der Fa. Scanlab realisiert. Für die genaue Erfassung der Fokusslage ist in der Maschine ein visuelles Messsystem vorhanden. Abb. 1 zeigt beispielhaft den Versuchsaufbau im Innenraum der Maschine für die Bearbeitung von AlSi10Mg Proben. Dabei gleicht die Anstellung der Schwenkachse die Supportstruktur der additiven Fertigung aus.

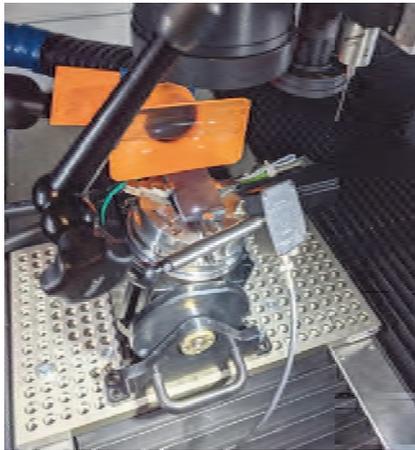


Abb. 1 Versuchsaufbau mit Dreh-Schwenkmodul im Innenraum der microcut UKP Maschine

Für die Ermittlung des Einflusses der Oberflächenrauheit auf die Abtragschwelle bzw. optimale Fluenz, wurden unterschiedliche Laserleistungen untersucht. Die Pulsrepetitionsrate sowie Spur- und Pulsabstand wurden innerhalb eines Materials konstant gehalten. Dabei wurden für Kupfer sowohl Versuche mit einer Pulsdauer $t_H = 5$ ns bei einer Wellenlänge $\lambda = 1030$ nm und max. mittleren Laserleistung P_{av} von 40 W, als auch für $t_H = 0,6$ ps bei $\lambda = 515$ nm und $P_{av} = 2,5$ W durchgeführt. Bei der Bearbeitung von AlSi10Mg arbeitete das Satsuma System bei einer Pulsdauer $t_H = 0,8$ ps, einer Wellenlänge $\lambda = 1030$ nm und $P_{av} = 20$ W.

2.2. Probenpräparation Kupfer E-CU F25

Es wurden 15 Rundproben mit einem Durchmesser von 40 mm und einer Höhe von ca. 15 mm hergestellt. Die Proben wurden anschließend auf einem Schleifautomaten mit verschiedenen Körnungen präpariert. Hierbei wurden je drei Proben mit der gleichen Körnung bearbeitet. Im Anschluss wurden die Proben in einem Ultraschallbad gereinigt und die Oberflächenrauheit mit Hilfe

des Weißlichtinterferometers (WLI) NewView 8300 der Fa. Zygo vermessen. Die genutzten Körnungen und die dadurch erzeugten Rauheiten können Tabelle 1 entnommen werden. Für Ra ist jeweils der Mittelwert der Messwerte der drei Proben angegeben.

Tabelle 1 Präparation und gemessene Rauheit der Kupferproben

| Schleifkörnung | 80 | 220 | 500 | 1200 | poliert |
|-------------------------------|-------|-------|-------|-------|---------|
| Ra Mittelw. [μm] | 1,419 | 0,432 | 0,269 | 0,106 | 0,03 |
| SD [μm] | 0,061 | 0,044 | 0,01 | 0,005 | 0,007 |

Beispielhafte WLI Aufnahmen der präparierten Oberflächen sind in Abb. 2 zu sehen.

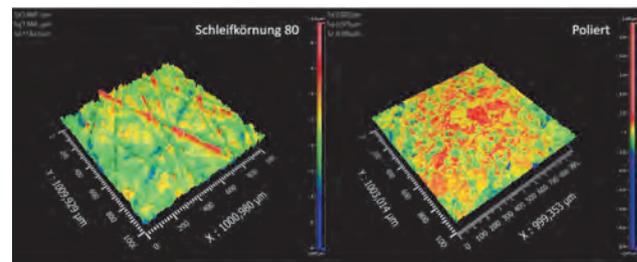


Abb. 2 Weißlichtinterferometeraufnahmen einer geschliffenen (links) und polierten Probe (rechts)

2.3 Probenpräparation AlSi10Mg

Die Proben aus AlSi10Mg und einer Abmessung von 80 mm x 50 mm x 3 mm wurden mit Hilfe einer SLM 280 der Fa. SLM Solution additiv im lasergestützten Pulverbettverfahren hergestellt. Als Ausgangsmaterial wurde Pulver der Fa. Kymera verwendet. Um unterschiedliche Ausgangsrauheiten der Oberflächen zu erzielen, wurde im Bauprozess der Bauwinkel in vier Schritten von 45° - 90° variiert. Durch das schichtweise Bauverfahren entsteht bei der additiven Fertigung ein Treppenstufeneffekt, der in Abhängigkeit unterschiedlicher Bauwinkel zu unterschiedlichen Oberflächenrauheiten führt, siehe Abb. 3.

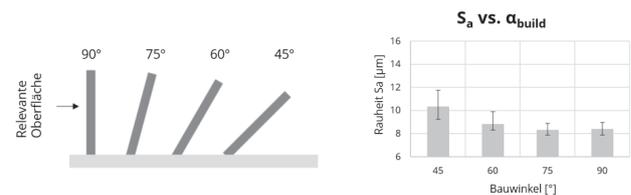


Abb. 3 Bauwinkelabhängige Oberflächenrauheit bei additiv gefertigten AlSi10Mg Proben

3. Ergebnisse

Die Versuche wurden bezüglich der spezifischen Abtragrate $\dot{V}_{spez} = \frac{\dot{V}}{P_{av}} \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{W} \cdot \text{min}} \right]$ ausgewertet. Die Bestimmung der Abtragrate erfolgte rechnerisch mittels gemessener Breite, Höhe und Tiefe der generierten Tasche sowie der dafür notwendigen Bearbeitungsdauer.

3.1 Kupfer

Repräsentativ für längere Pulse und kontinuierliche Laserstrahlung zeigt die Bearbeitung mit kurzen Nano-

sekunden Pulsen, dass die spezifische Abtragsrate mit zunehmender Rauheit steigt, siehe Abb. 4. Dieses Verhalten lässt darauf schließen, dass durch Mehrfachreflexionen die Absorption der eingebrachten Laserstrahlung zunimmt. Da der Abtragprozess für ns-Laserpulse schmelzdominiert ist, ist für die einzelnen Proben eine hohe Streuung zu beobachten. Zudem nimmt für höhere Laserleistungen die spezifische Abtragsrate ab, was auf mögliche Abschirmung durch Ablationsprodukte zurückzuführen ist.

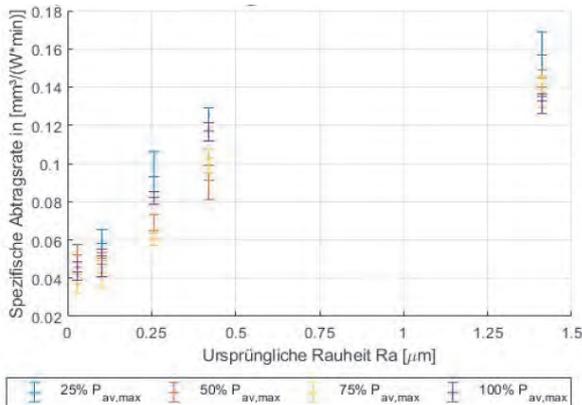


Abb. 4 spezifische Abtragsrate für ns-Laserpulse bei $\lambda = 1030$ nm und $P_{av,max} = 40$ W.

Die erreichbaren spezifischen Abtragsraten für die Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen und einer Wellenlänge von 515 nm sind in Abb. 5 dargestellt.

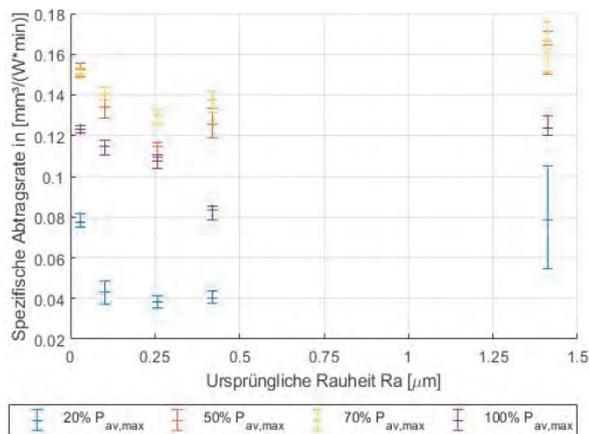


Abb. 5 spezifische Abtragsrate für ps-Laserpulse bei $\lambda = 515$ nm und $P_{av,max} = 2,5$ W.

Hier ist im Vergleich zu kurzen Laserpulsen deutlich zu erkennen, dass es auch bei geringeren Rauheiten eine hohe spezifische Abtragsrate gibt. Diese sinkt zunächst mit steigender Rauheit auf ein Minimum, bevor sie für größere Rauheiten wieder zunimmt. Dieses Verhalten lässt sich zum einen auf die von Wu et al beschriebene höhere Abtragschwelle zurückführen, bevor für weiter steigende Rauheiten dann die gesteigerte Absorption durch Mehrfachreflexion überwiegt. Weiterhin ist zu beobachten, dass eine zu geringe sowie eine zu hohe Mittlere Leistung bzw. Fluenz zu einer niedrigeren Abtragsrate führt. Die Abnahme der spezifischen Abtragsrate bei höheren Fluenzen lässt sich nach [2] auf thermische Verluste zurückführen.

3.2 AlSi10Mg

Die additiv gefertigten AlSi10Mg Proben weisen im Vergleich zu den gezielt präparierten Kupferproben deutlich höhere Ausgangsoberflächenrauheiten auf. Bei der Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen zeigt sich, dass, ähnlich wie bei Wu et al. [6], höhere Rauheiten zu einer niedrigeren maximalen spezifischen Abtragsrate führen, siehe Abb. 6.

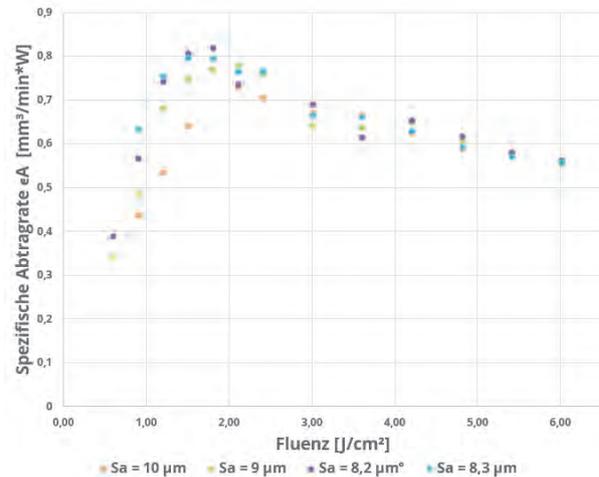


Abb. 6 spezifische Abtragsrate für eine Pulsdauer $t_{th} = 0,8$ ps bei $\lambda = 1030$ nm und einer Repetitionsrate von 200 kHz

Auch die optimale Fluenz für eine maximale spezifische Abtragsrate ist für höhere Ausgangsrauheiten höher. Über den Zusammenhang $F_{opt} = e^2 \cdot F_{th}$ lässt sich daraus schließen, dass für höhere Rauheiten die Abtragschwelle zunimmt und den Effekt einer gestiegenen Absorption durch Mehrfachreflexion überlagert.

4. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluss der Oberflächenrauheit auf die Prozesseffizienz bzw. spezifische Abtragsrate bei der Bearbeitung von Kupfer und Aluminium mit kurzen und ultrakurzen Laserpulsen untersucht. Dabei wurde folgendes festgestellt:

- Bei der Bearbeitung mit kurzen Laserpulsen steigt mit zunehmender Rauheit die Ablationseffizienz auf Grund der besseren Absorption der Laserstrahlung durch Mehrfachreflexion.
- Bei der Ultrakurzpulsbearbeitung zeigt sich auch für geringe Oberflächenrauheiten eine hohe spezifische Abtragsrate.

Interessant ist dabei für die Aluminiumlegierung AlSi10Mg, dass auch für hohe Ausgangsrauheiten ein Einfluss der Rauheit auf das Abtragverhalten beobachtet werden kann. In weiteren Experimenten soll nun der noch nicht beschriebene Rauheitsbereich von 1,3 – 8 μ m untersucht werden, um ein vollständiges Bild zu erlangen.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für z. B. die Unterstützung bei Fördermittelgebern des Bundesministeriums für Bildung und Forschung BMBF (FKZ: 03FH4I04IA „AddFunk“, FKZ: 13FH114N6 „FlexLight“) sowie bei den Kollegen des Instituts für Materialforschung Aalen (IMFAA) Tim Schubert und Alexander Bannholzer für die Unterstützung bei der Probenpräparation und Mikroskopie.

Literaturverzeichnis

- [1] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Schmid, and G. Hennig, Phys. Procedia 56, 1047 (2014).
- [2] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Schmid, V. Rouffiange, and P.-E. Martin, Proc. SPIE Vol. 8243, 824307 (2012).
- [3] P. Mannion, J. Magee, E. Coyne, and G. M. O'Connor, Proc. SPIE Vol. 4876, 470 (2003).
- [4] J. Krüger, P. Meja, M. Autric, and W. Kautek, Appl. Surf. Sci. 186, 374 (2002).
- [5] H. Hügel and T. Graf, *Laser in der Fertigung. Strahlquellen Systeme Fertigungsverfahren, 2.*, neu bearbeitete Auflage (Vieweg+Teubner, Wiesbaden, 2009).
- [6] B. Wu, P. Liu, X. Wang, F. Zhang, L. Deng, J. Duan, and X. Zeng, Opt. Laser Technol. 101, 11 (2018).

Direkte, laserbasierte Herstellung von Mikrolinsenarrays aus Glas

Martin Kahle, Daniel Conrad, Stefan Fricke

ifw Jena - Günter-Köhler-Institut für Fügetechnik und Werkstoffprüfung GmbH,
Ernst-Ruska-Ring 3, 07745 Jena

Mikrolinsenarrays aus Glas sind optische Bauelemente, die durch ihre Komplexität die Funktion vieler größerer Linsen gleichzeitig übernehmen können. Damit lassen sich optische Anordnungen miniaturisieren und leichter machen. Die Herstellung solcher Elemente ist aber insbesondere bei mittleren und kleinen Stückzahlen eine Herausforderung. Am ifw Jena werden daher zwei direkte Herstellungsmethoden solcher Elemente untersucht: Der Laserabtrag mit Ultrakurzpulslasern sowie der Abtrag und die Politur mit CO₂-Lasern. Die Experimente zeigen eine gute Homogenität der Linsen sowie eine hohe Prozessgeschwindigkeit.

Microlens arrays made of glass are optical components which, due to their complexity, can fulfill the function of many larger lenses at the same time. Optical arrangements can thus be miniaturized and made lighter. The production of such elements can be a challenge, especially for medium and small quantities. Therefore, at the ifw Jena, two direct production methods of such elements are being investigated: laser ablation with ultrashort pulsed lasers and ablation and polishing with CO₂ lasers. The experiments show a good homogeneity of the lenses as well as a high process speed.

1. Einleitung

Das fortschreitende Verständnis der Optik und die Forderungen des Marktes nach Platz- und Gewichtsersparnis bei optischen Geräten begünstigen den Trend zu Freiformoptiken und Mikrolinsenarrays (MLA). Letzteres sind Arrangements von vielen identischen Linsen auf einem Träger, wobei die Linsen jeweils kleiner als einen Millimeter sind. Diese optischen Elemente erlauben die Lösungen von optischen Aufgaben, die zuvor eine Vielzahl sphärischer Linsen aus verschiedenen Materialien erforderten. Durch den Einsatz dieser komplexeren Optiken lassen sich Abbildungsfehler vermeiden, Masse und Gewicht einsparen und auch völlig neue Effekte erzielen, wie zum Beispiel die quasi-3D-Aufnahme in Lichtfeldkameras oder die Homogenisierung von Laserstrahlen.

Von tragbaren Anwendungen in Konsumgütern wie Smartphones, mobilen Messgeräten und Diagnosegeräten bis hin zu Weltraumanwendungen bringt die Integration mehrerer Funktionen in einem optischen Element enorme Vorteile. Neben der Einsparung von Gewicht und Platz sind solche Optiken mechanisch weit weniger empfindlich, da weniger Funktionsteile gegeneinander verrutschen können. In einigen Fällen lassen sich diese optischen Funktionen sogar direkt in Oberflächen (z.B. Fenster) integrieren, so dass ein monolithisches Design vorliegt [1]. Mögliche Einsatzgebiete von Mikrolinsenarrays sind im Folgenden aufgeführt:

- Medizintechnik: Sensorik in Endoskopen [2], Abbildung in Laserskalpellen, Homogenisierung von Laserlicht zur Haarentfernung/Tattoo-Entfernung [3]
- Raumfahrt: Miniaturisierung, Funktionsintegration und Gewichtseinsparung von optischen

Elementen zur Himmelsbeobachtung, Abstandssensorik und Erdbeobachtung

- Telekommunikation: Ein-/Auskopplung in Lichtwellenleiter in Glasfaserkabeln
- Produktion: Lichthomogenisierung in der Lasermaterialbearbeitung, Miniaturisierung und Integration von Optik in maschineller Sensorik
- Wissenschaft und Optik: Abbildung in Lichtfeldfotografie (Plenoptische Kamera) [4], Messung von optischen Wellenfronten mit Shack-Hartmann-Sensor [5]
- Konsumgüter: Miniaturisierung von Abbildungsoptik in Smartphones u.ä., Lichthomogenisierung für Beleuchtungszwecke und Projektoren [6]

Die Herstellung derartiger nicht-klassischer Optiken ist jedoch schwierig, da diese nicht durch rotationssymmetrische Schleif- und Läppwerkzeuge bearbeitet werden können. Optiken aus Kunststoff können bereits durch Umformprozesse in ausreichender Qualität hergestellt werden, erfordern aber eine aufwändige Prozessentwicklung und sehr teure Werkzeuge, die einen Einsatz dieser Bauelemente bei geringen Stückzahlen unwirtschaftlich macht. Aufgrund der spezialisierten Anwendung von MLA in High-Tech-Produkten werden aber im Allgemeinen kleine Stückzahlen bis hin zu Einzelstücken benötigt. Komponenten aus Glas sind jenen aus Kunststoffen in vielen Anwendungsfeldern zudem deutlich überlegen, was die thermische, chemische und UV-Beständigkeit angeht. Außerdem haben sie ein breiteres Spektrum an optischen Parametern wie verfügbare Brechungsindizes und Dispersion, sowie eine geringere Restabsorption und sind daher flexibler einsetzbar.

Für die Herstellung von Mikrolinsenarrays aus Glas gibt es nur wenige wirtschaftliche Methoden. Einzelne Elemente können zwar durch Fotolithographie und Ionenstrahlätzen hergestellt werden, dies benötigt jedoch Masken für die Lithographie, die stückzahlunabhängige Kosten pro Design verursachen. Außerdem dauert der Prozess des Ionenstrahlätzens relativ lange, wenn Strukturen abgetragen werden müssen, die tiefer als einige Mikrometer sind. Praktisch lassen sich damit also nur flache Mikrolinsenarrays herstellen.

Laserverfahren bieten hingegen die Möglichkeit, durch den Abtrag und die Politur von optischen Gläsern direkt Mikrolinsenarrays in Glas herzustellen. Zudem sind dabei weit weniger Prozessschritte nötig, was Zeit und Kosten spart. Daher werden am ifw Jena verschiedene Laserverfahren untersucht, um Mikrolinsenarrays direkt herzustellen, sowohl mit Ultrakurzpuls-Laser (UKP) als auch mit CO₂-Laserstrahlen. Der Prozess gliedert sich jeweils in Konturabtrag und Politur. Während die Politur in jedem Fall mittels CO₂-Laser durchgeführt wird, werden für den Konturabtrag sowohl ein Ultrakurzpuls-Laser, als auch ein Kurzpuls-CO₂-Laser erprobt. Erste Ergebnisse der CO₂-Laserexperimente wurden bereits veröffentlicht [7].

2. Versuchsaufbau

Die Experimente werden an Quarzglas und Boro float® 33 (Schott) durchgeführt. Als geometrische Zielparameter dienen typische MLA-Designs von Projektpartnern: Die Linsenradien liegen im Bereich weniger Millimeter, die Linsenabstände um 300-500 µm

Die Experimente zum Abtrag mit dem UKP-Laser werden mit einem Lumera Hyper Rapid mit ca. 7 ps Pulsdauer durchgeführt. Dabei wurde eine Wellenlänge von 355 nm benutzt, die Pulsrepetitionsrate lag bei 200 kHz und die Durchschnittsleistungen lagen im Bereich um 1 W. Für die Bearbeitung wurde der Laserstrahl mit einem Galvanometerscanner über die Probenoberfläche geführt und durch eine F-Theta-Optik mit ca. 100 mm Brennweite fokussiert.

Für den Abtrag mit dem CO₂-Laser wurde ein FEHA microstorm verwendet. Dieser emittiert Pulse von etwa 200 ns Länge bei 10,6 µm Wellenlänge. Die verwendeten Repetitionsraten lagen im Bereich von 10-25 kHz bei Durchschnittsleistungen bis 80 W. Der Laserstrahl wird durch einen Scanlab Hurryscan über das Werkstück geführt und von einem F-Theta-Objektiv auf einen Durchmesser von 140 µm fokussiert. Abbildung 1 zeigt den Probenstisch unter dem Galvoscanner.

Die geringe Pulsdauer von 200 ns wird verwendet, um die Wärmeeinflusszone um die Laserabtragsstelle herum zu reduzieren. Der CO₂-Laserabtrag an Quarzglas konnte daher ohne Vorwärmung durchgeführt werden. Zur Bearbeitung anderer Gläser und für den Politurprozess steht eine Keramikheizplatte der Firma Elstein (1 kW Heizleistung, max. 1000 °C) zur Verfügung.

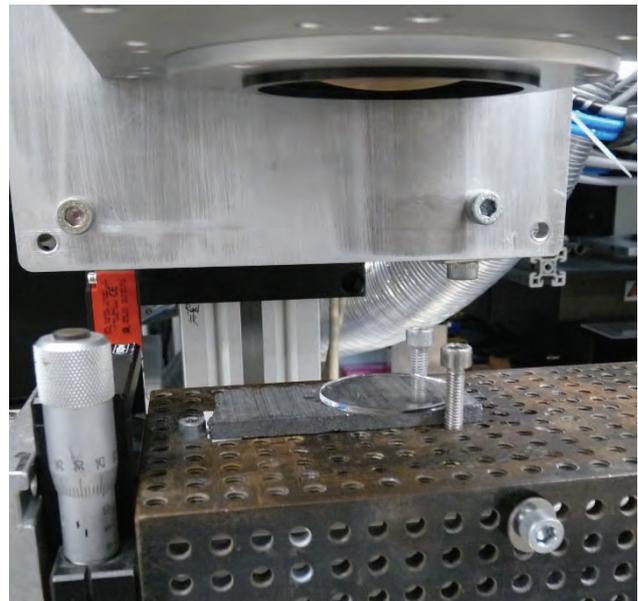


Abbildung 1: Quarzprobe unter F-Theta-Linse

Der Politurprozess soll später im Projekt durchgeführt werden. Dafür wird ein Politurverfahren verwendet werden, welches bereits wissenschaftlich untersucht wurde [8]. Hierbei wird der Laserstrahl sehr schnell linienförmig über das Werkstück gelenkt, während dieses langsam senkrecht zur Linienrichtung verfährt. Das Glas ist dabei im Allgemeinen vorgewärmt, so dass der pyrometrisch geregelte Laserstrahl weniger Energie einbringen muss, um die Erweichungstemperatur zu erreichen.

Zur Beurteilung der Abtragsergebnisse wird ein Laser-Scanning-Mikroskop der Firma Keyence verwendet (VK-X100). Dessen Software erlaubt die Aufnahme von zweidimensionalen Höhenprofilen, Schnitten, Radienmessungen und Rauheitsmessungen.

Hintergrund der Herangehensweise mit zwei Laserarten ist die Tatsache, dass UKP-Laser relativ teuer sind und vergleichsweise geringe Abtragsraten bewirken; oft in der Größenordnung von 1 mm³ pro Minute und pro Watt Laserleistung. Andererseits lassen sich mit UKP-Lasern sehr präzise dünne Schichten (< 1 µm) abtragen und mit Fokusgrößen im Bereich von 20 µm sehr feine geometrische Konturen abtragen. Durch die ultrakurzen Pulse wird das Substrat thermisch praktisch nicht belastet. Daher können auch Gläser mit hohen Ausdehnungskoeffizienten ohne Vorwärmung bearbeitet werden.

CO₂-Laser für den Glasabtrag haben gänzlich andere Eigenschaften: Die Geräte sind deutlich billiger, als UKP-Laser. Durch die lineare Absorption und höhere Leistungen ist die absolute Abtragsrate höher und die Präzision in der Abtragstiefe ist begrenzt. Aufgrund der im Vergleich zu anderen Lasern langen Wellenlänge sind die Laserfoki oft größer und es lassen sich kaum geometrische Features kleiner als 100 µm erzeugen. Bei entsprechender Regelbarkeit des Lasers lassen sich außerdem der Konturabtrag und die Politur auf einem Gerät, also in einer Aufspannung durchführen, was den Prozess vereinfacht.

Daher ist davon auszugehen, dass CO₂-Laser wirtschaftlicher arbeiten können, wenn sich der Prozess mit ihnen realisieren lässt. Die Frage, ob sich die Oberflächenkontur durch Laserabtrag und -politur ausreichend genau einstellen lässt, ist aber noch offen.

3. Ergebnisse

3.1 CO₂-Laser

Zunächst wurden mit dem Kurzpuls-CO₂-Laser Parameteruntersuchungen durchgeführt. Hier stand insbesondere die Frage im Fokus, welche minimale Tiefe noch zuverlässig abgetragen werden kann und welche lateralen Strukturgrößen dabei entstehen. Eine Übersicht über die Abtragsexperimente mit 12,5 kHz ist in Abbildung 2 zu sehen.

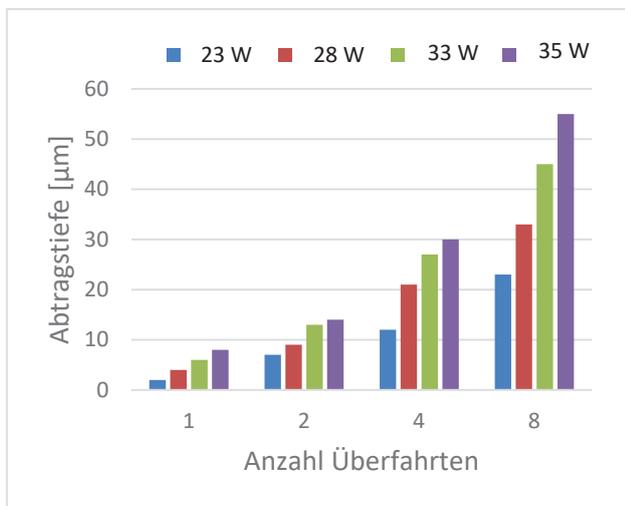


Abbildung 2: Exemplarische Abtragstiefen für verschiedene CO₂-Laserparametersätze

Die erreichbaren Abtragstiefen sind genau in dem Bereich, der für die Herstellung von MLA relevant ist. Mit dem hier verwendeten Laser lassen sich Schichten ab etwa 5 µm Dicke reproduzierbar abtragen. Mit höheren Pulsenergien und mehreren Überfahrten sind aber auch Abtragstiefen von mehreren 100 µm problemlos herstellbar.

Die volle Breite der Abtragungsspuren beträgt zwischen 100 und 200 µm und ist damit ausreichend fein für die angestrebten MLA-Designs. Die Abtragsrate bei diesen Versuchen betrug bis zu 25 mm³/min, so dass sich auch große MLA mit mehr als 100 µm Linsenhöhe in wenigen Minuten herstellen lassen. Insbesondere im Vergleich zum Ionenstrahlätzen (reactive ion etching; RIE) ist diese Rate enorm. Dort sind je nach Material Ätztiefen von Nanometer bis Mikrometer pro Minute möglich [9]. Eine typische Abtragungsspur ist in Abbildung 3 zu sehen. Die Spur hat ein näherungsweise gaußförmiges Profil und die Rauheit liegt im Bereich von 1-2 µm.

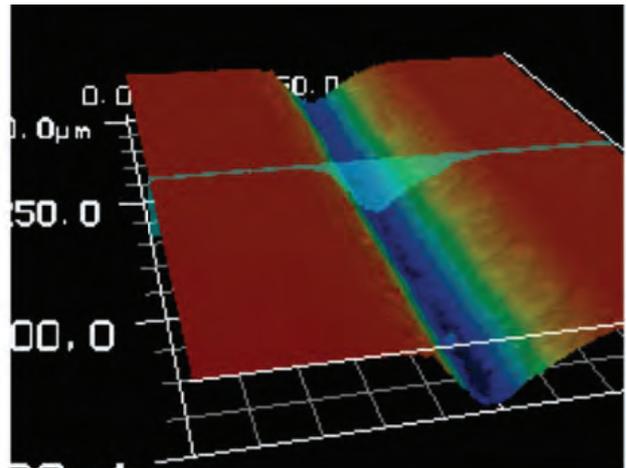
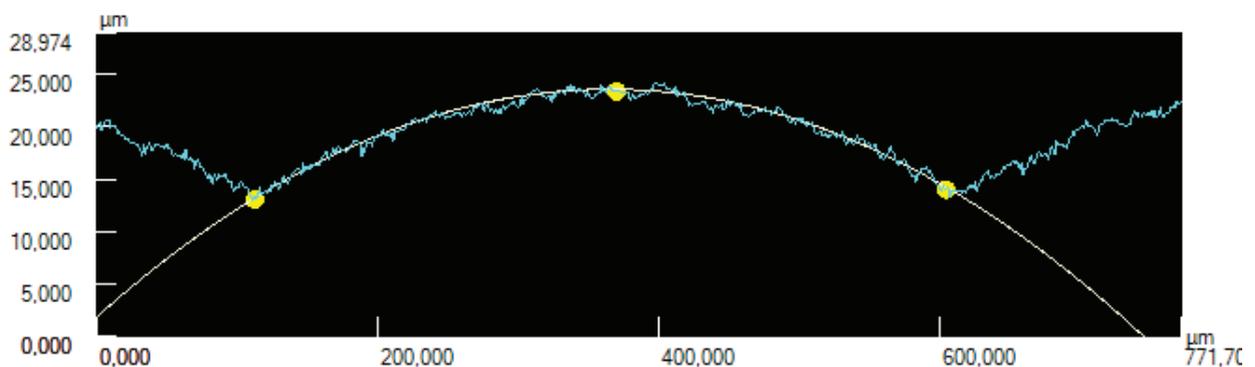


Abbildung 3: Oberflächenstruktur nach dem CO₂-Laserabtrag

Die Experimente haben außerdem gezeigt, dass sich Quarzglas mit dem Kurzpuls-CO₂-Laser bei geeigneter Parameterwahl ohne Schmelzerscheinungen abtragen lässt. Allerdings kann die Thermik im Glas bei hohen Laserleistungen durchaus Einfluss auf den Abtrag haben.

3.2 UKP-Laser

Mit dem UKP-Laser wurden an Quarzglas und Borofloat® 33 in der gleichen Art und Weise Parameteruntersuchungen durchgeführt um Abtragsparameter zu finden, welche einen feinen aber zügigen Abtrag bei gleichzeitig geringer resultierender Rauheit bewirken. Danach konnten mit den passenden Parametern bereits fertige



| Profil1 | Horiz.Abst. | Höh.Unters. | Durchs.Höh. | Winkel | Quers.Lä. | Quers.Fl. | R | Anmerk. |
|---------|-------------|-------------|-------------|--------|-----------|---------------|------------|---------|
| Alle | 771,705µm | 2,474µm | 19,281µm | 0,184° | 810,916µm | 14900,207µ... | | |
| Seq.1 | | | | | | | 3075,397µm | |

Abbildung 4: Schnitt durch eine mit dem UKP-Laser gefertigte Mikrolinse aus Borofloat® 33

Linsenprofile abgetragen werden. Abbildung 4 zeigt den Schnitt durch ein resultierendes Linsenprofil. Zu dessen Herstellung wurden zwanzig Materialschichten abgetragen. Es zeigt sich, dass die geometrischen Zielp Parameter wie Durchmesser und Radius präzise realisiert werden konnten. Die resultierende Rauheit R_a ohne Politur liegt im Bereich um $0,4 \mu\text{m}$.

Für die Bearbeitung mit dem UKP-Laser wurde zunächst eine Geometrie gewählt, die nur moderate Abtragstiefen von $20 \mu\text{m}$ erfordert. Insgesamt war von dem Substrat etwas mehr als 1mm^2 Material abzutragen, um die Linsenkontur freizulegen. Dieser Prozess dauerte einschließlich aller Maschinenzeiten etwa 4 Minuten. Darin sind auch Zeiten zur Spiegelpositionierung enthalten, in denen der Laser ausgeschaltet war. Im Vergleich zum Ionenstrahlätzen ist also auch dieser Prozess sehr schnell.

Der UKP-Abtragsprozess verläuft stabil und reproduzierbar. Die einzigen Störungen, die gefunden wurden, sind in Abbildung 5 dargestellt. Wie sich herausgestellt hat, wurden diese durch eine fehlerhafte Charge Substrate verursacht. Bei einer Abtragtiefe von $20 \mu\text{m}$ schlugen sich Kratzer oder Inhomogenitäten, die schon vor der Bearbeitung im Material waren, in derartigen Fehlern nieder. Durch die Prüfung der Substrate vor der Bearbeitung konnte das Problem gelöst werden.

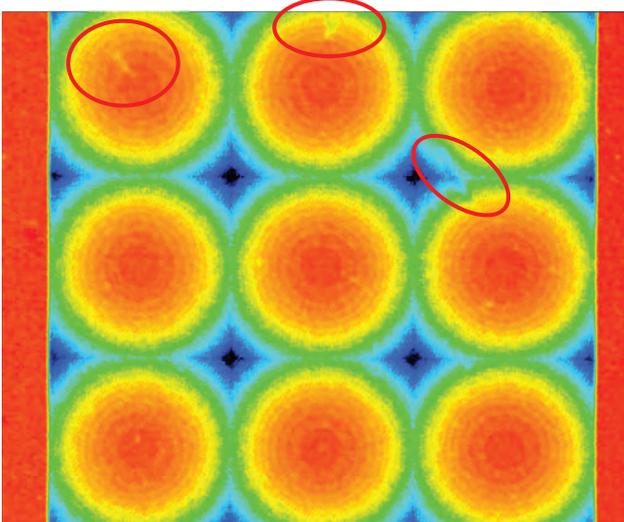


Abbildung 5: Störungen in UKP-gefertigten Linsenprofilen

4. Zusammenfassung und Ausblick

Aufbauend auf den bisherigen Experimenten sollen am CO_2 -Laser Strategien erprobt werden, die gaußförmigen Abtragsspuren so zu kombinieren, dass die gewünschten Linsenformen entstehen. Dazu werden die Zielprofile in Schichten zerlegt, die dann einzeln mit dem Laser abgetragen werden.

Aktuell werden die Politurexperimente mit einem kontinuierlich arbeitenden CO_2 -Laser durchgeführt. Zumindest von planen Flächen ist aus der Literatur bekannt, dass sich damit die Rauheit der Oberflächen etwa um den Faktor 100 verbessern lässt [8]. In weiteren eigenen Untersuchungen konnte auch schon gezeigt werden,

dass sich mit dieser Technik Mikrolinsenarrays polieren lassen, ohne dass jedoch eventuelle Formveränderungen im Detail quantifiziert werden konnten [7]. Die Experimente in diesen Projekten sollen zeigen, wie sich die Politur auf die Linsenstrukturen auswirkt. Sollte es dabei zur Veränderung der Zielgrößen wie dem Linsenradius kommen, so kann dieser Einfluss beim Abtragsprozess ggf. vorkompensiert werden, so dass erst nach der Politur der gewünschte Radius bei passender Rauheit vorliegt.

Die ersten Ergebnisse legen jedenfalls nahe, dass sich durch den Abtrag mittels Ultrakurzpulslaser die Zielkonturen ausreichend genau fertigen lassen. Für Linsen mit einem Pitch von mehr als $150 \mu\text{m}$ sind dafür auch wesentlich günstigere CO_2 -Laser aussichtsreich.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich beim Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (Förderkennzeichen 49MF200003 und ZF4236511BA9) für die Förderung der Projekte sowie bei den Projektpartnern für die gute Zusammenarbeit.

Literaturverzeichnis

- [1] C. De Clerq et al., "ELOIS: an innovative spectrometer design using a free-form grating", Proc. SPIE 9626 (2015)
- [2] D. Musick, Master Thesis, University of Jena, 2016: Methods for high resolution Endoscopes
- [3] Keeney, Scott, and Zhe Huang. "Single-emitter diode based light homogenizing apparatus and a hair removal device employing the same." U.S. Patent Application No. 12/976,466.
- [4] Johannsen, Ole, et al. "On the calibration of focused plenoptic cameras." *Time-of-Flight and Depth Imaging. Sensors, Algorithms, and Applications*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2013. 302-317.
- [5] Lin, V., et al. "Design and fabrication of long-focal-length microlens arrays for Shack-Hartmann wavefront sensors." *Micro & Nano Letters* 6.7 (2011): 523-526.
- [6] Chen, Cheng Huan, Chien Chuan Chen, and Po Hung Yao. "Microlens array homogenizer for laser illuminated projector." *Key Engineering Materials*. Vol. 364. Trans Tech Publications, 2008.
- [7] Schmidt, Thomas, and Daniel Conrad. "Micro lens arrays made by CO_2 -laser radiation." *Seventh European Seminar on Precision Optics Manufacturing*. Vol. 11478. International Society for Optics and Photonics, 2020.
- [8] Hildebrand, Jörg, et al. "Laser beam polishing of quartz glass surfaces." *Physics Procedia* 12 (2011): 452-461.
- [9] Williams, Kirt R., Kishan Gupta, and Matthew Wasilik. "Etch rates for micromachining processing-Part II." *Journal of microelectromechanical systems* 12.6 (2003): 761-778.

Herstellung von Mikrostrukturen zur Beeinflussung des Bahndrehimpulses elektromagnetischer Strahlung

Sebastian Büttner, Michael Pfeifer, Steffen Weißmantel

Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

Am Laserinstitut Hochschule Mittweida wird seit mehreren Jahren zur laserbasierten Herstellung mikrooptischer Bauelemente geforscht. Mit dem verwendeten Maskenprojektionsverfahren können, je nach Maskenform und Bewegungsregime, unterschiedliche optisch wirksame Strukturen erzeugt werden. Durch die Entwicklung zweier neuer Verfahrensvarianten der Fluorlaser-Mikrostrukturierung wird die Herstellung von sogenannten Mikro-Spiralphasenplatten und Fork-Gittern ermöglicht. Die Verfahrensvarianten sind dabei sehr flexibel bezüglich der realisierbaren Strukturgeometrie. Mit einem Satz Masken können Spiralphasenplatten mit unterschiedlichen Konfigurationen hergestellt werden. Für die Erzeugung von Fork-Gittern, dem beugungsoptischen Pendant der Spiralphasenplatten, müssen spezielle Kalziumfluorid-Masken angefertigt werden, was ebenfalls mittels Fluorlaser-Mikrostrukturierung erfolgt.

1. Einleitung

Die Charakterisierung elektromagnetischer Strahlung erfolgt in bekannter Weise über deren Welleneigenschaften und den damit verbundenen Größen Wellenlänge, Amplitude, Phase und Polarisierung. Im Bereich der optischen Datenübertragung werden Signale derart beeinflusst, dass sie sich in mindestens einer dieser Eigenschaften unterscheiden. Dadurch ist eine gleichzeitige Übertragung mehrerer Signale möglich (Multiplexing). Die Kapazität der Übertragungskanäle ist jedoch nicht unendlich. Aufgrund nichtlinearer Effekte ist die Intensität innerhalb des Übertragungsmediums (z.B. Glasfaser) und damit auch die Anzahl gleichzeitig übertragbarer Signale limitiert. Die herkömmlichen Multiplexing-Methoden, welche auf der Variation der Wellenlänge und Polarisierung beruhen, sind bereits so weit entwickelt, dass die Kapazitätsgrenze erreicht wird [1]. Neue Möglichkeiten bietet hier die Modulation des Bahndrehimpulses elektromagnetischer Strahlung, welcher für das Multiplexing (orbital-angular-momentum (OAM)-Multiplexing) genutzt werden kann [2,3]. Doch nicht nur für die optische Datenübertragung ist der Bahndrehimpuls eine nützliche Eigenschaft. Derartig manipulierte Strahlung kann beispielsweise in optischen Pinzetten zur Fixierung und insbesondere zur Rotation mikroskopischer Partikel eingesetzt werden [4]. Darüber hinaus ermöglichen quantenoptische Methoden die Verschränkung von Bahndrehimpulszuständen einzelner Photonen. Diese Zustände können beispielsweise für die Quantenkryptografie und Quantenteleportation genutzt werden [5].

Im Allgemeinen erfolgt die Modulation durch Spiralphasenplatten (SPPs) und Fork-Gitter (FGs), welche durch ihre spezielle Geometrie die Phase und damit auch den Bahndrehimpuls in ganz bestimmter Weise beeinflussen. Am Laserinstitut Hochschule Mittweida wurden nun zwei neue Methoden zur Herstellung derartiger optischer Elemente entwickelt. Neben binären und Blaze-Gittern, diffraktiven Phasenelementen sowie refraktiven

und diffraktiven Linsen, können nun auch derartige optische Elemente in mikrooptischer Ausführung hergestellt werden [8-11]. Die Herstellung erfolgt mittels Fluorlaser-Mikrostrukturierung, welche für die genannten Elemente weiterentwickelt wurde.

2. Experimenteller Aufbau

Die Fluorlaser-Mikrostrukturierung basiert auf dem Maskenprojektionsverfahren. Die zumeist als Blende ausgeführte Maske wird in den homogenisierten Laserstrahl eingebracht und über ein Objektiv auf dem Werkstück abgebildet und so Material entsprechend der Maskeengeometrie abgetragen. Mit dieser Technik können Strukturen auf drei unterschiedlichen Wegen erzeugt werden: Durch einen schichtweisen Abtrag und die Änderung des überfahrenen Bereichs (slicing), durch die Änderung der Maskeengeometrie von Puls zu Puls oder durch den Einsatz speziell geformter Masken in Kombination mit einer Relativbewegung von Abtragsbereich und Werkstück. Insbesondere die letzten beiden Methoden wurden in verschiedensten Varianten zur Herstellung mikrooptischer Elemente genutzt. Die Erzeugung von SPPs stellt eine neue Herausforderung dar, da dabei die Strukturierungstiefe azimuthal gesteuert werden muss um die gewünschte helikale Struktur herzustellen.

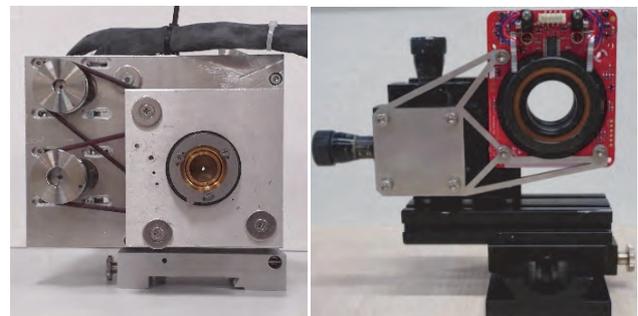


Abb. 1: Schrittmotorgetriebene Doppelrotationsachse (l.) und Piezomotorgetriebene Rotationsachsen (r.).

Realisiert wird dies durch zwei hintereinander in den Laserstrahl eingebrachte, mittels Rotationsachsen (s.

Abb. 1) drehbare Halbkreismasken, welche unabhängig voneinander gesteuert werden können. Die Überlagerung der Masken führt zu einer resultierenden Maskengeometrie in Form eines Kreissektors. Der Öffnungswinkel des Kreissektors hängt von der relativen Verdrehung der Masken zueinander ab. Die Strukturierung beginnt mit der vollständigen oder partiellen Überlagerung der Masken. Nach jedem Abtrag wird der Winkel des sich ergebenden Kreissektors durch das Verdrehen einer Maske um einen entsprechenden Stufenwinkel verringert. Damit verringert sich der Abtragsbereich in azimuthaler Richtung. Mehrfach bestrahlte Bereiche werden tiefer strukturiert, wodurch eine helikale Struktur entsteht. Je nachdem, welche der beiden Masken während des Prozesses verdreht wird, können links- oder rechtshändige SPPs erzeugt werden. Des Weiteren können die Anzahl der 2π -Phasensprünge (sog. topologische Ladung), die Anzahl der Stufen und die Modulationstiefe variiert werden.

Im Gegensatz zu den SPPs erfolgt die Herstellung der FGs ohne Masken- oder Substratbewegung. Der helikale Phasenterm, welcher für die Modulation des Bahndrehimpulses entscheidend ist, wird hierbei mit einem Phasengitter überlagert. Dadurch ergibt sich eine unregelmäßige Gitterstruktur. Das Layout des berechneten Gitters wird mittels Fluorlaser in ein Kalziumfluorid-Substrat übertragen. Das Substrat mit der eingebrachten Struktur wird im Anschluss selbst als Maske eingesetzt.

3. Ergebnisse

Die Herstellung der SPPs erfolgte in dem beschriebenen Regime und mit Variation verschiedener Parameter. Es wurden SPPs mit unterschiedlicher topologischer Ladung l , Stufenzahlen N_i und Modulationstiefen m hergestellt ($l = \pm 2, 3, 4, 5, 6$ / $N_i = 8, 16, 32$ / $m = 1, 2, 4$). Aus den jeweiligen Parametern ergeben sich unterschiedliche Eigenschaften der SPPs. Die erreichbare Bearbeitungsqualität hängt zum Teil direkt mit den Eigenschaften der SPPs zusammen.

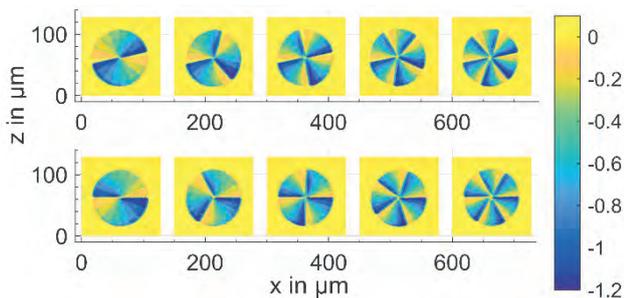


Abb. 2: Konfokalmikroskopische Aufnahmen in Quarzglas hergestellter links- (o.) und rechtshändiger (u.) SPPs $l = \pm 2, 3, 4, 5, 6$ (v.l.n.r.).

Wie in Abb. 2 und Abb. 3 zu erkennen ist, entstehen beim Einsatz zweier halbkreisförmiger Masken Sektoren mit geraden Sektoren- und Stufenkanten. Die Halbkreismasken können derart verändert werden, dass die Sektoren und Stufenkanten eine Krümmung aufweisen. Die entstehenden Stufen sind demnach verzerrt, was in radialer

Richtung betrachtet einer Krümmung der Oberfläche entspricht. Damit ist die Herstellung von SPPs mit helikalen und sphärischen Phasentermen möglich. Der Radius des sphärischen Anteils ist mit dieser Methode jedoch nicht unabhängig vom helikalen Anteil steuerbar. Dafür muss die Strukturierung in zwei Prozesse unterteilt und das Maskendesign entsprechend angepasst werden.

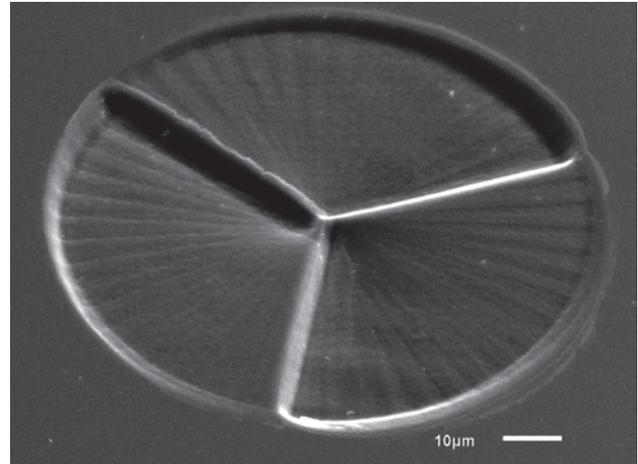


Abb. 3: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen einer in Quarzglas hergestellten links- und rechtshändigen SPP ($l = 3, N_i = 16$).

Die Strukturierung der FGs gestaltet sich bezüglich der Prozessführung deutlich einfacher, da die Masken (siehe Abb. 4 (l.)) statisch in den Strahlengang eingebracht werden. Ein Übertrag der Struktur erfolgt im Anschluss mit entsprechender Fluenz und Pulszahl (vgl. Abb. 4 (r.)).

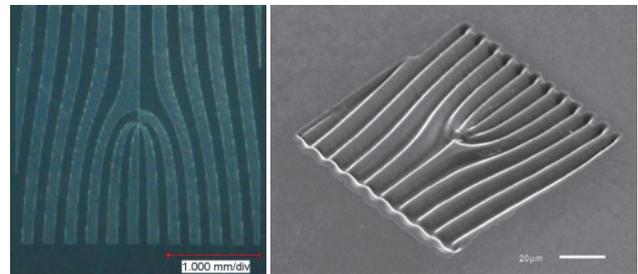


Abb. 4: Mikroskopische Aufnahme einer CaF_2 -Maske (l.) und das damit in Quarzglas hergestellte FG (r.).

Um lediglich die strukturgebenden Bereiche der Maske abzubilden, wurde zusätzlich eine quadratische Tantal-Blende verwendet. Es zeigt sich, dass eine maximale Strukturierungstiefe von ca. $5 \mu\text{m}$ erreicht werden kann. Mit zunehmender Strukturierungstiefe nehmen die Strukturen außerdem die Form eines Sinusgitters an. Dies weist darauf hin, dass die CaF_2 -Masken nicht wie die üblichen Tantal-Masken wirken. Jedoch können mit dieser Technik unabhängig vom Masken-Layout Strukturen mit sehr hoher Geschwindigkeit hergestellt werden, da die Strukturierungsdauer nur von der Pulszahl abhängt.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Die Herstellung von SPPs kann durch den Einsatz zweier Rotationsmasken erfolgen. Je nach Ausführung der Maskengeometrie und Art der Ansteuerung können SPPs mit unterschiedlicher topologischer Ladung, Stufenzahl und

Drehsinn hergestellt werden. Durch speziell ausgeformte Masken ist eine Überlagerung von helikalem und sphärischem Phasenterm möglich.

Für die Herstellung von FGs wurde eine andere Methode entwickelt. Ausgehend von der Berechnung des zu erzeugenden Gitters, erfolgt die Berechnung und die Fertigung der Maske durch Strukturierung eines CaF₂-Substrates. Die Substrate werden im Anschluss als Maske eingesetzt. Mit der Methode wurden unterschiedliche FGs hergestellt. Die Strukturtiefe ist mit ca. 5 µm begrenzt und die Gitterform nähert sich mit zunehmender Tiefe einem Sinus-Gitter an.

Die Maskenprojektion bietet eine große Vielfalt an Möglichkeiten zur Prozessgestaltung. Die vorgestellten Methoden erweitern das Portfolio der mit dem Fluorlaser herstellbaren Strukturtypen um weitere zwei. Nachteilig erweist sich lediglich, dass für die zu erzeugende Struktur die entsprechenden Maskengeometrien hergestellt und deren Bewegungen realisiert werden müssen. Der Einsatz eines Mikrospiegelarrays welches als ansteuerbare Maske dienen könnte, würde diesbezüglich Abhilfe schaffen. Dies würde die Flexibilität und Qualität des Verfahrens noch einmal enorm steigern und den Prozess industrietauglich machen.

Literaturverzeichnis

- [1] Richardson, D. J. (2010). Filling the Light Pipe. In: *Science*, 330 (6002), S. 327-328.
- [2] Xie, Z.; Gao, S.; Lei, T.; Feng, S.; Zhang, Y.; Li, F.; Zhang, J.; Li, Z.; Yuan, X. (2018). Integrated (de)multiplexer for orbital angular momentum fiber communication. In: *Photonics Research*, 6(7), S. 743-749.
- [3] Bozinovic, N.; Yue, Y.; Ren, Y.; Tur, M.; Kristensen, P.; Huang, H.; Willner, A.E.; Ramachandran, S. (2013). Terrabit-Scale Orbital Angular Momentum Mode Division Multiplexing in Fibers. In: *Science*, 340(6140), S. 1545-1548.
- [4] Yao, A.M.; Padgett, M.J. (2011). Orbital Angular Momentum: origins, behaviour and applications. In: *Advances in Optics and Photonics*, 3, S. 161-204.
- [5] Mair A.; Vaziri, A.; Weihs, G.; Zeilinger, A. (2001). Entanglement of the orbital angular momentum states of photons. In: *Nature*, 412, S. 313-316.
- [6] Allen, L.; Beijersbergen, M.W.; Spreeuw, R.J.C.; Woerdman, J.P. (1992). Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes. In: *Physical Review A*, 45(11), S. 8185-8189.
- [7] Allen, L.; Padgett, M. (2011). The Orbital angular momentum of light. In *Twisted Photons*, WILEY-VCH Verlag GmbH, S. 1-12, Weinheim.
- [8] Büttner, S.; Pfeifer, M.; Weissmantel, S. (2019). Manufacturing of Cylindrical Micro Lenses and Micro Lens Arrays in Fused Silica and Borosilicate Glass using F₂-Laser Microstructuring. In: *Proceedings of 7th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology*, S. 66-72.
- [9] Pfeifer, M.; Büttner, S.; Zhang, R.; Serbay, M.; Weißmantel, S. (2017). F₂-Lasermikrostrukturierung von Mikro-Fresnel-Linsen, In: *Scientific Reports*, 10. *Mittweidaer Lasertagung*, (2), S. 127-130.
- [10] Pfeifer, M.; Jahn, F.; Kratsch, A.; Steiger, B.; Weissmantel, S. 2014. F₂-Laser Microfabrication of Diffractive Optical Elements. In: *Proceedings of 2nd International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology*, S. 91-96.
- [11] Pfeifer, M.; Weissmantel, S.; Reisse, G. 2013. Direct laser fabrication of blaze gratings in fused silica. In: *Applied Physics A*, 112(1), S. 61-64.

Optimized Laser Cutting Processes and System Solutions for Separation of Ultra-Thin Glass for OLED Lighting and Display Applications

René Liebers, Mandy Gebhardt, Dr. Bernd Keiper, Jacqueline Hauptmann*

3D-Micromac AG, Technologie-Campus 8, 09126 Chemnitz

*Fraunhofer FEP, Winterbergstraße 28, 01277 Dresden

For some years now, laser cutting processes based on filament technology with ultrashort pulse (USP) lasers have been increasingly adopted in industrial applications. The main reasons for this are the good edge quality that can be achieved with simultaneous easy automation and free-form capability. This ability to be automated is of critical importance, especially for applications that target the mass market with their end products. However, the real advantage of the technology comes from its almost unlimited free-form capability. In addition to established manufacturing processes for glasses of medium thickness from 0.2-2 mm, an increasing number of applications with ultra-thin glasses of 30-100 µm are entering the market. These applications also require further development of the process and fab technology. This paper covers the possibilities of laser technology based on applications for OLED-based lighting and glass components in the display area.

1. Industry Background

1.1. OLED lighting applications

The motivation for using ultra-thin glass as an OLED substrate lies in its strong barrier effect compared to the previously common plastic barrier films. Due to the lack of defects in the glass film (pinhole-free), defect-free, homogeneous OLED luminous surfaces with significantly longer lifetimes on flexible, cost-effective substrates are possible. However, new winding concepts for the careful handling of ultra-thin glass for productive roll-to-roll (R2R) manufacturing processes and especially gentle technologies for the final separation of the substrates have to be created.

In order to decisively expand the applications and thus the economic potential of OLED as a lighting element, in addition to the homogeneous, opaque (bottom-emitting) OLED luminous surfaces on ultra-thin glass that have already been implemented over a large area, the development of transparent OLED components on ultra-thin glass is desired. If the top electrode succeeds in increasing its transparency from 20-30% to at least 50% and can be produced in a cost-efficient R2R production technology, the economic potential is obvious. Ultimately, the production chain requires a cutting or singulation process that provides free-form capability as well as process stability to prevent premature failure of the OLED components.

For this purpose, 3D-Micromac AG researches and develops within the framework of the project LAOLA (Large Area OLED Lighting Applications on ultra-thin flexible substrates, FKZ: 03INT509AF) funded by the German Federal Ministry of Education and Research (BMBF) together with partners such as Fraunhofer FEP and TESA SE on industrial solutions for the production of the OLED

components. The structuring by means of screen printing in the R2R process is done by Yamagata University on glass substrates from Nippon Electric Glass (NEG).

1.2. Display applications

Another application area for ultra-thin glasses is the display industry. The trend in this segment is strongly influenced by the desire for flexible, malleable and portable electronic devices. Clear innovation drivers here are above all "foldables" or portable "smart devices", for example with augmented reality (AR) or virtual reality (VR) functionality. In the automotive sector, too, there is a strong demand for very thin, and therefore flexible, large displays. These can only be attached to the required positions if all components such as cover glasses and touch units are correspondingly flexible or bendable. Only through the use of heavy-duty cover glasses are there significantly more options for placing displays in the car interior. The display technology itself offers further possibilities for new applications in the future, which at the moment cannot be fully exploited due to limited production technologies.

In these applications, too, glass has the enormous advantage of its barrier effect and higher mechanical resistance compared to the more flexible plastic substrates. However, the requirements for bending strength and long-term stability of the cut edges pose a major challenge for the cutting processes. High production yield is particularly important here. The production costs and thus the sales price of the consumer products play an essential role in the acceptance of the end products among potential consumers. Only when the required target costs can be achieved will products such as foldable telephones or OLED lighting devices gain acceptance in the mass market.

2. Manufacturing challenges

When looking for suitable manufacturing technologies, it is of course obvious to consider established techniques such as diamond scribing (in connection with mechanical separation) or laser-based stress cracking (known as Thermal Laser Separation, or “TLS”). However, both techniques have decisive disadvantages. On the one hand, a mechanical scribing process never works completely free of particles and has the disadvantage of requiring the application of force. This can be especially detrimental with ultra-thin glasses. The right underlay plays an important role due to its good deformability and the pressure introduces undesirable stresses into the material, which can lead to crack propagation. Furthermore, the free-form ability is limited and the cut edge may require mechanical finishing depending on the application. Thermal Laser Separation provides a very high bending strength but is not sufficiently contourable and not sufficiently stable in the crack guidance, since ultra-thin glass is strained by deformation.

A glass-glass stack with an organic intermediate layer is used in OLED lighting applications. In the case of display components, the glass is also used with polyimide, anti-reflective or anti-glare coatings. These coated glasses are either very sensitive to contamination by particles, or conventionally limited or impossible to separate in the required quality. With the OLED stacks in particular, the limits of the classic techniques are clearly evident.

2.1. Cutting technology development

For Filament or modification cutting is a process that uses USP lasers to cut glass substrates. The process has numerous advantages, including the ability to create curved shapes and cutouts. A high-end edge quality is achieved at cutting speeds of up to 1500 mm/s without the introduction of tension. There is no need for post-processing. The possibilities of introducing the necessary modification for the subsequent separation in the glass are varied. For this purpose, special optics have been developed in recent years, which typically deliver good results with picosecond lasers.

In the first process step, specific damage is required along the cutting contour over the entire thickness of the glass. The damage occurs either through self-focusing of the laser beam through the non-linear optical Kerr effect or, alternatively, by means of a Bessel beam, which is generated with the help of suitable specially designed optics. For this purpose, various systems were evaluated at 3D-Micromac for the aforementioned application. In the case of ultra-thin glasses with coatings, there are advantages in focusing with the help of Bessel optics.



Fig. 1. Laser cut OLED-lighting device, full cutting of glass-OLED-glass stack

In general, soda lime glass, borosilicates or chemically strengthened glasses can be cut very well and reliably. Ultra-thin glasses, especially if they are used as a stack or coated, however, require fine-tuning of the energy input and the substrate handling.

Three main factors contribute to the result:

- Precise adjustment of the required pulse duration to the layer stack
- Exact position of the modification relative to each interlayer
- A subsequent separation process precisely matched to modification process step

In the OLED lighting application example, the stack consists of 2 x 50 µm thick “GLeaf” ultra-thin glasses from NEG. In between there is a specially developed adhesive and the actual OLED layer. In order to protect the glasses in the R2R process, a PET carrier film is applied to both sides of the stack. This prevents the glass from splintering during transportation. At the time of the separation, this carrier has already been removed.

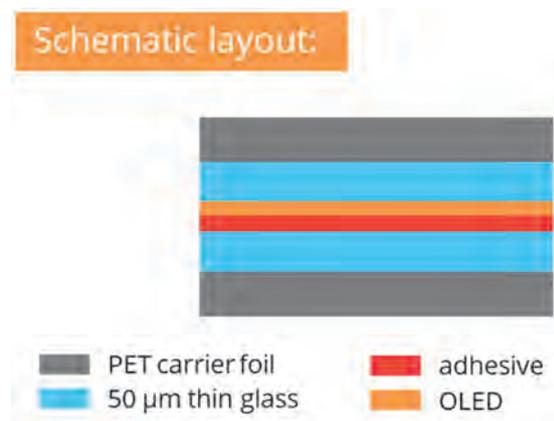


Fig. 2. Schematic layout of an OLED-lighting device

Extensive optimizations to the three bullet points listed above led to a stable process result. It is necessary to reduce the pulse duration of the laser to less than a picosecond and to adapt the length of the modification precisely to the thickness of the glass. The duration of laser-beam-material interaction and homogeneous energy distribution in the direction of beam propagation plays an important role. The coordination of the spatial and temporal energy distribution in the laser pulse (burst processing) was found to be important for ensuring the least possible damage to the glass edge. In order to minimize damage to the adhesive and the OLED layer, it is also necessary to keep the position of the laser focus sufficiently constant. Required values are significantly below single glass thickness itself. This is achieved with process reliability within the technology developed.

The current state of development requires a mechanical separation process, which can be easily automated due to the good stability with regard to crack guidance and low breaking force.

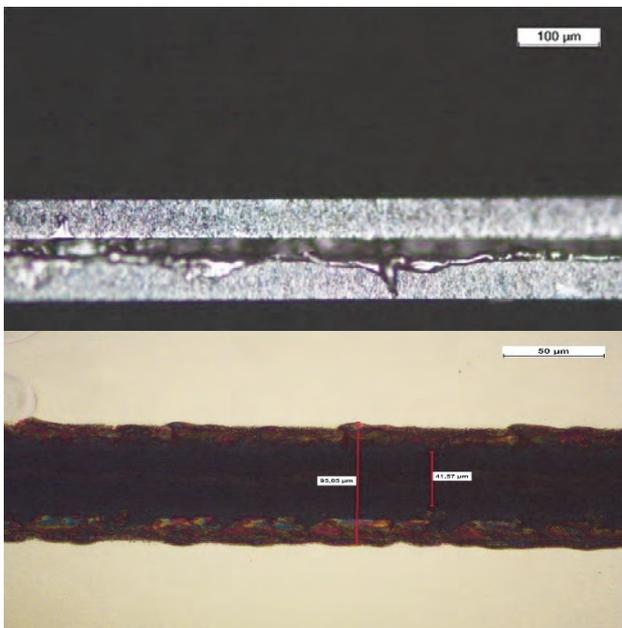


Fig. 3. Process results glass-adhesive-glass stack: left: side view after the separation process; right: top view, damaged area of the organic intermediate layer

An essential criterion for this specific application is the bending strength of the entire stack. This was already rated as good in the project based on the achievable bending radii, and will be further optimized and statistically evaluated.

Furthermore, the roughness of the cut surface and breakouts on the glass edge were evaluated. The roughness of the cut edge is typically around 1 µm (Ra) or even below. Broken glass edges (edge chipping) typically remain below 10 µm even over longer distances. Damage to the OLED and the adhesive intermediate layer is in the range of approx. 100 µm, which is acceptable for the application.

The technology for subsequently separating the glass stack has been proven on a laboratory scale. 3D-Micromac is currently working on process stability when transferring to larger substrates.



Fig. 4. Evaluation of behavior of laser cut OLEDs by manual bending and torsion tests

The basic optimization was carried out on uncoated glasses. Pure thin glasses achieve very good strength values with a high Weibull modulus at the same time. The Weibull modulus is an indication of a stable process without major deviations in the breaking force. Figure 5 shows Weibull distribution of 2 laser cut sample series, bare 30 µm AF 32 and a laminate 50 µm AF32 + TESA 69401. The edge strength of the 30 µm AF32 glass samples is higher than the edge strength of the thin glass laminates. The highest edge strength of the laminate is 80 MPa according to FEM simulation. The highest edge strength of the 30 µm thick AF32 is 111 MPa. The strength values were determined with edge tensile test patented by SCHOTT. Other display glass at thickness of 30 µm shows possible values of up to 150 Mpa.

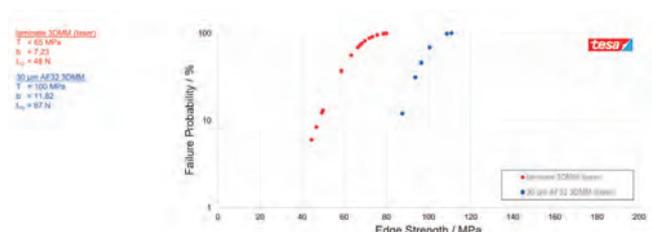


Fig. 5. Evaluation of edge strength after laser cutting (1)

With this bending strength of about 150 MPa, the bare glass can be bent up to a radius of around 7 mm without damage. This means that glass substrates for display applications can also be produced in good quality.

Full stack (50µm glass-OLED-50 µm glass) was initially tested by 2 point bending setup. Minimum achieved bending radius was 14 mm. Further statistical evaluation of the achievable flexural strength is the subject of ongoing tests within LAOLA project.

Looking at bare glass still mechanical cut samples have comparable or even higher values. Nevertheless, due to the advantages mentioned above, the aim is to use laser technologies instead of mechanical processes for the applications mentioned. For this reason, process developments are concentrating on further improving the strength values and process stability.

3. System Solution

The laser micromachining system technology used for cutting is based on the proven microSHAPE machine concept of 3D-Micromac. The system is modularly adaptable to the application. The technology modules required for the end application are combined in such a way that an overall system suitable for production is created. The open concept of the system allows process configuration for sheet to sheet or roll to sheet process flows. Even a multi head setup is part of the platform. For customers, the advantages of modularity are short delivery times and a low cost of ownership for the respective end application.



Fig. 6: Example of Laser System microSHAPE SE, dedicated for manual loading or line integration in sheet-to-sheet or roll-to sheet process flows

References

- [1] Dr. Klaus Keite-Telgenbüscher, K., Dr., Unterste-Wilms, F., 2020, „LAOLA: EVALUATION OF EDGE STRENGTH SCHOTT AF32 + tesa 69401“

Long-term-stable 120-W, 220- μ J, 120-fs Thulium-based fiber-CPA for materials processing

Christian Gaida¹, Fabian Stutzki¹, Martin Gebhardt^{2,3}, Tobias Heuermann^{2,3},
Sven Breilkopf¹, Tino Eidam¹, Jan Rothhardt^{2,3,4}, Jens Limpert^{1,2,3,4}

1. Active Fiber Systems GmbH, Ernst-Ruska-Ring 17, 07745 Jena

2. Institute of Applied Physics, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Albert-Einstein-Str. 15, 07745 Jena

3. Helmholtz-Institute Jena, Fröbelstieg 3, 07743 Jena

4. Fraunhofer Institute for Applied Optics and Precision Engineering, Albert-Einstein-Str. 7, 07745 Jena

We demonstrate a thulium-based fiber amplifier delivering pulses tunable between <120fs and 2ps duration at up to 228 μ J of pulse energy at a center wavelength of 1940 nm and 500-kHz repetition rate. Due to the excellent long-term stability, this system proves the ability of this technology to be integrated into ultra-fast material processing machines.

1. Introduction

Ultrafast ytterbium-based fiber-laser systems operating around 1 μ m wavelength have become an interesting platform particularly for demanding applications that simultaneously require high average powers and peak powers (e.g. high-harmonic generation) [1]. Their rapid development over the last two decades was built upon an efficient mitigation of detrimental nonlinear effects through the use of advanced single-mode, large-core fiber designs [2] and chirped-pulse-amplification (CPA) [3]. However, the most recent milestones in power-scaling were achieved by the simultaneous mitigation of thermal and nonlinear effects through the coherent combination of ultrafast pulses [4,5]. This technique is based on splitting the light into several spatially separated amplification channels that are subsequently coherently recombined into a single beam.

Besides the performance scaling aspect, the laser wavelength is an important parameter as it can be beneficial for many applications, e.g. for high-field physics due to the quadratic wavelength dependence of the ponderomotive potential [6]. Tm-doped fiber lasers have proven to be promising and relatively straightforward candidates for the realization of efficient, high-average- and peak-power, ultrafast lasers in the 2 μ m-wavelength region [7–9]. Here we demonstrate the coherent combination of four thulium-based fiber amplifiers (TDFA). The fiber-CPA delivers pulses with <120 fs full width at half-maximum duration with up to 228 μ J of pulse energy at a center wavelength of 1940 nm. These output characteristics together with the excellent long-term stability (<0.5% over 48h at >120 W average output power) make it a unique laser system, which is ideally suited as a driving source for very demanding scientific and industrial applications.

2. Laser-system design

The laser system follows a typical fiber-CPA concept similar to references [7–9] with all thulium-based fiber amplifiers being cladding-pumped at 793 nm wave-

length by low-brightness diode-lasers. The all-fiber frontend of the system is seeded by a commercial ultrafast fiber-oscillator emitting <100 fs pulses at a center wavelength of 1940 nm and a pulse-repetition frequency of 25 MHz. The ultrafast pulses are stretched with chirped-fiber-Bragg gratings to a duration of around 800 ps and are amplified in two polarization-maintaining TDFA. A fiber-coupled acousto-optic modulator allows for the tuning of the pulse-repetition frequency between 25 kHz and 25 MHz. These pulses are free-space-coupled to the final pre-amplifier consisting of a thulium-doped polarization-maintaining photonic-crystal fiber (TmPCF) similar to the one used in reference [8].

The output beam is then split into four channels using a cascaded setup of thin-film polarizers (TFPs) followed by appropriate delay lines to ensure temporal overlapping for efficient recombination after the main amplifiers. The individual delay lines are equipped with piezo-driven mirrors for fine-adjustment of the path length and stabilization of the path-length differences. After every combination step of two beams, a small fraction of the combined beam is directed toward a Hänsch-Couillaud detector to determine the polarization state. This information is processed with a PID regulator that controls the corresponding delay line to optimize the beam for linear polarization and therewith maximum transmission through the subsequent TFP.

In order to avoid the detrimental impact of molecular water-vapor absorption on the beam and pulse quality [10], the high-power free-space sections of the system, i.e. the high-power coherent combining and the chirped-pulse compressor, have been placed in vacuum.

3. Laser characterization

The main amplifiers are TmPCF with a length of 2.6 m that are each seeded with \approx 100 nJ pulse energy. At a pulse repetition rate of 500 kHz each channel delivers 67 μ J pulse energy corresponding to an average power of 33.5 W at a pump-power level of about 120 W. With a total combining efficiency of 95% and a compression

efficiency of 90% the laser system delivers 228 μJ pulse energy with a compressed pulse duration of <120 fs. A typical autocorrelation trace at this pulse energy is

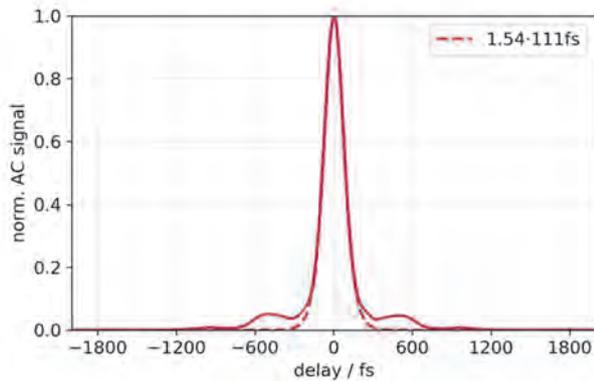


Figure 1: Second-harmonic autocorrelation function of the output pulse corresponding to a pulse-duration of <120 fs (111fs, assuming sech²-shape) at 228 μJ pulse energy.

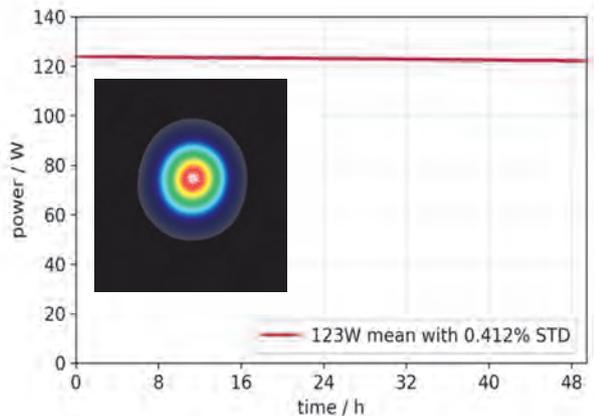


Figure 2: Average-power measurement over >48 h operation time. The inset shows the output beam at the highest power level.

depicted in Fig. 1 indicating good pulse quality. A further increase of the output-pulse energy is possible but increases the accumulated nonlinearity to $B \geq 3$ rad, which reduces the pulse quality. With the conservative assumption that $>70\%$ of the pulse energy are contained in the main feature, the peak power of the laser system is >1.3 GW. The laser system has been continuously operated and characterized over several days at 1 MHz pulse repetition rate and an average output power of 123 W. Excellent long-term stability has been achieved with an average power fluctuation of $<0.5\%$ RMS over 48 hours of operation as is shown in Fig. 2. The TmPCF delivers near diffraction-limited output ($M^2 < 1.2$), which has been verified by earlier work [8]. As a result of operating the high-power sections in vacuum together with the utilization of suitable optics, the excellent beam quality is maintained in the system. The inset in Fig. 2 shows the Gaussian-like beam after pulse compression at the highest average-power.

4. Summary

We have presented the first high-power coherently combined thulium-based fiber-CPA. The laser system incorporates four amplifier channels and delivers pulses with >228 μJ energy at <120 fs pulse duration and a repetition frequency of 500 kHz. Excellent long-term stability is achieved with an averaged power fluctuation of $<0.5\%$ RMS over >48 hours of operation at an average power >120 W. Given the presented parameters, this is the first commercial system simultaneously delivering >100 W average power and >1 GW peak power in the 2 μm wavelength regime. Besides its excellent suitability for driving high-harmonic generation to the water-window aiming at coherent diffractive imaging, the system can be used for exploring ultrafast laser-materials processing in the 2 μm wavelength region [11].

Literaturverzeichnis

- [1] D. Popmintchev et al., Phys. Rev. Lett. 120, 1–6 (2018).
- [2] J. Limpert et al., Light Sci. Appl. 1, e8 (2012).
- [3] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. 55, 447–449 (1985).
- [4] M. Müller et al., Opt. Lett. 45, 3083–3086 (2020).
- [5] S. Haedrich et al., (Conference Presentation)," in Proc.SPIE (2020), Vol. 11260.
- [6] T. Popmintchev et al., Sci. (80). 336, 1287–1291 (2012).
- [7] C. Gaida et al., Opt. Lett. 41, 4130–4133 (2016).
- [8] C. Gaida et al., Opt. Lett. 43, 5853–5856 (2018).
- [9] C. Gaida et al., Opt. Lett. 40, 2301–2304 (2015).
- [10] M. Gebhardt et al., Opt. Express 23, 13776 (2015).
- [11] M. Gebhardt et al., in Proc.SPIE (2020), Vol. 11260.

Effiziente Impulskompression im industriellen Kontext mittels Multipasszellen

Kilian Fritsch, Christian Franke, Oleg Pronin

Helmut-Schmidt-Universität, Universität der Bundeswehr Hamburg, Holstenhofweg 85, 22043 Hamburg
Spin-off Projekt: n₂-Photonics

Wir stellen einen kommerziellen Prototyp eines auf Multipasszellen basierenden Spektralverbreiterungs- und -komprimierungssystems vor. Er ist in der Lage 40 fs-Impulse von einem 250 fs-Treiberlaser mit hervorragender Effizienz von 92 % zu erzeugen, was zu einer Verfünffachung der Spitzenleistung führt. Bei der maximalen Eingangsleistung (10 W) ist die Stabilität so hoch wie die Stabilität des Treiberlasers.

We present a commercial prototype of a multipass cell based spectral broadening and compression system capable of generating 40 fs pulses from a 250 fs driving laser with excellent throughput efficiency of 92 % resulting in a fivefold increase in peak power. At the maximum input power (10 W) the stability is as good as the stability of the driving laser.

1. Einleitung

Die Emissionsbandbreite der meist verwendeten Verstärkerkristalle, zum Beispiel Yb:YAG oder Nd:YVO, limitiert die erreichbare Impulsdauer von Hochleistungslasern auf etwa 250 fs. Nachgeschaltete externe Impulskompressoren können zum einen das Frequenzspektrum des Laserimpulses mittels Selbstphasenmodulation (SPM) erweitern und zum anderen die Impulsdauer verkürzen. Alternativ zu etablierten faserbasierten Systemen lässt sich der Prozess auch in einer Multipassanordnung im freien Strahl umsetzen [1]. Neben der Impulskompression zu unter 20 fs [2] wurde auch die Skalierbarkeit der Methode bis zu einer Durchschnittsleistung von 0,5 kW bereits nachgewiesen [3]. Die Technik ist überaus tolerant gegenüber äußeren Einflüssen. So arbeitet die Frequenzverbreiterung wesentlich stabiler und benötigt keinerlei Wartung im Gegensatz zu konkurrierenden Technologien. Die Multipassanordnung erfüllt deshalb die Anforderungen von Industrieanwendern nach Prozessstabilität und Zuverlässigkeit. Hier präsentieren wir die kommerzielle Umsetzung der Technologie in Form eines Impulskompressionssystems, an dem wir als Ausgründung „n₂-Photonics“ (www.hsu-hh.de/lts/spin-offs/exist) aus dem Lehrstuhl für Lasertechnologie und Spektroskopie von Prof. Pronin der Helmut-Schmidt-Universität arbeiten.

2. Systemauslegung

In dieser Arbeit wird die Impulskompression eines 250 fs langen Gaußschen Impulses mit 100 µJ Impulsenergie aus einem „PHAROS“-Laser der Firma Light Conversion untersucht. Die Spitzenleistung des Eingangsimpulses beträgt demnach etwa 380 MW. Ziel ist die Verkürzung der Impulsdauer auf etwa 40 fs. Für die Auslegung gilt es zunächst das gesamt erforderliche B-Integral abzuschätzen. Hierzu wurde Gleichung 14 aus [4] verwendet:

$$\frac{\Delta\omega}{(\Delta\omega)_0} \approx \left[1 + 0,19 \cdot B_{\text{ges}}^2\right]^{\frac{1}{2}} \propto \frac{250 \text{ fs}}{40 \text{ fs}} \approx 6,3$$

Die Bandbreiten der Winkelfrequenzen sind hier über das quadratische Mittel definiert. Es wird angenommen, dass diese direkt proportional zur Impulsdauer sind. Es folgt, dass ein B-Integral B_{ges} von etwa 14 rad für die gewünschte spektrale Verbreiterung erreicht werden muss. Die detaillierte Auslegung basiert auf den Erfahrungen aus [2]

3. Numerische Simulation

Um die analytische Auslegung aus vorigem Abschnitt zu untermauern, wurde auf deren Grundlage eine eindimensionale numerische Simulation durchgeführt. Um das dreidimensionale physikalische Problem der nichtlinearen Propagation in der Multipasszelle mit dem eindimensionalen Simulationsprogramm berechnen zu können, wurden die Annäherungen aus [5, Abbildung 1b)] verwendet. Außerdem wurde zusätzlich Verlust- und Dispersionsfreiheit der Optiken und des Mediums sowie ideale Gaußsche Strahlqualität ($M^2 = 1$) angenommen.

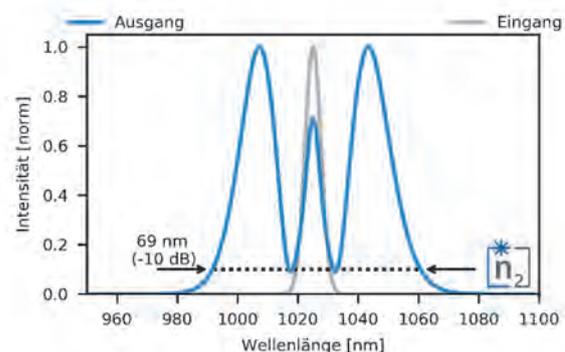


Abb. 1: Eindimensionale numerische Simulation der analytischen Auslegung aus Abschnitt 2.

Abb. 1 zeigt das errechnete Ausgangsspektrum sowie das angenommene Eingangsspektrum der Simulation. Die Verbreiterung sollte demnach mehr als versechsfachen und so die Kompression auf 40 fs ermöglichen. Das Fourier-Transformlimit beträgt 41 fs, wobei ca. 85 % der Energie im Hauptpuls enthalten sind.

Demnach bestätigt die numerische Analyse die analytische Auslegung des Systems.

4. Experimentelle Resultate

Dieser Abschnitt fasst die erzielten Ergebnisse zusammen. Das mechanische Design des Aufbaus ist für einen stabilen 24/7-Betrieb in einer industriellen Umgebung optimiert. Alle Komponenten, einschließlich Strahlführung und Diagnose, sind vollständig im abgedichteten monolithischen Gehäuse verbaut, das eine einfache Integration in bestehende Lasersysteme ermöglicht.

Als wichtigsten Parameter gilt es die Bandbreite zu untersuchen. Die Spektren vor und nach der Verbreiterungsstufe sind in Abb. 2 dargestellt.

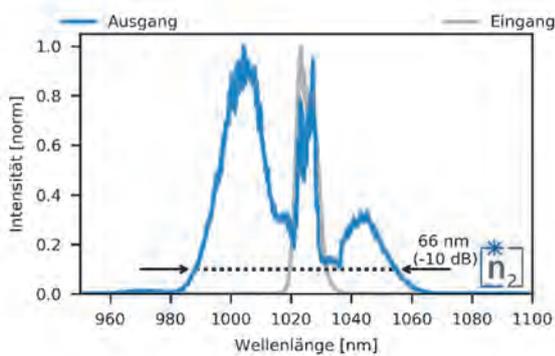


Abb. 2: Spektrum vor und nach der spektralen Verbreiterung in der MIKS. Die Bandbreite erreicht 66 nm auf dem -10 dB Niveau gegenüber dem Maximum.

Die spektrale Breite auf dem -10 dB Niveau gegenüber dem Maximum konnte von ursprünglich etwa 12 nm auf 66 nm erweitert werden. Dies steht in keinem Widerspruch zum in Abschnitt 2 angenommenen Verbreiterungsfaktor von 6,3, da dieser über die quadratischen Mittel der Spektren definiert ist. Die spektrale Form und Bandbreite des Ausgangsspektrums stimmen weitgehend mit der numerischen Vorhersage überein. Es sei erwähnt, dass die Asymmetrie zwischen langen und kurzen Wellenlängen auf die fehlende Korrektur der Quanteneffizienz des Siliziumdetektors im Spektrometer zurückzuführen ist.

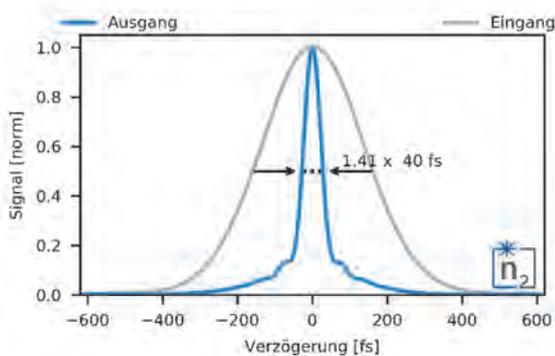


Abb. 3: Autokorrelationsmessung vor und nach der Kompression in der MIKS. Die volle Halbwertsbreite der

Impulsdauer erreicht 40 fs unter der Annahme eines Faltungsfaktors von 1.41.

Die abschließende Kompression des verbreiterten Spektrums wurde mit 6 Reflexionen auf dispersiven Spiegeln vorgenommen, welche -400 fs² spektrale Phase pro Umlenkung auf den Impuls aufprägen. Die resultierenden Autokorrelationen in Abb. 3 zeigen, dass die entstandene nichtlineare Phase kompensierbar ist und der Ausgangsimpuls auf etwa 40 fs Impulsdauer bei voller Halbwertsbreite verkürzt werden konnte.

Bei einem Leistungsdurchsatz des Systems von über 92 % konnte demnach die Spitzenleistung des Ausgangsimpulses auf 2,2 GW angehoben werden. Selbst unter der Annahme, dass 15 % der Impulsenergie in Nebenimpulsen verortet ist und nicht zur Spitzenleistung beiträgt, erreicht diese noch 1,8 GW. Sie wurde also etwa verfünffacht.

Der Strahlquerschnitt nach spektraler Verbreiterung und Kompression ist in Abb. 4 dargestellt. Es konnten keine Beugungsringe oder Substrukturen im Strahl festgestellt werden, was auf eine gute Strahlqualität schließen lässt.

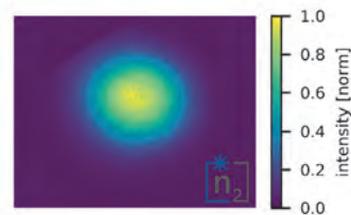


Abb. 4: Strahlprofil nach spektraler Verbreiterung & Kompression

Im Fokus dieser Arbeit steht die industrielle Anwendbarkeit des Verfahrens, weshalb der Stabilität eine außerordentlich hohe Bedeutung zukommt. Die Stabilität der Durchschnittsleistung, der Strahlage und des Ausgangsspektrums sind in Abb. 5 mit 7 entsprechend dargestellt.

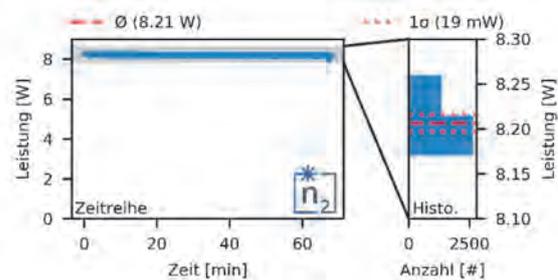


Abb. 5: Stabilität der Durchschnittsleistung gemessen über 68 min. Links: Zeitlicher Verlauf der Messung. Rechts: Histogramm der Messwerte.

Die Messungen wurden mit voller Impulsenergie von 100 μ J und einer Wiederholrate von 100 kHz durchgeführt, was der maximalen Durchschnittsleistung des Treiberlasers bei dieser Energie entspricht. Es wurde nicht die volle Ausgangsleistung für die Leistungsmessung verwendet, da noch andere Parameter

zeitgleich aufgezeichnet wurden. Die durchschnittlich erzielte Leistung während der Messdauer betrug 8,2 W, wobei eine Standardabweichung von 0,02 W erreicht wurde.

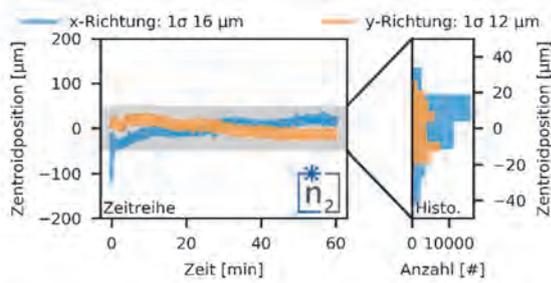


Abb. 6: Strahlagenstabilität gemessen über 60 min. Links: Zeitlicher Verlauf der Messung. Rechts: Histogramm der Messwerte.

Die Strahlage wurde über die Zentroidposition des Strahlquerschnitts ca. 50 cm hinter der Ausgangsapertur des Systems vermessen (Abb. 6). Über die volle Messdauer von 60 min trat eine Standardabweichung von 16 µm in x-Richtung und 12 µm in y-Richtung auf. Sowohl die Stabilität der Durchschnittsleistung als auch die Strahlagenstabilität sind vergleichbar mit der des Treiberlasers. Demzufolge wird die Stabilität des Treiberlasers durch das nachgelagerte Impulskompressionssystem nicht beeinträchtigt.

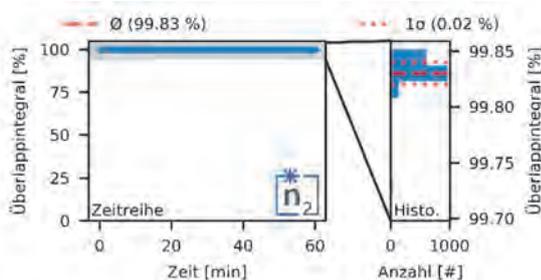


Abb. 7: Spektrale Stabilität des Ausgangsimpulses gemessen über das paarweise Überlappintegral des initialen Spektrums mit allen folgenden. Links: Zeitlicher Verlauf der Messung. Rechts: Histogramm der Messwerte.

Da die Bandbreite durch SPM, einen optisch nichtlinearen Prozess, erzeugt wird, können Schwankungen der Eingangsparameter die Bandbreite beeinflussen. Zur Evaluation der spektralen Stabilität wurde deshalb sekundlich ein Ausgangsspektrum aufgezeichnet. Abb. 7 zeigt das paarweise Überlappintegral¹ V_n des initialen Spektrums S_{init} mit allen folgenden S_n . Bei einem durchschnittlichen Überlapp von 99,8 % beträgt die Standardabweichung lediglich 0,02 %. Es treten demnach nur vernachlässigbare Schwankungen im Ausgangsspektrum auf. Die Tatsache, dass die abschließende Kompression über dispersive Spiegel praktisch keinen Schwankungen unterliegt lässt darauf

¹ $V_n = \frac{\int \sqrt{S_{init} \cdot S_n} d\lambda}{\int S_{init} d\lambda \int S_n d\lambda}$ [6]

schließen, dass ähnlich kleine Schwankungen auch für die zeitliche Form des Ausgangsimpulses anzunehmen sind. Dies wurde jedoch nicht mit einer direkten Messung verifiziert.

5. Fazit und weitere Systeme

Das Impulskompressionssystem erfüllt die gestellten Anforderungen an Verbreiterung und Kompression vollumfänglich. Dabei erreicht der Leistungsdurchsatz mit 92 % bei voller Eingangsenergie einen exzellenten Wert. Die Stabilität der Durchschnittsleistung, der Strahlage nach der Ausgangsapertur sowie des Ausgangsspektrums des Impulskompressionssystems ist maximal und bildet daher die Stabilität des Treiberlasers nahezu exakt nach. Die industriell erforderliche Prozessstabilität und Zuverlässigkeit der Impulskompression ist somit sichergestellt.

Diese Verifikation ebnet den Weg für weitere Entwicklungsstufen dieses Prototyps hin zu verschiedenen Impulsenergieklassen. Das vorgestellte Gerät entspricht der mittleren Energieklasse und soll mit leichten Modifikationen Energien bis zu 300 µJ verarbeiten können. Die untere Energieklasse wird zwischen 10 µJ und 100 µJ betrieben werden können und die Hochenergieklasse zwischen 300 µJ und 1 mJ. Hierbei wird es sich um skalierte Versionen des hier vorgestellten Geräts handeln. Schließlich ist ein zweistufig-kaskadiertes System ähnlich zu [2] in Planung, welches in der mittleren Leistungsklasse die Impulsdauer in einer zweiten Multipasszelle auf unter 15 fs komprimieren soll.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich beim Bundesministerium für Wirtschaft und Energie für die Förderung des Projekts durch den EXIST-Forschungstransfer.

Literaturverzeichnis

- [1] Schulte, Jan; Sartorius, Thomas; Weitenberg, Johannes; Vernaleken, Andreas; Russbuedt, Peter (2016): Nonlinear pulse compression in a multipass cell. In Optics letters 41 (19), pp. 4511–4514. DOI: 10.1364/OL.41.004511.
- [2] Fritsch, Kilian; Poetzlberger, Markus; Pervak, Vladimir; Brons, Jonathan; Pronin, Oleg (2018): All-solid-state multipass spectral broadening to sub-20 fs. In Optics letters 43 (19), pp. 4643–4646. DOI: 10.1364/OL.43.004643.
- [3] Russbuedt, P.; Weitenberg, J.; Schulte, J.; Meyer, R.; Meinhardt, C.; Hoffmann, H. D.; Poprawe, R. (2019): Scalable 30 fs laser source with 530 W average power. In Opt. Lett. 44 (21), p. 5222. DOI: 10.1364/OL.44.005222.
- [4] Pinault, Steven C.; Potasek, M. J. (1985): Frequency broadening by self-phase modulation in optical

fibers. In *J. Opt. Soc. Am. B* 2 (8), p. 1318. DOI: 10.1364/JOSAB.2.001318.

- [5] Daher, Nour; Guichard, Florent; Jolly, Spencer W.; Délen, Xavier; Quéré, Fabien; Hanna, Marc; Georges, Patrick (2020): Multipass cells: 1D numerical model and investigation of spatio-spectral couplings at high nonlinearity. In *J. Opt. Soc. Am. B* 37 (4), p. 993. DOI: 10.1364/JOSAB.386049.
- [6] Weitenberg, Johannes; Vernaleken, Andreas; Schulte, Jan; Ozawa, Akira; Sartorius, Thomas; Pervak, Vladimir et al. (2017): Multi-pass-cell-based nonlinear pulse compression to 115 fs at 7.5 μ J pulse energy and 300 W average power. In *Optics express* 25 (17), pp. 20502–20510. DOI: 10.1364/OE.25.020502.

Erzeugen von leitfähigen Strukturen auf Kunststoffoberflächen durch Laserstrahlaktivierung

Michael Seiler¹, Andreas Knauff¹, Andrea Barz¹, Jens Bliedtner¹,
Andrés Fabián Lasagni^{2,3}

¹Ernst-Abbe-Hochschule Jena, Carl-Zeiss-Promenade 2, 07745 Jena

²Technische Universität Dresden, Institut für Fertigungstechnik, 01062 Dresden

³Fraunhofer-Institut für Werkstoff- und Strahltechnik IWS, 01277 Dresden

Die Entwicklung von smarten Devices und Wearables erfordert individuelle Leiterstrukturen und leichte Elektronikbauteile. Die Schaffung von leitfähigen Strukturen auf bisher ungenutzten Flächen wie Gehäuseteilen ist ein wichtiger Entwicklungsschritt zur Reduzierung von Gewicht und Bauraumgröße. Der Inhalt dieses Artikels beschäftigt sich mit einem laserbasierten Verfahren, das für spritzgegossene Kunststoffe verwendbar ist. Die jeweilige Oberfläche wird laserstrukturiert, danach in wässriger Lösung bekeimt und im Anschluss stromlos verkupfert. Für eine erfolgreiche und homogene Verkupferung sind die Laserparameter und die Parameter der Nasschemie von entscheidender Bedeutung.

The development of smart devices and wearables requires individual electronic circuits and lightweight structures. One essential point is the formation of conductive traces on different surfaces like plastic cases and over dead space. This paper deals with a laser-based method to allow this application for different injection molded polymers. Therefore, the initial surface is activated by laser, afterwards infected by palladium and finally electroless copper plated. To achieve a homogenous copper layer the laser parameters and also the wet chemistry is important.

1. Einleitung

Zur Strukturierung und anschließenden Metallisierung von Kunststoffen bedient sich die Industrie aktuell verschiedener Verfahren [1,2]. Dabei ist ein wichtiges Ziel die Schaffung elektrisch leitender Strukturen auf Isolatoren. Eine spezielle Anwendung sind sogenannte MID, räumlich integrierter elektronischer Schaltungsträger, oder „molded interconnected devices“. Hier handelt es sich um zwei- und dreidimensional Bauteile aus spritzgegossenem Kunststoff bei denen sich Leiterbahnen direkt auf der Oberfläche befinden und damit konventionelle Leiterplatten substituieren. Zur Herstellung dieser Strukturen werden Methoden wie 2-Komponenten-Spritzguss [1], Heißprägen [3], Folienhinterspritzen [4], Flamecon® [1], Plasmadust® [1], und verschiedene laserbasierte Verfahren verwendet. Letztere bieten zahlreiche Vorteile durch eine selektive und flexible Art der Bearbeitung, die u.a. für geringe Kosten zur Prototypenherstellung sorgt. Über das direkte Schreiben mittels Laserstrahl können metallische Bahnen ohne den Einsatz von Masken und Fotolacken erzeugt werden [2]. Die etablierteste Methode ist das Laserdirektstrukturieren (LDS) [5]. Der Prozess beinhaltet zwei Schritte: die Laserablation und das stromlose Metallisieren. Eine wichtige Voraussetzung ist das Vorhandensein metallischer Partikel, die sich nach dem Spritzgießen bereits im Volumen befinden. Mit Hilfe der Laserablation werden diese Partikel lokal an der Oberfläche freigelegt. Ohne diese metallischen Bestandteile kann im darauffolgenden Metallisierungsschritt keine metallische Schicht entstehen. Die LDS-Methode konnte an verschiedenen Kunststoffen

und Lasersystemen (CO₂-Laser, lampen- und diodengepumpte Nd:YAG-Laser) erprobt werden [6]. In Ratautas et al. [7-9] und Seiler et al. [10, 11] wird eine Erweiterung dieser Methode präsentiert. Die konventionellen spritzgegossenen Substrate (PBT, PA; ABS, PMMA, PET) enthalten keinerlei Additive. Stattdessen wird nach der Laseraktivierung mittels Kurzpuls- und ultra-kurz-gepulsten Lasern ein zusätzlicher Schritt eingeführt. Es folgt eine chemische Bekeimung mit Silber [7-9] oder Palladium [10, 11]. Anschließend kann das Substrat herkömmlich stromlos metallisiert werden. Die Ergebnisse, die in der Literatur vorgestellt, und mit nanosekunden Pulsen erzeugt wurden, zeigen keinerlei erfolgreiche Verkupferung. Die Aktivierungsuntersuchungen werden vor allem in Abhängigkeit der Laserfluenz dargestellt und ausgewertet. Die morphologische und chemische Analyse der Oberfläche kann momentan die Prozesse der Laseraktivierung nicht vollständig erklären.

Dieser Artikel zeigt einen Ansatz zur Findung eines Prozessfensters homogener metallischer Schichten für den Kunststoff Polykarbonat (PC). Die Auswertung erfolgt über die Korrelation der akkumulierten Laserfluenz und den Scanparametern (Puls- und Linienabstand). Das entwickelte Verfahren benötigt keine Additive und basiert auf dem Einsatz von konventionellem Polykarbonat (PC).

2. Experimentelles Vorgehen

Das verwendete Polykarbonat (PC) ist vom Hersteller Trinseo und wird unter den Namen Calibre™ vertrieben. Das grün eingefärbte Substrat beinhaltet zusätzlich Titandioxid (TiO₂). Die Substratgröße wurde für die experimentellen Untersuchungen zu von 60 mm x 60 mm x

3 mm (Höhe x Breite x Dicke) ausgewählt. Die Ausgangsrauheit beträgt 300 nm (R_q taktil gemessen).

Für die Untersuchungen wird der Pikosekundenlaser TruMicro 5050 von Trumpf verwendet. Die Strahlablenkung erfolgt durch die Scaneinheit hurrySCAN II 14 von Scanlab. Die Fokussierung der Laserstrahlung wird durch ein F-Theta-Objektiv mit der Brennweite von 100 mm ermöglicht und erzeugt einen Fokusbereich in der Bearbeitungsebene von 30 μm (gemessen mit Kamera SP620U von Spiricon). Die weiteren wichtigsten Kenngrößen sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

Tabelle 1: Laser- und Scanparameter

| Kenngröße | Wert |
|---|------------------------------------|
| Pulsdauer | 7 ps |
| Strahlqualität | 1,3 |
| Repetitionsrate | 25 kHz |
| Laserfluenz F | 7-35 $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ |
| Doppelte Rayleighlänge | 600 μm |
| Puls- und Linienabstand (d_p und d_l) | 10-80 μm |

Die Prozesskette ist in Abbildung 1 schematisch dargestellt. Im Schritt a) erfolgt die selektive Laseraktivierung. Dazu können einzelne Scanprogramme erzeugt oder Schaltkreise und Daten in Form von DXF-Dateien importiert werden. Die beiden Folgeschritte beinhalten die Bekeimung mit Palladium Pd b) und das stromlose Verkupfern c). Die Palladiumlösung weist eine Konzentration von 1 g/L auf. Durch die Verweilzeit der Probe im Palladiumbad lagert sich ausschließlich an den selektiv aktivierten Flächen elementares Palladium an. Dieser Prozess ist die Voraussetzung für das Bilden der Kupferschichten im folgenden Schritt der stromlosen Verkupferung. Palladium ist ausschließlich auf den laseraktivierten Flächen zu sehen. Das unbehandelte Ausgangsmaterial zeigt keine Anlagerung von Pd.

Für die das Kupferbad wird die industriell etablierte Lösung ENPLATE LDS CU 200 von MacDermid Enthone eingesetzt.

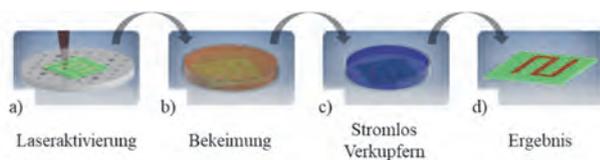


Abbildung 1: Verwendete Prozesskette für die Verkupferung von PC

Final ist das Substrat an den vorher laseraktivierten Flächen erfolgreich mit einer Kupferschicht versehen.

Die auftretenden Phänomene an bekeimten und fertig verkupferten Oberflächen werden mit Digitalmikroskop (Keyence VHX-2000) und Rasterelektronenmikroskop (Zeiss EVO MA 10) analysiert und ausgewertet.

3. Ergebnisse und Diskussion

Für die Bestimmung des Prozessfensters für eine homogene Kupferschicht werden auf die Substratoberfläche

5x5 Matrizen in Abhängigkeit der Laserfluenz F (pro Spalte) und des Pulsabstand (pro Zeile) erzeugt. Dies ist in Abbildung 2a dargestellt. Für jede Einzelmatrix ist der Linienabstand konstant über die 25 Felder. Die Felder haben eine Fläche von 8 mm x 8 mm. Der Feldabstand beträgt 3 mm. Über die konstante Repetitionsrate von 25 kHz ist der Pulsabstand nur noch von der gewählten Scangeschwindigkeit abhängig.

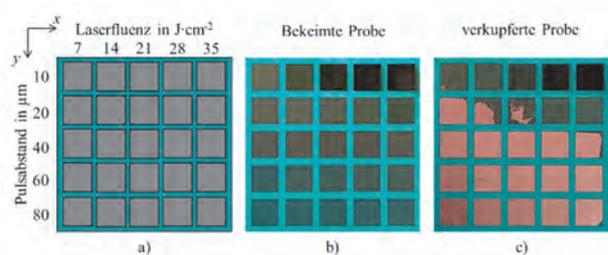


Abbildung 2: a) Prozessmatrix, b) Probe nach Bekeimung und c) verkupferte Probe (Matrix $d_L = 10 \mu\text{m}$)

Der Linienabstand wird für jede Matrix konstant gehalten und wie der Pulsabstand von 10 bis 80 μm variiert. Damit ergeben sich 5 Matrizen mit je 25 Feldern. In Abbildung 2b ist beispielhaft eine laseraktivierte Probe dargestellt. Die bearbeiteten Felder weisen einen gräulichen Farbschlag auf. Dieser ist stark vom Kunststoff, seiner Farbe und den Laserparametern abhängig [10, 11].

Diese Abhängigkeit gilt ebenso nach der Bekeimung und Verkupferung der Felder. Die Kupferschicht und das sich ergebende Prozessfenster wird im Folgenden betrachtet. Abbildung 2c zeigt eine 5x5 Matrix nach durchlaufen der Prozesskette. Es zeigt sich bereits ein Einfluss der Laserfluenz und des Pulsabstandes.

Für die Ermittlung des Prozessfensters für die Bildung homogener Kupferschichten werden die fertig verkupferten Matrizen mit einer digitalen Spiegelreflexkamera (Nikon D600) fotografiert. Die Bilder dienen zur Auswertung des Anteils der Verkupferung auf jedem Einzelfeld. Der Anteil an Kupfer wird ins Verhältnis mit der Feldgröße von 8 mm x 8 mm gesetzt. Dadurch kann eine quantitative Bewertung des Kupferanteils erfolgen. Das Programm binarisiert die Daten und wertet über eine Maske jedes Feld einzeln aus. In Abbildung 3 ist ein solches Ergebnis dargestellt.

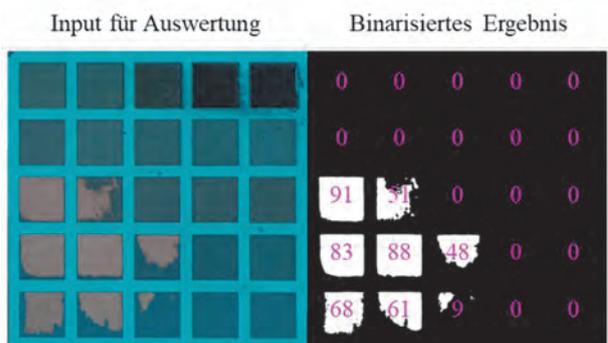


Abbildung 3: Foto zur Auswertung in Matlab (links) und binarisiertes Ergebnis mit jeweiligem Anteil der Verkupferung

Für die weitere Auswertung werden drei Grenzen für das Prozessfenster festgelegt. Die Bereiche für die drei Grenzen sind in Tabelle 2 aufgeschlüsselt.

Tabelle 2: Grenzbereich für die Auswertung des Prozessfensters in Abhängigkeit der Kupferfläche pro Einzelfeld

| Bereich | Verkupfelter Anteil in % |
|----------------------|--------------------------|
| Homogene Schichte | > 90 % |
| Teilweise verkupfert | 3 bis 89 % |
| Kein Kupfer | < 2 % |

Die gewonnenen Daten fließen in die Erstellung des finalen Prozessfensters in Abbildung 4, das in Abhängigkeit der akkumulierten Fluenz F_{akk} dargestellt wird und sich wie folgt berechnen lässt.

$$F_{akk} = F \cdot N_P$$

Dabei ist N_P die Anzahl an Pulsen pro Einzelfeld. In das Diagramm fließen neben dem Pulsabstand an der x-Achse, der Linienabstand ein. Dieser wird über verschiedene Symbole in der Legende ausgedrückt. Die Farbwahl markiert die drei Grenzen aus Tabelle 2.

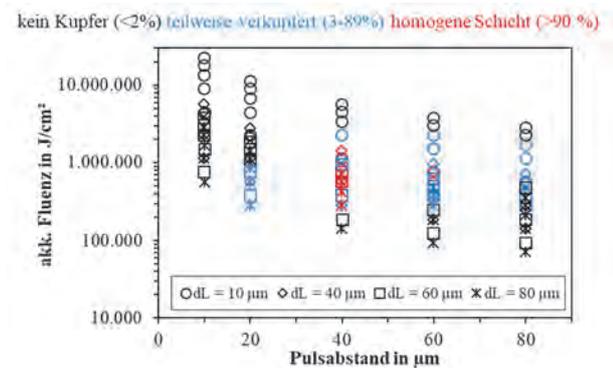


Abbildung 4: Prozessfenster für die Verkupferung von PC in Abhängigkeit der Laserfluenz und der verwendeten Scanparameter

Am Beispiel von PC zeigt sich, dass über die verwendeten Parameter 11 homogene Kupferschichten entstehen. Diese bilden sich hauptsächlich im Pulsabstand von 40 µm aus. Der umliegende Bereich stellt die teilweise verkupferten Schichten dar und ist an den Rändern gefolgt vom Bereich ohne nennenswerte Kupferausbildung. Der Bereich der rot-markierten Symbole umfasst eine Anzahl an Pulsen pro Flächen von etwa 0,5 bis 1,0 Millionen Pulse. Die maximale Anzahl der Pulse ist bei der geringsten Fluenz zu finden und verschiebt sich mit sinkender Pulsanzahl zu höheren Fluenzen bei geringeren Linienabständen. Damit ist eine klare Abhängigkeit der Pulsanzahl und der Fluenz erkennbar.

Die Phänomenologie der erzeugten Schichten ist stark von den Laser- und Scanparametern abhängig. Ein zu hoher Energieeintrag, wie in Abbildung 5a dargestellt, kann genauso die Laseraktivierung beeinträchtigen wie ein zu geringer. Dabei können sich in x- und y-Richtung homogene Schichten (5b), aber auch linienförmige Strukturen wie in Abbildung 5c ausbilden.

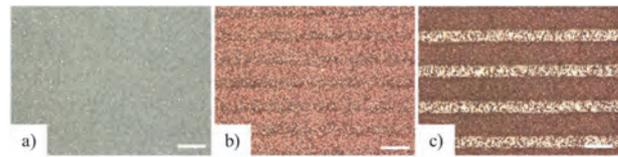


Abbildung 5: Mikroskopaufnahmen bei konstantem Linienabstand 10 µm und Laserfluenz von 21 J·cm⁻² in Abhängigkeit von d_p (20, 40, 60 µm v.l.n.r.)

Das Applizieren eines Fokussdurchmessers von 30 µm hat zur Folge, dass ab einem Puls- bzw. Linienabstand von 40 µm keine Überlappung der Pulse stattfindet. Dadurch ergeben sich Strukturen wie in Abbildung 5c. Trotz der fehlenden Überlappung reicht die Schwelle für eine Aktivierung der Oberfläche jedoch noch aus.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Das Prozessfenster für die Ausbildung von Kupferschichten auf Polykarbonat wurde erfolgreich untersucht. Es konnten Zusammenhänge innerhalb eines großen Bereichs an Laser- und Scanparametern aufgestellt werden. Insbesondere die Anzahl an Pulsen pro Flächen zeigt eine Korrelation zur Erzeugung von homogenen Kupferschichten. Die Auswertung mittels Bildverarbeitungssoftware führt zu einer objektiven Bewertung der Flächen. Weitere Forschungsarbeiten werden sich mit den genauen Mechanismen der Anhaftung von Palladium und der Bewertung der Kupferschichten beschäftigen.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die Unterstützung bei der Bildauswertung durch Herrn Samson Frank aus der Arbeitsgruppe von Prof. Bliedtner.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Franke J., Hanser Verlag (2014).
- [2] M. Ozdemir, H. Sadikoglu, Trends in Food Science & Technology (1998), 159-167.
- [3] A Kilian, J. Weinzierl, L. Schmidt, 38th European Microwave Conference (2008), 1-4.
- [4] C. Bonten, Hanser Verlag (2016).
- [5] M. Hüske et al., Proc. of 3rd LANE (2001). 587-598.
- [6] A. Islam et al., International Journal Advanced Manufacturing Technology (2009), 831-841.
- [7] K. Ratautas et al., Applied Surface Science (2019), 405-410.
- [8] K. Ratautas et al., Results in Physics (2020), 102943.
- [9] K. Ratautas et al., Proc. CIRP (2018), 367-370.
- [10] M. Seiler et al., Proc. CIRP (2020), 891-894.
- [11] M. Seiler et al., Materials (2021), eingereicht.

Surface quality of laser rod end melted shape-memory Nitinol preforms

Yang Lu, Tim Radel

Bremer Institut für angewandte Strahltechnik GmbH, Klagenfurter Straße 5, 28359 Bremen

The shape-memory Nitinol as a nickel-titanium alloy is widely used in actuator and medical applications. However, the connection of a flange to the rod is a critical point. Therefore, laser rod end melting enables material accumulations to generate a preform at the end of a rod, followed by die forming, so that the flange can be generated. This process has been successfully applied on 1.4301 steel. This study is aimed to investigate laser rod end melting of shape-memory Nitinol regarding the resultant surface quality of the preforms. The results showed that spherical preforms could be generated without visible surface discoloration due to oxidation. By using different scan rates, different solidification conditions occurred which led to significantly different surface structures. These findings show that laser rod end melting can principally be applied on Nitinol to generate preforms for flanges whereby the surface quality depends on the solidification conditions.

1. Introduction

Nitinol is a nickel-titanium (NiTi) shape memory alloy (SMA) with two special properties, superelasticity and shape memory effect. These properties enable its application actuator and sensor, which have been widely used in automobile, aerospace, medical and electronic applications [1]. However, there is no standardized flange and shaft design of a Nitinol actuator that could easily be integrated into mechanical design, and crimping and screwing are the alternative solution for the attachment of Nitinol actuator to the mechanical system [2]. Furthermore, Nitinol is a hard-to-machining material due to its high ductility and strong work hardening, requiring robust and reliable joining methods for SMA to design complex functional components rather than the conventional cold working [3].

In this case, a two-stage shaping process, so-called laser rod end melting, could serve as a solution. This process enables the fabrication of functional component including rod and flange design at its end. It consists of a laser melting of a preform and subsequent die forming [4]. In the laser melting stage, the end of rod is melted by a laser beam, which is transferred to the accumulated melt. The solidified melt maintains its spherical shape as preform. Subsequently, the preform is reshaped to the designed shape via a single cold die forming step [4]. Based on this, an intensive investigation was conducted on 1.4301 steel [5]. The main results showed that radiation strategies and composition of laser power and irradiation time play an important role in determining the preform volume. During the solidification, preform diameter affects the cooling time and dendritic solidified structure, especially secondary dendrite arm spacing, which influences the yield stress. Finally, the oversized preform compared to the die volume can be manufactured with fine surface structure [5].

Up to now, laser rod end melting has been successfully applied mainly on steels (1.4301 [5], 1.4310 [6]), which can be transferred to fabricate the Nitinol actuator with flange design. Considering the cooling effect of Nitinol melt, laser welding is the most used joining technique

for NiTi alloys, and the relative phenomena have been intensively investigated [3]. The laser affected zone consists of fusion zone (FZ), heat affected zone (HAZ) and unaffected base material (BM), where a dendritic, planar or cellular microstructure or a combination of these can be found in the FZ of the NiTi laser welds [7]. It can be explained according to rapid solidification theory, by which temperature gradient G and growth rate of solid-liquid interface R determine morphology (by G/R) and size of the microstructure (by $G \times R$, i.e. cooling rate) [8]. Specifically, decreasing G/R leads to increasing constitutional supercooling, by which solidification mode changes from planar to cellular, columnar dendritic and equiaxed dendritic in turn [8].

For laser welding of Nitinol to Nitinol, the microstructure investigations present coarse grains in the FZ and fine equiaxed crystals in the HAZ [9]. Close to the fusion line an epitaxial growth occurs, where the grain structure depends on the BM and laser parameter, which define the solidification conditions [3]. In addition, composition in the weld zone may vary slightly compared to the BM [9]. The Ni/Ti ratio in the FZ can vary as a result of the precipitation of Ni_3Ti , leading to a change of austenite-martensite transformation temperature [3]. Therefore, it is aimed to achieve only a minor change of transformation temperature in this region for the optimum functional performance.

Nevertheless, there are some potential defects and imperfections during fusion welding of Nitinol, such as cracks [9], voids [10], gas porosity [11] and embrittlement [11]. The solidification cracking can be explained by the formation of brittle Ti_2Ni phase during either rapid solidification of a Ti-rich NiTi-phases or Ni-rich NiTi-phases with oxygen atmosphere [12]. In addition, softening effect usually takes place in the generated HAZ and FZ, which is mainly attributed to precipitate dissolution, dislocation movement and grain coarsening [3]. Furthermore, laser-induced preferential evaporation of Ni leads to local changes of functional characteristics [7].

Based on the state of the research, two-stage laser rod end melting shows the potential to fabricate functional components of Nitinol, which may exhibit a better connection strength compared to the conventional mechanical joining method. This study is focused on the first stage of generation of preform and aimed to investigate laser rod end melting of shape-memory Nitinol regarding the resultant surface quality and microstructure of the preforms.

2. Methodology

2.1. Material and laser processing

Laser rod end melting of Nitinol was conducted with a continuous wave laser (YLR-100-AC, IPG Laser GmbH) with gaussian intensity distribution, wavelength of 1070 nm and a maximum laser power about 100 W. The studied Nitinol (SmartFlex05, SAES Getters S.p.A.) was in rod shape with a diameter of 500 μm , and the chemical composition is listed in Table 1. The rod was fixed vertically so that the laser irradiated at the end, as shown in Figure 1. After passing through a collimating system and a deflection unit (AXIALSCAN-30, RAYLASE GmbH), laser beam was laterally focused on the end of the rod, with a spot diameter of 55 μm . With a constant scan track of 5 mm, preforms were generated with different processing parameter. Laser power was adjusted to 30 W, 60 W and 90 W, and three different scanning speeds for each laser power was used, in which a spherical preform could be generated successfully. Based on this, each parameter combination was repeated three times. Argon was used as shielding gas.

Table 1: Chemical composition of the used Nitinol [13]

| | Ni | C | O | Fe | other | Ti |
|-----|------|-------------|-------------|-------------|----------|------|
| wt% | 55.5 | ≤ 0.05 | ≤ 0.05 | ≤ 0.05 | < 0.01 | bal. |

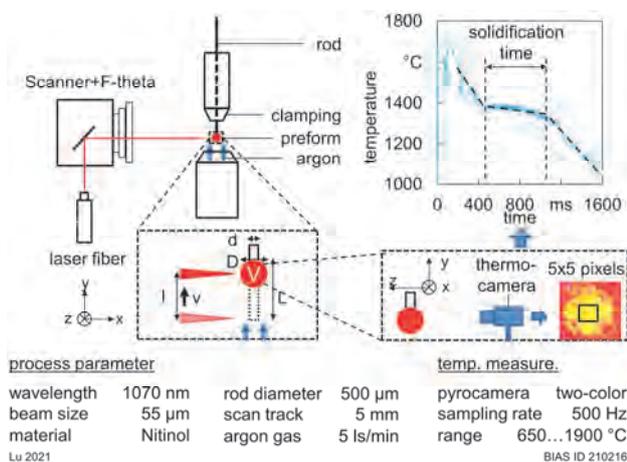


Figure 1: Scheme of laser rod end melting of Nitinol with online temperature monitoring

2.2. Temperature measurement and analysis

During the laser rod end melting, transient temperature distribution of the accumulating preform was recorded

by a quotient thermal camera (HDRC@-Q-PyroCam GigE, IMS CHIPS Stuttgart) at the sampling rate of 500 Hz, and the measuring direction is shown in Figure 1. This thermal camera compares the signal at the wavelength of 661 nm and 667 nm between 650 °C and 1900 °C. To minimize the background noise, a notch filter (TECHSPEC OD 6.0, Edmund Optics GmbH) was amounted in front of the thermal camera, so that the signal of laser source at 1070 nm was attenuated almost completely. In addition, the experiment was conducted in the dark environment to avoid the background light noise.

Based on a LabView based evaluation algorithm [14], temperature signals of the generated preform during the cooling process were analyzed, where 5x5 pixels were extracted from the region of the preform to calculate mean surface temperature at each sampling time. This mean temperature was regarded as the global temperature of preform. The obtained temperature time distribution of the preform was further used to calculate the global solidification time, which indicated the time interval between liquidus and solidus of the Nitinol. Specifically, the liquidus and solidus temperature was recognized as the start and end point of quasi-plateau from the temperature time course. Then the global solidification time was obtained by determining the two intersections of three linear regressions (melt, mushy zone and solidified preform) in this region, as shown in Figure 1.

2.3. Analysis methods for preform

The generated preforms were characterized in terms of geometry, surface topography and microstructure. Assuming that the preform had a perfect spherical shape, by means of a micrometer screw gauge, mean diameter D of the preform was determined based on five measurements for each specimen. Afterwards, the surface topography of the preform was characterized by an optical microscope with digital depth composition function (VHX-1000, KEYENCE Deutschland GmbH). Then longitudinal section of specimen was embedded, polished and etched with Kroll solution (93 mL H_2O , 5 mL HNO_3 and 2 mL HF) for about 2 mins, so that the microstructure of Nitinol preforms as well as the heat affected zone in the rod was identified.

Specimens were further characterized by an X-ray computed tomography (CT) scanner (Phoenix-xray v|tome|x m, GE Sensing & Inspection Technologies GmbH) to analyze pores and their spatial distribution. This machine worked at voltage of 180 kV and enabled spatial resolution of 1.7 μm .

3. Results

3.1. Geometry and surface quality

Figure 2 shows the diameter of the Nitinol preform. For the same laser power, with increasing scan rate, preform diameter increased firstly and then decreased. In addition, the diameter of preform showed an increasing tendency with increasing laser power, which led to a larger

processing window for the scan rate. As the scan rate differs larger, more apparent difference in solidification and surface quality is expected. Therefore, the further study regarding the surface quality and microstructure is based on the laser power of 90 W.

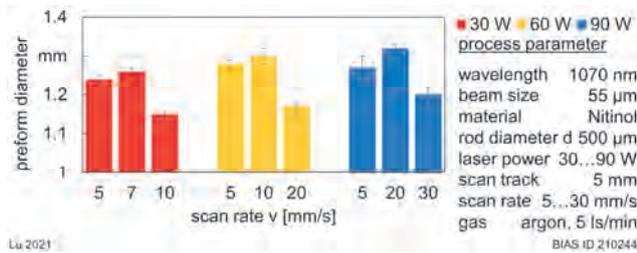


Figure 2: Diameter of Nitinol preforms

Figure 3 presents the surface quality of preforms with different parameter sets. With the minimum available scan rate, from the end of the wire there was striped structure, followed with comb structure to the end of the preform. As an intermediate scan rate was applied, the whole surface was comparatively smooth. With higher scan rate, the striped structure and comb structure re-appeared, along with a dense distribution of micro dots at the end of the preform.

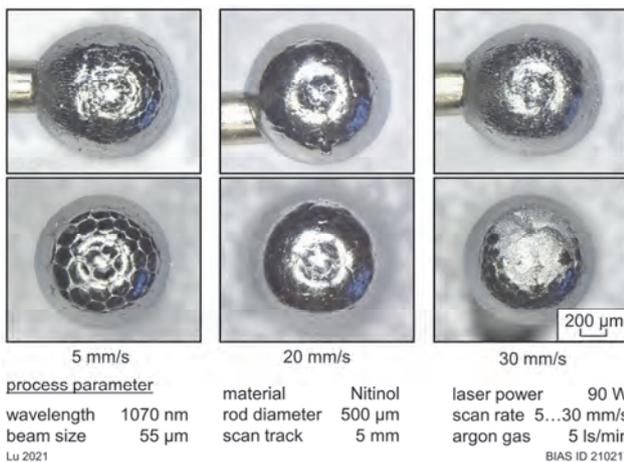


Figure 3: Surface quality of Nitinol preforms

The possible defects were determined in the X-ray CT scanning of the preform, as shown in Figure 4. The side view shows one slice of cross-section with a void and the top view indicates that this void was opened at the surface of preform end. Near the void entrance cracks were generated. These similar defects were found for all studied specimens. Besides the large void, micro pores (blue points in Figure 4) with volume under $500 \mu\text{m}^3$ distributed randomly in the preform.

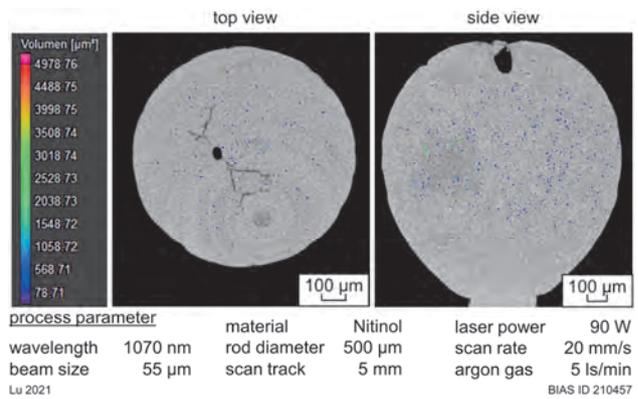


Figure 4: Defects of the Nitinol preform measured by X-ray CT scanner

3.2. Solidification time and microstructure

Figure 5 shows three different zones (marked with A, B and C) in the preform generated by the scan rate of 5 mm/s. The transition zones are shown with higher magnification in Figure 6. Zone A was the heat affected zone of the wire, followed by columnar dendrites in Zone B with grain orientation perpendicular to the fusion line. The Zone B was further surrounded with Zone C consisting of several large grains, in which typical columnar dendrites were identified. These grains were orientated perpendicular to the surface and grew towards the boundary between Zone B and Zone C, where finer microstructure compared to the elsewhere in Zone C was found. In addition, it was found that the dendrites were coarser in Zone C than in Zone B. The Zone C was covered by a thin surface layer with planar structure, separated by several micro dimples (cf. Figure 6 left). It took about 600 ms to solidify from complete liquid state to complete solid state at the surface.

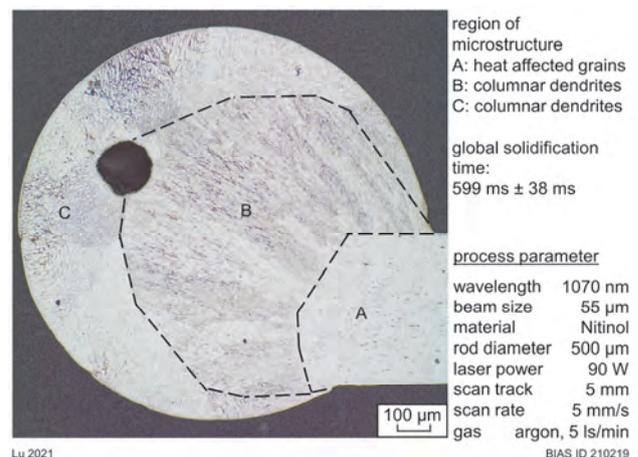


Figure 5: Microstructure of Nitinol preform with scan rate of 5 mm/s

As the scan rate of 20 mm/s was applied, besides the typical zones and corresponding microstructure observed in Figure 5, additional Zone D was found in Figure 7. The Zone D consisted of coarse column-shaped grains. Compared to the Zone C in Figure 5, there was no

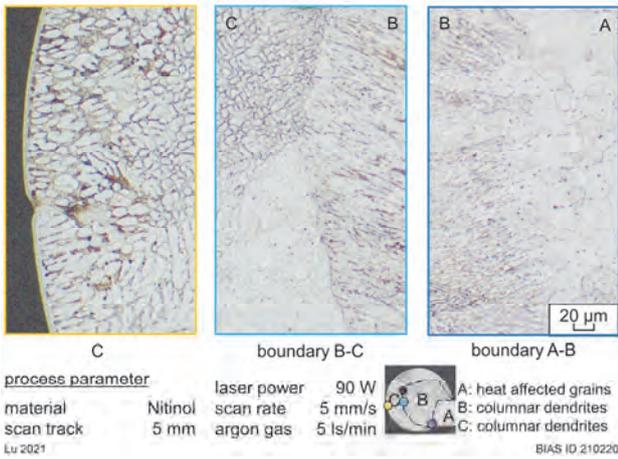


Figure 6: Transition zones in the Nitinol preform with scan rate of 5 mm/s

thin surface layer with planar microstructure and no grain in Zone C with dimples at the surface was observed, as shown in Figure 8. The global solidification time at the surface is around 644 ms, slightly larger than that for the scan rate of 5 mm/s and 30 mm/s.

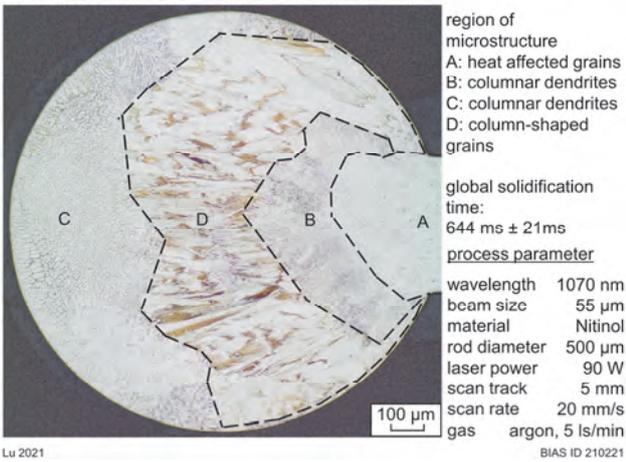


Figure 7: Microstructure of Nitinol preform with scan rate of 20 mm/s

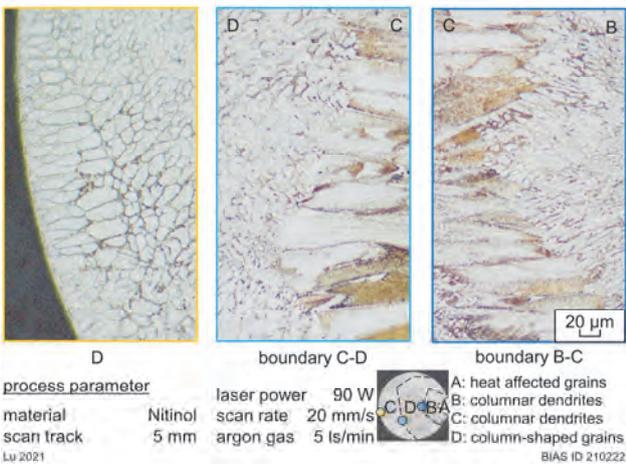


Figure 8: Transition zones in the Nitinol preform with scan rate of 20 mm/s

When the scan rate increased to 30 mm/s, the Zone D in Figure 7 was not identified (cf. Figure 9), and the micro-

structure distribution and grain orientation was comparable to the scan rate of 5 mm/s. Furthermore, surface layer with planar microstructure was identified again, while some dendritic structure could be observed at the surface of the end of preform (cf. Figure 10 left). The global solidification time of about 600 ms was comparable to that for the scan rate of 5 mm/s.

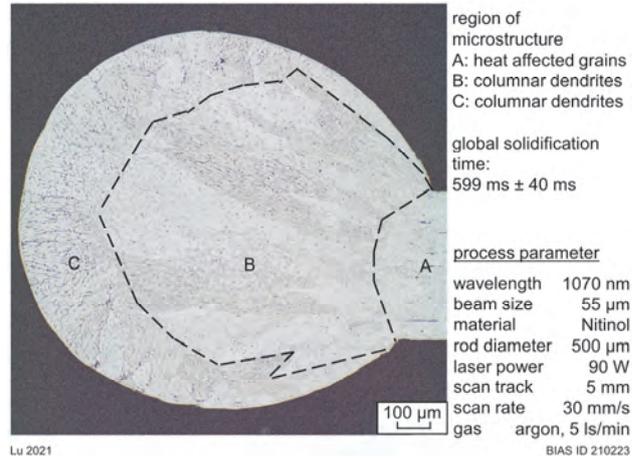


Figure 9: Microstructure of Nitinol preform with scan rate of 30 mm/s

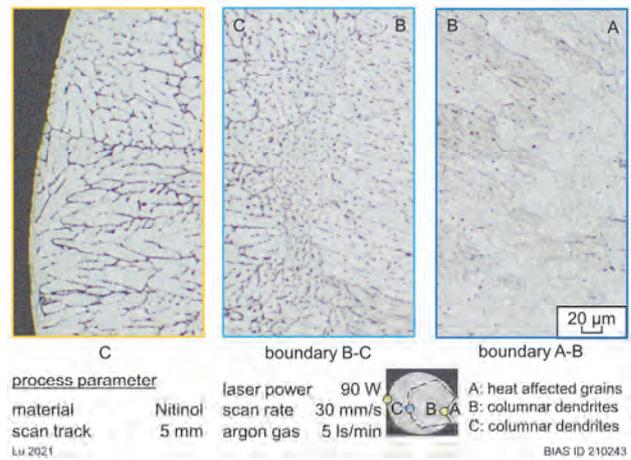


Figure 10: Local enlargement of microstructure in the Nitinol preform with scan rate of 30 mm/s

4. Discussion

The results showed that the laser parameter influenced the final geometry, microstructure and surface quality. Thereby, the occurrence of pores and cracks have to be taken into account. As the scan rate increased, the preform diameter increased slightly first and then decreased. The decrease of the preform diameter and volume should be explained by the insufficient energy coupling to the accumulated melt [5]. In addition, it was shown in the literature that in the laser rod end melting radiation dominates the heat dissipation more than heat conduction and convection at the surface during the cooling process [4]. The solidification process should thereby start at the surface of the preform and at the connection between the fusion zone and the heat-affected wire. Based on the observed grain orientation, two solid fronts encountered at the boundary of Zone B

and Zone C for the scan rate of 5 mm/s and 30 mm/s, and at the boundary of Zone C and Zone D for 20 mm/s.

Preform with different scan rates contained different microstructures. As introduced, the solidified microstructure in the FZ is mainly determined by the temperature gradient and growth rate [8]. This microstructure affects the surface appearance. Comparison of the surface with the microstructure shows clearly that the grains (cf. Figure 3, Figure 5 and Figure 9) and further the (secondary) dendrites lead to the different shown surface structures (cf. Figure 3 and Figure 10). These findings are in line with the results shown in [15] where the occurrence of surface structures due to secondary dendrite arms in case of laser rod end melting of AISI 304 are shown. These findings show therefore that laser rod end melting can principally be applied on Nitinol to generate preforms for flanges whereby the surface quality depends significantly on the solidification conditions.

5. Conclusion

It was shown that the laser rod end melting can be principally applied on Nitinol to generate preforms for flanges. Herby defects of voids, cracks and pores have to be taken into account. Thereby, the scan rate determines the solidification condition, leading to four typical microstructure zones with columnar dendrites and column-like grains. These microstructure leads to different surface structures. Hence, the solidification conditions significantly determine the surface quality.

Acknowledgement

The authors gratefully acknowledge the financial support for the project "Laserschmelzen im Gesenk" funded by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, German Research Foundation) – Projektnummer 449377606. In addition, a grateful appreciation is given to Mr. Dieter Tyralla for the self-writing LabVIEW programs and Mr. Christian Kapitza for the operation of X-ray CT scanner.

References

- [1] Velmurugan, C.; Senthilkumar, V., et al. 2018. Machining of NiTi-shape memory alloys-A review. *Machining Science and Technology*. 22. pp. 355–401.
- [2] Mertmann, M.; Vergani, G. 2008. Design and application of shape memory actuators. *The European Physical Journal Special Topics*. 158. pp. 221–230.
- [3] Mehrpouya, M.; Gisario, A., et al. 2021. Laser welding of nickel-titanium (NiTi) shape memory alloys(Eds.), *Advanced Welding and Deforming*. Elsevier. pp. 203–230.
- [4] Vollertsen, F.; Friedrich, S., et al. 2020. *Cold Micro Metal Forming*. Springer International Publishing. Cham.
- [5] Brüning, H. 2016. *Prozesscharakteristiken des thermischen Stoffanhäufens in der Mikrofertigung*. Stephen, A.; Vollertsen, F. 2010. Upset ratios in laser-based free form heading. *Physics Procedia*. 5. pp. 227–232.
- [6] Oliveira, J.; Miranda, R.; Braz Fernandes, F. 2017. *Welding and Joining of NiTi Shape Memory Alloys: A Review*. *Progress in Materials Science*. 88. pp. 412–466.
- [7] Kou, S. 2002. *Welding Metallurgy (Second Edition)*. Wiley-Interscience. S.I.
- [8] Mehrpouya, M.; Gisario, A., et al. 2018. Laser welding of NiTi shape memory sheets using a diode laser. *Optics & Laser Technology*. 108. pp. 142–149.
- [9] Vieira, L.; Fernandes, F., et al. 2011. Mechanical behaviour of Nd:YAG laser welded superelastic NiTi. *Materials Science and Engineering: A*. 528. pp. 5560–5565.
- [10] Song, Y.; Li, W., et al. 2008. The influence of laser welding parameters on the microstructure and mechanical property of the as-joined NiTi alloy wires. *Materials Letters*. 62. pp. 2325–2328.
- [11] Panton, B. 2016. *Laser Processing, Thermomechanical Processing, and Thermomechanical Fatigue of NiTi Shape Memory Alloys*.
- [12] SAES Group. Brochure SAES Smart Materials. <https://www.saesgetters.com/brochure-saes-smart-materials> (accessed 2021.06.15).
- [13] Tyralla, D.; Seefeld, T. 2021. Thermal Based Process Monitoring for Laser Powder Bed Fusion (LPBF). *Advanced Materials Research*. 1161. pp. 123–130.
- [14] Brüning, H.; Teepe, M.; Vollertsen, F. 2014. Surface Roughness and Size Effect in Dendrite Arm Spacing at Preforms of AISI 304 (1.4301) Generated by Laser Rod End Melting. *Procedia Engineering*. 81. pp. 1589–1594.

Großflächige ultraschnelle Mikrobearbeitung mit multiplen Laserspots

Stephan Brüning^a, Keming Du^b, Arnold Gillner^c

^a Schepers GmbH & Co. KG, Karl Benz Str. 7, 48691 Vreden

^b Edgewave GmbH, Carlo-Schmid Str. 19, 52146 Würselen

^c Fraunhofer ILT, Steinbach Str. 15, 52074 Aachen

Ultrakurzpuls-Laser haben sich in den vergangenen Jahren weit verbreitet, um hochpräzise Mikrostrukturen direkt in nahezu jedem Material zu realisieren. Trotz der derzeitigen Verfügbarkeit von UKP-Hochleistungslasern (bis zu mehreren hundert Watt) ist es immer noch eine Herausforderung, große Flächen, wie sie für Prägezyylinder für Rolle-zu-Rolle Anwendungen benötigt werden, in einer für die industrielle Produktion akzeptablen Bearbeitungszeit zu strukturieren. In diesem Beitrag wurde ein hochkompakter ps-Laser mit Repetitionsraten von bis zu 8 MHz und einer mittleren Leistung von 500 W durch ein diffraktives optisches Element (DOE) auf 16 parallele Strahlen verteilt. Die Leistung wurde durch einen akusto-optischen Modulator pro Strahl moduliert. Integriert in ein ultrahochpräzises Zylindergravursystem wurden die 16 Spots mit einer Genauigkeit von $< 1 \mu\text{m}$ synchronisiert. Auf der Zylinderoberfläche wurden in einem Spot-zu-Spot Abstand von $20 \mu\text{m}$ Einzelspotdurchmesser von $13 \mu\text{m}$ erreicht. Verschiedene funktionale Mikrostrukturen wurden als Master realisiert.

1. Aktueller Stand

1.1 Rolle-zu-Rolle Fertigung

Oberflächenfunktionalisierte Kunststofffolien und Papierbahnen durch Rolle-zu-Rolle (R2R)-Bearbeitung oder auch Bleche mit Dicken bis zu 2 mm durch Rolle-zu-Platte (R2P)-Bearbeitung, sind für eine Vielzahl von Produkten von großem Interesse. Die direkte Strukturierung dieser Substrate mit Strukturturen von z. B. $200 \mu\text{m}$ bleibt aufgrund einer unzureichenden Durchsatzrate durch direkte Laserbearbeitung von $1 \text{ m}^2/\text{h}$ bei Kunststofffolien (mit cw-Yb-Faserlaser oder CO₂-Laser) bzw. 1 m^2 in 10 Tagen bei Stahl (mit ps-Laser) um Dekaden hinter dem industriellen Bedarf zurück. Auf eine Vielzahl von Substraten können jedoch Mikrostrukturen durch einen R2R/R2P-Prägeprozess übertragen werden (Abb. 1). Die Verformung durch ein Werkzeug in einem Massenproduktionsprozess mit hohen Durchsatzraten von bis zu $250 \text{ m}^2/\text{min}$ bei Papier, etwa $10 \text{ m}^2/\text{min}$ bei Kunststoffen oder $4 \text{ m}^2/\text{min}$ bei Aluminiumblech sorgt für die geforderte Vervielfältigungsgeschwindigkeit. Alternativ werden in jüngerer Zeit R2R-UV-Nanoimprinting-Verfahren für noch höhere Auflösungen (z. B. holografische Strukturen) für großflächige Oberflächen bei Durchsatzraten von $10 \text{ m}^2/\text{min}$ eingesetzt [1].

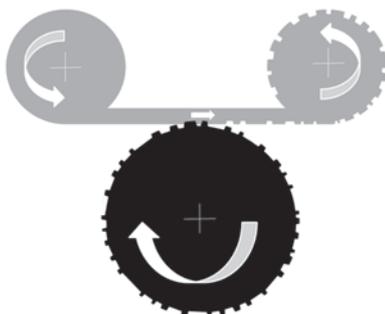


Abb. 1 Schematische Darstellung eines Rolle-zu-Rolle Prägeprozesses

1.2 Zylinder-Präge-Werkzeuge

Ultrakurzpuls-Laser bieten aufgrund der extrem kurzen Pulse und der hohen Pulsenergie einen materialunabhängigen, nahezu schmelzfreien Abtrag mit hervorragender Qualität. Ein systembedingter Nachteil ist jedoch die sehr geringe Produktivität im Vergleich zu ns-Laserpulsen. Um eine hohe Produktivität zu erreichen, sind einerseits hohe Pulswiederholraten notwendig, andererseits ist eine Skalierung der Anzahl abtragender Spots unumgänglich. Eine Anwendung, bei der systematisch hohe Scangeschwindigkeiten erreicht werden können, ist die Gravur von Präge- und Druckzylindern. Da das Werkstück in diesem Fall rotationssymmetrisch ist (Abb. 2), kann eine sehr hohe gleichmäßige Umfangsgeschwindigkeit erreicht werden. Ein frei modulierbarer Laserspot ermöglicht die Übertragung von dreidimensionalen Strukturen auf die Zylinderoberfläche. Bei Auflösungen von 5080 dpi (Pixelgröße $5 \mu\text{m}$) und 44 W Laserleistung sind in einem Zylindergravursystem Oberflächengeschwindigkeiten von 10 m/s in $4 \text{ mm}^3/\text{min}$ für Stahl möglich. Diese Geschwindigkeiten können durch vier Strahlquellen auf ca. $16 \text{ mm}^3/\text{min}$ gesteigert werden, was für eine Fläche von 1 m^2 mit einer Tiefe von $220 \mu\text{m}$ in Stahl immer noch eine Prozesszeit von 10 Tagen bedeutet [2]. Im BMBF-Projekt MULTISURF wurde eine weitere Prozessbeschleunigung durch Erhöhung der Anzahl der Laserspots verfolgt. Ziel des Projektes war es, die leistungsstarken USP-Laserquellen von einigen 100 W auf bis zu 100 einzeln modulierte Spots zu verteilen und damit die Prozesszeiten zu verkürzen (Abb. 3). In diesem Beitrag werden die Anwendung der zylindrischen Mikrostrukturierung, die Erzeugung und Modulation vieler einzelner parallel abtragender Spots auf dem Zylinder und einige repräsentative Anwendungen vorgestellt.

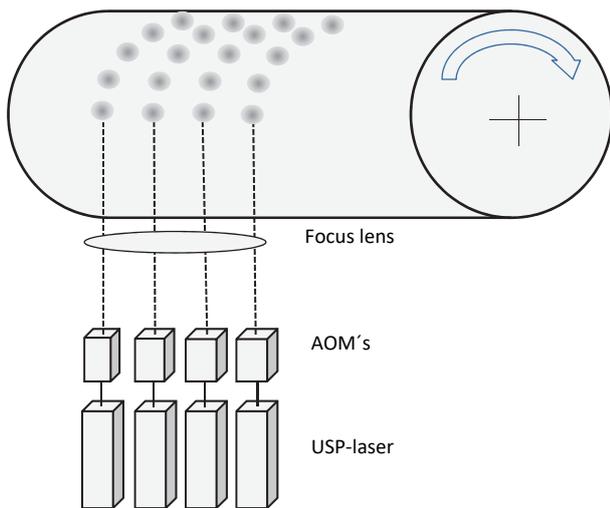


Abb. 2 Schema Multi-Laser / Multi-Beam

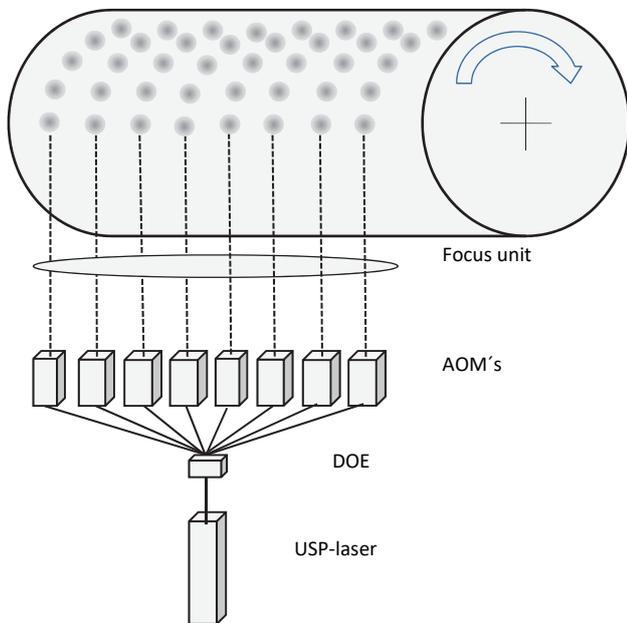


Abb. 3 Schema Single Laser / Multi-Beam

2. Ultrapräzises Zylinder-Mikrobearbeitungssystem

Durch die gleichmäßige Rotation eines Zylinders mit Geschwindigkeiten von bis zu 4000 U/min sind in einem Zylinderbearbeitungssystem, wie dem in Abb. 4 gezeigten DIGILAS-System, Oberflächengeschwindigkeiten von 50 m/s und damit konzeptionell eine sehr schnelle Oberflächenstrukturierung möglich [3]. In den letzten Jahren wurden erhebliche Fortschritte hinsichtlich einer deutlichen Steigerung der Bearbeitungsgenauigkeit erzielt. So wurden im Bereich der Zylinderachse die kugelgelagerten Reitstöcke durch hydrostatische Reitstöcke ersetzt. Alle Achsen werden durch Direktantriebe gesteuert. Es konnte so eine axiale und radiale Genauigkeit von $< 1\ \mu\text{m}$ erreicht werden, selbst bei Drehgeschwindigkeiten von bis zu 4000 RPM. Die Strahlführung kann aktiv mit einer Genauigkeit von $\pm 200\ \text{nm}$ bei einer Gravurbreite von

5m positioniert werden. Bei einer temperatur-stabilisierter Lage ist eine Präzision von ca. $1\ \mu\text{m}$ möglich. Somit ist neben einem schnellen Bearbeitungssystem auch ein 3D- μm -Strukturierungsprozess mit einer sub- μm -Präzision von Bauteilen mit einer Größe von einigen m^2 möglich.

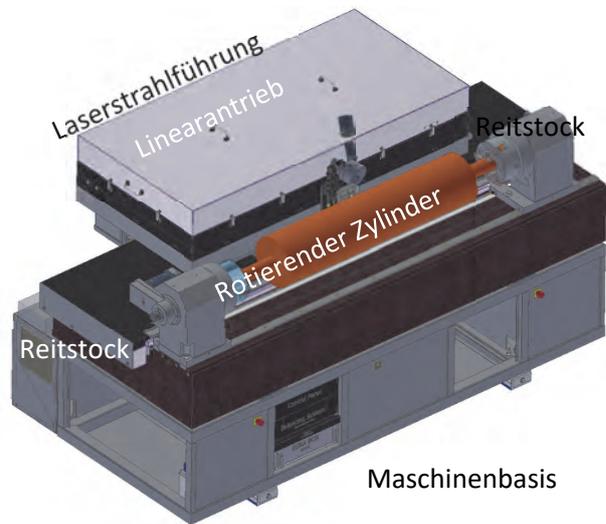


Abb. 4 Ultra präzises Zylinderbearbeitungssystem

2.1 Datenvorbereitung

Die Erzeugung von 3D-Strukturen mit Tiefen von mehreren $100\ \mu\text{m}$ in einem Arbeitsgang (eine Schicht) ist in Metallen nicht möglich, da aufgrund der geringen thermischen Eindringtiefe ultrakurzer Pulse die resultierende Materialabtragtiefe pro Schicht selbst bei mehrfacher Pulsüberlappung von Spot zu Spot bis zu $1\ \mu\text{m}$ (mehrere $100\ \text{nm}$ pro Puls) beträgt. Eine Tiefe von mehreren $10\ \mu\text{m}$, die für Prägeelemente, wie z. B. die Lederstruktur (Abb. 5) notwendig ist, kann daher nur durch mehrere Gravurschichten erreicht werden.

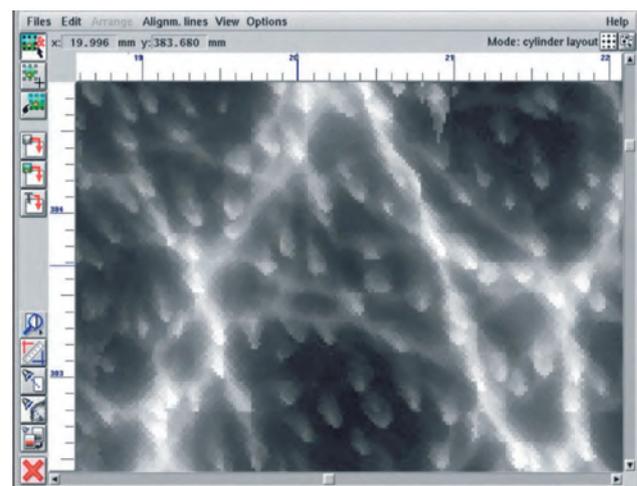


Abb. 5 3D-Lederstruktur, Auflösung: 1270 DPI, Vergrößerung: 5x

Generell erfolgt der Prozess nach einem Imagesetter-Prinzip, d.h. der Laser wird pixelweise über einen Bitmap-Datenbestand gesteuert (Abb. 6).

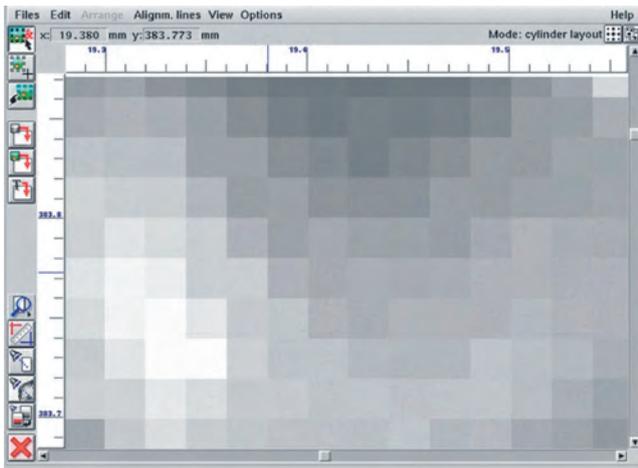


Abb. 6 Detailansicht von Abb. 5, Vergrößerung: 50x, Pixel-Größe: 20 μm

Das in 8-Bit Pixeln aufgelöste Bild, wird in 1-Bit-Dateien unterteilt, die wiederum die einzelnen Schichten repräsentieren. Ein 8-Bit-Datensatz setzt sich somit, je nach gewünschter Strukturtiefe, aus maximal 255 1-Bit-Datensätzen zusammen (Abb. 7).

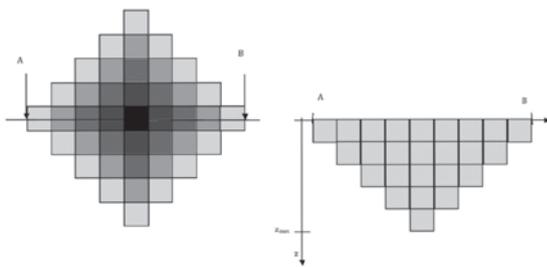


Abb. 7 Links: 8-bit Datensatz, Rechts: Querschnitt-Tiefeninformation

Unter Berücksichtigung der Fläche von 1m x 1m überschreitet eine Datei mit einer Auflösung von 5 μm pro Pixel die 4GB-Grenze in Windows basierten Systemen, selbst bei einer 1bit-Datei. Um diese Grenze zu umgehen, werden im DIGILAS System „Big-tif“ Formate verwendet. Zusätzlich wird die Schrittweite der Schichten durch den Materialabtrag pro Schicht definiert, was wiederum die Tiefenauflösung bestimmt. Die Gravurdaten werden so aufbereitet, dass ein Rasterwert einer bestimmten Tiefe und damit einer definierten Anzahl von Ebenen zugeordnet wird, wie in Abb. 7 beschrieben. Der Materialabtrag pro Schicht ist umgekehrt proportional zur möglichen Tiefenauflösung und ist abhängig vom zu strukturierenden Metall. Während des Graviervorgangs verfolgt die Steuerungssoftware die Fokusslage von Schicht zu Schicht. Insbesondere bei tieferen Strukturierungen (mehrere 10 μm) muss die Fokusslage nachgeführt werden, um sie im Bereich der Tiefenschärfe zu halten und damit konstante Materialabtragbedingungen zu gewährleisten. Das typische schichtbasierte Mikrobearbeitungsverfahren wurde zu einer Bearbeitungstechnik weiterentwickelt, bei der mehrere Schichten innerhalb eines Überlaufs bearbeitet werden können. Mit dem 8-Bit-Datensatz steuert ein Modulator pro Kanal individuell die Fluenz jedes Spots von Pixel zu Pixel.

3. Hochleistungs-Ultrakurzpuls-Laser

Zur Leistungs- und Energieskalierung des Lasersystems wurde ein Oszillator- und Verstärkersystem (MOPA) nach dem INNOSLAB-System verwendet [4]. Der Hochleistungs-Slab-Laser enthält einen Nd:YVO4-Mode-Locked-Oszillator mit einer Pulsfolgefrequenz von 50 MHz, und einer Einzelpulslänge von 10 ps bei einer mittleren Leistung von 1,7 W. Der Pulspicker koppelt, gemäß der gewünschten Frequenz, in den Verstärker ein. Der Strahlqualitätsfaktor beträgt $M^2=1,3$. Abb. 8 zeigt den schematischen Aufbau des Slab-Verstärkersystems.

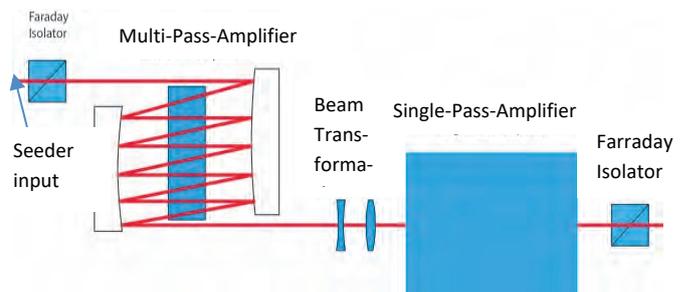


Abb. 8 Schematische Darstellung des Slab-Verstärkersystems

Der Slab-Verstärker ist in zwei Stufen aufgeteilt. Für die erste Stufe wurde ein Mehrpass-Slab-Verstärker und für die zweite Stufe ein Single-Pass-Verstärker verwendet. Die Ausgangsleistung der ersten Stufe beträgt 300 W und nach dem zweiten Verstärker wird eine mittlere Leistung von 500 W mit einem Gaußschen Strahlprofil mit $M^2 < 1,3$ (Abb. 9) gezeigt, erreicht.

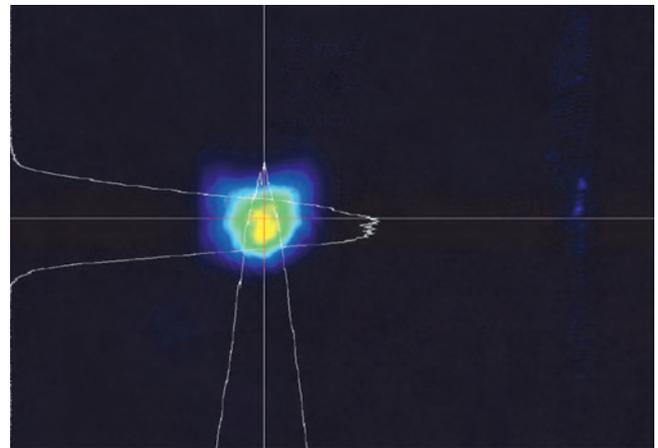


Abb. 9 Stahlprofil 500 W Laser, $M^2_x=1.16$, $M^2_y=1.06$

4. Multi Spot Strahlführung

Ein Ansatz zur Reduzierung der Bearbeitungszeit ist die Skalierung der Anzahl der Laserquellen, die parallel und gleichzeitig das Werkstück bearbeiten (Abb. 2). Ein optischer Aufbau mit nur einem Bearbeitungsobjektiv ermöglicht einen kompakten Bearbeitungskopf. Die hohe Kompaktheit begrenzt jedoch die maximale Anzahl der kombinierbaren Laser. Bei einer Zusammenführung von vier Lasern und vier Abtragspots mit einem Durchmesser von 20 μm und einer durchschnittlichen Gesamtleistung von 176 W (4 x 44 W @ 1 MHz jedes Lasers) ergibt sich bei Kupfer eine maximale Abtragrata von

22 mm³/min [2]. Wenn kleinere Spotgrößen (5 - 15µm) für hochauflösende Anwendungen gewünscht sind, kann die verfügbare Pulsenergie einer einzelnen Laserquelle mehrere Laserspots bedienen, um die Fluenz nahe am Optimum zu halten. Die Aufspaltung eines einzelnen Hochleistungslaserstrahls in eine definierte Anzahl von Spots durch ein diffraktives optisches Element (DOE) und einen Pulspicker bietet die Möglichkeit eines kompakten Bearbeitungssystem.

4.1 Effiziente diffraktive Strahlteiler

Untersuchungen an strahlteilenden Komponenten zeigen, dass diffraktive optische Elemente (DOE) teilweise weniger effizient sind als refraktive, Polarisations- oder Dünnschicht-Strahlteiler [8]. Ein Aspekt von DOEs ist die typische Realisierung als diskrete binäre oder mehrstufige Komponente. Ein alternativer Weg ist die direkte Übertragung der kontinuierlichen Phasenfunktion. In diesem Projekt wurde eine kontinuierliche diffraktive Struktur auf Quarzglas für die Strahlteilung verwendet [8].

Allerdings ist die Erzeugung einer geraden Anzahl von gleichmäßig verteilten Spots schwierig und die Ergebnisse sind oft von einer starken Nullbeugungsordnung überlagert. Aus diesen Gründen und der Beschränkung auf einen achtkanaligen AOD wurde ein neunkanaliger, geradzahliges Strahlteilerentwurf realisiert.

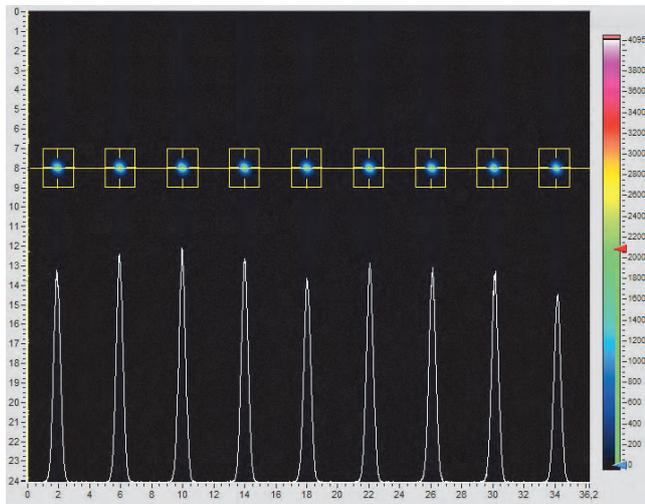


Abb. 10 Optische Messung eines DOE. Es wurde ein Kontrast von 4,9% gemessen

Da die Anzahl der Beugungsordnungen des Strahlteilers und des akusto-optischen Deflektors nicht übereinstimmen, wird eine der neun Beugungsordnungen ausgekoppelt und als Leistungsreferenz verwendet. Für den Fall, dass der 4%ige Spitze-Spitze-Kontrast für die Anwendung zu hoch ist, könnte die Feinjustierung der einzelnen Strahlen durch Modifikation des akustischen Feldes erreicht werden, indem die Beugungseffizienz des Bragg-Gitters des AOD angepasst wird. Abb. 10 zeigt das vorgesehene Strahlteiler-Profil und die simulierte Fernfeld-Intensitätsverteilung. In der Anwendung bietet dieser optische Aufbau eine Erhöhung der Abtragraten in

gleicher Weise wie eine serielle Bearbeitung in einer Polygonspiegelanwendung mit einer Scangeschwindigkeit von 400 m/s.

4.2 300W ps-Laser / 8 Spots

Zunächst wurde ein 8-Spot-Aufbau in Kombination mit einem 300 W ps-Laser untersucht. Das allgemeine Konzept ist in Abb. 11 dargestellt und in [7] ausführlich beschrieben. Ein Laserstrahl mit 300 W @ 1064 nm und 10 ps Pulsen SRC (angepasst hinsichtlich Größe und Divergenzwinkel) wird durch eine DOE in 9 Strahlordnungen mit definierten Ausbreitungswinkeln BS aufgeteilt. Ein Fourier-Linsensatz FL1 und FL2 fokussiert und parallelisiert die Strahlen für die korrekte Einkopplung in einen 8-kanaligen akusto-optischen Modulator AOM. Der Strahlkamm nach dem Modulator wird durch ein Prismenpaar pAC-cx und pAC-cv räumlich komprimiert, um eine Strahlführung mit kleineren Optiken zu ermöglichen. Zwischen dem Prismenpaar wurde die Strahlableitung für den AOM platziert BD-AOM Die Multispot-Intensitätsverteilung im Ablationsbereich wird durch einen Aufbau aus drei Linsen TL1, TL2, TL3 gebildet und kann durch ein Dove-Prisma DP um die Propagationsachse gedreht werden.

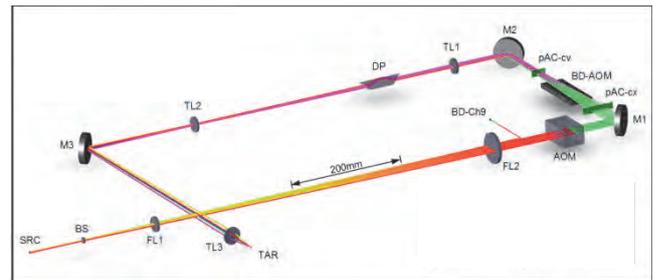


Abb. 11 Diffraktive Strahlteilung eines 300 W Lasers in 8 einzelnen modulierbaren Strahlen, Leistung / Strahl 29W ± 1W im Fokus.

Wichtige Faktoren dieses Mehrstrahl-Aufbaus sind die Pitch-Präzision, die Spot-Uniformität und die Effizienz der Strahlteilung durch das DOE in Kombination mit dem AOM. Der Pitch auf dem Werkstück beträgt 20 µm ± 0,5 µm und der 1/e²-Spotdurchmesser liegt bei 8 µm. Die Gesamtleistungsungleichförmigkeit zwischen den Maxima liegt unter 16 % (Abb. 12), und der Gesamtwirkungsgrad beträgt etwa 78 % auf dem Werkstück.

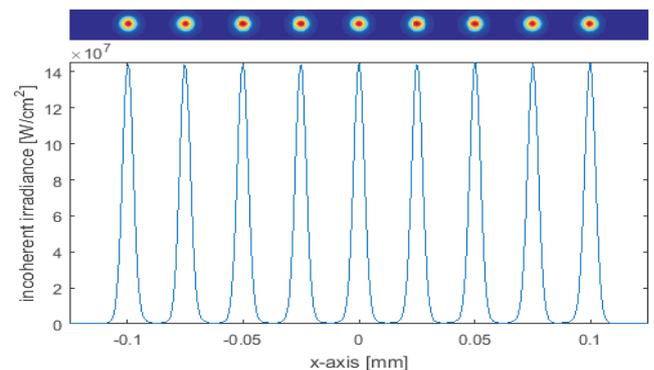


Abb. 12 Spots in der Werkstückebene

Die vertikalen Linien (erzeugt durch Laserpulse) in Abb. 13 wurden mit einer Pulswiederholrate von 1 MHz und einer Oberflächengeschwindigkeit von 15 m/s in die Kupferoberfläche graviert. Die Spots zeigen einen Abtragdurchmesser von ca. 12 μm bei einem Abstand von 30 μm und konnten innerhalb einer Fokustiefe von $\pm 40 \mu\text{m}$ beobachtet werden, wie in Abb. 13 dargestellt.

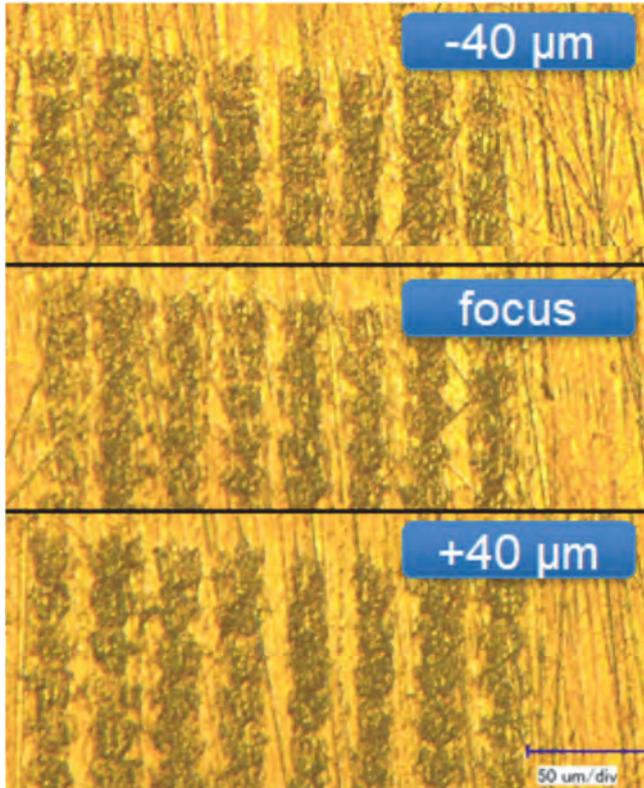


Abb. 13 Abtrag mit 8 parallelen spots

Die experimentellen Abtragraten wurden anhand von Tiefdrucknapfchen (Abb. 14) untersucht

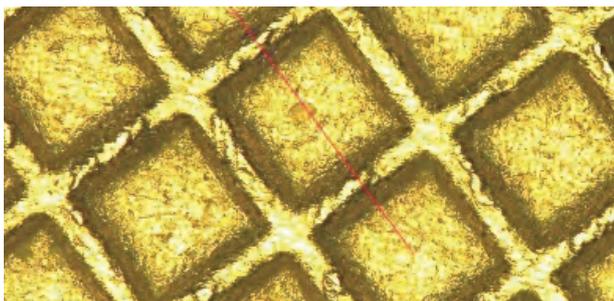


Abb. 14 Tiefdruckzellen, $150 \times 150 \mu\text{m}^2$, Tiefe $24 \mu\text{m}$

Nach Synchronisation der 8 Strahlen wurde der Aufbau mit 300 W Laserleistung und bei 3 MHz Repetitionsrate und verschiedenen Fluenzen (1,6, 3,2, 4,8, 6,4 und $7,9 \text{ J/cm}^2$, eingestellt durch einen externen Pulpicker) durch Gravieren von Tiefdrucknapfchen mit einer Größe von $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ und einer Stegbreite von $35 \mu\text{m}$ bei einer Auflösung von 2000 l/cm in Umfangsrichtung (bei einer Oberflächengeschwindigkeit von 16 m/s) und 5000 l/cm in axialer Richtung strukturiert. Die erreichte Abtragtiefe/Schicht betrug $4 \mu\text{m}$ bzw. $24 \mu\text{m}$ nach 6 Durchgängen [4]. Dies entspricht einer Abtragraten von

$16,3 \text{ mm}^3/\text{min}$ in Kupfer (ca. $2 \text{ mm}^3/\text{min}$ pro Strahl) (Abb. 15).

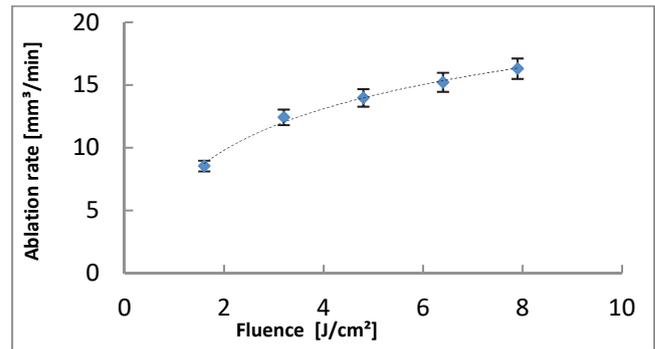


Abb. 15 Abtragraten von 8 parallelen Spots, abhängig von der Fluenz in Kupfer

4.3 500W ps-Laser / 16 Spots

In einem weiteren Schritt wurde ein ps-Laser mit einer mittleren Leistung von bis zu 500 W in einem Aufbau mit 16 Strahlen implementiert. Analog zu dem in Abb. 11 beschriebenen 8-Strahlengang reduziert ein 1-zu-17-Strahlteiler BS in Kombination mit zwei achtkanaligen akusto-optischen Modulatoren AOM1 und AOM2 (Abb. 16).

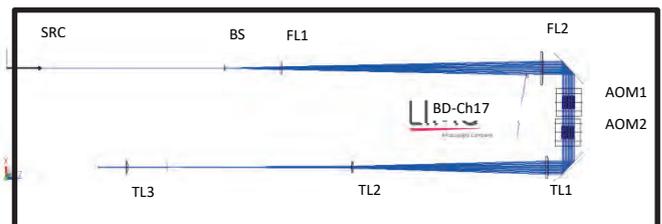


Abb. 16 Simulation der Strahlführung mit 16 Teilstrahlen

Die Multispot-Intensitätsverteilung im Ablationsbereich wird durch einen Aufbau aus drei Linsen TL1, TL2, TL3 gebildet und kann durch die AOMs moduliert werden. Aufgrund des räumlich begrenzten akustischen Feldes pro Strahl konnte der Zwischenbereich des AOM-Kristalls genutzt werden. Eine ausgeklügelte Anordnung von zwei 8-kanaligen AOMs, wie sie in Abb. 17 dargestellt ist, sorgt für eine sequenzielle Modulation der Teilstrahlen, je nach Ausbreitungsrichtung. Durch die in Ausbreitungsrichtung getrennten Schaltebenen der beiden Modulatoren wird durch den Bragg-Winkel der AOMs eine kleine laterale Verschiebung der Beamlets von $< 30 \mu\text{m}$, senkrecht zur Beamlet-Kammachse erzeugt, wie in Abb. 18 dargestellt. Dieser Positionsversatz kann durch eine Software-Synchronisationseinstellung kompensiert werden. Damit können auch die zugehörigen Prismenfeldpaare für die Strahlen-Kamm-Kompression vernachlässigt werden.

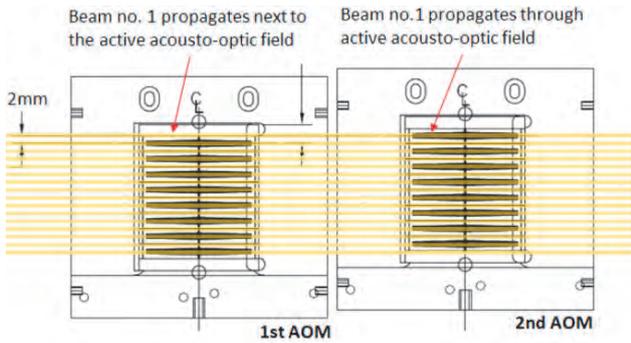


Abb. 17 Anordnung von zwei 8-Kanal-AOMs mit einer orthogonalen Verschiebung von 2 mm

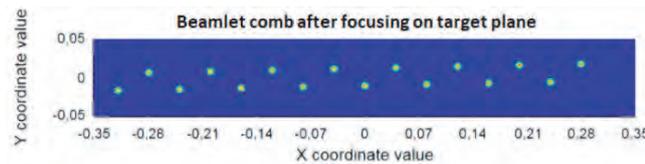


Abb. 18 Schematische Darstellung der Strahlen-Kämme in der Zielebene

Nach Synchronisation der 16 Strahlen wurde der Aufbau mit 500 W Laserleistung und bei 1 MHz Repetitionsrate und verschiedenen Fluenzen (2,2, 4,1, 7,9, 10,9 und 13,2 J/cm², eingestellt durch einen externen Pulpicker) an der Tiefdruckzelle aus Abb. 3 mit einer Oberflächengeschwindigkeit von 10 m/s untersucht. Die erreichte Abtragtiefe/Schicht betrug 8,5 µm, bzw. 85 µm nach 10 Durchgängen. Dies entspricht einer Abtragrate von 27,09 mm³/min in Kupfer (ca. 1,7 mm³/min pro Strahl) (Abb. 19).

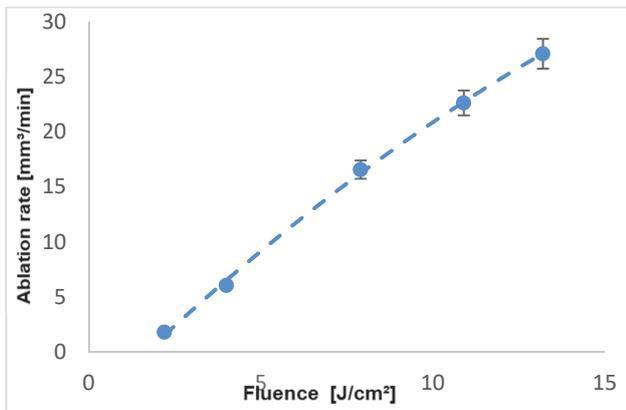


Abb. 19 Abtragrate von 16 parallelen Spots

5. Beispiele

Im folgenden Abschnitt werden die Anwendungen von vier verschiedenen Rolle-zu-Rolle Anwendungen beschrieben.

Intaglio

Drucktechniken, wie z.B. der Intaglio Druck (auch Kupferstich oder Stahlstich) können durch die direkte Laserbearbeitung nachgebildet werden. Typisch für diese Drucktechnik ist, dass mehr Farbe aufgetragen wird, als es für eine gut lesbare Schrift notwendig wäre, wodurch

diese Bereiche erhaben sind. Insbesondere bei Sicherheitsanwendungen wird diese haptische Struktur als Sicherheitsmerkmal genutzt. Die schmelzfreie direkte 3D-Strukturierung des Metalls, die Beschleunigung der Produktion, der Wegfall mehrerer lithographischer Schritte und eine erhöhte Auflösung gegenüber der mechanischen Bearbeitung durch Diamantstichel sind einige Vorteile. Ein Beispiel ist die kleinste erreichbare Buchstabenhöhe. Mit einem 10 µm-Spot wurden Buchstabenhöhen von 150 µm, 100 µm und 50 µm in Kupfer mit einer Tiefe von 50 µm in Buchstaben-Guilloches graviert (Abb. 20).

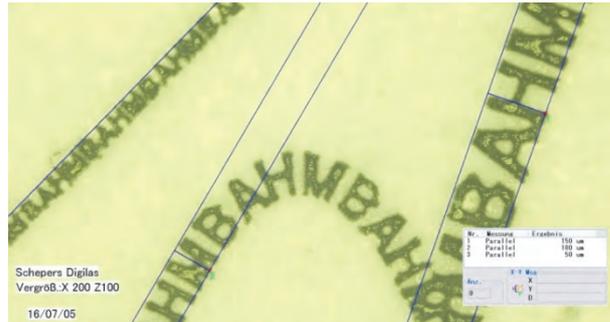


Abb. 20 In Kupfer gravierte Buchstaben Guilloches, Höhen 150 µm, 100 µm, 50 µm, Tiefe 50 µm



Abb. 21 Strukturierte Platte aus Abb. 19, gedruckt auf ein Papiersubstrat im R2R-Verfahren

In einer Intaglio-Druckmaschine eingesetzt, konnten die Buchstabenhöhen auf einen Papierträger übertragen werden, wie in Abb. 21 gezeigt Selbst die kleinste Buchstabenhöhe von 50 µm war auf dem gedruckten Substrat lesbar.

Metallblech-Prägung

Aluminiumbleche mit Dicken bis zu 1,5 mm und Größen von 1-2 m² für technische und dekorative Anwendungen können durch mikrostrukturierte Stahlzylinder mit Bearbeitungsgeschwindigkeiten von 4 m²/min rotativ geprägt werden. Die Übertragung der Struktur auf das Aluminiumblech erfolgt durch einen Verformungs- und Materialfluss, der eine sehr originalgetreue Kopie des Prägewerkzeugs ermöglicht (Abb. 22).



Abb. 22 Draufsicht auf ein geprägtes Aluminiumblech mit 1 mm Dicke

Es wurde eine Strukturtiefe von bis zu 120 μm auf das Aluminiumblech übertragen (200 μm sind möglich), wie in Abb. 23.

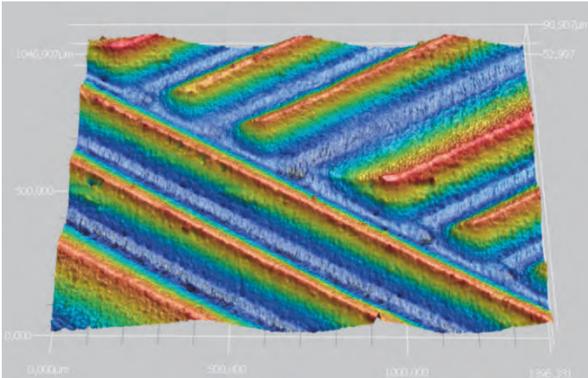


Abb. 23 In Aluminium übertragene Struktur mit Tiefen bis zu 120 μm

Traditionell wurden die Prägezyylinder in mehreren Schritten durch lithographische Verfahren bearbeitet. Ein echter kontinuierlicher Verlauf in die Tiefe war dabei bisher nicht möglich. Mittels eines ultrakurz gepulsten Lasers konnten in einem Schritt durchgehende 3D-Elemente direkt in die Stahloberfläche graviert werden (Abb. 24).

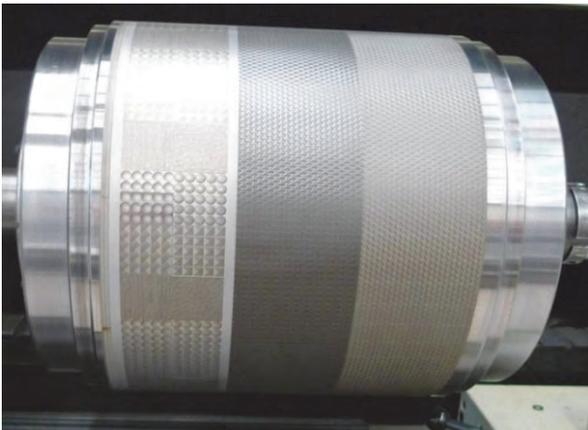


Abb. 24 Mikrostrukturierte Stahlzylinder

Ein Nachteil der Direktgravur mit einem Laserspot war in der Vergangenheit der hohe Zeitaufwand für die Bearbeitung. Die 3D-Strukturierung von 1m² Prägezyylinderfläche mit einer Tiefe von 200 μm durch einen USP-Laser (P = 70 W, Pulsdauer: 10 ps, Pulsfrequenz 1,6 MHz) dauerte ca. 14 Tage. Mit einem 500 W-Laser und 16 Spots wird die Gravurzeit auf 2 Tage reduziert. Dies ist eine enorme Zeitreduzierung und ermöglicht einen wirtschaftlichen Prozess.

Mikroprägung

Für die Funktionalisierung von Oberflächen für Soft-touch-, refraktiv-optische oder hydrophobe Flächen werden Strukturgrößen von 20 μm – 50 μm benötigt. Diese Strukturen können dann durch Heißprägeverfahren auf eine Folie übertragen werden, die zur gezielten Lichtführung in Flachbildschirmen eingesetzt werden kann. Auch Fresnel- oder Lentikularlinsen sind als Dekoder möglich. Die Reibung der Haut auf Kunststoffoberflächen kann durch definierte Mikrostrukturen und damit die Haptik eingestellt werden. Mittels dieser „Soft-Touch“-Strukturen können auch die Reibwerte richtungsabhängig definiert werden. Das Reibungsverhalten dieser mikroskalierten Texturen wird durch die Eigenschaften des Stratum corneum bestimmt. Da das Stratum corneum ein hohes Elastizitätsmodul besitzt, führt eine Optimierung durch Mikrostrukturen zu Oberflächen mit sehr geringer Reibung [4]. Zum Beispiel wurde eine Halbkugel mit einem Durchmesser von 45 μm und einer Tiefe von 10 μm als Negativ in eine Edelstahloberfläche graviert, wie in Abb. 25 gezeigt.

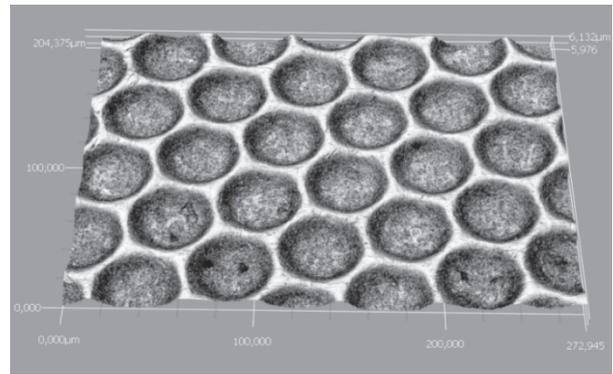


Abb. 25 Soft-Touch-Struktur: Durchmesser: 45 μm, Tiefe: 10 μm

Die Oberfläche wurde in eine Kunststoffolie abgeprägt und ist in Abb. 26 dargestellt.

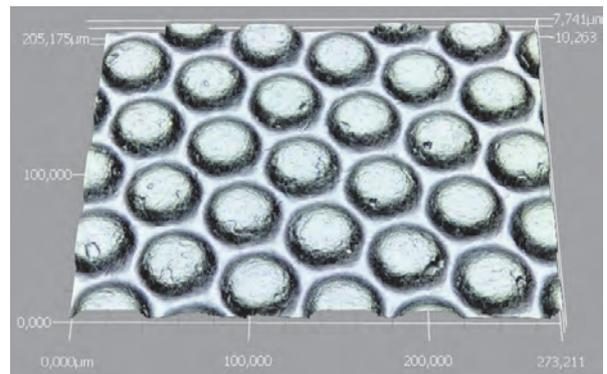


Abb. 26 Replica von Master aus Abb. 25

Rolle-zu-Rolle Druck- und Prägeverfahren sind Anwendungen mit hohem Durchsatz, aber oft in der Übertragung von hochaufgelösten Elementen (in μm bis nm Größe) limitiert. Nanostrukturierungsverfahren könnten Transferauflösungen bis in den Submikrometerbereich liefern und finden auch in Bezug auf Rolle-zu-Rolle-Anwendungen immer mehr Beachtung. Antibakterielle

oder hydrophobe Strukturen könnten z.B. im Lebensmittelbereich für Joghurtdeckel und -verpackungen eingesetzt werden. Biomedizinische Strukturen werden wiederum für das gezielte Wachstum von Zellen im Bereich des Tissue-Engineerings eingesetzt, z. B. Linienstrukturen mit 4 μm Breite und 10 μm Tiefe (Abb. 27).



Abb. 27 Linienbreite: 4 μm , Abstand: 10 μm , Tiefe 10 μm in Edelstahl

6. Resümee

In dieser Arbeit wurden verschiedene Multi-Spot-Ansätze für die USP-Laserbearbeitung mit hoher Qualität und hohem Durchsatz beschrieben. Es konnte mit einem 300-W-ps-Laser, aufgeteilt in 8 Strahlen mit einem Spotdurchmesser von 10 μm , ein Abtragsvolumen von 16,3 mm^3/min erzielt werden. Mit diesem Aufbau wurde eine Prägeform mit einer Größe von 1m x 1,2m mit einer Auflösung von 5080 DPI strukturiert (Abb. 28).

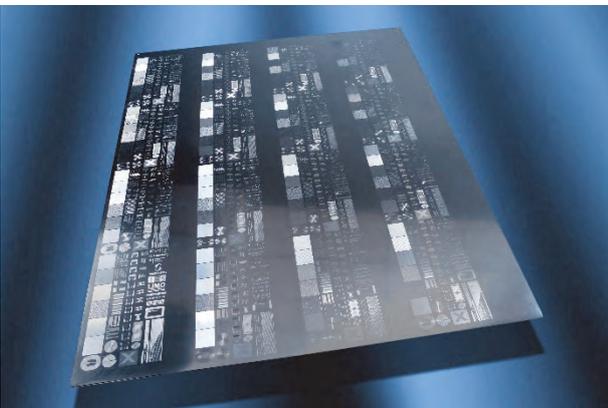


Abb. 28 mit 8 parallelen Spots strukturierte 1m x 1,2m Kupferplatte (anschließend verchromt)

In einem weiteren Schritt wurde dieses Konzept auf 16 Strahlen erweitert. So konnte mit einem 500-W-Laser, der in 16 Strahlen mit Spotdurchmesser von 13 μm moduliert wird, eine Abtragsrate von 27 mm^3/min erzielt werden. Mit Hilfe dieser Verfahrenstechniken wurden Werkzeuge für die Rolle-zu-Rolle-Fertigung zur Prägung von optischen, haptischen, antiseptischen, zellwachstumsfördernden und optisch-diffraktiven Strukturen hergestellt.

Durch das Aufbringen spezifischer funktionaler Mikrostrukturen können die Eigenschaften von Oberflächen maßgeblich beeinflusst werden. Die Größe dieser Strukturen variiert in Abhängigkeit von der Funktion.

Diese Arbeit wurde teilweise vom BMBF (Bundesministerium für Bildung und Forschung) im Rahmen des Projekts MULTISURF gefördert.



References

- [1] J. John, Y.Y. Tang, J.P. Rothstein, J.J. Watkins, K.R. Carter: "Large-area, continuous roll-to-roll nanoimprinting with PFPE composite molds", *Nanotechnology* Vol. 24, 2013
- [2] S. Bruening, K. Du, A. Gillner: "Ultra-fast micro machining with multiple ultra-short pulsed laser sources", *Physics Procedia*, Volume 83, Pages 167 – 181, 2016
- [3] S. Bruening, G. Hennig, S. Eifel, A. Gillner: "Ultra fast scan techniques for 3D- μm structuring of metal surfaces with high repetitive ps-laser pulses", *Physics Procedia*, Volume 12, Part B, Pages 105 – 115, 2011
- [4] K. Du, S. Bruening, A. Gillner: "High-picosecond laser with 400W average power for large scale applications", *Proceedings of SPIE*, 8244:21, 2012
- [5] Y. Hu, Y. Chen, J. Ma, J. Li, W. Huang, J. Chu: "High-efficiency fabrication of aspheric microlens arrays by holographic femtosecond laser-induced photopolymerization", *APPLIED PHYSICS LETTERS* 103, 141112 (2013)
- [6] Y. Hu, J. Ma, Y. Chen, J. Li, W. Huang, J. Chu: "Fast Bits Recording in Photoisomeric Polymers by Phase-Modulated Femtosecond Laser", *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, VOL. 26, NO. 11, JUNE 1, 2014
- [7] M. Jarczyński, T. Mitra, S. Bruening, K. Du, G. Jenke: "Parallel processing of embossing dies with ultra fast lasers", *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XXIII*, San Francisco, 2018
- [8] M. Jarczyński, T. Mitra, S. Bruening: "Ultra-short pulsed multi-beam processing head for parallel ultra-fast micromachining", *Journal of Laser Applications* 29, 022214 (2016)

Beam shaping and splitting with diffractive optics for high performance laser scanning systems

Thomas Mann⁽¹⁾, Holger Schlüter⁽¹⁾, Florian Merkt⁽¹⁾, Felix Lange⁽¹⁾, Alex Skliar⁽²⁾,
Natan Kaplan⁽²⁾, Stephan Eifel⁽³⁾, Olga Chemerenko⁽³⁾, Patrick Gretzki⁽³⁾

⁽¹⁾SCANLAB GmbH, Siemensstr 2a, 82178 Puchheim, Germany

⁽²⁾Holo/Or Ltd., 13B Einstein Street, 7403617 Ness Ziona, Israel

⁽³⁾Pulsar Photonics GmbH, Kaiserstraße 100, 52134 Herzogenrath, Germany

Diffractive optical elements (DOEs) enable novel high performance and process-tailored scanning strategies for galvanometer-based scan heads. Here we present several such concepts integrating DOEs with laser scanners and the respective application use cases. Beam shaping DOEs providing a homogeneous fluence over a custom defined profile, such as a rectangular Top-Hat, enable increased process quality in Laser-Induced Forward Transfer (LIFT) compared to the Gaussian beam of the laser source. We show that aberrations which occur over the necessary large wafer-sized image field can be eliminated through the use of a synchronous XY-stage motion. Another application that benefits from the use of DOEs is laser drilling. Drilling in display and electronics manufacturing demands high throughput that can only be achieved through the use of beam splitting DOEs for parallel processing. To this end, the joint MULTISCAN project is developing a variable multi-beam tool capable of scanning and switching each individual beamlet for increased control.

1. Introduction

Technological developments in display and electronics manufacturing rely on the fabrication of components with ever decreasing feature size and increasing density. This introduces challenges to existing processing methods such as increased accuracy and throughput. The laser is a common tool for such material processing and is typically scanned using a galvanometer scan head and f-theta lens to provide fast (~2 m/s) and flexible beam positioning on a 2D flat image field. In such a configuration, the Gaussian laser beam is focussed to a small spot on the sample surface. A Gaussian intensity profile is, however, not necessarily what is required or optimal for the process and can reduce the processing quality. With regards to throughput, duplicating the laser-scanner setup is costly, space inefficient and limited in the scan field overlap of the separate systems on the workpiece (i.e. multiple systems can't work simultaneously on the same workpiece area). In both these cases, diffractive optical elements that shape and/or split the beam can be used to transform the existing setup into a higher performance system that overcomes these limitations.

1.1 Beam shaping in display manufacture

The current trend in the LED display industry is from traditional LED (chip size of >300 µm) towards smaller MiniLED (chip size ranging from 75 – 300 µm) and MicroLED (chip size of <75 µm) packages that offer improved resolution, brightness, refresh rates and luminous efficiency [1]. While the incremental evolution of technology capable of producing traditional LEDs is able to scale towards the smaller size dimensions of MiniLEDs, the costs and challenges associated with throughput are significantly increased. Fabrication of MicroLED packages, however, requires a major disruption

to existing chip manufacturing, design and assembly technologies.

Lasers play a key role in the fabrication process. The RGB dies are grown on separate wafers, commonly sapphire at a density of ~8 million per 6" wafer totalling ~24 million dies. These are then transferred to a temporary carrier wafer using a laser lift-off (LLO) process. Finally, the RGB dies are transferred (each pixel colour separately) onto the substrate via LIFT. To mass transfer the MicroLEDs with an accuracy of a few microns, a mask is illuminated with a Top-Hat intensity profile [2]. Over 10k dies are typically transferred per shot and, with repetition rates of a few 100 Hz, this equates to a few million dies per second and a processing time of tens of seconds for a 6" wafer. Due to the large area illumination of the mask, a laser with excellent pulse-to-pulse stability and high pulse energy is required. Additionally, a wavelength in the UV below the 3.3 eV (376 nm) band gap of Gallium Nitride (GaN) but above the 9.9 eV (125 nm) band gap of sapphire, where the sapphire substrate is transparent and the LEDs are opaque, is required. UV ns-pulsed excimer lasers at 248 nm or 266 nm limit the interaction volume to a few nm and are the standard choice [2].

A current bottleneck in MicroLED manufacture is that, even with the highest yields, the mass transfer LIFT process will result in several thousand dead pixels per wafer that must be replaced. A mask-based mass repair approach is not possible as the positions of the dead pixels are random. The excimer laser focused onto the defective MicroLED site with a slightly oversized Top-Hat intensity profile can be used. However, for increasing throughput above several hundred Hz, solid state ultrashort pulse (USP) lasers with kHz repetition rates present a more capable and cost efficient solution. Such a high speed laser scanning system running at 2.6 kHz without

degradation in imaging performance of the Top-Hat over the entire wafer is presented in section 3.

1.2 Beam splitting for PCB drilling

Drilling vias is a time intensive stage in PCB manufacturing. The smallest mechanical drill bits have a 150 μm hole size lower limit in comparison to the laser that can achieve a 15 μm hole size and thus enables higher densities while also having the advantage of being a non-contact process that does not cause wear of the tool [3]. Furthermore, a laser-galvo scanner setup increases in drilling productivity with via density, as time spent positioning (moving & settling of the mirrors) is reduced [4].

The drive towards smaller feature sizes and higher densities for increasing performance along with the availability of ultrafast lasers with ever increasing average powers pose a challenge to conventional laser-scanner setups. Higher feature densities require increased throughput of the system to keep up with the current component processing rates. High average laser powers require beam splitting to divide the pulse energy across the beamlets and avoid excessive fluences on the target material that lead to undesired thermal effects like a heat affected zone (HAZ) or fracturing. The laser pulse energy is not a limiting factor as the tightly focussed beams lead to high fluences even at relatively low pulse energies.

Beam-splitting can be achieved by duplicating the scanner and imaging optics but is costly. Furthermore, two systems are limited in the scan field overlap and so cannot work on the same workpiece at once. The use of diffractive optics offers an economical alternative approach. A beam splitting DOE, engraved with a grating on one face, can be inserted before the scanner in the existing setup. The different orders of the diffracted input beam (beamlets), travel through the scanner with defined separation angles before being focussed by the f-theta lens, which results in a spot-to-spot spacing in the scan field corresponding to the $f \times \theta$ relationship.

While such a setup is suitable for applications like roll-to-roll surface texturing, the drill sites on PCBs vary in location and require additional control of the individual beamlets in the form of switching and positioning within the matrix. In section 4, the multi-beam engine, a highly integrated compact system with advanced scanning algorithms developed as part of the MULTISCAN project to overcome such challenges is presented [5].

1.3 Challenges of laser scanning

Laser scanning with a shaped or split beam is limited by the usable scan field. The arrangement of the galvo mirrors results in a pillow-shaped distortion and the f-theta lens gives a barrel-shaped distortion, which combine to give a barrel-pillow shaped image field [6]. The effect is significant at the image field extremities, corresponding to large galvo mirror deflection angles, as shown for a rectangular Top-Hat intensity profile in

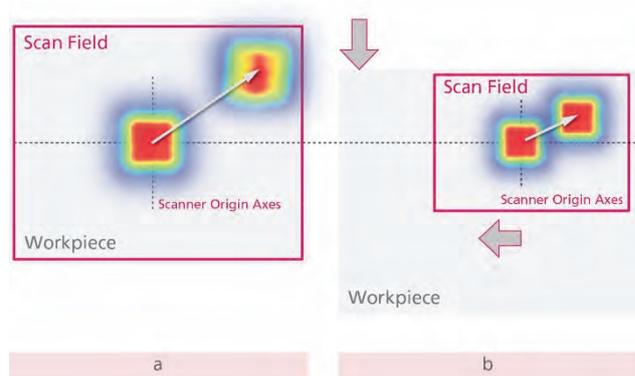


Fig. 1: Laser scanning with a Top-Hat shaped beam. (a) Warping occurs at image field extremities due to increased aberrations and can be compensated by (b) a synchronous motion of an XY-stage during processing to limit the scan field size.

Fig. 1(a). Poor laser beam quality ($M^2 \neq 1$), wavefront errors introduced by optics in the beam path or clipping of the higher diffraction orders by the f-theta lens or galvo mirror apertures may also lead to significant distortion.

This is particularly problematic in micro-electronics applications requiring short focal lengths for a tight focus as the full scan field is required. To overcome this, an XY-stage with synchronised motion (e.g. SCANLAB's XL-SCAN) can be integrated to reduce the used scan field size while allowing workpiece sizes up to the travel of the stages to be processed, as shown in Fig. 1(b). Additional benefits include an increase in overall process speed due to the combined motion of the galvos and stage, elimination of stitching errors and smaller focal spots due to the reduction in required scan field enabling the use of shorter focal length f-theta lenses [5].

In this work, two novel laser scanning solutions employing a beam shaping or splitting DOE, a scan head with an f-theta lens and an XY-stage with synchronised motion are presented. Section 2 first presents the achievable accuracy and throughput rate with synchronised motion of the scanner and XY-stages. Section 3 shows how such a setup employing Top-Hat beam shaper can achieve the accuracy and throughput required for MicroLED repair, while Section 4 shows how multi-beam scanning for parallel processing significantly increases throughput in drilling for micro-electronics and display industries.

2. Scanning with synchronised XY-stages

XL SCAN from SCANLAB and ACS Motion Control achieves synchronised motion between the scan head and XY-mechanical stages with a band-pass filter that divides the mark trajectories into high and low frequency components to be carried out by the scanner and stage, respectively. The positioning accuracy of XL SCAN was compared with scanner only motion using a setup consisting of an excelliSCAN 14 scanner and $f = 100$ mm f-theta lens. The radial positioning accuracy was determined by firing single shots, pausing to allow the galvo mirrors to settle and then, once all the radial positions had been processed, measuring these with a coordinate

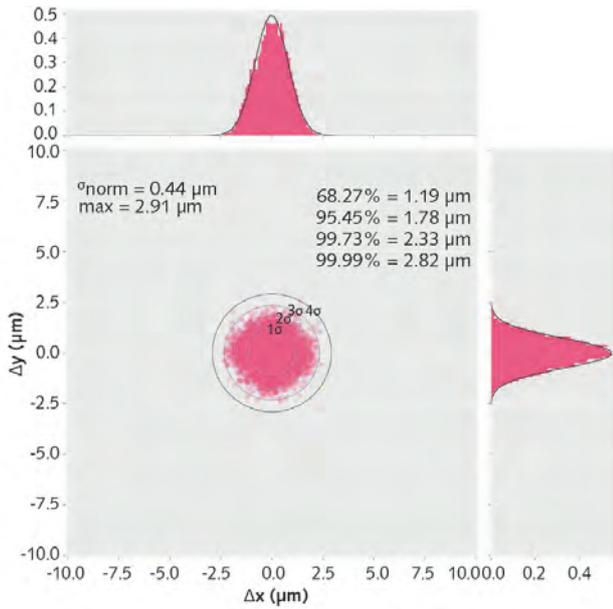


Fig. 2: 2D Scatter plot of the positioning error with a setup combining a scan head fitted with a $f = 100$ mm f-theta lens and a mechanical stage moving in synchronised motion (XL SCAN). Density plots along X and Y axis are shown separately and follow a Gaussian distribution.

machine. Note that the setup was calibrated prior to the experiments to correct for the barrel-pillow scan field distortion. The results showed an increase in the maximum error from approximately ± 1.5 μm to ± 4 μm at a radius of 4 mm and 25 mm, respectively [5].

Next, the XY-stages were moved synchronised with the scanner using XL SCAN to process 10,000 shots over the workpiece within a 6×6 mm^2 scan field at a rate of 2.6 kHz, as determined by the 100 μm pitch, jump delay of 40 μs and 150 μs processing time. The 4-sigma (99.99% of shots) absolute positioning error was just 2.82 μm , as shown in Fig. 2. Hence, the reduction of the scan field from the full 25 mm radius to just the central 4.2 mm radius resulted in a significant increase in the positioning accuracy that, through the travel of the XY-stages when using XL SCAN, does not depend on the workpiece size. Furthermore, a decrease in the pitch would continue to increase the drilling throughput without increasing the positioning error.

3. Top-Hat beam scanning

MicroLED repair has demanding requirements on the intensity profile at the sample surface. These include a small rectangular shape (e.g. 35 $\mu\text{m} \times 22$ μm) with steep edges of 3 - 5 μm , a uniform flat region and minimal distortion at all sites on the wafer. To achieve these specifications, a high NA f-theta lens together with a custom Top-Hat DOE beam shaper, which has an improved edge sharpness of half a diffraction limit, must be used. The flat region size of such a sharp edge DOE beam shaper is only a few diffraction limits and requires highly accurate beam size, good centration of the beam and precise focusing to achieve the optimal performance.

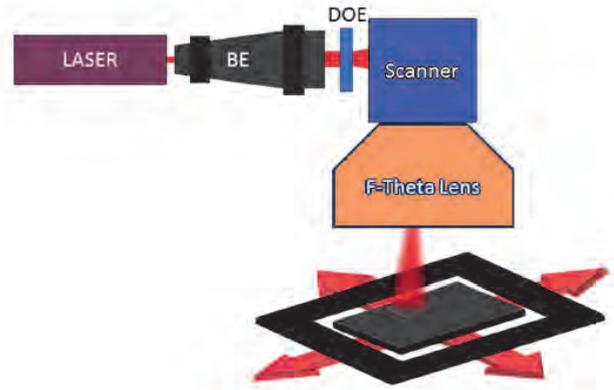


Fig. 3: Schematic of the experimental setup used to scan the Top-Hat laser beam over the image field.

The scanning setup is shown in Fig. 3. The raw Gaussian beam from a 355 nm laser (Coherent, Hyper Rapid 50 Classic) was expanded using a 1-3X variable beam expander before the Top-Hat beam shaper DOE (HOLO/OR, ST-350-U-Y-A), which was designed to have a Top-Hat size of 21.1 $\mu\text{m} \times 36.2$ μm and transfer region of 5 μm with an input beam of 5 mm at 13.5 % intensity. The Top-Hat size is defined as the area between the 13.5 % normalised intensity level, while the transfer region is characterised as the area between the 13.5 % and 90 % normalised intensity levels. The laser beam was scanned using a 14 mm aperture galvo scanner (SCAN-LAB, excelliSCAN 14) and focussed using a f-theta lens with an effective focal length of $f = 65.5$ mm. Imaging of the focussed beam intensity profile was performed with a CCD camera mounted onto a z-translation stage and positioned in the focal plane. In order to automatically align the laser beam to the Top-Hat shaper and calibrate the system, a module from Pulsar Photonics with automated measurement routines and actuators was used. This automatic alignment ensures a stable calibration over longer processing times.

The Top-Hat profile quality was characterised in terms of its edge steepness and plateau uniformity according to ISO 13694:2000. The edge steepness is given by

$$S_{10\%,90\%} = \frac{A_{10\%} - A_{90\%}}{A_{10\%}},$$

where $A_{x\%}$ represents the effective irradiation area over which the energy density is greater than $x\%$ of the maximum energy density. The steepness approaches zero for an ideal flat Top-Hat with vertical transition region (i.e. a step function). The plateau uniformity was calculated according to

$$U_p = \frac{\Delta E_{FWHM}}{E_{max}},$$

where ΔE_{FWHM} is the full-width at half-maximum (FWHM) of the peak near E_{max} of the energy density histogram and tends to zero with increasingly flat topped profiles.

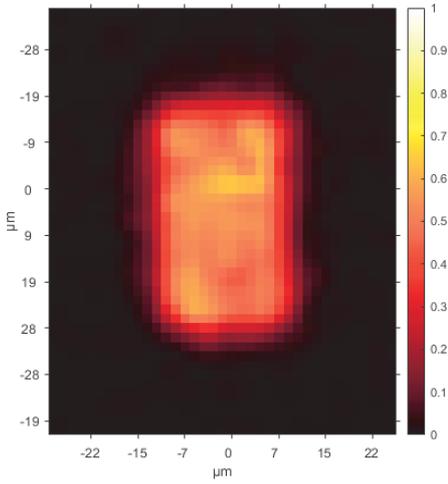


Fig. 4: Image of the experimentally measured Top-Hat intensity profile at (0,0) mm in the focal plane. The characterisation is presented in Table 1.

| Parameter | Simulated | | Experimental | |
|---|-----------|------|--------------|------|
| | X | Y | X | Y |
| Input Beam Diameter (@1/e ²) [mm] | 5 | 5 | 6.78 | 6.29 |
| Input Beam M ² | 1.0 | | <1.3 | |
| Input Beam Ellipticity | 1.00 | | 0.93 | |
| Top-Hat Size (@1/e ²) [μm] | 21.1 | 36.2 | 23.8 | 36.3 |
| Transfer region [μm] | 5 | 5 | 5 | 5 |
| Edge Steepness, $S_{10\%,90\%}$ [%] | 47 | 27 | 42.1 | 26.6 |
| Plateau Uniformity, U_p [%] | 5 | 5 | 9.1 | 8.0 |

Table 1: A comparison between the simulated and experimental Top-Hat focal intensity profiles at the scan field position (0, 0) mm. The input beam diameter was optimised to give the highest edge steepness and plateau uniformity.

Using the variable beam expander, the setup was optimised to minimise $S_{10\%,90\%}$ and U_p at scan field position (0, 0) mm. An elliptical input beam size of (6.78, 6.29) mm resulted in a high quality Top-Hat close to the target design, as shown in Fig. 4 and presented in Table 1. A defocus tolerance test showed that a $\Delta z > 20 \mu\text{m}$ had a measurable change in the Top-Hat size and increase in $S_{10\%,90\%}$ either side of the focus. The lateral alignment tolerance of the DOE evaluated by $S_{10\%,90\%}$ and U_p was $< 60 \mu\text{m}$.

Scanning over the entire $16 \times 16 \text{ mm}^2$ scan field showed that acceptable imaging performance of the Top-Hat could only be achieved for a field of $2 \times 2 \text{ mm}^2$ before U_p increased significantly. In order to process larger areas, the scan head must therefore be combined with XL SCAN, which allows an increase in the scan field of up to the travel range of the synchronized stage. As shown in Section 2, with this setup a 4-sigma positioning accuracy of less than $3 \mu\text{m}$, which fulfils the requirements of

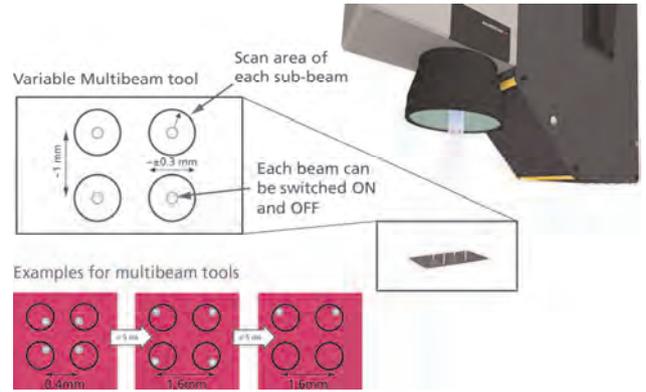


Fig. 5: Multi-beam engine for parallel processing. Each individual beamlet can be positioned on the workpiece with a within a small radius of 0.3 mm at nominal spacing of $\sim 1 \text{ mm}$ and switched on and off. The focal length 100 mm.

MicroLED LIFT pixel repair, can be achieved at a shot frequency of 2.6 kHz. Processing a 6" wafer can be achieved in a matter of seconds, satisfying industry throughput demands.

4. Multi-beam scanning

The multi-scan engine developed by Pulsar Photonics, as shown in Fig. 5, employs a beam splitting DOE before the SCANLAB excelliscAN 14 scanner and $f = 100 \text{ mm}$ f-theta to divide the beam into a 2 by 2 matrix of beamlets with identical properties that have a default spot-to-spot spacing of 1 mm. Additional optics for individual beam control enable flexible variation of the vertical spot spacing of between 0.4 mm and 1.6 mm, individual beamlet positioning within a 0.3 mm radius and switching. The flexible definition of the beamlet matrix is controlled by advanced algorithms to analyse optimal configurations on the drill pattern on the workpiece and perform adjustments on the fly. In the results presented here, XL SCAN was used for processing to avoid the distortions discussed in section 1.3. However, should a larger scan field or no XY-stages be required, the individual positioning of beamlets can compensate for the distortions.

Using the 2x2 multi-beam engine, the single beam processing rate of 2.6 kHz, achieved in section 2, increases to 10.4 kHz, as shown in Fig. 6. With decreasing the pitch

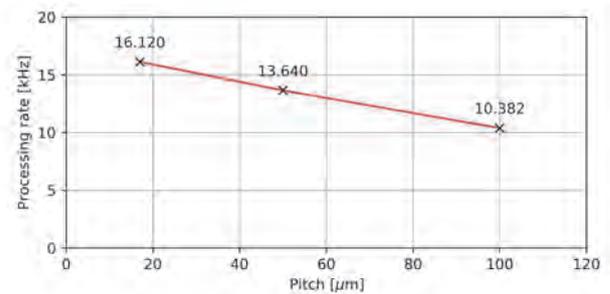


Fig. 6: Processing rate of the 2x2 multi-beam system at varying pitches. At $100 \mu\text{m}$ the process rate is almost a factor of 4 higher than for a single beam setup that achieved a processing rate of 2.6 kHz. The decrease in pitch also results in an increase in the throughput due to less time spent moving to the next position.

size the processing rate continues to increase due to the decreased time spent moving to the next position, so that at a 17 μm pitch a rate of 16.12 kHz can be achieved.

The accuracy of the multi-beam setup is comparable to the single beam setup, i.e. a sub 3 μm 4-sigma error can be expected.

This novel approach is ideally suited to high density processing, massively increasing throughput without sacrificing accuracy. The next stage of the project will increase the number of beamlets in the system for even higher upscaling of throughput.

4. Conclusion

In this work two novel laser scanning strategies employing beam shaping and beam splitting DOEs, a galvo scanner combined with a f-theta lens and an XY-stage, whose movement is synchronised to the scanner, have been presented. Using the XL SCAN solution (synchronised motion of the scan head and XY-stage), a 4-sigma positioning accuracy of $< 3 \mu\text{m}$ was achieved when processing at a rate of 2.6 kHz with a pitch of 100 μm . This was an improvement in accuracy compared to the quasi-static scanner only approach that had a worst-case accuracy of approximately $\pm 4 \mu\text{m}$ and can be attributed to the reduced scan field.

Integrating a Top-Hat beam shaping DOE to the setup limited the scan field to the central $2 \times 2 \text{ mm}^2$ scan field before aberrations reduced the intensity profile quality. The use of XL SCAN is therefore critical to achieve satisfactory processing of larger workpieces. The Top-Hat size of $23.8 \mu\text{m} \times 36.3 \mu\text{m}$ with a transition region of just 5 μm and plateau uniformity of $< 9.1\%$ satisfies the requirements for flexible LIFT repair of MicroLEDs. Furthermore, such a mask-free system enables rapid manufacturing and other LIFT-based processes like high resolution circuit printing in electronics and healthcare [7].

Alternatively, the multi-beam engine employs a beam splitting DOE to give a 2×2 matrix of beamlets spaced

$\sim 1 \text{ mm}$ apart and that can be individually switched and positioned within a $\sim 0.3 \text{ mm}$ radius. Through parallelization, the processing rate can be increased up to fourfold compared to the single beam approach with highly symmetrical patterns, thus providing drill rates of over 10,000 per second while retaining accuracy on the order of microns. Future developments will increase the number of beamlets in the matrix.

The novel scanning strategies employing beam shaping and splitting diffractive optics presented here satisfy the current demands of increased throughput and accuracy in electronics and display industries and will continue to increase in importance as feature sizes continue to decrease in the next generation technologies.

References

- [1] Y. Chen, Latest Mini LED and Micro LED Definition and Technology Analysis, LEDinside (2020).
- [2] B. Zhang, O. Haupt, MicroLED - High Throughput Laser Based Mass Transfer Technology, Proceedings of ICDT 2021 (2021).
- [3] K. R. Kim et al., High-precision and ultrafast UV laser system for next-generation flexible PCB drilling, *Journal of Manufacturing Systems*, 38 (2016), 107-113.
- [4] T. M. Lo, J. S. Young, Improvements of productivity for PCB drilling by laser driller machine. *International journal of precision engineering and manufacturing*, 15.8 (2014), 1575-1581.
- [5] H. Schlüter, S. Eifel, Variable multibeam tool enables high accuracy and throughput, *Laser Focus World*, 57.5 (2021), 29-32.
- [6] P. Verboven, Distortion correction formulas for pre-objective dual galvanometer laser scanning, *Applied Optics*, 27.20 (1988), 4172-4173.
- [7] T. Inui et al., Laser-induced forward transfer of high-viscosity silver precursor ink for non-contact printed electronics, *Rsc Advances* 5.95 (2015), 77942-77947.

Qualitätsoptimierter Hochrateabtrag von Werkzeugstahl und Hartmetall mittels ultrakurzer Laserpulse im Burstbetrieb

Christian Kreisel¹, Tommy Knebel¹, Ronny Menzel¹, Daniel Metzner², Peter Lickschat²,
Steffen Weißmantel²

¹ACSYS Lasertechnik GmbH, Leipziger Str. 37, D-09648 Mittweida

²Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

In Zusammenarbeit mit dem Laserinstitut Hochschule Mittweida und gefördert im InnoTeam Programm der Sächsischen Aufbaubank wurde der Einfluss der Pulsdauer und des Burstmodus auf die Effizienz und Oberflächenqualität bei der Gravur von Werkzeugmaterialien mittels ultrakurzer Laserpulse erforscht und optimale Bearbeitungsregime gefunden. Die Kombination geeigneter Gravur- und Glättungsparameter sowie die Verwendung des Burstmodus im optimalen Fluenzbereich ermöglicht einen hochproduktiven Materialabtrag bei minimaler Anlagerung von Debris und minimaler Rauheit des Gravurbodens. Ebenfalls wurden Untersuchungen zu den bei der Ultrakurzpulslaserbearbeitung emittierten Röntgenstrahlung durchgeführt. Daraus resultiert eine gesteigerte Verantwortung für die Betreiber von Laseranlagen mit Ultrakurzpulslaser und den Lasermaschinenbau.

1. Einleitung

Der Materialabtrag mittels ultrakurzer Laserpulse im Bereich von einigen hundert Femtosekunden bis hin zu wenigen Pikosekunden steht seit vielen Jahren im Fokus der Forschungsarbeiten vieler Institute und rückt immer weiter ins Blickfeld der Lasermaschinenbauer. Ultrakurzpulslaser (UKP-Laser) sind in den vergangenen Jahren deutlich kompakter und industrietauglicher geworden und stellen, gepaart mit einer entsprechenden Präzisionsmaschine, ein geeignetes Werkzeug für die Präzisions- und Mikrobearbeitung dar. Da eine qualitativ hochwertige Oberfläche des Gravurbodens in der Regel nur bei verhältnismäßig geringen Fluenzen und damit auch geringen Pulsenergien erreicht wird, sind auch die umgesetzten Laserleistungen sehr gering, was dazu führt, dass die Abtragsprozesse sehr ineffizient ablaufen. Mittlerweile sind moderne UKP-Laser in der Lage, nicht nur Einzelpulse, sondern auch Pulszüge, sogenannte Bursts, mit Intraburstfrequenzen im MHz- bis GHz-Bereich zu emittieren. Diese ermöglichen es, mehrere Pulse mit niedrigen Pulsenergien bei optimaler Bearbeitungsfluenz auf die Materialoberfläche zu bringen und trotzdem über die Gesamtzahl der Pulse verhältnismäßig hohe Pulsenergien umzusetzen. Dies steigert die Prozessgeschwindigkeit und die umsetzbare Leistung, eröffnet jedoch eine hohe Parametervielfalt gepaart mit komplexen Ablationszusammenhängen, welche gemeinsam mit dem Laserinstitut Hochschule Mittweida untersucht wurden und im Folgenden vorgestellt werden.

2. Versuchsdurchführung

Für die Versuche auf Werkzeugstahl und Hartmetall kam ein Festkörperlaser mit variabler Pulsdauer τ_H von 270 fs bis 10 ps bei einer Wellenlänge von 1030 nm und einer maximalen mittleren Leistung von $P_{AV} = 20$ W zum Ein-

satz. Der Laserstrahl wurde mittels Galvanometerscanner über die Materialoberfläche abgelenkt und mit einem F-Theta Objektiv auf die Proben fokussiert. Es wurden quadratische Flächen mit jeweils 20 Überfahrten abgetragen. Dabei wurde die Fluenz zwischen 0,5 J/cm² und 2,5 J/cm² und die Anzahl der Pulse im MHz-Burst zwischen 1 und 9 sowie im GHz-Burst zwischen 1 und 25 variiert. Der laterale Abstand der Bursts betrug 6 μ m. Die Tiefe und Rauheit der entstandenen Kavitäten wurden mittels konfokalem Laserscanningmikroskop ermittelt. Aus dem abgetragenen Volumen konnte die Effizienz pro Burst und das ablatierte Volumen je Puls ermittelt werden [1].

3. Betrachtung des Materialabtrages im MHz-Burst-Regime

Die verwendete Strahlquelle ermöglicht die Abgabe von bis zu neun Laserpulsen innerhalb des MHz Pulszuges. Der zeitliche Abstand zwischen den Laserpulsen liegt dabei bei 15,5 ns. Die Gesamtenergie wurde gleichmäßig auf alle Laserpulse verteilt, sodass jeder Puls im Pulszug die identische Fluenz auf die Materialoberfläche appliziert.

3.1. Bearbeitung von Werkzeugstahl

Bei der Bearbeitung von Werkzeugstahl ist ein sehr deutlicher Einfluss der Pulsdauer auf das pro Puls abgetragene Materialvolumen erkennbar (Abb. 1). Es wird deutlich, dass bei einer Verringerung der Pulsdauer von 10 ps auf 1 ps im Einzelpulsabtrag mehr als die doppelte Abtragstiefe realisiert wird, was sich auch im abgetragenen Volumen pro Puls widerspiegelt (Abb. 2). Eine weitere Verringerung der Pulsdauer auf 270 fs hat nur noch einen geringen Einfluss auf das abgetragene Volumen pro Puls. Erhöht man nun die Zahl der Pulse im MHz-Burst so erhöht sich auch die erzielte Abtragstiefe. Obwohl der Zusammenhang zwischen Zahl der Pulse im MHz-Burst

und Abtragtiefe auf den ersten Blick in linearem Zusammenhang zu stehen scheint verdeutlicht die Betrachtung des Abtragsvolumens je Puls, dass dem nicht so ist.

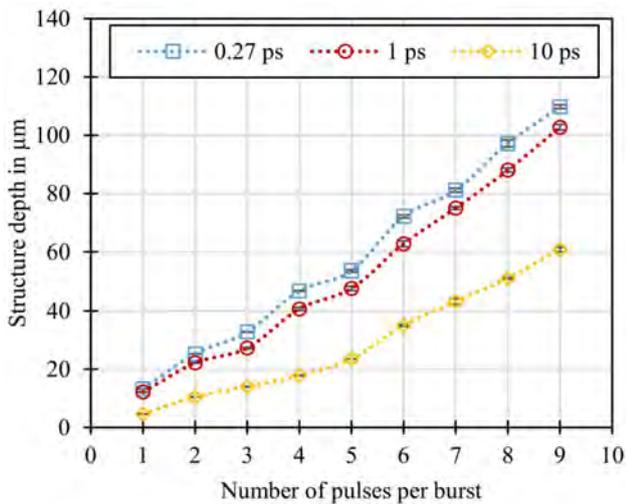


Abbildung 1: Abtragtiefe in Stahl in Abhängigkeit von der Pulsanzahl im MHz-Burst bei 2,5 J/cm² pro Puls [1]

Vielmehr handelt es sich beim Abtrag mit MHz-Burst um einen Prozess, bei dem die Strahlung der einzelnen Laserpulse in komplexer Wechselwirkung mit der Materialoberfläche, dem laserinduzierten Plasma und der Ablationswolke stehen. Es kann ein alternierender Zusammenhang zwischen den applizierten Pulsen und dem dabei ablatierten Volumen festgestellt werden, was auf Abschirmungseffekte durch das Plasma zurückzuführen ist.

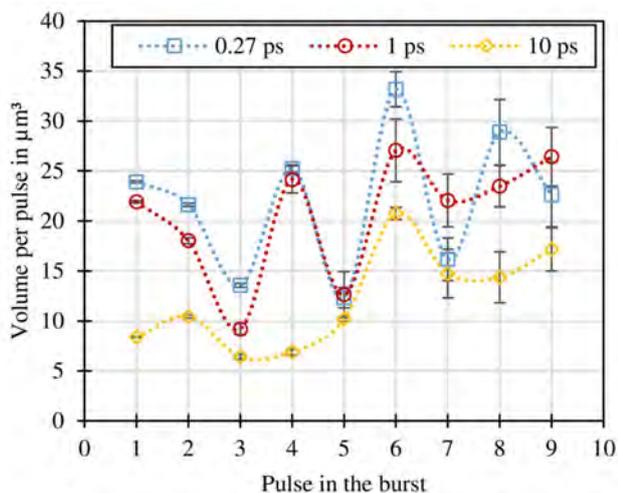


Abbildung 2: Abtragsvolumen je Puls auf Stahl in Abhängigkeit von der Pulsanzahl im MHz-Burst bei 2,5 J/cm² pro Puls [1]

Betrachtet man neben der Abtragtiefe bzw. des abgetragenen Volumens pro Puls die erzielbare Oberflächenqualität so ist festzustellen, dass sich bei kürzeren Pulsen im Bereich von 270 fs und 1 ps bei der Bearbeitung mit Fluenzen nahe der Schwellfluenz eine rauere Oberfläche ausbildet als bei den vergleichsweise langen Pulsen mit 10 ps Dauer (Abb. 3). Erhöht man die Fluenz pro Puls auf 2,5 J/cm² und weiter gleichen sich die Prozesse bezüglich des Bearbeitungsergebnisses immer mehr an.

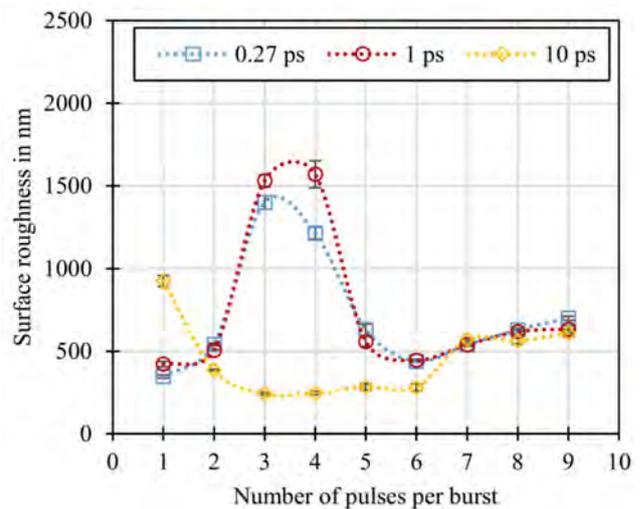


Abbildung 3: Mittlere Flächenrauheit in Abhängigkeit der Pulsanzahl im MHz-Burst bei 1,5 J/cm² pro Puls bei der Bearbeitung von Stahl [1]

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass der Materialabtrag von Werkzeugstahl bei einer Pulsdauer von 270 fs und 1 ps nahezu identisch ist und die Ergebnisse der Abtragtiefe, des abgetragenen Volumens je Puls und auch die erzielbare Oberflächenqualität vergleichbar sind. Dementgegen ist der Materialabtrag mit einer Pulsdauer von 10 ps deutlich unproduktiver, die erzielbaren Oberflächen sind jedoch glatter und die Prozessführung stellt sich deutlich einfacher dar.

3.2. Bearbeitung von Hartmetall

Bei der Bearbeitung von Hartmetall mit dem MHz-Burst zeigt sich, dass die Abtragstiefen im Vergleich zum Stahl geringer ausfallen. Obwohl die Effizienzsteigerung bei der Einzelpulsbearbeitung durch eine Verringerung der Pulsdauer unter 1 ps vergleichbar mit den Ergebnissen auf Stahl ist, spiegelt sich der Unterschied der Pulsdauer mit steigender Zahl der Pulse im MHz-Burst nicht so stark wider (Abb. 4).

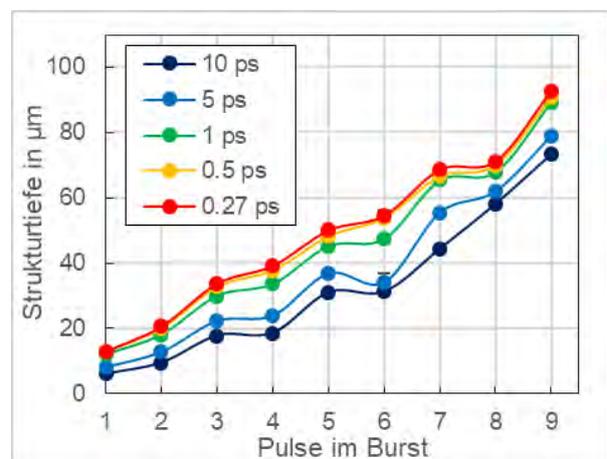


Abbildung 4: Strukturtiefe in Hartmetall in Abhängigkeit von der Pulsanzahl im MHz-Burst bei einer Fluenz von 2,5 J/cm² pro Puls

Bei Betrachtung des Abtragsvolumens je Puls (Abb. 5) zeigt sich, dass das alternierende Abtragsverhalten

ebenfalls auftritt aber deutlich intensiver ausgeprägt ist als dies bei Stahl der Fall ist.

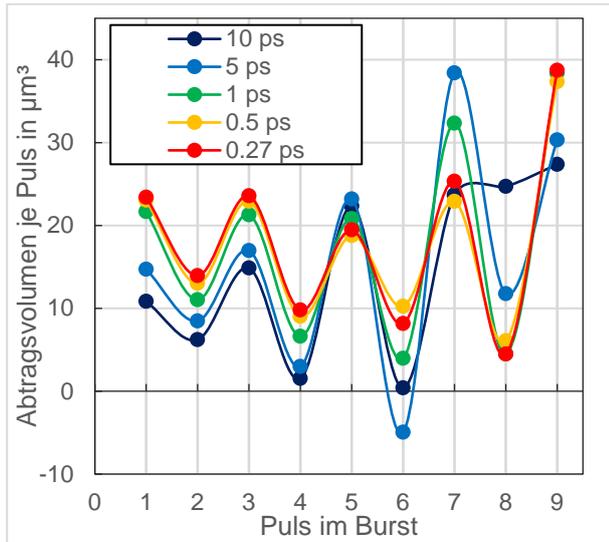


Abbildung 5: Abtragsvolumen je Puls auf Hartmetall in Abhängigkeit von der Pulsanzahl im MHz-Burst bei $2,5 \text{ J/cm}^2$ pro Puls

Bemerkenswert ist, dass vor allem bei Pulsdauern über 1 ps die geradzahlig Pulse im MHz-Burst ein sehr geringes und unter Umständen sogar negatives Abtragsvolumen aufweisen, was darauf hindeutet, dass durch die Wechselwirkung eines geradzahlig Folgepulses mit einer bestehenden Ablationswolke Partikel aus der Wolke auf die Materialoberfläche abgeschieden werden [2]. Die Ermittlung der Flächenrauheit der Strukturböden zeigt über den gesamten betrachteten Parameterbereich einen sehr geringen Einfluss der Pulsdauer. Vor allem bei geringen Fluenzen im Bereich von $0,5 \text{ J/cm}^2$ bis $1,5 \text{ J/cm}^2$ können gleichmäßig glatte Oberflächen mit einer mittleren Flächenrauheit von ca. 200 nm erzeugt werden. Bei höheren Fluenzen wird ein leichter Einfluss der Pulsdauer und Pulsanzahl im Burst erkennbar (Abb. 6).

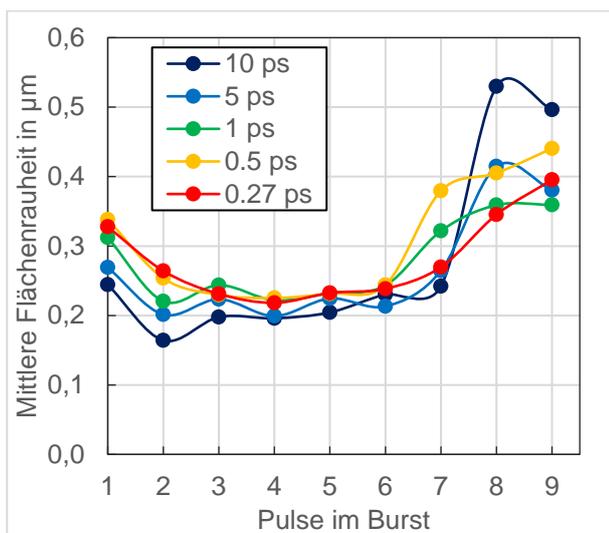


Abbildung 6: Mittlere Flächenrauheit in Abhängigkeit der Pulsanzahl im MHz-Burst bei $2,5 \text{ J/cm}^2$ pro Puls bei der Bearbeitung von Hartmetall

4. Betrachtung des Materialabtrages im GHz-Burst-Regime

Neben der Abgabe von Laserpulsen mit einer Intraburstfrequenz von 65 MHz ermöglicht die verwendete Laserquelle auch die Abgabe von bis zu 25 Laserpulsen im sogenannten GHz-Burst mit einer Intraburstfrequenz von 5 GHz, was einem zeitlichen Pulsabstand von 200 ps entspricht. Die Pulsenergien jedes einzelnen Intraburstpulses können nicht variiert werden, sodass der erste Puls maximale Energie besitzt und diese dann exponentiell von Puls zu Puls abnimmt.

4.1. Bearbeitung von Werkzeugstahl

Anhand der Messwerte der ermittelten Struktur tiefen erkennt man, dass mit dem GHz-Burst eine effiziente Umsetzung der Energie in ablatiertes Volumen nicht möglich ist. Es kommt bei der Verwendung von mehr als einem Puls im GHz-Burst zu einer Reduzierung der Struktur tiefe, die erst bei einer ausreichend hohen Zahl von Pulsen im Burst wieder steigt. Bei der visuellen Begutachtung der Proben konnte bei einigen Parameterkombinationen bereits eine sehr glänzende Oberfläche festgestellt werden. Nach Ermittlung der mittleren Flächenrauheit bestätigte dies Rauheiten der strukturierten Flächen von $S_A < 80 \text{ nm}$. Weitere Versuche zeigten, dass es im GHz-Burst möglich ist raue Oberflächen, welche z.B. bei der Gravur mit hohen Fluenzen entstehen, zu glätten und Debris von den Gravurkanten zu entfernen (Abb. 7).

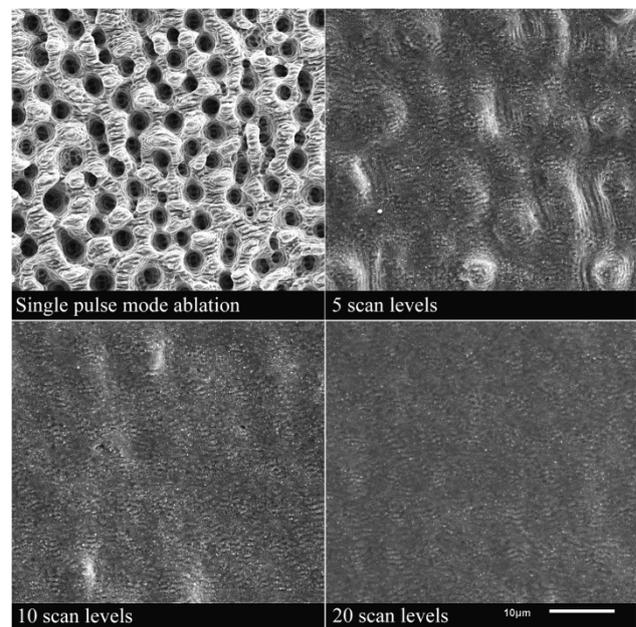


Abbildung 7: Schrittweise Glättung eine Stahloberfläche im GHz-Burst-Modus [3]

Grund hierfür scheint das entstehende Plasma zu sein, welches durch die schnelle Abfolge von Pulsen immer weiter aufgeheizt wird und damit zum einen mikroskopische Umschmelzungen an der Oberfläche erzeugt und zum anderen durch den immensen Druckanstieg und seine Expansion Verschmutzungen wegschleudert. Es

wurden Verbesserungen der Oberflächenqualität um Faktor zehn zur Ausgangsrauheit realisiert.

4.2. Bearbeitung von Hartmetall

Auch bei der Bearbeitung von Hartmetall kann im GHz-Burst ein drastischer Abfall der Abtragtiefe festgestellt werden, die, wie bei der Stahlbearbeitung, unabhängig von der Pulsdauer zu sein scheint. Die erzielbaren Rauheiten sind dabei mit $S_A < 100$ nm vergleichbar. REM-Untersuchungen an der Oberflächenstruktur zeigen, dass ab einer Pulsanzahl von vier Pulsen im GHz-Pulszug die Elemente WC und Co des Verbundwerkstoffes nicht mehr getrennt wahrgenommen werden können (Abb. 8).

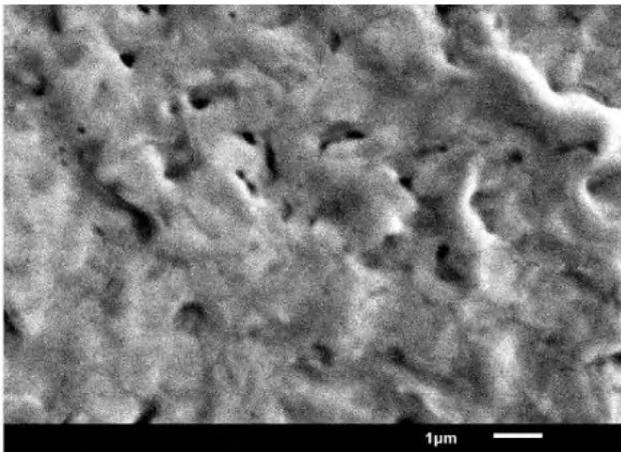
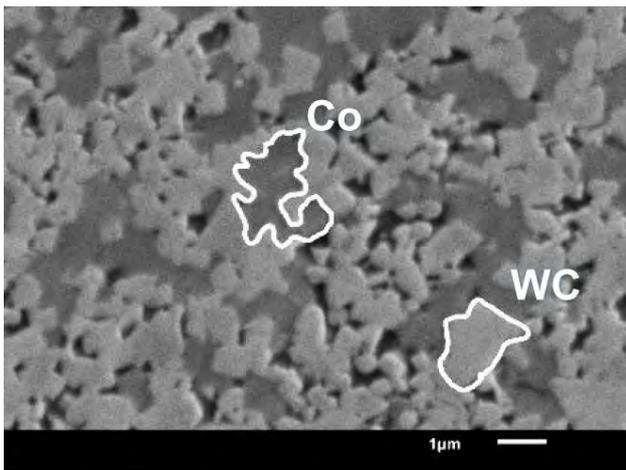


Abbildung 8: Oberfläche von Hartmetall vor (oben) und nach (unten) der Bearbeitung mit GHz-Pulszügen

Vielmehr stellt sich die Oberfläche als gänzlich umgeschmolzen dar, wobei EDX Analysen zeigen, dass die Stöchiometrie des modifizierten Bereiches, der des Basismaterials entspricht. Offensichtlich wird das erzeugte Plasma durch die schnelle Abfolge der Pulse vollständig ionisiert und schirmt die Materialoberfläche damit von den Folgepulsen ab. Dieses heiße Plasma ist wiederum in der Lage, die Verbundpartner trotz ihrer sehr unterschiedlichen Schmelzpunkte aufzuschmelzen und als oberflächliche Legierung erstarren zu lassen [3].

5. Erkenntnisse zur Emission von Röntgenstrahlung

Da durch die hohen Pulsspitzenleistungen bei der Laserbearbeitung mit Ultrakurzpulslasern die Sekundärstrahlung aus dem laserinduzierten Plasma deutlich höhere Photonenenergien aufweist als dies noch bei der Verwendung von Nanosekundenlasern der Fall war und das Strahlenschutzgesetz um UKP-Laseranlagen als „Anlagen zur Erzeugung ionisierender Strahlung“ erweitert wurde, kommt dem Strahlenschutz bei den Versuchsreihen ein gesondertes Augenmerk zu. So wurden bei den Versuchen erste Untersuchungen mit einem Ortsdosimeter innerhalb der gekapselten Laserzelle durchgeführt. Erste Ergebnisse zeigen, dass im MHz-Burstmodus (MBM) aber vor allem im GHz-Burstmodus (GBM) und einer Kombination aus MHz- und GHz-Burst, auch Bi-Burstmodus (BBM) genannt, die Röntgendosis deutlich über den Werten eines Einzelpulses (SPM) bei gleichen Prozessparametern liegt (Abb. 9). Da es sich hierbei um komplexe Zusammenhänge bei der Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem Plasma und der Ablationswolke handelt, müssen noch weitere Versuche unternommen werden, um diese extreme Erhöhung der Dosisleistung bei unterschiedlichen Bearbeitungsprozessen und Regimes verstehen zu können und eine sichere Abschirmung dieser realisieren zu können.

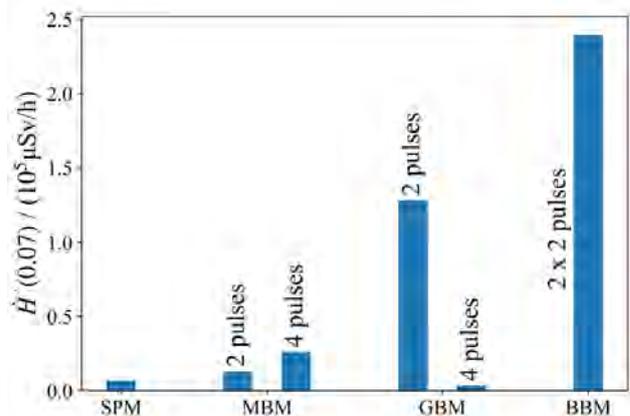


Abbildung 9: Gegenüberstellung der Ortsdosisleistung $\dot{H}'(0,07)$ zwischen Einzelpulsbearbeitung und unterschiedlicher Burst-Modi bei einer Fluenz von 73 J/cm^2 und einer Pulsdauer von 270 fs. [4]

6. Zusammenfassung

Die Untersuchungen zum Materialabtrag von Stahl und Hartmetall haben gezeigt, dass die Verwendung des MHz-Bursts eine deutliche Steigerung der umsetzbaren Leistung bei guter Oberflächenqualität ermöglicht. Vor allem bei der Stahlbearbeitung kann eine Verkürzung der Pulsdauer auf < 1 ps eine weitere Effizienzsteigerung mit sich bringen, wenngleich es dabei schwieriger wird, eine glatte Oberfläche zu erzeugen. Dementgegen liefert der Verwendung des GHz-Burst keine Steigerung der Abtragseffizienz, ermöglicht jedoch die Reinigung und Glättung der Gravuroberfläche und kann unter Umständen

in den Randbereichen des Bauteils Legierungen erzeugen und Eigenschaftsänderungen hervorrufen, die so technisch noch nicht realisierbar sind. Die Überwachung des Arbeitsraumes in und um die Maschine hat gezeigt, dass eine röntgengerechte Ausführung des Versuchstandes und eine sichere Umhausung der Bearbeitungskammer für den Arbeitsschutz eine zentrale Rolle einnehmen und auch in Zukunft die Maschinenbauer und Betreiber von UKP-Laseranlagen vor neuen Herausforderungen gestellt werden.

Danksagung

Die Autoren danken dem Europäischen Sozialfonds für Deutschland (ESF) für die Förderung des Projekts Nr. 100360637 sowie die Sächsische Aufbaubank für die Unterstützung und Betreuung. Dank auch an das Laserinstitut Hochschule Mittweida für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente und die bemerkenswerte Zusammenarbeit.



Literaturverzeichnis

- [1] P. Lickschat, D. Metzner, S. Weißmantel, „Burst mode ablation of stainless steel with tunable ultrashort laser pulses“ J. Laser Appl. 33, 022005 (2021)
- [2] D. Metzner, P. Lickschat, S. Weißmantel, “Investigations of qualitative aspects with burst mode ablation of silicon and cemented tungsten carbide”, Applied Physics A (2019) 125:411
- [3] D. Metzner, P. Lickschat, S. Weißmantel, “High-quality surface treatment using GHz burst mode with tunable ultrashort pulses”, Applied Surface Science 531 (2020) 147270
- [4] D. Metzner, M. Olbrich, P. Lickschat, A. Horn, S. Weißmantel, “X-ray generation by laser ablation using MHz to GHz pulse bursts”, J. Laser Appl. 33, 032014 (2021)

High-power nanosecond pulsed laser engraving with an ultra-high speed polygon mirror scanner

Florian Rößler¹, Mathias Müller², Robby Ebert^{1,2}, André Streek^{1,2}

¹ MOEWE Optical Solutions GmbH, Schillerstr. 10, 09648 Mittweida

² Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

Increasing speed in laser processing is driven by the development of high-power lasers into ranges of more than 1 kW. Additionally, a proper distribution of these laser power is required to achieve high quality processing results. In the case of high pulse repetition rates, a proper distribution of the pulses can be obtained from ultra-fast beam deflection in the range of several 100 m/s. A two-dimensional polygon mirror scanner has been used to distribute a nanosecond pulsed laser with up to 1 kW average power at a wavelength of 1064 nm for multi pass laser engraving. The pulse duration of this laser can be varied between 30 ns and 240 ns and the pulse repetition rate is set between 1 and 4 MHz. The depth information is included in greyscale bitmaps, which were used to modulate the laser during the scanning accordingly to the lateral position and the depth. The process allows high processing rates and thus high throughput.

1. Introduction

Polygon mirror scanners has shown the capability to deflect lasers beams with ultra-high speeds up to 1.000 m/s and thus, to distribute high laser powers on the target material.[1] Hence, pulses in the MHz-range can be separated from each other to avoid overlapping and heat accumulation. However, multi-pass treatments allow high ablation depths and also drilling.[1-6] Polygon mirror scanners have been used to ablate material into depth using continuous wave laser, nanosecond pulsed and ultra-short pulsed lasers. With the polygon mirror scanner 500 W average power have been used in the nanosecond pulsed regime.[2] The following study shows the utilization of up to 1 kW laser power obtained in a 30 - 240 ns pulse duration regime with up to 4 MHz pulse repetition rate.

2. Experimental

A polygon mirror scanner of the PM-series (MOEWE Optical Solutions) was used together with two different nanosecond pulsed fiber lasers (IPG Photonics). Both lasers

are working in a range from 30 – 240 ns with a maximum average laser power of 500 W and 1 kW. The maximum available laser pulse repetition rate varies between 1 and 4 MHz depending on the pulse duration. The 1 kW laser is additionally capable to adapt the pulse frequency to an external clock signal. The wavelength is 1064 nm in both cases.

The polygon mirror scanner was equipped with a f-theta optics with focal length of 255 mm. The scan speed was varied between 10 and 100 m/s. The scanner is able to send a position depended frequency signal, which can be used as clock signal for the laser to synchronize the laser frequency with the beam deflection.

The engraving experiments were performed with the 1 kW laser working with position synchronized pulses in the multi-pass ablation strategy, ablating only one per position and scan. To achieve a certain depth, the number of scan repetitions is adapted. The pulse-to-pulse distance is obtained from scan speed and pulse repetition rate. After the engraving, further investigations regarding material removal and surface quality have been

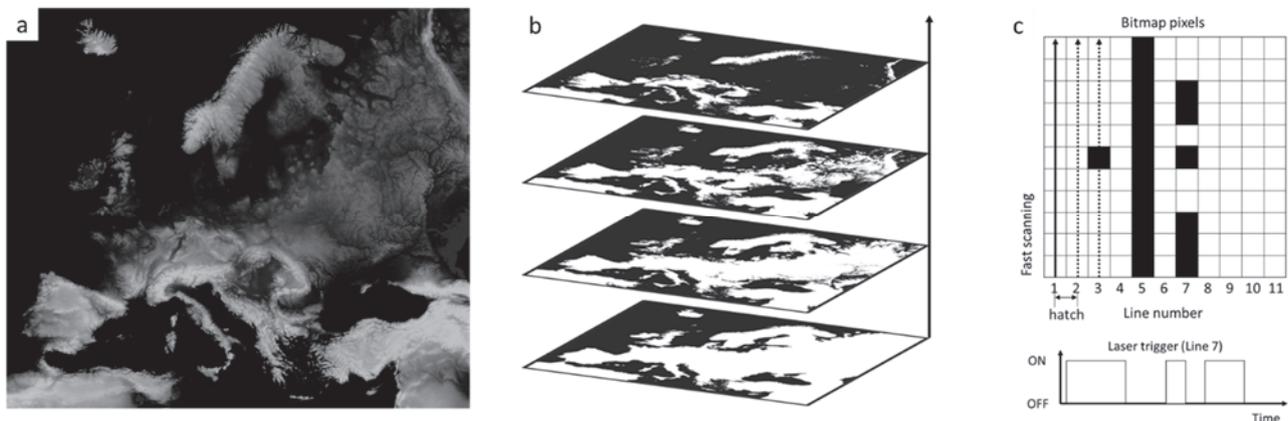


Figure 1: (a) 8-bit depth map of Europe with sea level in black (bit value 0) and mountains gray / white (up to 187), (b) illustration of black / white bitmaps per depth level as done in the FPGA logic of the polygon mirror scanner and (c) laser switching per scanned line according the bitmap value.

performed with the 500 W laser. All experiments were performed on stainless steel. The treated material was characterized in an optical microscope (KEYENCE) and the depth measurements were performed with a laser scanning confocal microscope (KEYENCE VK-X200 and OLYMPUS LEXT OLS 4100).

3. Results and discussion

The engraving process starts with the depth information, which is included in an 8-bit or 16-bit grayscale image (bitmap format), as shown in Figure 1 (a). The bitmap is loaded into the polygon scanner and scaled to the target size in x and y. The used depth map of Europe has a color depth of 8-bit from 0 (black) to 255 (white). The highest value is 187. The internal FPGA-based device and process controller can handle these 256-bit values as depth levels, layer-wise or coupled to a length scale ($\mu\text{m}/\text{bit}$) in all three dimensions of space. The process can run from 0 to 255 or inverse and are based on slicing the depth map into black/white (0/1) bitmap for each height level (Figure 1 (b)). After treating a layer, the logic goes to the next depth level defined by a bit counter or calculated from the current Z-position. For each level, the laser "ON" and "OFF" areas (displayed as black and white) are calculated from the grayscale image depending if the bit-value of a position is higher or lower as the current depth level position. Finally, for each depth layer and thus scan repetition another laser switching matrix (0/1 bitmap) is used. Figure 1 (c) illustrates, how the scanning process is steered by the polygon mirror scanner. For each scanned line, the correlating bitmap column is selected and the trigger signal for the laser is set high or low accordingly. The user can easily switch between "on" related to white or black. Furthermore, it is user selectable either areas below the current depth level are treated or areas above. Using the smaller "<" comparator, all areas below the current depth (Z position) are treated. In the case of the chosen Europe map, the sea level (black) is treated in every repetition, while

the highest point is treated only once. As result, a relief with mountains higher than the water is created as shown in Figure 2 (a).

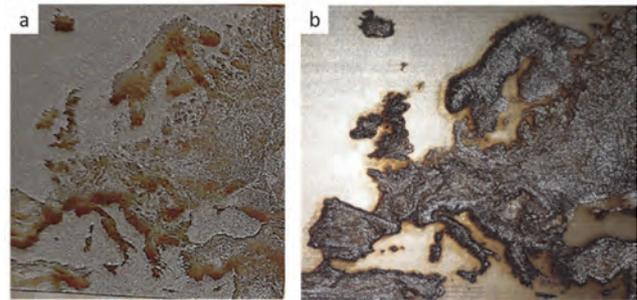


Figure 2(a) True relief strategy of the engraved Europe with 187 scans at 30 ns with 100 m/s takes 28 minutes, (b) inverse strategy with mountains engraved into stainless steel with 187 scans at 60 ns pulses at 50 m/s takes 55 minutes. In both cases the 0,25 mJ pulse energy and 4 Mhz repetition rate are used to treat a 40 x 40 mm² are.

Choosing the larger ">" comparator, all areas above the current level are treated, resulting in an inverse relief with mountains deep engraved into the material, while the water is not treated as shown in (Figure 2 (b)).

In the first case, the sea level is the lowest one with the largest number of scan repetitions. Since the highest value of the bitmap is 187, also the process range is adapted to this value resulting in 187 scans in the sea level areas. The laser was set to 30 ns pulse duration with 0,25 mJ pulse energy and a repetition rate of 4 MHz. The scan speed was 100 m/s resulting in a pulse-to-pulse distance of 25 μm , the line spacing is also 25 μm . The spot size, obtained from a LIU-plot, is $53.6 \pm 3.9 \mu\text{m}$. Consequently, the average fluence is 11.1 J/cm². The depth can be measured very easily at the edge of the treated area, as visible in Figure 3 (a). The maximum depth is measured to be 251 μm obtained from 187 scans. Thus, the average depth per scan repetition is 1,34 μm . Within the ablated region, a high roughness can be observed resulting a strong depth variation. Of

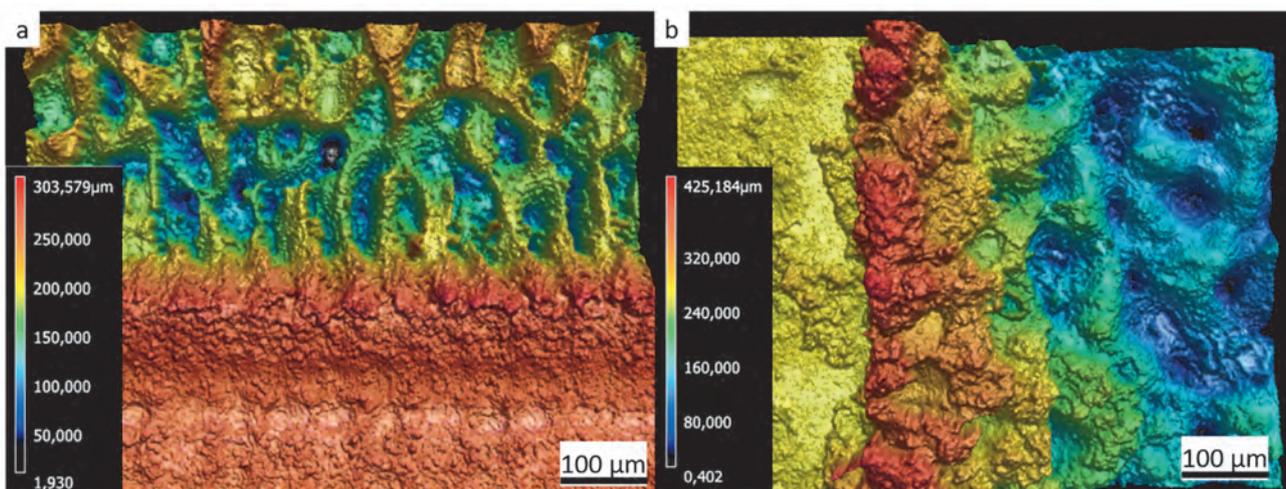


Figure 3: (a) Confocal image of the true relief strategy with the initial surface (red) and the deep engraved sea level in the upper part. A high surface roughness up to $R_z = 166 \mu\text{m}$ can be observed in the multi pass treated areas, (b) the inverse strategy with mountains engraved into the deep (blue) and the visible ridge formation (red) at the edge of the machined area. The initial surface level is visible on the left side (yellow)

160 μm . At the edge of the machined area, a ridge of ablation products can be observed, which is smaller than 30 μm in height. The roughness was determined using profiles to be $R_a = 26 \mu\text{m}$, $R_z = 166 \mu\text{m}$ and using surface measurements to be $S_a = 35 \mu\text{m}$, $S_z = 294 \mu\text{m}$. This R_z and S_z values fits well to the different in depth measured from the profiles. In the center of the relief a comparison between high mountains and the sea level is not possible since the roughness is higher, than the average depth difference.

In the inverse process, the depth was measured from the non-treated sea areas into the deep engraved mountain areas as shown in Figure 3(b). Here a depth of 390 μm can be measured, obtained from 187 repetitions. This equals an average depth per scan of 2,1 μm . The pulse duration was set to 60 ns. The power of 1 kW was obtained from 4 MHz repetition rate with 0,25 mJ pulse energy. The scan speed was 50 m/s with a pulse-to-pulse distance of 12,5 μm , while the line spacing is 25 μm . The spot diameter is measured to $48.7 \pm 1.7 \mu\text{m}$ resulting in a fluence of 13.4 J/cm². Thus, the deposited energy per line is twice compared to the first case, but the number of repetitions is reduced. At the edge, where a deep engraved area (183 μm) is directly borders to the non-machined area, A ridge formation of up to 165 μm height can be observed. Compared to the first process, the engraved areas are deeper. Here the engraved cavities are limited in the lateral size and the ablation products can be deposited in the neighbored less treated areas under massive ridge formation. While in the first case, the main part of the surface was treated with the maximum number of repetitions and the ablation products are deposited in the working zone and are treated again and again in every scan repetition. Thus, the majority of the melted material during the laser treatment resolidifies in the neighbored scan paths and is just moved within the machined area, but it is not ejected from the substrate. Thus, the nanosecond pulsed ablation with the 1 kW average laser power and scan speed up to 100 m/s is able to treat a lot of material in a short time, but the insufficient material ejection in the used parameter settings results in ridge formation and rough surfaces.

A comparison of the processing time shows, that the second process takes twice the time of the first one, 55 and 28 minutes, respectively. The reason is the reduced scan speed of 50 m/s compared to 100 m/s in the first case. Although the area of engraving is much smaller compared to the first process, all lines in all layers are passed, even if only a small part is treated and also if no part is treated. In fact, an optimization can be done by skipping empty lines, which will be respected in the future development of the processing logic. Lines with a small amount of processing length cannot be skipped. However, the used length of 40 mm in the fast-scanning direction can be prolonged to 100 mm without additional time. Thus, the treated area can be increased by factor 2.5, due to a better utilization of the polygon facet.

On contrary, an enlargement in slow axis would increase the processing time proportional.

4. Conclusion

A two-dimensional polygon mirror scanner has been used together with a 1 kW nanosecond-pulsed NIR-laser to engrave a grayscale depth map into a stainless-steel substrate. Thereby the real-time logic of the scanner controlling the laser process and is able to handle a depth map in order to engrave this data level by level. Macroscopic, the depth is transferred clearly visible. Microscopic, high ablation can be obtained from the high-power laser, but the quality of the resulting rough surface can be improved. The high amount of ablation debris and resolidified melt within the machined avoid a smooth surface and thus a defined processing into the depth. Further investigations have been started to improve the surface quality in order to more accurate depth levels.

Acknowledgement

The authors thank for the funding of the German federal ministry of research and education (BMBF) in the program WIR! – GRAVOmer" supporting a part of the work of F. Roessler under the grant number 03WIR2009B and M. Mueller under the grant number 03WIR2009C in the project "HoLuMi-3D"

Literature

- [1] A. Streek, M. Lee, Laser Technik Journal 14 (2017), 22-25
- [2] T. Knebel, A. Streek, H. Exner, Physics Procedia 56 (2014), 19-28
- [3] R. De Loor, L Penning, R. Slagle, Laser Technik Journal 11 (2014), 32-34
- [4] S. Mauersberger, J. Schille, K. Kujawa, L. Schneider, C. Million, K. Hartung, K. Oehlert, U. Loeschner, Journal of Laser Micro/Nanoengineering 15 (2020), 16-24
- [5] M. Faucon, G. Mincuzzi, F. Morin, C. Hönninger, E. Mottay, R. Kling, Proc- SPIE 9351 (2015), 148-154
- [6] F. Rößler, M. Müller, A. Streek, Journal of Laser Micro/Nanoengineering 15 (2020), 220-227

Laserstrahlglätten von Edelstahl mittels 10 kW Monomode Laser

Linda Pabst, Robby Ebert, André Streek

Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

Die Oberflächenrauheit beeinflusst wesentlich die Eigenschaften und Funktionalität von Werkstücken. Außerdem hat die Rauheit einen entscheidenden Einfluss auf die visuelle Erscheinung von Oberflächen. Deshalb wurde das Laserglätten von Edelstahl X5CrNi18/10 (1.4301) untersucht. Durch die Kombination eines 10 kW – Monomode Faserlasers mit einer ultraschnellen Strahlablenkung mittels Polygonscanner können sehr hohe Geschwindigkeiten und damit sehr hohe Flächenraten umgesetzt werden. Damit konnten industrierelevante Prozesszeiten erreicht werden. Durch die Oberflächenbehandlung wurde die Ausgangsrauheit von $Sa = 0,22 \mu\text{m}$ auf $\sim 0,10 \mu\text{m}$ um $\sim 55\%$ reduziert. Es wurde eine Flächenrate von bis zu $14.190 \text{ cm}^2/\text{min}$ erreicht.

1. Einleitung

Die Oberflächenbeschaffenheit hat einen entscheidenden Einfluss auf den visuellen Eindruck eines Produktes. Daher ist die Oberflächenbehandlung ein finaler Bearbeitungsschritt in der industriellen Fertigung. Trotz aller technischen Entwicklungen wird Glätten bzw. Polieren meist noch manuell durchgeführt. Das mechanische / manuelle Polieren ist in der Regel ein mehrstufiger Prozess und damit sehr zeitaufwändig. Die Bearbeitungszeiten liegen üblicherweise zwischen 10 und 30 min/cm², was Flächenraten von 0,1 bis 0,033 cm²/min entspricht. [1] Außerdem muss das manuelle Polieren von qualifizierten Facharbeitern durchgeführt werden, wodurch sehr hohe Produktionskosten entstehen. [2]

Es besteht daher die Notwendigkeit einer Automatisierung des Oberflächenglättungsprozesses. In den letzten Jahren entwickelte sich das Laserglätten oder Laserpolieren zu einem alternativen Verfahren. Es basiert auf dem Aufschmelzen einer dünnen Schicht auf der Werkstückoberfläche. Durch die Oberflächen- und Grenzflächenspannung der Schmelze kommt es beim Erstarren zur Glättung der Oberfläche. Durch die Nutzung der Schmelzbaddynamik können sowohl feine Rauheiten als auch größere Unebenheiten ausgeglichen werden.

Das Prozessfenster für das Laserpolieren wird durch den Schmelzprozess bestimmt. Die untere Schwelle ist der Energieeintrag der benötigt wird um das Material zu schmelzen und die obere Grenze ist der Energieeintrag bei dem das Material beginnt zu verdampfen. Außerdem dürfen die durch den Bearbeitungsprozess erzeugten Oberflächenstrukturen die Anfangsrauigkeit nicht erhöhen. [3]

Grundsätzlich werden beim Laserpolieren zwei Verfahrensvarianten, das Makro- und das Mikro-Polieren, unterschieden. Beim Makro-Polieren wird kontinuierliche Laserstrahlung (cw) eingesetzt. Die Einschmelztiefen liegen zwischen 20 und 100 μm . Damit können grobe Unebenheiten und große Rauheiten beseitigt werden. Die Flächenrate liegt typischerweise zwischen 1,2 und 8,4 cm²/min. Beim Mikro-Polieren hingegen wird mit gepulster Laserstrahlung (pw) gearbeitet. Die Umschmelztiefe beträgt dabei nur noch wenige μm . Damit wird vor

allem der Glanzwert der Oberfläche erhöht wobei grobe Unebenheiten unbeeinflusst bleiben. Die typischen Flächenraten für das Mikro-Polieren liegen bei 6 bis 60 cm²/min. [4]

Eine weitere Möglichkeit ist die Kombination von kontinuierlicher und gepulster Laserstrahlung für einen Glättungsprozess. Durch die Verwendung der kontinuierlichen Laserstrahlung wird die Ausgangsoberfläche bereits geglättet und homogenisiert. Die dabei erzeugte Oberfläche ist besser geeignet für eine anschließende Bearbeitung mit gepulster Laserstrahlung, um dann die Oberflächenrauheit nochmals zu reduzieren und den Glanzwert deutlich zu steigern. Die Ausgangsrauigkeit wird im ersten Prozessschritt durch die Makro-Bearbeitung um 70 – 90% reduziert, beim anschließenden Mikro-Polieren mittels gepulster Laserstrahlung nochmals um bis zu 50%. Der kombinierte Prozess führt zu einer signifikanten Reduzierung der Rauheit und zu einem maximalen Glanzwert der Oberfläche bei gleichzeitig angemessener Bearbeitungsgeschwindigkeit. [5]

Die durch das Laserpolieren erzielbaren Rauheiten sind von den thermophysikalischen Eigenschaften des Materials, der Rauheit und Homogenität der Ausgangsoberfläche sowie den Bearbeitungsparametern abhängig. Die erreichbaren Flächenraten werden dabei von der Ausgangsrauheit, dem Bearbeitungsregime und der gewünschten Endrauigkeit bestimmt. [2] Damit kann das Laserpolieren im Vergleich zu den konventionellen, manuellen Polieren zu einer signifikanten Zeit- und Kosteneinsparung führen. [4]

Zahlreiche Berichte über das Laserglätten von verschiedenen Metallen aber auch von Kunststoff und Gläsern wurden veröffentlicht. Das Laserglätten eignet sich zudem für die Nachbehandlung von additiv gefertigten Teilen. Dabei können anhaftendes Pulver entfernt und die hohe Rauigkeit der additiv gefertigten Teile deutlich reduziert werden.

Willenborg berichtet von einer Reduzierung der Ausgangsrauheit von $Ra \sim 1 - 4 \mu\text{m}$ auf $Ra < 0,2 \mu\text{m}$ bei einer Flächenrate von 3 - 12 cm²/min für Nickel-, Titan und Kobalt/Chrom-Legierungen. [4]

Burzig et al. erreichten eine Flächenrate von 20 bis 60 cm²/min bei einer minimalen Rauigkeit von Ra = 0,15 – 0,20 µm für eine Aluminiumlegierung durch Verwendung eines cw Lasers mit einer maximalen Laserleistung von 4 kW. [6]

Kumstel erreichte mit einer kontinuierlichen Laserstrahlungsleistung bis 1 kW bei einer gaußförmigen Strahlverteilung eine Flächenrate von 0,6 – 1,8 cm²/min auf Stahl mit einer minimalen Rauheit von Ra = 0,15 - 0,20 µm. Dabei führte eine Vergrößerung des Strahldurchmesser bei gleichzeitiger Erhöhung der Laserleistung nur unwesentlich zu einer Vergrößerung der Flächenrate. Eine weitere Erhöhung der Flächenrate führte zu einer Erhöhung der Rauheit. Somit konnte nicht die gesamte zur Verfügung stehende Laserleistung für die Bearbeitung genutzt werden. Durch die Verwendung einer komplexen Strahlformung „line with cut triangle“ konnte die Flächenrate bei gleichzeitiger Reduzierung der erreichbaren Rauheit um den Faktor 5 - 10 auf 6,2 – 10 cm²/min erhöht werden. [7]

Nüsser et. al. führten vergleichende Untersuchungen zum Einfluss der Intensitätsverteilung auf das Laserglätten von Stahl durch. Durch eine homogene Top-Hat Verteilung konnte eine geringere Oberflächenrauheit erreicht werden im Gegensatz zur Bearbeitung mit einer vergleichbaren gaußförmigen Strahlverteilung. Außerdem stellte sich die Verwendung einer kreisförmigen im Vergleich zu einer quadratischen Intensitätsverteilung bei sonst gleichen Eigenschaften der Top-Hat Verteilung als geeigneter heraus. [8]

Durch die Kombination einer kontinuierlichen Laserquelle mit einer Leistung von 600 W und einer gepulsten Laserquelle mit einer mittleren Leistung von 80 W bei 1,3 µs Pulsdauer konnten Zhou et al. auf Stahl eine Rauheitsreduzierung von Sa = 877 nm auf 142 nm mit einer Flächenrate von 48 cm²/min erzielen. Durch die Zwei-Strahl-Kombination wurde eine effektivere und effizientere Glättung gegenüber den einzelnen Verfahren erreicht. [9]

Reichmann et. al. nutzte einen cw CO₂ Laser mit einer maximalen Laserleistung von 1,5 kW und einem Linienfokus um Kunststoffe und Glas zu glätten. Dabei konnte die Ausgangsrauigkeit von Ra ~ 100 nm auf Ra < 5 nm für Quarzglas und Ra < 10 nm für Polycarbonat reduziert werden. Es wurde eine Flächenrate von 60 cm²/min für Quarzglas und 600 cm²/min für Kunststoff erreicht. [10]

Yung et. al. veröffentlichte Untersuchungen zum Laserglätten von additiv gefertigten Teilen aus Werkzeugstahl. Die Oberflächenrauheit Ra = 12 µm der Teile konnte durch das Laserglätten mit einem gepulsten Laser (< 100 W) auf 4,7 µm und mit einem cw Laser (> 100 W) auf 0,7 µm reduziert werden. Dadurch wurden 3D Prototypen erfolgreich poliert und eine Rauheitsreduzierung von 91,2% erreicht. [11]

In dem vorliegenden Bericht wird erstmals ein Laserglätungsprozess mit einer ultraschnellen Strahlableitung

mittels Polygonscanner in Kombination mit einer cw Hochleistungslaserquelle mit bis zu 10 kW Laserleistung vorgestellt. Durch die ultraschnelle Strahlableitung konnte die hohe Laserleistung im Glättungsprozess umgesetzt und damit industrierelevante Prozesszeiten erreicht werden.

2. Experimenteller Aufbau

Für die Untersuchungen wurde ein cw - Monomode Faserlaser YLS-10000-SM der Firma IPG Photonics GmbH verwendet. Der Laser hatte eine maximale Ausgangsleistung von 10 kW bei einer zentralen Wellenlänge von 1.070 nm. Für die ultraschnelle Strahlableitung wurde ein Polygonscanner PM der Firma MOEWE Optical Solutions GmbH eingesetzt. Für die Bearbeitung wurde eine Optik mit einer Brennweite von 2 m gewählt, damit wurde ein Fokusradius von w₈₆ = 100 µm auf der Probenoberfläche erzielt. Die Rayleighlänge betrug 22 mm. Die Bearbeitung erfolgte unter Normalatmosphäre.

Als Probenmaterial wurde Edelstahl X5CrNi18/10 (1.4301) mit einer Oberflächengüte 2B verwendet. Der Stahl hat eine gute Korrosionsbeständigkeit gegen Wasser, Luftfeuchtigkeit sowie schwache organische und anorganische Säuren. Deshalb ist er einer der am häufigsten verwendeten austenitischen Chrom-Nickel-Stähle mit einem breiten Einsatzgebiet z.B. in der Lebensmittelindustrie, Automobilindustrie, Bauindustrie, chemischen Industrie und in der Sanitärtechnik. Der Stahl hat eine gute Ebenheit aber eine raue Oberfläche wodurch er nur für rein funktionale Zwecke außerhalb des Sichtbereiches eingesetzt werden kann. Abbildung 1 zeigt eine Mikroskopaufnahme der unbearbeiteten Materialoberfläche.

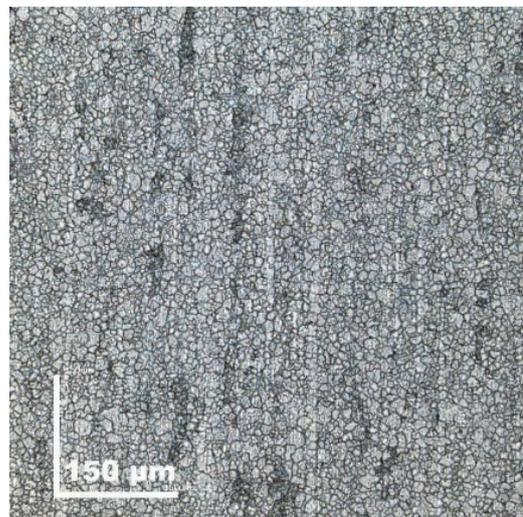


Abbildung 1: Mikroskopaufnahme der unbearbeiteten Probenoberfläche

Um die Wirkung der Laserbearbeitung auf die Materialoberfläche beurteilen zu können, wurde die Probe vor sowie nach der Bearbeitung entsprechend analysiert. Damit konnte der Einfluss der verschiedenen Prozessparameter auf die Oberflächeneigenschaften ermittelt werden.

Zum einen wurde die Probenoberfläche optisch mittels Lichtmikroskopie untersucht und zum anderen die Oberflächenrauheit S_a mithilfe eines Laserscanningmikroskops (Olympus Lext 3D OLS4100) bestimmt. Für die Ganzmessung wurde ein Rhopoint IQ 20/60/80 Gloss Haze DOI Meter verwendet. Die Glanzwerte wurden unter einem Winkel von 20° gemessen, entsprechend für Hochglanzproben, um eine höhere Genauigkeit und Auflösung zu erreichen. Die Messfläche betrug rund $6\text{ mm} \times 6,4\text{ mm}$. Der Glanzwert wurde entsprechend der internationalen Norm ISO2813 in der Glanzeinheit GU gemessen. Die Glanzeinheit wird durch die Menge des Reflektierten Lichtes von einem Glasstandart mit bekanntem Brechungsindex bestimmt. Für die Rauheits- als auch die Glanzmessung wurden jeweils fünf verschiedene Flächen je Parameterkombination gemessen und entsprechend der Mittelwert und die Standartabweichung berechnet.

Für die Bestimmung der Oberflächenhärte wurden Härtemessungen mittels Nanoindentationsverfahren mit einer Prüfkraft von 1 mN durchgeführt. Es wurden 30 Messungen an verschiedenen Stellen pro Bearbeitungsparameter durchgeführt und ebenfalls entsprechend der Mittelwert und die Standartabweichung berechnet.

3. Ergebnisse und Diskussion

Die Versuche wurden wie bereits erwähnt mit kontinuierlicher Laserstrahlung hoher Leistung und ultraschneller Strahlablenkung mittels Polygonscanner durchgeführt. Die ultraschnelle Strahlablenkung führte zu kurzen Einwirkzeiten, so dass nur dünne Oberflächenschichten im μm -Bereich aufgeschmolzen wurden. Das Verfahren ist somit vergleichbar mit dem Mikro-Polieren, bei dem kurze Pulse angewandt werden. Durch die wesentlich höheren applizierten Leistungen können jedoch wesentlich höhere Flächenraten erzielt werden.

Die Proben wurden bei verschiedenen Laserleistungen mit Variation von Scangeschwindigkeit und Linienabstand bearbeitet.

In der Abbildung 2 und 3 sind beispielhaft einige Mikroskopaufnahmen der bearbeiteten Flächen dargestellt. Dabei wird der Einfluss der Laserleistung, der Scangeschwindigkeit und des Linienabstandes deutlich. Bei einer Laserleistung von 5 kW , entsprechend einer Intensität von 32 MW/cm^2 , wurde ein Linienabstand von $25\text{ }\mu\text{m}$ gewählt, entsprechend einem Linienüberlapp von $87,5\%$, und die Scangeschwindigkeit variiert, siehe Abbildung 2 oben. Bei geringen Scangeschwindigkeiten wurde die Bearbeitungsfläche homogen aufgeschmolzen und es konnte eine deutliche Glättung erreicht werden, vergleiche Abbildung 2 oben links mit dem unbearbeiteten Ausgangsmaterial Abbildung 1. Durch die geringe Bearbeitungsgeschwindigkeit und dem relativ großen Linienüberlapp war der thermische Energieeintrag

allerdings so hoch, dass eine Oxidation der Materialoberfläche auftrat. Mit zunehmender Scangeschwindigkeit verringerte sich die Lasereinwirkzeit und damit der Energieeintrag, dadurch konnte die Materialoberfläche homogen aufschmelzen und wieder erstarren und es wurde keine sichtbare Oxidation festgestellt, siehe Abbildung 2 oben. Bei sehr hohen Scangeschwindigkeiten von 500 m/s und größer wurde aufgrund der geringen Einwirkzeit nicht mehr die gesamte bearbeitete Fläche homogen aufgeschmolzen. Es verblieben unbearbeitete Stellen auf der Materialoberfläche, siehe Abbildung 2 oben. Für das Laserglätten mit einer Leistung von 5 kW in der Fokusebene wurden bei einem Linienabstand von $25\text{ }\mu\text{m}$ bei Scangeschwindigkeiten von 300 bis 400 m/s die besten Bearbeitungsergebnisse erreicht.

Für weitere Untersuchungen zum Einfluss des Linienabstandes wurde eine feste Geschwindigkeit von 400 m/s gewählt, siehe Abbildung 2 unten. Bei geringen Linienabständen von 5 und $10\text{ }\mu\text{m}$ wurde eine erhöhte Welligkeit der Oberfläche sowie eine starke Oxidation festgestellt. Durch den geringen Linienabstand wurde sehr viel Wärme lokal in die Materialoberfläche eingebracht, was zu einer langen Schmelzphase und damit zu Schmelzbadinstabilitäten und Oxidation führte. Bei Linienabständen von 25 und $50\text{ }\mu\text{m}$ wurde eine homogene Glättung der Oberfläche erreicht und es wurde keine sichtbare Oxidation festgestellt, vergleiche Abbildung 1 und 2 unten. Bei einer weiteren Erhöhung des Linienabstandes auf $100\text{ }\mu\text{m}$ wurden bereits Trennungen der einzelnen Bearbeitungslinien festgestellt, obwohl der Linienüberlapp noch 50% betrug, siehe Abbildung 2 unten rechts. Das kann damit begründet werden, dass das Strahlprofil eine Gaußverteilung aufwies. Dadurch war die Intensität nur im zentralen Teil des Strahls für ein Aufschmelzen der Materialoberfläche ausreichend. Mit zunehmender Entfernung zum Strahlzentrum nimmt die Intensität ab und es kommt nur noch zur Erwärmung des Materials. Damit wurde die Materialoberfläche trotz eines Linienüberlappes nichtmehr vollständig bearbeitet.

Für eine Scangeschwindigkeit von 400 m/s bei einer Laserleistung von 5 kW ergab sich ein Linienabstand von 25 bis $50\text{ }\mu\text{m}$, entsprechend einem Linienüberlapp von $87,5 - 75\%$, um eine vollständige Bearbeitung der Fläche ohne Oxidation zu erreichen.

In der Abbildung 3 sind ausgewählte Mikroskopaufnahmen der bearbeiteten Flächen bei einem konstanten Linienabstand von $25\text{ }\mu\text{m}$ mit einer Laserleistung von 10 kW im Fokus (oben) und mit einer Defokussierung von $\Delta z = 20\text{ mm}$ (unten) dargestellt. Die eingesetzten Intensitäten auf der Probenoberfläche waren entsprechend 64 und 34 MW/cm^2 .

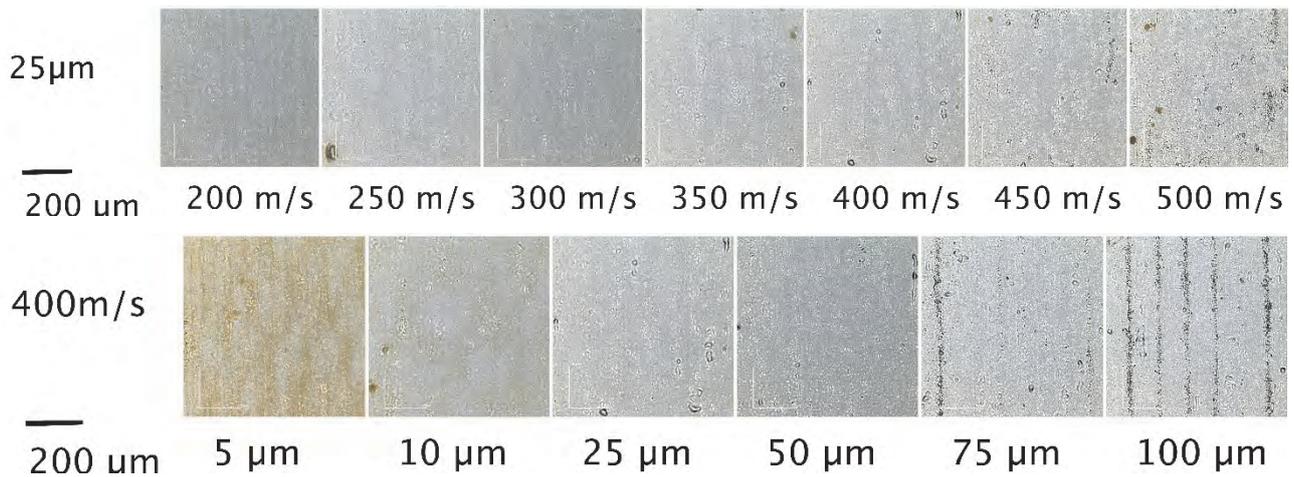


Abbildung 2: Mikroskopische Aufnahme der bearbeiteten Flächen bei einer Laserleistung von 5 kW, oben) Variation der Scangeschwindigkeit bei einem festen Linienabstand von 25 µm und unten) Variation des Linienabstandes bei einer festen Scangeschwindigkeit von 400 m/s

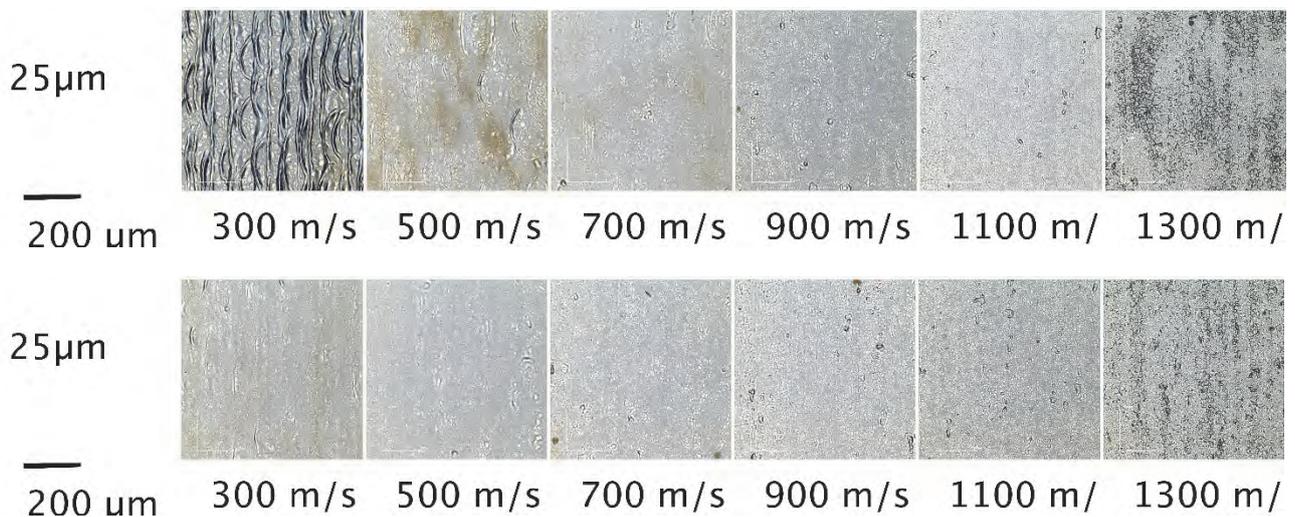


Abbildung 3: Mikroskopische Aufnahme der bearbeiteten Flächen, Variation der Scangeschwindigkeit bei einem festen Linienabstand von 25 µm oben) 10 kW in der Fokusebene und unten) 10 kW bei einer Defokussierung von $\Delta z = 20$ mm

Bei der Bearbeitung in der Fokusebene wurde bei geringen Scangeschwindigkeiten eine deutliche Welligkeit und Oxidation beobachtet, siehe Abbildung 3 oben links. Mit Erhöhung der Scangeschwindigkeit wurde die bearbeitete Fläche glatter und homogener. Bei Scangeschwindigkeiten von 1.200 m/s und größer wurde wieder nicht mehr die gesamte bestrahlte Fläche durch die zu geringe Laserstrahleinwirkzeit aufgeschmolzen und es blieben unbearbeitet Stellen zurück. Für das Laserglätten mit einer Leistung von 10 kW in der Fokusebene konnte bei einem Linienabstand von 25 µm bei Scangeschwindigkeiten von 800 bis 1.100 m/s die besten Bearbeitungsergebnisse erreicht werden.

Durch eine Defokussierung und damit einer Reduzierung der Intensität wurde eine homogenere Bearbeitung bei allen Scangeschwindigkeiten erzielt, siehe Abbildung 3. Des Weiteren war die Oxidation deutlich geringer.

In der Abbildung 4 wird die gemessene Flächenrauheit S_a in Abhängigkeit der eingebrachten Streckenenergie Q_s für verschiedene Laserleistungen bei einem konstanten Linienabstand von 25 µm dargestellt. Die mittlere Flächenrauheit des Ausgangsmaterials betrug $0,22 \pm 0,02$ µm. Bei geringen Streckenenergien kam es zu einer Erhöhung der Flächenrauheit im Vergleich zum Ausgangsmaterial. Durch die geringe eingebrachte Energie und die relativ hohen Bearbeitungsgeschwindigkeiten wurde das Material wiederum nicht vollständig aufgeschmolzen und einige Stellen blieben unbearbeitet bzw. es bildeten sich Einzellinien, was zu einer deutlichen Erhöhung der Rauheit im Vergleich zum Ausgangsmaterial führte, siehe auch Abbildung 2 und 3. Mit zunehmender Streckenenergie reduzierte sich die Flächenrauheit bis zu einem Minimum von rund 0,10 µm. Damit konnte die Oberflächenrauheit um 55% reduziert werden. Die minimale Rauheit von 0,10 µm wurde bei einer Laserleistung von 5 kW in der Fokusebene sowie bei

10 kW und einer Defokussierung von $\Delta z = 20$ mm erreicht. Die minimal erreichbare Flächenrauheit bei 10 kW in der Fokusebene betrug $Sa = 0,12 \pm 0,01 \mu\text{m}$, wobei das Parameterfenster für die 10 kW Laserleistung bei Bearbeitung in der Fokusebene am geringsten war, siehe Abbildung 4 gelbe Kreise. Bei einer Laserleistung von 5 kW sowie der Bearbeitung mit 10 kW und einer Defokussierung von $\Delta z = 20$ mm konnte ein vergleichbarer Verlauf der Oberflächenrauheit in Abhängigkeit der Streckenenergie festgestellt werden, siehe Abbildung 4 rote Quadrate und grüne Dreiecke. Den vergleichbaren Verlauf kann man damit erklären, dass die Intensität in der Bearbeitungsebene mit rund 33 MW/cm^2 für die Laserleistung 5 kW fokussiert sowie bei einer Laserleistung 10 kW und 20 mm Defokussiert annähernd gleich war. Bei der Bearbeitung mit 10 kW in der Fokusebene wurde hingegen eine deutlich höhere Intensität von 64 MW/cm^2 appliziert.

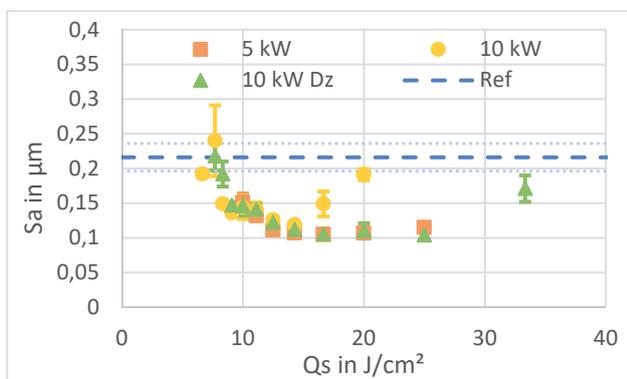


Abbildung 4: erzielte Oberflächenrauheit Sa in Abhängigkeit der Streckenenergie Q_s für einen Linienabstand von $25 \mu\text{m}$

Bei einer weiteren Erhöhung der Streckenenergie wurde wiederum eine höhere Flächenrauheit gemessen. Durch die hohe eingebrachte Energie und die relativ geringe Bearbeitungsgeschwindigkeit kam es zu einem starken Aufschmelzen des Materials und in Folge dessen zu einer starken Schmelzbaddynamik. Dadurch wurde die Oberfläche deutlich welliger, siehe auch Abbildung 3 oben links.

Die kleinsten Rauheitswerte konnte mit einer Laserleistung von 5 kW sowie 10 kW bei einer Defokussierung von 20 mm erreicht werden. Bei einer Laserleistung von 10 kW im Fokus waren die Rauheitswerte etwas höher, es konnte trotzdem eine deutliche Reduzierung im Vergleich zu dem unbearbeiteten Ausgangsmaterial erreicht werden. Die Flächenrate war jedoch bei der Bearbeitung mit 10 kW am Größten. Bei 10 kW und einer Defokussierung war die Flächenrate für die geeigneten Bearbeitungsparameter etwas geringer und bei einer Laserleistung von 5 kW nochmals kleiner. In der Tabelle 1 werden die Ergebnisse zu Flächenrauheit Sa , der erreichte Flächenrate A sowie der Bearbeitungszeit t_b für die optimalen Bearbeitungsparameter für eine minimale Rauheit bei gleichzeitig hoher Bearbeitungsgeschwindigkeit bei einer Laserleistung von 10 kW im Fokus zusammengefasst.

Tabelle 1: optimale Bearbeitungsparameter für eine minimale Oberflächenrauheit und gleichzeitig hohe Bearbeitungsgeschwindigkeit für eine Laserleistung von 10 kW

| Ld in μm | v in m/s | Sa in μm | A in cm^2/min | t_b in min/m^2 |
|---------------------|----------|---------------------|-------------------------------|----------------------------------|
| 10 | 1.200 | 0,13 | 2.268 | 4,41 |
| 25 | 1.100 | 0,14 | 5.202 | 1,92 |
| 50 | 900 | 0,14 | 8.514 | 1,17 |
| 75 | 800 | 0,14 | 11.352 | 0,88 |
| 100 | 700 | 0,14 | 13.248 | 0,75 |
| 125 | 600 | 0,14 | 14.190 | 0,70 |

Die optimalen Bearbeitungsparameter führten zu einer Oberflächenrauheit von $0,13$ bis $0,14 \mu\text{m}$ und damit zu einer Reduzierung im Vergleich zum Ausgangsmaterial von $36 - 40 \%$.

Die optimale Scangeschwindigkeit war vor allem vom gewählten Linienabstand abhängig. Mit Vergrößerung des Linienabstandes musste eine geringere Scangeschwindigkeit angewandt werden um noch ausreichend thermische Energie in das Material einzubringen und um die Oberfläche homogen aufzuschmelzen und eine Glättung zu erreichen. Die erreichte Flächenrate war dabei im Wesentlichen vom Linienabstand abhängig. Mit zunehmenden Linienabstand erhöhte sich die Flächenrate. Es konnte eine maximale Flächenrate von bis zu $14.190 \text{ cm}^2/\text{min}$ erreicht werden, damit ergab sich eine kurze Bearbeitungszeit von $0,7 \text{ min}/\text{m}^2$, siehe Tabelle 1.

Der Glanzwert des unbearbeiteten Ausgangsmaterials betrug $320 \pm 10 \text{ GU}$. Durch das ultraschnelle Laserglätten wurden Glanzwerte von 575 bis 610 GU erreicht, das entspricht einer Steigerung um $80 - 90 \%$ im Vergleich zum Ausgangsmaterial. Wobei die höchsten Glanzwerte bei Parametern erreicht wurden, die auch die geringste Rauheit aufwiesen. Damit konnten spiegelnde Oberflächen realisiert werden, siehe Abbildung 5.

Das Ausgangsmaterial hatte eine Vickershärte von $413 \pm 69 \text{ HV}$. Durch die Laserbearbeitung wurde die Härte auf durchschnittlich $342 \pm 16 \text{ HV}$ gesenkt, das entspricht einer Reduzierung um 17% . Es konnte dabei kein Einfluss der Bearbeitungsparameter auf die resultierende Oberflächenhärte festgestellt werden.

Durch die schnelle Laserbearbeitung wurde nur eine sehr geringe Materialdicke aufgeschmolzen. Damit bestand die Möglichkeit, dass bei der Härtemessung trotz der geringen eingesetzten Kraft auch das Grundmaterial mit gemessen wurde, wodurch die Härte der bearbeiteten Schicht nicht exakt gemessen werden konnte.



Abbildung 5: Makroskopische Aufnahme einer bearbeiteten Fläche

4. Zusammenfassung

In der Veröffentlichung wurde erstmals ein Laserglätungsprozess mit einer ultraschnellen Strahlableitung mittels Polygonscanner in Kombination mit einer cw Hochleistungslaserquelle mit bis zu 10 kW Laserleistung vorgestellt. Durch die ultraschnelle Strahlableitung und die daraus resultierenden kurzen Einwirkzeiten konnten die hohe Laserleistung im Glättungsprozess umgesetzt und damit industrierelevante Prozesszeiten erreicht werden. Für die Untersuchungen wurde Edelstahl X5CrNi18/10 (1.4301) mit einer Oberflächengüte 2B verwendet. Die Ausgangsrauheit S_a von $0,22 \mu\text{m}$ konnte in einem weiten Parameterbereich auf $\sim 0,10 \mu\text{m}$ reduziert werden, das entspricht $\sim 55\%$.

Bei einer Laserleistung von 5 kW wurden bei Linienabständen von $25 - 100 \mu\text{m}$ Scangeschwindigkeiten von $400 - 300 \text{ m/s}$ eingesetzt, damit ergaben sich Flächenraten von $3.300 - 5.700 \text{ cm}^2/\text{min}$. Bei einer Laserleistung von 10 kW und einer Defokussierung von 20 mm wurden

bei Linienabständen von $25 - 125 \mu\text{m}$ Scangeschwindigkeiten von $900 - 500 \text{ m/s}$ appliziert, wodurch Flächenraten von 4.260 bis $11.820 \text{ cm}^2/\text{min}$ erzielt wurden. Bei einer Bearbeitung in der Fokusebene und bei Linienabständen von 25 bis $125 \mu\text{m}$ sowie Scangeschwindigkeiten von $1.100 - 600 \text{ m/s}$ ergaben sich Flächenraten von $5.202 - 14.190 \text{ cm}^2/\text{min}$.

Mit der erreichten maximalen Flächenrate war das Verfahren einen Faktor von 237 bis 47.300 mal schneller im Vergleich zum konventionellen Laserstrahlglätten. Damit wurden erstmals industrierelevante Prozesszeiten für das Laserglätten erreicht.

Die Bearbeitungszeit betrug letztendlich nur $0,7 - 3 \text{ min}/\text{m}^2$. Das Verfahren eröffnet somit völlig neue Anwendungsfälle. Gleichzeitig wurde auch der Glanzwert der Oberfläche deutlich erhöht, wodurch spiegelnde Oberflächen erzeugt werden konnten.

Literaturverzeichnis

- [1] C. Weiß, G. Ketzer-Raichle, et al., Jahrbuch Oberflächentechnik, Band 71 (2015), 94 -110
- [2] A. Krishnan, F. Fang, Frontiers of Mechanical Engineering 14 (2019), 299-319
- [3] I. Ross, A. Temmler, E. Willenborg, et. Al, Lasers in Manufacturing Conference (2015), Beitrag Nr. 203
- [4] E. Willenborg, I. Ross, J. Kumstel, J. Flemmer, Werkstattstechnik online 103 (2013), 465 -469
- [5] A. Temmler, E. Willenborg, K. Wissenbach, Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering 8243 (2012), 19
- [6] B. Burzic, M. Hofele, S. Mürdter, H. Riegel, Journal of Laser Applications, 29 (2017), 01701
- [7] J. Kumstel, Lasers in Manufacturing (2017), Beitrag Nr. 47
- [8] C. Nüsser, I. Wehmann, E. Willenorg, Physics Procedia 12 (2011), 462 – 471
- [9] Y. Zhou, Z. Zhao, et al., Coatings 9 (2019), 324
- [10] A. Richmann, E. Willenborg, K. Wissenbach, DGaO-Proceedings 111 (2010)
- [11] K.C. Yung, S.S. Zhang, L. Duan, et. al. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology 105 (2019), 425-440

Hochgeschwindigkeitslaserauftragschweißen

– Neue Perspektiven für das Beschichten

Sabrina Vogt¹, Marco Göbel¹, Florian Hermann^{1, 2}

¹TRUMPF Laser- und Systemtechnik GmbH, Johann-Maus-Straße 2, 71254 Ditzingen; ²Graduate School of Excellence advanced Manufacturing Engineering, University of Stuttgart

Das Laserauftragschweißen (LMD) wird heutzutage als etabliertes Verfahren der Oberflächentechnik betrachtet. Das LMD ist eine häufig verwendete Technologie für hochwertige Reparaturen, Verschleiß- und Korrosionsschutz sowie Modifikationen an bestehenden Teilen. Eine neue Variante des bekannten LMD-Prozesses ist das Hochgeschwindigkeitslaserauftragschweißen (HS-LMD). Der wesentliche Unterschied besteht darin, dass der Laserstrahl die Metallpartikel schon vor dem Auftreffen auf das Werkstück aufschmilzt und nicht erst auf dessen Oberfläche. Durch die Nutzung der einzigartigen Prozessmerkmale werden neue und in ihren Eigenschaften maßgeschneiderte Beschichtungssysteme möglich. Das HS-LMD kann in einem breiten Anwendungsspektrum eingesetzt werden: verschleißfeste Schichten auf Ventilen, Veredelung von Bremscheiben, korrosionsbeständige Beschichtungen für Wellen. In der Präsentation werden aktuelle Ergebnisse unter Verwendung neuer Systemtechnologien und Prozessparameter vorgestellt.

1. Einleitung

Eine der am meist verbreiteten Beschichtungstechnologien gegen Verschleiß und Korrosion von Oberflächen ist das elektrochemische Hartverchromen. Hiermit lassen sich dünne Hartstoffschichten (bis zu mehreren 100 µm) auch auf großen Bauteilen wie Arbeitswalzen oder Hydraulikzylindern - die z. B. in der Stahl-, Öl- und Gasindustrie eingesetzt werden - aufbringen [1, 2, 3]. Die Bauteile werden dazu in riesige Bäder getaucht, welche saure Lösungen mit hohem Anteil von Chromtrioxid enthalten. Da die Europäische Union jedoch Chromtrioxid aufgrund der Toxizität der sechswertigen Chrom-Ionen (Cr-VI) auf die Liste der gesundheitlich bedenklichen Substanzen gesetzt hat, könnte diese Beschichtungstechnologie in Zukunft an Attraktivität verlieren oder sehr stark eingeschränkt werden. [1, 2, 3, 4, 5, 6].

Eine noch junge, aber technologisch, wirtschaftlich und ökologisch vielversprechende Alternative zur Herstellung von Schutzschichten für hochbeanspruchte Bauteile ist das Hochgeschwindigkeitslaserauftragschweißen (HS-LMD). Dabei handelt es sich um eine Weiterentwicklung des Laserauftragschweißens (LMD).

2. Laserauftragschweißen vs. Hochgeschwindigkeitslaserauftragschweißen

Die Vorteile des konventionellen Laserauftragschweißens sind u.a. die metallurgische Verbindung zwischen der aufgetragenen Schicht und dem Substratmaterial, einem wohl definierten und gut einstellbaren Energieeintrag in das Bauteil und die damit kleine Wärmeeinflusszone. Diese Eigenschaften werden zur Reparatur und Funktionalisierung von Oberflächen eingesetzt [7, 8, 9, 10]. Ein prinzipielles Schema des LMD und des HS-LMD, sowie die Wechselwirkung zwischen Laserstrahl und Pulvermaterial ist in Abbildung 1 dargestellt.

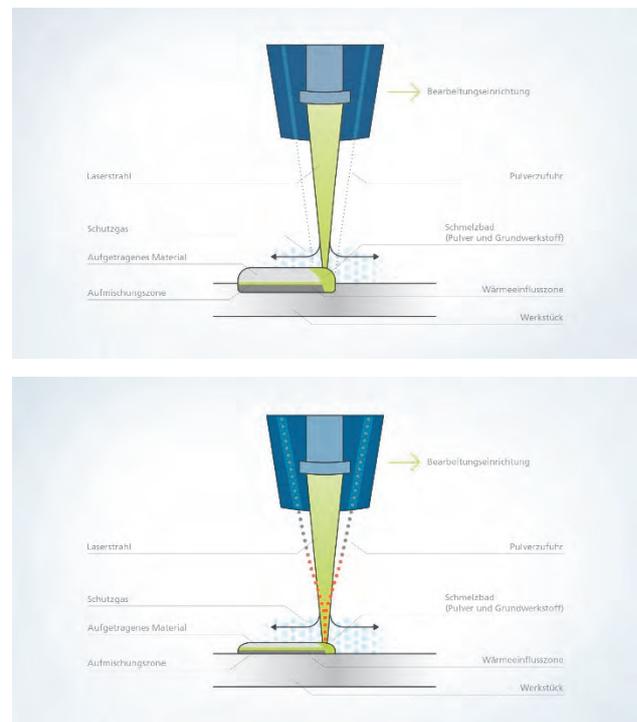


Abbildung 1: Schematische Prozessansicht beim konventionellen Laserauftragschweißen (oben) und dem Hochgeschwindigkeitslaserauftragschweißen (unten)

Beim konventionellen Laserauftragschweißen wird Pulvermaterial kontinuierlich und koaxial durch eine Pulverzufuhrdüse in einen Laserstrahl injiziert. Durch Bewegen des Laserstrahls und der Düse relativ zur Oberfläche des Substrats können einzelne Schweißbahnen und durch Überlappung ganze Schichten oder Volumen aufgebracht werden. [7, 8, 9, 10, 11]

Während das Metallpulver beim LMD vollständig aufgeschmolzen wird, wird die Oberfläche selbst nur teilweise aufgeschmolzen. Dies führt zu einer metallurgischen Verbindung zwischen dem aufgetragenen Material und

dem Substrat. Mit der gleichen Laserquelle, aber unterschiedlichen Pulverzufuhrdüsen, kann man entweder das LMD-Verfahren oder das HS-LMD anwenden. Im Gegensatz zum konventionellen LMD, bei dem das Pulvermaterial hauptsächlich im erzeugten Schmelzbad auf der Substratoberfläche aufgeschmolzen wird (Abbildung 1, oben), werden beim HS-LMD die Pulverpartikel bereits über der Substratoberfläche auf nahezu Schmelzbadtemperatur aufgeheizt (Abbildung 1, unten). [7, 12-17]

Die wesentlichen Unterschiede zwischen LMD und HS-LMD und Vorteile des HS-LMD sind im Folgenden zusammengefasst [11-13, 17-22]:

- Bei Vorschubgeschwindigkeiten von bis zu 500 m/min sind Auftragsraten von bis zu 1200 cm²/min realisierbar. (Diese hohen Vorschubgeschwindigkeiten lassen sich aktuell nur auf rotationssymmetrischen Bauteilen durch das schnelle Drehen des Werkstückes realisieren.) Dadurch sind im Vergleich zu LMD 50-100x größere Vorschubgeschwindigkeiten möglich.
- Die für LMD typische Schichtdicke von ca. 500 µm kann mittels HS-LMD auf 50-300 µm pro Einzelschicht reduziert werden.
- Beim konventionellem LMD werden typischerweise Laserspotgrößen von 2 bis 4 mm verwendet, wobei typischerweise die Vorschubgeschwindigkeit <2 m/min erreicht wird. Im Vergleich dazu wird beim HS-LMD eine Laserspotgröße von 1,5-2,0 mm verwendet, wobei Vorschubgeschwindigkeiten von ca. 100 m/min typisch sind.
- Mittels HS-LMD können Oberflächenrauheiten (R_z) von 10 bis 20 µm erzielt werden, so dass eine geringere Nachbearbeitung erforderlich ist.
- Desweiteren kann durch HS-LMD die Wärmeeinflusszone auf 5 - 10 µm reduziert werden.
- Der Vorteil der Kombination von verschiedenen Materialien beim LMD bleibt beim HS-LMD bestehen.
- Für LMD und HS-LMD werden keine Chemikalien benötigt, so dass keine Entsorgung von Chemikalien erforderlich ist.
- Im Gegensatz zum Hartverchromen oder dem thermischen Spritzen kann HS-LMD für viele Materialien eine metallurgische Verbindung ohne Risse und Poren erzielen. Das verhindert in der Regel das Abplatzen oder Ablösen der aufgetragenen Schichten und das aufgetragene Material bleibt selbst bei hohen mechanischen Beanspruchungen stabil.
- Die Pulvereffizienz beim HS-LMD kann bis zu 90% erreichen.

3. Material und Anlagentechnik

3.1. Material

Für die Untersuchungen wurde die korrosionsbeständige Nickellegierung Inconel® 625 (IN625) von der Firma Hoganaes AB ausgewählt. Laut Datenblatt erreicht IN625 eine Härte zwischen 200-230 HV. IN625 zeichnet sich durch hervorragende Korrosionsbeständigkeit aus. Die verwendete Pulverkornfraktion beträgt -53 +20 µm.

Als Substrat wird ein Rohr (gefräst und gereinigt) aus Baustahl (1.0045) mit einem Außendurchmesser von 80 mm und einer Wandstärke von 4 mm verwendet.

3.2. Anlagen- und Lasertechnik

Die HS-LMD-Versuche werden auf einer TruLaser Cell 3000, einem 5-Achs-Handlingsystem von TRUMPF, durchgeführt. An das Handlingsystem ist ein TruDisk 8001 Scheibenlaser angebunden, welcher bei einer Wellenlänge von 1030 nm mit einer maximalen Laserleistung von 8 kW emittiert. Die Laserstrahlung wird in eine optische Faser mit einem Kerndurchmesser von 100 µm und einer numerischen Apertur von NA = 0,1 eingekoppelt. Über die in der TruLaser Cell 3000 integrierte NC-steuerbare Optik wird ein Laserspotdurchmesser von ca. 2,5 mm auf dem Substrat eingestellt. Für den Transport des Pulvermaterials zum Werkstück wird ein Vibrationsfördersystem der Firma Medicoat AG verwendet. Als Trägergas wird He und als Schutzgas Ar verwendet. Das Pulver wird mittels einer Multijet-Düse von TRUMPF zugeführt (Beschreibung und Ausführung siehe Abschnitt 3.3.).

3.3. Düse für das Hochgeschwindigkeitslaserauftragschweißen

Für die HS-LMD Versuche wird eine neu entwickelte Multijet-Düse mit Hartmetalleinsätzen von TRUMPF verwendet. Die Düse hat folgende Eigenschaften:

- Freie Düsenorientierung während des HS-LMD Prozesses zwischen 0° bis 90°
- Pulverwirkungsgrad > 90%
- Geeignet für Anwendungen mit hoher Laserleistung > 8 kW
- Austauschbare Einsätze für einfache Wartung

Diese Multijet-Düse ist so konzipiert, dass größere Laserspots verwendet und somit höhere Auftragsraten im Vergleich zum Stand der Technik erzielt werden können (Abbildung 2).

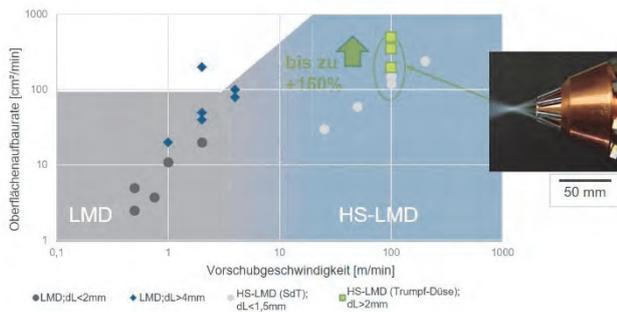


Abbildung 2: Überblick über theoretisch erreichbare Oberflächenaufbauraten durch LMD im Vergleich zu HS-LMD (Stand der Technik) sowie im Vergleich HS-LMD mit neu entwickelter TRUMPF Düse (siehe grüner Bereich)

4. Ergebnisse

Die aufgetragenen Schichten wurden zunächst qualitativ mittels metallographischer Analyse hinsichtlich Haftung und Defekte bewertet. Für ausgewählte Einzelschichten wurden Härtetests durchgeführt.

Die Schichthöhen über allen Schichten wurden zu 78 μm bis 122 μm ermittelt; was einen Mittelwert von 100 μm ergibt. Die Höhenabweichungen pro Schicht wurden mit 16 μm bis 30 μm , mit einem Mittelwert bei 23 μm ermittelt. Alle ausgewerteten Schichten sind schmelzmetallurgisch mit dem Substrat verbunden, keine Risse oder Bindefehler wurden detektiert; es wurden wenige kleine Poren mit einem Durchmesser $<40 \mu\text{m}$ nachgewiesen.

Die Härte der mittels HS-LMD aufgetragenen Inconel 625 Schichten ist für große und kleine Flächenraten nahezu konstant (Abbildung 3). Es wurde eine durchschnittliche Härte von $335 \pm 17 \text{ HV } 0,05$ gemessen. Diese gemessene Härte ist im Vergleich zum Referenzmaterial um ca. 45% höher. Dieser Effekt der gesteigerten Härte könnte auf einen Kornfeinungseffekt durch hohe Abkühlraten zurückzuführen sein. [13]. Dies muss durch eine tiefere Mikrostrukturanalyse bestätigt werden.

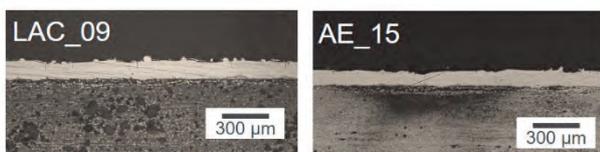
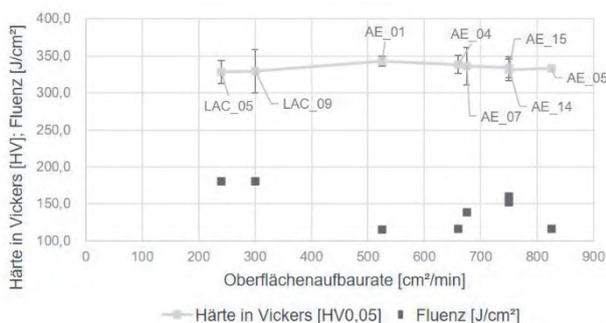


Abbildung 3: Übersicht über erreichte Schichtqualität und Härte in Abhängigkeit von Energieeintrag in Werkstück und Flächenraten.

Bei einer Laserleistung von 8 kW und der Anpassung der Abstände zwischen den Einzelspuren sowie Anpassung der Vorschubgeschwindigkeit, konnten Flächenraten von $1200 \text{ cm}^2/\text{min}$ erreicht werden. Die resultierende Schichtdicke war dabei $85 \pm 10 \mu\text{m}$. Mit Anpassung von Prozessparametern wie z.B. Erhöhung der Laserleistung, Vorschubgeschwindigkeit und Pulvermassenstrom, können auch Flächenraten bis zu $1500 \text{ cm}^2/\text{min}$ bei einer Schichtdicke von 100 μm erreicht werden.

5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Verarbeitung des pulverförmigen Zusatzwerkstoffes Inconel 625 mittels dem HS-LMD Prozess untersucht. Die Versuche fanden an einer Tru-Laser Cell 3000 mit einem Scheibenlaser TruDisk mit einer maximalen Laserleistung von 8 kW statt. Bei diesen Versuchen wurde die neuentwickelte Multijet-Düse von TRUMPF verwendet. Es konnten Schichten mit einer Flächenrate von bis zu $1200 \text{ cm}^2/\text{min}$ erzielt werden. Ferner sind diese Schichten schmelzmetallurgisch angebunden und es konnten keine Bindefehler oder Risse detektiert werden. Lediglich wenige und kleine Poren wurden gefunden. Die durchschnittliche Härte der Schichten beträgt $335 \pm 17 \text{ HV } 0,05$. Dies entspricht einer Steigerung der Härte von 45% im Vergleich zu Referenzmaterial. Bei Vergrößerung der Flächenrate und gleichbleibender guter Anbindung kann das HS-LMD eine technisch und wirtschaftliche Alternative zu konventionellen Beschichtungsverfahren darstellen.

Literaturverzeichnis

- [1] Verordnung (EG) Nr. 1907/2006 (REACH)
- [2] Lausmann, G. A.; Unruh, J. N.: Die galvanische Verchromung; Leuze Verlag; 2. Auflage, 2006.
- [3] Lange, K.; Meinert, H.; Arend, H.: Die Hartverchromung. In: Verschleißverhalten hartverchromter Schmiedegesenke in der Auflage des Fachverbandes Gesenkschmieden, Hagen i. W. Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen, Volumen 286. VS Verlag für Sozialwissenschaften, Wiesbaden, 1956
- [4] Baston, K.: Plasmanitrieren statt Verchromen; JOT Journal für Oberflächentechnik, Volume 59, pp. 26-28; 2019
- [5] Bundesanstalt für Arbeitsschutz und Arbeitsmedizin: Perspektiven der Substitution von Chrom (VI); JOT Journal für Oberflächentechnik, Volumen 59, pp. 6-8; 2019
- [6] Käzmann, H.: Perspektiven der Substitution für Chrom (VI) – Funktionieren die Alternativen und sind sie bezahlbar; WOTECH; 17.08.2020
- [7] Nowotny, S.; Scharek, S.; Beyer, E.; Richter, K.-H.: Laser beam build-up welding: Precision in repair, surface cladding and direct 3D metal deposition; Journal Therm. Spray Technol.; Volume 16, pp.344-348; 2007
- [8] Sexton, L.; Lavin, S.; Byrne, G.; Kennedy, A.: A. Laser cladding of aerospace materials; Journal Mater.

- Process. Technol.; Volume 122, pp. 63-68; 2002
- [9] Candel-Ruiz, A.; Metzger, J.: Reparaturlösungen für höchste Ansprüche – Laserauftragschweißen zur Reparatur von Bauteiloberflächen; Laser Technik Journal; Volume 8, Issue 6; 2011
- [10] Gasser, A.; Meiners, W.; Weisheit, A.; Willenborg, W.; Stollenberg, J.; Wissenbach, K.: Maßgeschneiderte Oberflächen und Bauteile; Laser Technik Journal; Volume 7, Issue 4; 2010 [11]
- [11] Cottam R.; Brandt, M.: Laser Cladding of Ti-6Al-4V Powder on Ti-6Al-4V Substrate: Effect of Laser Cladding Parameters on Microstructure; Physics Procedia; Volume 12; pp. 323-329; 2011
- [12] Vogt, S.; Itasse, S.: Laserauftragschweißen bietet Alternative zu Chrom (VI); Maschinen Markt; 23.10.2019
- [13] Schopphoven, T.; Gasser, A.; Backes, G.: EHLA: Extreme HS-Laser Material Deposition, Economical and effective protection against corrosion wear; Laser Technik Journal; Volume 14, Issue 4; 2017
- [14] Nickels, L.: They do it with laser; Metal Powder Report; Volume 75, Issue 2; pp. 79-81; 2020
- [15] Scendo, M.; Staszewska-Samson, K.; Danielewski, H. Corrosion Behavior of Inconel 625 Coating Produced by Laser Cladding. Coatings 2021, 11, 759.
- [16] Amado, J. M.; Tobar, M. J.; Yanes, A.; Amigo, V.; Candel, J. J.: Crack Free Tungsten Carbide Reinforced Ni(Cr) Layers obtained by Laser Cladding; Physics Procedia; Volume 12; pp. 338-344; 2011
- [17] Liqun, L.; Faming S.: Comparative study of stainless steel AISI 431 coatings prepared by extreme-high-speed and conventional laser cladding; Journal of Laser Applications 31; 042009; 2019
- [18] Faming, S: Effect of microstructure on the corrosion resistance of coatings by extreme high speed laser cladding; Applied Surface Science, Volume 517, 2020.
- [19] Li, T.; Zhang, L.; Bultel, G.G.P.; Schopphoven, T.; Gasser, A.; Schleifenbaum, J.H.; Poprawe, R. Extreme High-Speed Laser Material Deposition (EHLA) of AISI 4340 Steel. Coatings 2019, 9, 778.
- [20] Schaible, J., Sayk, L., Schopphoven, T., Schleifenbaum, J.H., Häfner, C.: Development of a high-speed laser material deposition process for additive manufacturing; Journal of Laser Applications 33; 012021; 2021
- [21] Lampa, C., Smirnov, I.: High speed laser cladding of an iron-based alloy developed for hard chrome replacement; Journal of Laser Applications 31; 022511; 2019
- [22] Kaiming, W., Dong, D., Guan, L., Ze, P., Baohua, C., Jiang, J.: A study on the additive manufacturing of a high chromium Nickel-based superalloy by extreme high-speed laser metal deposition; Optics & Laser Technology; Volume 133; 2021

Laser-induced surface structuring for electron cloud mitigation in particle accelerators

Elena Bez^{1,3}, Marcel Himmerlich¹, Ana Karen Reascos Portilla¹, Lucie Baudin¹, Pierre Lorenz², Klaus Zimmer², Mauro Taborelli¹, André Anders²

¹CERN, European Organization for Nuclear Research, 1211 Geneva 23, Switzerland

²Leibniz Institute of Surface Engineering (IOM), Permoserstr. 15, 04318 Leipzig, Germany

³University of Leipzig, Linnéstr. 5, 04103 Leipzig, Germany

Pulsed laser processing of vacuum component surfaces is a promising method for electron cloud mitigation in particle accelerators. By generating a hierarchically structured surface, the escape probability of secondary electrons is reduced. The choice of laser treatment parameters – such as laser power, scanning speed and line distance – has an influence on the resulting surface morphology as well as on its performance. The impact of processing parameters on the surface properties of copper is investigated by Secondary Electron Yield (SEY) measurements, Scanning Electron Microscopy (SEM), ablation depth measurements in an optical microscope and particle release analysis. Independent of the laser wavelength (532nm and 1064nm), it was found that the surface morphology changes when varying the processing parameters. The ablation depth increases and the SEY reduces with increasing laser fluence. The final application requires the capability to treat tens of meters of vacuum pipes. The limiting factors of this type of surface treatment for the applicability in particle accelerators are discussed.

1. Introduction

In particle accelerators, primary electrons are generated from proton beam induced residual gas ionization or photoemission due to synchrotron radiation. By interacting with the vacuum chamber walls, secondary electron multiplication can occur and lead to an electron cloud build-up that possibly induces a pressure rise, beam instabilities, heat loads to the cryogenic system of the beam pipe and surrounding superconducting magnets, and eventually a magnet quench [1,2].

To avoid electron multiplication, the secondary electron yield (SEY) of the surface facing the beam shall ideally be close to 1 or below. The SEY is the ratio of number of electrons emitted from the surface per incident electron. Pulsed laser processing is one possibility to reduce the SEY of a surface by generating grooves decorated with nano-size features that can trap secondary electrons [3-7]. However, the amount of ablated material must be optimized. First, the density of loose surface copper nanoparticles needs to be limited, since in an accelerator they could be released from the surface randomly, interact with the beam and provoke a beam dump due to emission of hard radiation or due to a magnet quench. Second, during treatment the ablated material can be deposited on the laser optics and degrade the quality of the process. In the case of the Large Hadron Collider (LHC), the thickness of the copper layer on the beam screen hosting the particle beam in vacuum amounts to 75 μm . The ablation depth of the generated grooves should not exceed 25 μm to keep the surface resistivity low and limit the heat load induced by the image current. The challenge for large-scale processing (tens of meters) is to achieve an acceptable scanning speed by keeping a

sufficiently low SEY, limiting the ablation depth and reducing the amount of loosely bound particles on the surface. The present contribution deals with the optimization of the treatment parameters along the conceptual points mentioned above.

2. Experimental

Flat Oxygen Free Electronic (OFE) grade copper samples were degreased and chemically passivated beforehand. After cleaning, they were treated in air using a Nd:YVO₄ laser with a fixed pulse duration (12 ps) and repetition rate ($f = 100$ kHz). The primary (1064 nm) and the frequency doubled laser wavelength (532 nm), were employed. The beam is focussed onto the surface by a f-theta lens with focal length of 165 mm. The gaussian beam diameter ($1/e^2$) is 11.6 μm (green) and 26.4 μm (IR), respectively. The laser beam was scanned along parallel lines using a Galvano-scanner at line distances Δy of 10 μm and 50 μm . The scanning speed v was varied between 1 mm/s and 200 mm/s. The maximum time-averaged laser power P was 1.6 W (green) and 3.4 W (IR), respectively. This power was gradually attenuated for each laser wavelength. All the indicated fluences F in this report refer to the accumulated energy E per surface area and are calculated by the following equation:

$$F = (E/f)/v\Delta y = P/v\Delta y.$$

To observe and measure the grooves profile, the laser treated samples were mechanically ground on silicon carbide discs and polished afterwards using aluminium oxide abrasive. Once the cross-section is visible, the ablation depth is measured with an optical microscope. The given values always refer to the maximum depth measured from the untreated surface level to the valley

of the trenches as indicated in Figure 1a) by the dashed green lines.

Centrifugation tests on treated samples were carried out to estimate the amount of copper particles released from the surface by a well-defined acceleration. The samples were mounted into a centrifuge with the treated surface facing outward with respect to the rotational axis so that inertia forces (26 N/mm^3) act perpendicular to the macroscopic surface. The applied force of 26 N/mm^3 corresponds to the force acting on the beam screen in case of a magnet quench. The detached particles are detected by a carbon sticker placed in front of the sample surface and identified in SEM by Automatic Particle Analysis (APA) [8].

For SEY analysis, an electron beam of 2 nA was focused to a spot diameter of 1 mm on the sample surface and the primary electron energy was gradually increased from 50 to 1800 eV. The measurement was performed in two steps. First, the primary current was acquired by applying a positive voltage (+45 V) on the sample. Both primary (PE) and recaptured secondary electrons (SE) were measured on the sample. In the second step, the sample was negatively biased (-45 V) so that secondary electrons were repelled from the surface. The secondary electron current was determined to $I_{SE} = I_{PE} - I_{sample}$. Consequently, the SEY δ in dependence of the electron energy was calculated by:

$$\delta(E) = I_{SE}(E)/I_{PE}(E).$$

A detailed description of the SEY setup is described in Ref. [9].

3. Results and Discussion

The analysis was focused on the limiting factors for the application in particle accelerators, namely the ablation depth, the SEY, the corresponding morphology and particle release from the surface.

3.1. Surface topography

The surfaces generated in this work are macroscopically roughened and are of black appearance. They exhibit characteristics on the micro- and nanoscale which are visible in Figure 1. Along the laser scanning direction, trenches are created at the surface due to material ablation. Examples of cross-sections and top view scanning electron micrographs are depicted in Figure 1 (left and middle column). The distance between each valley corresponds to the line distance ($\Delta y = 50 \mu\text{m}$ in this case). Additionally, the trenches are covered by nanoparticles originating from the redeposition of ablated material. The morphology depends drastically on the used laser parameters. When reducing the scanning speed, the groove depth expectedly increases. Moreover, the nanostructure exhibits different shapes. At a scanning speed of 1 mm/s, compact cauliflower shapes are formed, whereas at higher scanning speeds, less material is ablated and consequently only few redeposited

particles as well as molten and resolidified spheres cover the surface. The SEM image in Figure 1c) of a sample processed at 20 mm/s depicts surface ripples that remind of Laser Induced Periodic Surface Structures (LIPSS) [10].

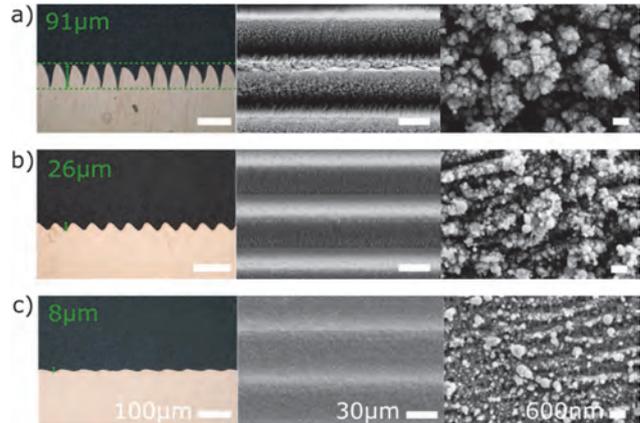


Figure 1: Micro- and nanostructures of 532 nm laser irradiated copper at constant time-averaged laser power of $P = 1.64 \text{ W}$ and line distance $\Delta y = 50 \mu\text{m}$. Varied scanning speed of a) $v = 1 \text{ mm/s}$ ($F = 3280 \text{ J/cm}^2$), b) $v = 5 \text{ mm/s}$ ($F = 656 \text{ J/cm}^2$) and c) $v = 20 \text{ mm/s}$ ($F = 164 \text{ J/cm}^2$). The scale bars refer to $100 \mu\text{m}$ for the microscope images in the left column, as well as $30 \mu\text{m}$ and 600 nm for the SEM images in the middle and right column, respectively.

3.2. Ablation depth

The ablation depth was measured for employed wavelengths of 532 nm and 1064 nm on samples for which the laser power and the scanning speed were varied during processing. The ablation depth as a function of accumulated fluence is presented in Figure 2 on a double logarithmic scale. For the two wavelengths, the ablation depth increases monotonically. The data points diverge slightly at depths of only a few micrometres, which can be explained by the resolution limit of the optical microscope.

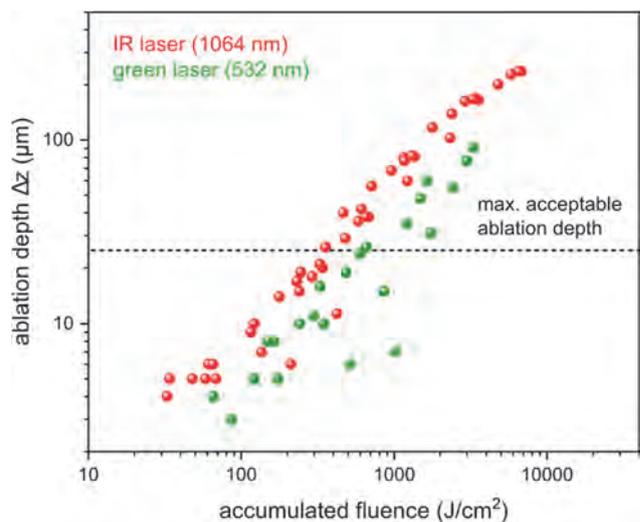


Figure 2: Ablation depth for 1064 nm and 532 nm laser irradiation as a function of accumulated fluence at a fixed line distance of $50 \mu\text{m}$.

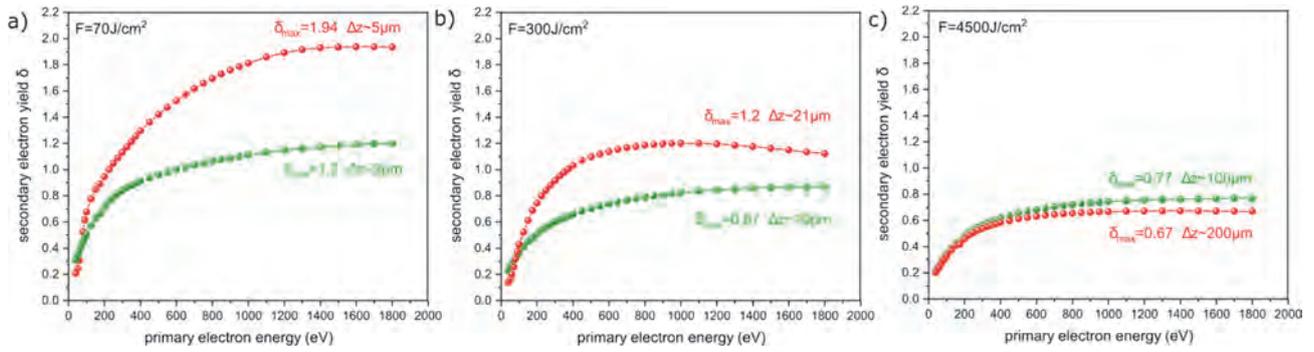


Figure 3: Secondary electron yield in dependence of primary electron energy for 1064 nm (red dots) and 532 nm (green dots) as a function of laser fluence F and corresponding ablation depths Δz .

At similar fluences, infrared laser irradiation results in deeper grooves compared to the green laser. Since the IR gaussian diameter is twice the size of the green laser diameter, the ablated volume per pulse is accordingly higher. The IR laser seems more effective even if the reflectivity of copper at $\lambda = 532$ nm is lower than at $\lambda = 1064$ nm [11]. The reason may be that after the first few pulses, the surface starts to roughen, and the initial reflectivity drops. At higher laser power, not only linear, but also non-linear absorption of the laser light by the material as well as by the gas phase of expanding particles play a role. Particularly at low scanning speeds, plasma shielding effects cannot be excluded. For the final application, the maximum ablation depth should ideally be less than $25 \mu\text{m}$ to keep the surface resistivity low.

3.3. Secondary Electron Yield

By generating rough surfaces, electrons are trapped by the fissured topography and consequently the SEY is reduced [12]. Figure 3 depicts the SEY in dependence of the primary electron energy (50 – 1800 eV) for $\lambda = 532$ nm and $\lambda = 1064$ nm. The accumulated fluence F increases from left to right. In all cases, the SEY maximum was reduced from $\delta_{\text{max}} \sim 2.2$ of a degreased copper surface [8,13]. The lowest achieved δ_{max} accounts to 0.67. It is evident, that the SEY maximum decreases with accumulated fluence for both wavelengths. Furthermore, the differences in SEY curves between the two laser wavelengths decrease accordingly. The green laser seems to be more beneficial regarding SEY reduction, especially in the low fluence range (Figure 3a). As demonstrated in Figure 3c), similar SEY curves are obtained at sufficiently high fluences. Linking the morphology to the shown SEY curves, the cauliflower shapes correspond to $\delta_{\text{max}} \sim 0.7$, whereas the ripple structures, decorated with diverse particles, exhibit a maximum SEY of $\delta_{\text{max}} \sim 1.2$.

3.4. Particle analysis

After centrifugation of 532 nm laser treated samples, an increase of ~ 0.1 in SEY maximum is observed. Figure 4 presents the corresponding SEY curves. The SEY increase is caused by the detachment of nanoparticles that cover the surface. The size distribution of particles

released per surface area is presented in Figure 5. On average, the particle diameter accounts to $4 \mu\text{m}$. The global number density of detected particles is roughly about 18000 per cm^2 . Further details of the investigations on particle release are described in Ref. [8].

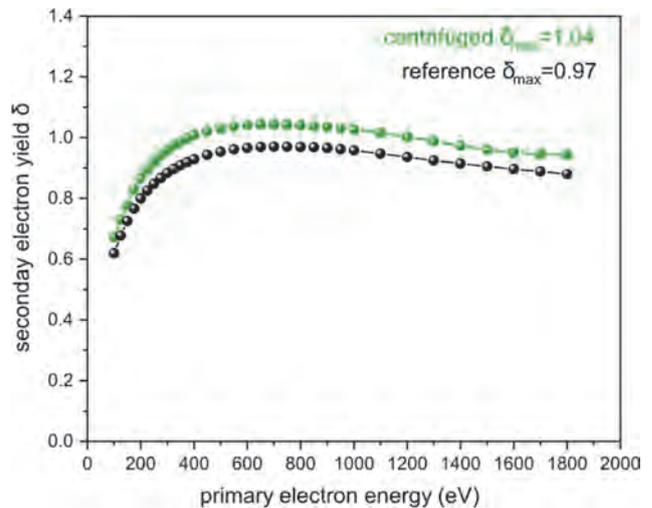


Figure 4: SEY of 532 nm laser treated copper before (reference) and after centrifugation at an inertial force of 26 N/mm^3 and an accumulated fluence of $F = 593 \text{ J/cm}^2$.

In the final application, tens of meters of vacuum pipes need to be treated. Therefore, the process must be scaled up and the treatment speed must be increased. Especially, a laser-glass fibre coupling system and other optical components are required to guide the light towards the reaction zone. These adaptations will lead to a lower fluence accumulated on the surface and one must consider that the SEY will increase according to Figure 3. The advantage would be that the processing at lower fluence results in shallower grooves that are covered with only a few redeposited nanoparticles or molten and resolidified spheres (Figure 1). Moreover, the aimed SEY maximum of 1 can still be reached without exceeding the maximum ablation depth of $25 \mu\text{m}$. According to the investigations, the SEY maximum of unity is reached at an accumulated fluence of 130 J/cm^2 for the green and 650 J/cm^2 for the IR laser, respectively. Thus, one would need 4 days (using a green laser) and 20 days using an IR laser to treat a 10 m beam screen of a dipole, assuming a laser power of 5 W and a line distance of $50 \mu\text{m}$. However, in contrast to a green laser system, coupling of

picosecond pulsed IR laser light into a glass fibre allows operation at average output powers higher than 5 W.

The choice of laser wavelength has an influence on the ablation efficiency as well as on the SEY. Particularly at low fluences, the SEY is rather high when utilising an IR laser. Nevertheless, for IR lasers exist more technological solutions for guiding the laser light to the internal surface of a beam pipe compared to green lasers.

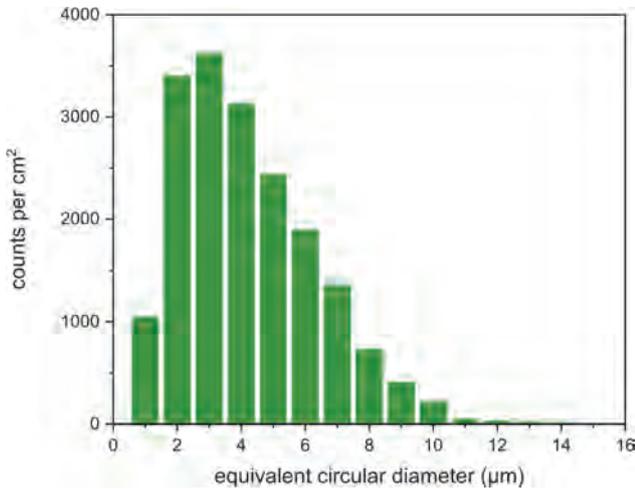


Figure 5: Size distribution of released particles after centrifugation at an inertial force of 26 N/mm³ of a laser treated sample ($\lambda = 532$ nm, $F = 593$ J/cm²).

4. Conclusions

The present study defines the range of parameters to perform a suitable surface treatment for SEY reduction respecting the requirements for a particle accelerator. At rather low fluences, a sufficiently low SEY maximum is reached within the constraints of the ablation depth. As only few particles are generated at such low fluences, the detachment of particles will most likely play a minor role. All this is the base to enable the integration of such laser processing in the treatment of the complex geometry of a long pipe. From the results obtained so far, both wavelengths (green and infrared) could meet the requirements for SEY reduction and ablation depth minimization. The choice will depend on the further conditions for the integration of the treatment in the real geometry of a vacuum pipe and on the commercial availability of optical components.

Acknowledgements

The authors thank Karolina Bogdanowicz, Aidan Gunn and Stephan Pfeiffer (CERN EN-MME-MM) for cross-section preparation and microscopy analysis. The support by the Wolfgang Gentner Programme of the German Federal Ministry of Education and Research (grant no. 05E18CHA) for the PhD studies of Elena Bez are gratefully acknowledged.

References

- [1] R. Cimino, T Demma, *International Journal of Modern Physics A*, 29 (2014), 1430023.
- [2] G. Rumolo, F. Ruggiero, F. Zimmermann, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 4 (2001), 012801.
- [3] R. Valizadeh, O. B. Malyshev, S. Wang, S. A. Zolotovskaya, W. A. Gillespie, A. Abdolvand, *Applied Physics Letters*, 105 (2014), 231605.
- [4] R. Valizadeh, O. B. Malyshev, S. Wang, T. Sian, M. D. Cropper, N. Syke, *Applied Surface Science*, 404 (2017), 370 – 379.
- [5] S. Calatroni, E. Garcia-Tabares Valdivieso, H. Neupert, V. Nistor, A. T. Perez Fontenla, M. Taborelli, P. Chiggiato, O. Malyshev, R. Valizadeh, S. Wackerow, S. A. Zolotovskaya, W. A. Gillespie, A. Abdolvand, *Physical Review Accelerators and Beams*, 20 (2017), 113201.
- [6] S. Calatroni, E. Garcia-Tabares Valdivieso, A. T. Perez Fontenla, M. Taborelli, H. Neupert, M. Himmerlich, P. Chiggiato, D. Bajek, S. Wackerow, A. Abdolvand, *Physical Review Accelerators and Beams*, 23 (2020), 033101.
- [7] D. Bajek., S. Wackerow, D. A. Zanin, L. Baudin, K. Bogdanowicz, E. Garcia-Tabares. Valdivieso, S. Calatroni, B. Di Girolamo, M. Sitko, M. Himmerlich, M. Taborelli, P. Chiggiato, A. Abdolvand, *Scientific Reports*, 10 (2020), 250.
- [8] L. Baudin, PhD Thesis, Université Paris Sciences et Lettres, 2020, 2020UPSLM052, <http://www.theses.fr/2020UPSLM052>.
- [9] V. Petit, M. Taborelli, D. A. Zanin, H. Neupert, P. Chiggiato, M. Belhaj, *Physical Review Accelerators and Beams*, 23 (2020), 093101.
- [10] J.J.J. Nivas, M. Valadanb, M.Salvatore, R. Fittipaldi, M. Himmerlich, M.Rimoldi, A.Passarelli, E. Allahyar, S.L.Oscurato, A.Vecchione, C.Altucci, S.Amoruso, A. Andreone, S. Calatroni, M. R. Masullo, *Surfaces and Interfaces*, 25 (2021), 101179.
- [11] P. B. Johnson, R. W. Christy, *Physical Review. B*, 6 (1972), 4370-4379.
- [12] M. Pivi, F. K. King, R. E. Kirby, T. O. Raubenheimer, G. Stupakov, F. Le Pimpec, *Journal of Applied Physics*, 104 (2008), 104904.
- [13] R. Cimino, L.A. Gonzalez, R. Larciprete, A. Di Gaspare, G. Iadarola, G. Rumolo, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 18 (2015), 051002.

Smart ultrafast laser processing with rotating beam

Laser micro drilling, cutting and turning

Florian Lendner

GFH GmbH, Großwalding 5, 94469 Deggendorf

Gegenwärtige Mikrobohr-, Schneid- und Drehprozesse basieren hauptsächlich auf Erodieren, Fräsen, Stanzen, Honen oder Schleifen. Alle diese Technologien verwenden ein Werkzeug mit einer vordefinierten Geometrie, das auf das Werkstück übertragen wird.

Im Gegensatz dazu ist der Laser ein hochflexibles Werkzeug, das seine Größe sehr schnell anpassen kann, indem nur eine Softwareeinstellung geändert wird. Dank der Laserentwicklung in den letzten Jahren wurden stabile Ultrakurzpulslaser mit ausreichender Durchschnittsleistung und hohen Wiederholungsraten industriell verfügbar. Um möglichst viele Energie nutzen zu können, erfordert eine kostengünstige Produktion innovative Verfahren und Bearbeitungsmaschinen mit schneller Achsbewegung und spezieller Optik zur Strahlmanipulation.

GFH hat eine Trepanieroptik entwickelt, die den Strahl in einer sehr präzisen Kreisbahn auf bis zu 30.000 U / min dreht und darüber hinaus den Durchmesser und den Einfallswinkel einstellen kann. Dadurch kann der Laser zum hochpräzisen Bohren und Schneiden sowie für Mikrodrehprozesse eingesetzt werden.

Current micro drilling, cutting and turning processes are mainly based on EDM, milling, stamping, honing or grinding. All these technologies are using a tool with a predefined geometry that is transferred to the working piece.

In contrast the laser is a highly flexible tool, which can adapt its size very fast by changing only a software setting. Thanks to the efforts in laser development during the last years, stable ultrafast lasers with sufficient average power and high repetition rates became industrially available. For using as many pulses as possible, a cost-efficient production demands for innovative processes and machining setups with fast axes movement and special optics for beam manipulation.

GFH has developed a helical drilling optics, which rotates the beam up to 30.000 rpm in a very precise circle and allows furthermore to adjust the diameter and the incidence angle. This enables the laser to be used for high precision drilling and cutting and also for micro turning processes.

1. Introduction

Since several years, ultrafast lasers are ready for industrial use and establish more and more in 24/7 production areas. The fact, that these lasers work with extremely small focal spots, without any mechanical force effects and no relevant thermal impact on the working piece, make them well qualified for high precision micro drilling, cutting and turning.

1.1 Motivation

Current micro drilling, cutting and turning processes are mainly based on EDM, milling, stamping, honing or grinding. All these technologies are using a tool with a predefined geometry that is transferred to the working piece.

On a EDM machine the hole diameter respectively the cutting width are determined by electrode diameter. The same condition is valid for honing. The tool size is also a limiting factor at milling and grinding, because the tool radius defines the minimum flanging radius. For stamping processes even, the complete geometry is pictured by the tool.

In contrast the laser is a highly flexible tool, which can adapt its size very fast by changing only a software setting. This allows to create diverse geometry's part by part or even within the same part, e.g. different hole shapes in injection parts. With an appropriate optical setup, the tool size is only a few hundredths of a millimeter and can be adapted stepless micron by micron.

Beside precision, robustness and productivity are the most important factors for being a real alternative to well established processes. Thanks to the efforts in laser development during the last years, stable ultrafast lasers with sufficient average power and high repetition rates became industrially available. For using as many pulses as possible, a cost-efficient production demands for innovative processes and machining setups with fast axes movement and special optics for beam manipulation.

1.2 Need for ultrafast pulses

The pulse duration of ultrafast lasers is between a few picoseconds down to several hundred femtoseconds. In combination with bundling on a small focal spot, this has the effect, that even a few watts in average power lead to an extremely high intensity and a pulse peak power in

a scale of gigawatts. That immense pulse power enables ultrafast lasers to machine any material and process even hardest materials as carbide or diamond.

For processing with laser, the focused laser beam irradiates the material. When the energy density exceeds a specific limit, the impinge of laser beam results in ablation of material. This limit depends on enthalpy of vaporization ΔH_v , density ρ and absorption coefficient α and is called ablation threshold ϕ_{th} :

$$\phi_{th} = \frac{\Delta H_v \cdot \rho}{\alpha} \quad (1)$$

Due to the very short interaction time of the single pulses, the heat affected zone is very small and machining with so called "cold ablation" is possible. Of course, as a consequence of the high energy density there is a local heating of material up to several thousand kelvins, but the energy impact is stopped by the end of the short pulse. These effects a vaporization of material in a very limited area and without influencing the area around.

Further increasing of fluency (energy per area) leads to higher ablation rates and improves productivity. But there is a material depending limit, which leads even with ultrashort pulses to a thermal process. Exceeding that limit must be avoided, because the result is generation of melting and negative effects on quality.

Due to the lasers high repetition rates, also single pulses below this limit can lead to a heat accumulation. Each pulse heats up the material and after a certain number of pulses melting limit is exceeded.

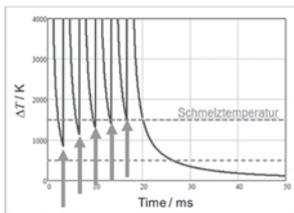


Fig. 1: Heat accumulation of single laser pulses

For keeping the ablation in an a-thermal regime, either the distance of pulses must be increased (lower repetition rate) or the pulses must be distributed fast enough on the working piece. From the production point of view, the latter is worth striving for.

1.3 Need for tilted laser beam

Due to physical characteristics, an orthogonal irradiation of laser beam on the material surface effects a positive taper in wall angle.

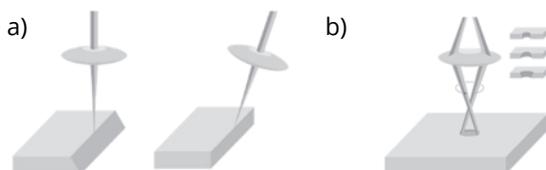


Fig. 2: (a) Influence of inclination angle on wall angle (schematic); (b) Tilted rotating laser beam allows drilling with positive and negative wall angle as well as cylindrical holes (schematic)

Since many precision parts require vertical walls or a well defined wall angle, a compensation by tilted beam must be realized. The angle of attack depends mainly on the optical setup and the material and therefore it has to be configurable for the individual application.

1.4 Need for fast and precise beam rotation

For using the laser as a drilling tool, the beam must be rotated on a circular movement. Depending on lasers repetition rate f , spot radius r and the required drilling diameter ϕ_h , the pulse overlap PO is determined by the number of beam rotations n :

$$PO = \frac{r^2 4 \cdot \arcsin \sqrt{\frac{(r - \frac{\phi_h \pi n}{2f})^2}{4r^2}} \sin(4 \cdot \arcsin \sqrt{\frac{(r - \frac{\phi_h \pi n}{2f})^2}{4r^2}})}{(2r)^2 \cdot \frac{\pi}{4}} \quad (2)$$

Typically, lasers with high energy per pulse are used for precision drilling and cutting. These lasers provide a frequency in a range of several hundred kilohertz. For achieving a high quality, process must be kept in cold regime and therefore the pulses overlap should be kept in a range between 80-95%. To fulfill this requirement and to use as many provided laser pulses as possible, the drilling of typical hole sizes between 100 μ m to 500 μ m demands for a beam rotation speed up to 30.000 rpm.

Furthermore, the circularity of beam rotation a very important factor, because it is displayed on the working piece. Therefore the rotations' roundness and stability is a significant quality criteria for drillings' roundness and diameter consistency.

For fine cutting processes, the rotating beam is moved along the cutting line. The maximum cutting speed for this relative movement is inter alia limited by the rotation speed of the beam. A too fast linear moving speed or respectively too slow beam rotation effect a saw tooth design, which influences negatively the geometric fidelity and the roughness of the wall.

Besides the relative linear movement, laser turning demands for a rotation of working piece and the rotating and tilted beam is led sideward to the working piece. This strategy allows a roughing and finishing laser process without limitation on final surface quality.

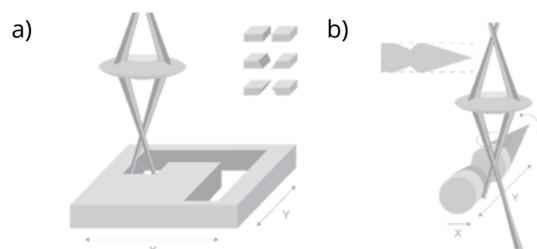


Fig. 3: (a) Precision cutting by turning tilted laser beam and moving workpiece (schematic); (b) Laser turning by rotating and tilting beam as well as linear moving and rotating workpiece (schematic)

2. Experimental

2.1 Laser

All shown samples were produced with femtosecond laser. It has a pulse duration was in a range of 290fs up to 1ps and the average power up to 100W. At repetition rates from 200kHz to 1 MHz there was a maximum single pulse energy of 400μJ available.

2.2 Helical drilling optics

For rotating and tilting the laser beam, the trepanning head GL.trepan of GFH GmbH was used. The trepanning optics bases on rotating cylindrical lenses, with forces the beam on rotation and allows the setting of hole diameter and wall angle by influence angle and position of entrance beam.

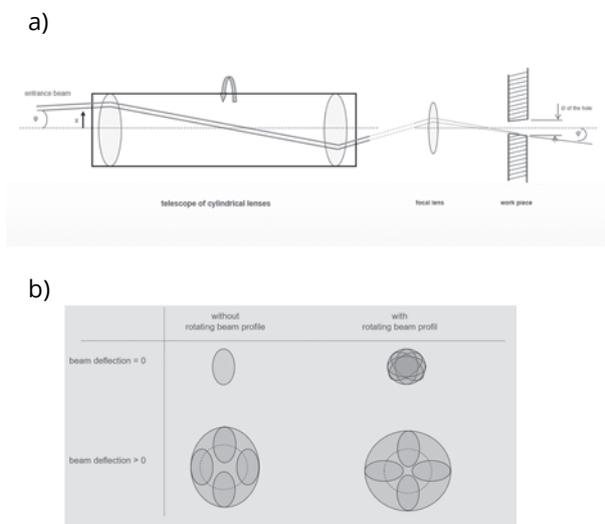


Fig. 4. (a) Optical concept of GL.trepan using a telescope of cylindrical lenses; (b) Rotation of beam profile allows drilling round holes even with elliptical beam profile

These cylindrical lenses are set into a precision balanced spindle, ensuring absolute precision of the path roundness even at high rotational speeds. In order to take advantage of the high repetition rates of the laser, a beam rotation up to 30.000 rpm is possible. Therefore, it does not contain any adjustable components inside, which could change the center of gravity and affect the drilling results. The optical concept effects also a co-rotating intensity profile of the beam. This makes the production process more robust since it allows the production of round precision holes even if the focus spot itself is not perfectly round. (see Figure 4).

2.3 Machining setup

As machining tool the machines of the GL.series of GFH GmbH were used. These machines are made for industrial laser micro machining and harmonize the requirements for precise and dynamic kinematics with the requirements of short pulse laser technology. Linear motors ensure positioning of workpieces with an accuracy <1μm and with a speed up to 2 m/s. The rotation axis is

equipped with an air bearing and ensures a very good radial run-out with up to more than 1000 rpm.



Fig. 5. Laser micro machining tool GL.smart of GFH GmbH

3. Results and Discussion

It was demonstrated, that ultrafast lasers can produce micro holes in a diameter range from 20μm to 500μm without melting zones.

Aspect ratios (length/diameter) up to 20 into a work piece thickness up to 2mm are possible. The roundness is better than 95% with a standard deviation of 0,01. The diameters standard deviation σ_ϕ depends on hole lengths L and taper angle α and can be calculated as following:

$$\sigma_\phi \leq 0,3\mu\text{m} + \frac{0,02\mu\text{m} * L}{100\mu\text{m}} + 0,1\mu\text{m} \left| \frac{\alpha}{10^\circ} \right| \quad (5)$$

Same quality criteria are valid for the cutting width of precision cutting processes. The maximum linear speed depends on material and decreases with increasing wall thickness. For example, a steel with thickness 0,2mm can be cut with high quality with a feed rate of 250 mm/min.

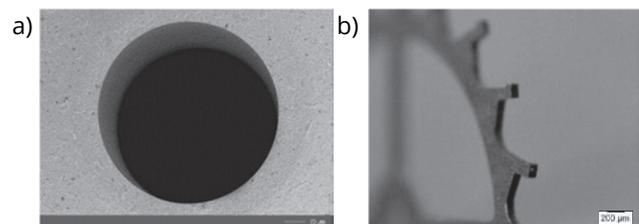


Fig. 6. (a) Micro drilling with diameter 300μm in tooling steel with thickness 200μm; Processing time: 1.7s; (b) Vertical cut of a driving wheel in brass with thickness 0.15mm for mechanical watches industries

The working piece diameter of laser turned parts is in a diameter between 0,03mm to 10mm. The achievable contour accuracy has a standard deviation of < 0,3μm with a roundness smaller than 1 micron. By using different parameter settings for roughing and finishing, an ablation rate up to several mm/min and a surface quality of Ra = 0,1 μm and below was reached in steel and carbide.

Since the tooling geometry can be adapted software based, a combination of micro drilling, cutting and turning process in one part without additional clamping operations is possible. This avoids loss of accuracy and time consuming measurement operations.

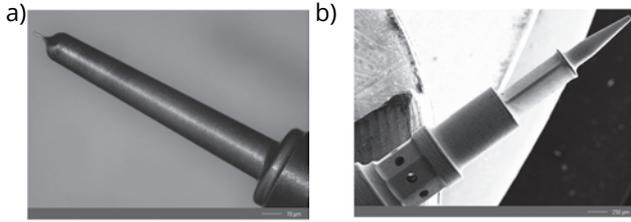


Fig. 7. (a) Laser turned ejector with a length of 9mm and end piece diameter of 40µm made of carbide; (b) Combination of laser turning, drilling and cutting processes with one clamping operation

4. Conclusions

Ultrafast lasers are well suitable for drilling of micro holes, cutting of small parts and fabrication of micro turning parts with highest quality. But next to the laser, a special optics for rotating and tilting the laser beam as well as a machining tool with precise and dynamic axis is a precondition.

Conventional machining technologies can partly be replaced by laser machining. The last years' development effort of industrial lasers down to the femtosecond re-

gime allows a significant increase of efficiency. For metals the production time can be reduced by a factor of at least two compared to picosecond pulses (> 6 ps) and makes the laser technology also economical competitive. Considering the consequential costs, laser have the obvious advantage by processing without tool wear and having always the same sharp tool geometry.

Furthermore, ultrafast lasers open new application fields thanks to their touchless and athermal operation, the extreme small tool size and feasibility to machine any material. The software based fast and flexible adaptation of tooling geometry allows moreover a combination of drilling, cutting and turning processes in one part, what leads to an additional increase of accuracy and productivity.

Literaturverzeichnis

- [1] F. Siegel: "Abtragen metallischer Werkstoffe mit Pikosekunden-Laserpulsen für Anwendungen in der Strömungsmechanik". 1. Auflage. Hannover, TEWISS-Verlag, 2011. ISBN 978-3943104127
- [2] R. Weber, T. Graf, P. Berger, V. Omuseit, M. Wiedemann, C. Freitag, A. Feuer: „Heat accumulation during pulsed laser materials processing“, Optics Express 22(9), 11312-11324 (2014)
- [3] A. Michalowski: "Untersuchungen zur Mikrobearbeitung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen". Stuttgart, Herbert Utz Verlag, 2014. ISBN 978-3-8316-4424-7

Optimierung der Bearbeitungsstrategie für scannerbasierte Materialbearbeitungsprozesse mit Ultrakurzpulslasern

A. Fehrenbacher, M. Sailer, C. Eberhardt, S. Rübling, A. Budnicki, D. H. Sutter
TRUMPF Laser GmbH, Aichhalder Straße 39, 78713 Schramberg

Das Ziel dieser Arbeit ist es bei der Materialbearbeitung mit Ultrakurzpulslasern und Galvo-Scansystemen sowohl die Prozesszeit zu minimieren als auch die Bearbeitungsqualität zu maximieren. Unter Betrachtung des Gesamtsystems aus Laser und Scanner wird unter Variation der zeitlichen und räumlichen Energieeinbringung die Bearbeitungsstrategie optimiert. Anhand von Simulationen werden Einflüsse auf die Prozesszeit wie Scangeschwindigkeit, Regelungsstrategie des Scannersystems, Position Synchronized Output (PSO) analysiert. Weiterhin wird durch reale Applikationsversuche die Bearbeitungsqualität bestimmt und komplexe Zusammenhänge dargestellt.

1. Einleitung

Bei der Materialbearbeitung mit Ultrakurzpulslasern (UKPL) liegt der Fokus häufig auf dem Laser und den Bearbeitungsparametern, die durch den UKPL festgelegt werden wie Pulsenergie, Repetitionsrate, Pulsdauer etc. Es existieren darüber hinaus jedoch weitere Einflussgrößen der Systemtechnik, die einen bedeutenden Einfluss auf das Bearbeitungsergebnis haben können: Parameter, die von Komponenten wie Strahlführung, Bearbeitungsoptik, Vorrichtung und deren Kombination stammen. Für die bestmögliche Erfüllung der Anforderungen sowie der Umsetzung einer hohen Prozesseffizienz und -qualität ist es notwendig, sowohl den UKPL als auch die komplette Systemtechnik zu betrachten.

In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt auf dem Galvo-Scannersystem, insbesondere den damit verbundenen Einflussgrößen auf die Applikation. Das Ziel dabei ist ein effizienter Einsatz von UKP Strahlquellen mit Scannern und die damit verbundene Reduzierung von Prozesszeiten bei einer gleichzeitig hohen Bearbeitungsqualität unter Berücksichtigung höherer mittlerer Leistungen. Zur Erreichung des Ziels wird in Betracht der Interaktion zwischen Laser und Scannersystem die zeitliche Energieeinbringung, insbesondere die Scangeschwindigkeit sowie die Regelungsstrategie und Triggermodus des Scannersystems variiert. Position Synchronized Output (PSO) ermöglicht durch *flexible Pulse on Demand* des UKPL einen konstanten Spotabstand und konstanten Energieeintrag [1]. Bei der Umsetzung von PSO werden weitere Vorteile und Limitationen für den Prozess aufgezeigt, sowie Abhängigkeiten erläutert. In der Literatur erhält dieses Thema typischerweise weniger Beachtung. Nyenhuis et al. untersuchte den Einfluss der Scanspeed in Theorie und Praxis und präsentierte eine zweistufige Prozessstrategie zur Verbesserung der Qualität und Produktivität auf einem intelliSCAN Scannersystem [2].

Zunächst wird anhand einer Simulation die Prozesszeit berechnet und anschließend die erreichte Qualität bei der Materialbearbeitung analysiert und Zusammenhänge dargestellt.

2. Simulation

Die notwendige Prozesszeit bestimmt im Wesentlichen die Wirtschaftlichkeit eines Bearbeitungsprozesses. Eine der konventionellen Bearbeitungsmethoden für eine Tiefengravur ist die alternierende Linienstraffung, die im Folgenden untersucht wird.

Für einen Tiefenabtrag eines Quadrats mit Seitenlänge d_e ist die Prozesszeit τ_{total} abhängig von der gewünschten Gravurtiefe d_t , der Abtragtiefe pro Layer d_{layer} und der Prozesszeit pro Layer τ_{layer} . τ_{layer} berechnet sich über die Linienanzahl pro Layer d_e/d_h mit Linienabstand d_h und der Prozesszeit pro Linie τ_{line} :

$$\tau_{total} = \frac{d_t}{d_{layer}} \tau_{layer} = \frac{d_t d_e \tau_{line}}{d_{layer} d_h}$$

Die Abtragtiefe pro Layer d_{layer} wird über das Abtragsvolumen pro Energie V/Q , der Frequenz f , der Pulsenergie E_p , den Linienabstand d_h und die Scangeschwindigkeit v_s berechnet [2]:

$$d_{layer} = \frac{f}{d_h v_s} E_p \frac{V}{Q}$$

In einem Bearbeitungsprozess mit einem Galvo-Scannersystem ist für jede abzutragende Linie ein Bearbeitungsvektor und ein Sprungvektor notwendig. In der Mikrobearbeitung werden bei einem UKPL mit konstanter Repetitionsrate zusätzlich Pre- und Postvektoren für jeden Bearbeitungsvektor eingesetzt. Durch die Verlagerung der Beschleunigungs- und Abbremsphase in den Pre- und Postvektor wird eine konstante Scangeschwindigkeit und somit ein konstanter Energieeintrag entlang des Bearbeitungsvektors erreicht. Der Einsatz von Pre- und Postvektoren wirkt sich positiv auf die Bearbeitungsqualität, aber negativ auf die Prozesszeit aus.

Bei Verwendung des Galvo-Scannersystems intelliSCAN des Herstellers SCANLAB ist die Zeit pro Linie $\tau_{line.in}$ durch die Bearbeitungsvektorzeit d_e/v_s , Pre- und Postvektorzeit $2\tau_{pfo}$ und der Sprungvektorzeit d_h/v_s bestimmt. Von besonderem Interesse ist die Regelungsstrategie des intelliSCAN Galvo-Scannersystems, das auf einer konstanten Beschleunigungszeit τ_a basiert und die Pre- und Postvektorzeit bestimmt:

$$\tau_{line_in} = \frac{d_e}{v_s} + 2\tau_a + \frac{d_h}{v_s}$$

Durch den Wechsel des Galvometersystems von intelliSCAN auf excelliSCAN wird die Regelungsstrategie geändert. Das excelliSCAN Regelungssystem zeichnet sich durch eine konstante Beschleunigung a_s aus. Die Prozesszeit pro Linie τ_{line_ex} berechnet sich hierbei durch die Bearbeitungsvektorzeit d_e/v_s , Pre- und Postvektorzeit $2v_s/a_s$ und der Sprungvektorzeit $2\sqrt{d_h/a_s}$:

$$\tau_{line_ex} = \frac{d_e}{v_s} + 2\frac{v_s}{a_s} + 2\sqrt{\frac{d_h}{a_s}}$$

In der nächsten Simulation wird ein excelliSCAN in Kombination mit PSO analysiert. Die Funktionalität PSO ermöglicht einen konstanten Energieeintrag entlang des Bearbeitungsvektors bei variabler Scangeschwindigkeit. Die Notwendigkeit von Pre- und Postvektoren entfällt und die Nebenzeiten reduzieren sich. Die Berechnung der Bearbeitungsvektorzeit ist abhängig von der auf dem Bearbeitungsvektor maximal erreichbaren Geschwindigkeit $v_{s_v_max}$.

$$v_{s_v_max} = a_s \sqrt{\frac{d_e}{a_s}}$$

$$\tau_{line_ex_ps0} = \begin{cases} 2\frac{v_s}{a_s} + \frac{d_e - \frac{v_s^2}{a_s}}{v_s} + 2\sqrt{\frac{d_h}{a_s}} & \text{if } v_s < v_{s_v_max} \\ 2\frac{v_{s_v_max}}{a_s} + 2\sqrt{\frac{d_h}{a_s}} & \text{if } v_s \geq v_{s_v_max} \end{cases}$$

Für die Simulation werden die in Tabelle 1 aufgeführten Größen verwendet, dieses exemplarische Beispiel ist jedoch nicht allgemein gültig. Die ermittelte Prozesszeit und deren Reduktion durch die vorgestellten Änderungen ist wesentlich abhängig von Prozesseigenschaften wie die Verteilung der Bearbeitungsvektorlängen, die Verteilung der Sprungvektorlängen, der Konturtreue und des Spotabstandes. Für den beschriebenen Fall und der in vorausgegangenen Versuchen bestimmten Abtragseffizienz für Edelstahl wird eine Abtragtiefe von $170 \mu\text{m}$ prognostiziert.

Tabelle 1: Für die Simulation und Materialbearbeitung verwendete Größen der Tiefengravur auf Edelstahl.

| | |
|----------------------------------|----------------------------|
| Seitenlänge Quadrat d_e | 1 mm |
| Linienabstand d_h | $10 \mu\text{m}$ |
| Gravurtiefe d_t | $170 \mu\text{m}$ |
| Abtragsvolumen pro Energie V/Q | $4 \text{ mm}^3/\text{kJ}$ |
| Frequenz f | 1 MHz |
| Pulsenergie E_p | $7 \mu\text{J}$ |
| Brennweite | 100 mm |
| intelliSCAN | |
| Beschleunigungszeit τ_a | $400 \mu\text{s}$ |
| Tuning | Vector |
| excelliSCAN | |
| Beschleunigung a_s | 31 km/s^2 |

3. Versuchsaufbau

Zur experimentellen Untersuchung wird die aktuelle Generation des TruMicro 2000 mit einer Wellenlänge von 1030 nm , *flexible Pulse on Demand*, maximaler Einzelpulsenenergie von $100 \mu\text{J}$, einstellbarer Pulsdauer zwischen 300 fs und 20 ps und einer maximalen mittleren Leistung von 20 W verwendet. Ein Galvo-Scannersystem excelliSCAN von SCANLAB kommt zum Einsatz mit einer f-Theta Fokussierlinse mit 100 mm Brennweite, daraus resultiert ein Spotdurchmesser von ca. $30 \mu\text{m}$. Es wird keine klassische Freistrahlführung mit Spiegeln, sondern eine industriereife Hohlkernfaser für ultrakurze Pulse hoher Energie vom Typ LLK-U genutzt [3].

Als Werkstoff dient Edelstahl 1.4301, auf dem mittels eines Volumenabtragsprozesses analog der vorgestellten Simulation quadratische Felder von 1 mm Seitenlänge bis zu einer Tiefe von $170 \mu\text{m}$ ablatiert werden. Die verwendete Pulsdauer beträgt 300 fs , weitere Parameter sind in Tabelle 1 aufgeführt. Die Fluenz wurde nahe dem Abtragseffizienz-Optimum gewählt [4].

Die Bearbeitungsqualität wird mit einem in den Prozess integrierten Off-axis Mikroskop analysiert. Nach jeder Überfahrt wird automatisiert eine Aufnahme der Oberfläche generiert.

4. Ergebnisse

Aus Simulationen werden zunächst Einflüsse auf die Prozesszeit der beschriebenen Applikation wie Scangeschwindigkeit, Regelungsstrategie des Scannersystems sowie Implementierung von Position Synchronized Output (PSO) analysiert. Mithilfe der Ergebnisse kann mit gleicher Hardware die bestmögliche Ausnutzung des Lasers realisiert werden. Ein entscheidendes Resultat ist, dass die Scangeschwindigkeit einen dominanten Einfluss hat und durch die passende Wahl dieses Parameters nicht produktive Nebenzeiten reduziert werden können (Abbildung 1).

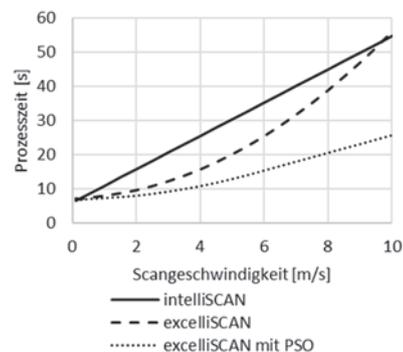


Abbildung 1: Simulierte Prozesszeit in Abhängigkeit der Scangeschwindigkeit und des Scannersystems für den untersuchten Bearbeitungsprozess.

Im Beispiel kann die Prozesszeit im gesamten untersuchten Scangeschwindigkeitsbereich (bei intelliSCAN mit 100 mm Brennweite wird bei einer Scangeschwindigkeit

keit von 10 m/s die maximale Achsgeschwindigkeit erreicht) durch die optimierte Regelungsstrategie des excelliSCAN im Verhältnis zu intelliSCAN reduziert werden. Die Reduktion ist vor allem von der Bearbeitungsvektorlänge (hier konstant) und der Scangeschwindigkeit abhängig. Die prozentuale Prozesszeitreduktion durch die Funktionalität PSO steigt mit zunehmender Scangeschwindigkeit (Abbildung 2).

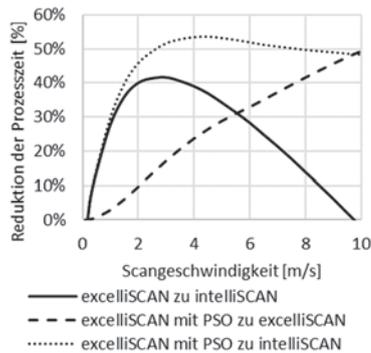


Abbildung 2: Vergleich der simulierten Prozesszeitreduktion in Abhängigkeit der Scangeschwindigkeit und des Scannersystems.

Die Nutzung der mittleren Laserleistung ist ein Maß für den effizienten Einsatz einer Strahlquelle im Bearbeitungsprozess. Durch die steigende mittlere Leistung der UKPL wird die minimal mögliche Scangeschwindigkeit im Bearbeitungsprozess aufgrund der Wärmeakkumulation steigen. Eine höhere Scangeschwindigkeit führt bei den untersuchten Galvo-Scansystemen jedoch zu einer niedrigeren Nutzung der mittleren Laserleistung, da nicht produktive Nebenzeiten zunehmen. Die Verwendung von PSO ermöglicht neben einem konstanten Spotabstand und Energieeintrag über den gesamten betrachteten Scangeschwindigkeitsbereich die höchste Nutzung der mittleren Laserleistung (Abbildung 3).

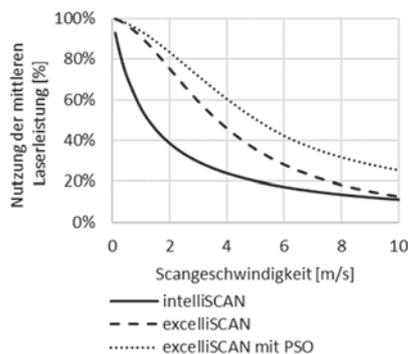


Abbildung 3: Nutzung der mittleren Laserleistung in Abhängigkeit der Scangeschwindigkeit und des Scannersystems.

Die Wärmeakkumulation im Prozess bestimmt die minimal mögliche Scangeschwindigkeit und somit die minimale Prozesszeit bei ausreichender Qualität. Die vorgestellten Simulationsergebnisse werden daher nachfolgend um Experimente ergänzt, um die Bearbeitungsqualität zu bewerten. Dazu wurde die Scangeschwindigkeit im Bereich von 1 m/s bis 8 m/s variiert. Nach jeder

Überfahrt wurde mittels einer Off-axis Mikroskopkamera automatisiert ein Bild der Oberfläche aufgenommen, ausgewählte Bilder sind für drei Scangeschwindigkeiten und zu vier Zeitpunkten in Tabelle 2 dargestellt. Die maximale Anzahl von Überfahrten beträgt für die drei gezeigten Scangeschwindigkeiten 60, 120 bzw. 360, so dass der Energieeintrag in allen drei Fällen gleich hoch ist. Bei einer niedrigen Scangeschwindigkeit (1 m/s) entstehen durch Wärmeakkumulation schon bei wenig Überfahrten thermisch induzierte Strukturen (sog. Cone-Like Protrusions, CLPs), die bei höherem Energieeintrag weiter zunehmen [5]. Bei einer Scangeschwindigkeit von 2 m/s werden solche Strukturen erst bei höherem Energieeintrag beobachtet, bei Scangeschwindigkeiten größer 2 m/s treten sie für die betrachtete Anwendung nicht auf. Die per Laserscanningmikroskop gemessene Abtragtiefe beträgt 164 μm und stimmt damit näherungsweise mit der vorhergesagten (170 μm) überein.

Eine mögliche Strategie zur Vermeidung solcher Strukturen ist das thermische Management: Die eingebrachte Energie kann z.B. zeitlich oder räumlich verteilt werden oder es können längere Abkühlzeiten eingeplant werden. Mithilfe des Burstmodus des TruMicro 2000 können bei einer Scangeschwindigkeit von 1 m/s und der gleichen Anzahl an Überfahrten thermisch induzierte Strukturen vermieden werden. Selbst bei Erhöhung der mittleren Leistung auf 20 W sind noch keine Schädigungen zu beobachten und die ganze mittlere Leistung des UKPL kann in diesem Fall genutzt werden (Abbildung 4).



Abbildung 4: Bearbeitungsqualität auf Edelstahl bei einer Scangeschwindigkeit von 1 m/s, 60 Wiederholungen und 8-er Burst.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Anhand einer einfachen Simulation wurden für einen Abtragsprozess die Prozesszeiten in Abhängigkeit der Scangeschwindigkeit, des Scannersystems und der Funktionalität PSO berechnet. Die Verwendung des excelliSCAN reduziert die Prozesszeit im untersuchten Fall um 40%, bei Verwendung von PSO um über 50% im Vergleich zum Referenzscannersystem intelliSCAN. Eine möglichst niedrige Scangeschwindigkeit sollte gewählt werden, um nicht produktive Nebenzeiten zu reduzieren.

Ergänzend zu den Berechnungen wurden die Ergebnisse anhand einer realen Gravurapplikationen verifiziert und die erreichte Bearbeitungsqualität analysiert. Unterhalb einer kritischen Scangeschwindigkeit von in diesem Fall 2 m/s entstehen durch Wärmeakkumulationseffekte ungewollte thermische Strukturen. Diese Effekte können

selbst dann entstehen, wenn im Optimum der Abtrags-effizienz gearbeitet wird. Durch schnelleres Scannen kann die Bearbeitungsqualität erhöht werden, allerdings leidet dabei die Produktivität.

Für den konkret vorgestellten Fall und die gewählte Ziel-Abtragstiefe wird der beste Kompromiss aus Qualität und Produktivität bei einer Scangeschwindigkeit von ca. 3 m/s erreicht, allerdings sind hier viele weitere komplexe Abhängigkeiten aus zeitlicher und räumlicher Energieeinbringung zu berücksichtigen, auf die hier nicht weiter eingegangen werden kann.

Durch die Verwendung der vielfältigen Burst Funktionen des TruMicro 2000 kann selbst bei niedrigen Geschwindigkeiten eine Oberfläche von hoher Qualität erreicht werden und gleichzeitig höhere mittlere Leistungen genutzt werden. Die Flexibilität des Bearbeitungssystems erlaubt eine schnelle softwarebasierte Parameterumschaltung, die es ermöglicht, durch mehrstufige Prozesse beste Qualität mit gleichzeitig hoher Produktivität umzusetzen. Im nächsten Schritt werden Abtragsprozesse mit höheren mittleren Leistungen bis 300 W untersucht und Strategien entwickelt, diese Leistungen möglichst effizient umzusetzen.

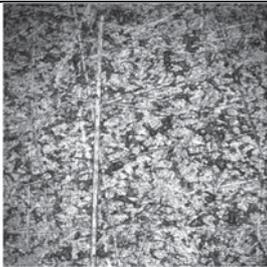
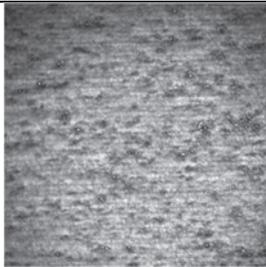
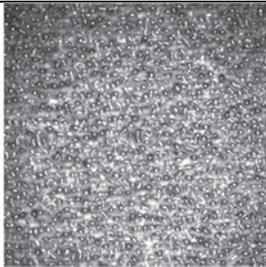
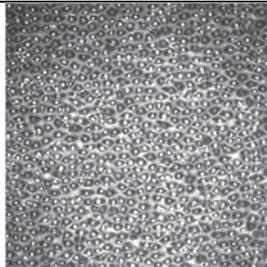
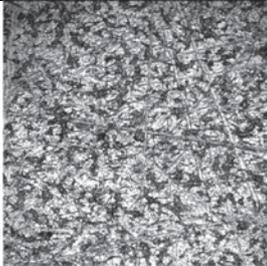
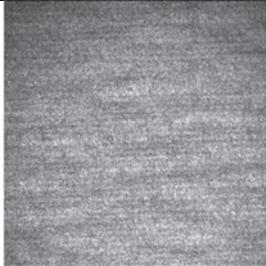
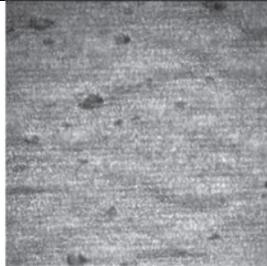
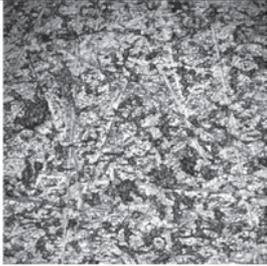
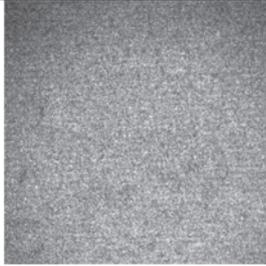
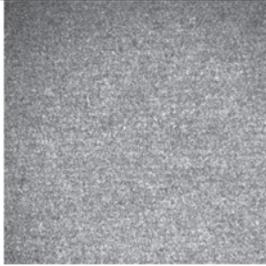
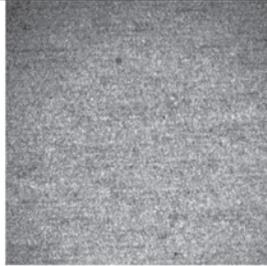
Da der Schlüssel zum Erfolg in der Betrachtung der kompletten Systemtechnik liegt, bietet TRUMPF ein Gesamtsystem aus einer Hand bestehend aus flexiblem UKPL

TruMicro 2000 mit *flexible Pulse on Demand*, Bearbeitungsstation TruLaser Station 7000 mit aktuellem Scannersystem, Strahlführung, Software, Startparametern und somit eine einfache Umsetzung für den Anwender.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Sailer et al., Micromachining flexibility by tunable ultrashort pulse duration, pulse-on-demand, and hybrid processing from single pulse to GHz burst with TruMicro Series 2000, SPIE Photonics West, 11267-29 (2020).
- [2] F. Nyenhuis, Dual Process Strategy to Increase the Usable Power for Laser-Milling, Journal of Laser Micro/Nanoengineering, Vol. 15, No. 3 (2020).
- [3] S. Baumbach et al., Hollow-core-fiber laser-light-cable on TruMicro Series 2000 for easy system integration, SPIE Photonics West, 11270-38 (2020).
- [4] A. Fehrenbacher et al., New generation TruMicro Series 2000: Micromachining versatility by GHz-burst, higher average power, flexible Pulse on Demand and integrated hollow-core fiber interface, SPIE Photonics West, 11674-26 (2021).
- [5] F. Bauer et al., Heat accumulation in ultra-short pulsed scanning laser ablation of metals, Optics Express 23(2), 1035-1043 (2015).

Tabelle 2: Erreichte Bearbeitungsqualitäten bei Volumenabtrag mit Einzelpulsen von Edelstahl in Abhängigkeit der Scangeschwindigkeit und des Energieeintrages (Anzahl Überfahrten).

| v_s m/s | Ausgangsoberfläche | Energieeintrag 7 J/mm ² | Energieeintrag 14 J/mm ² | Energieeintrag 42 J/mm ² |
|--------------|---|---|--|---|
| 1 |  |  |  |  |
| 2 |  |  |  |  |
| 6 |  |  |  |  |

Entstehung unerwünschter Röntgenstrahlung bei der Ultrakurzpuls-Laserbearbeitung

Jörg Schille¹, Dany Kattan², Sebastian Kraft¹, Theo Pflug¹,
Alexander Horn¹, Udo Löschner¹

¹Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

² Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Universitätsstraße 1, 40225 Düsseldorf

Die unerwünschte Emission von Röntgenstrahlung zählt nach Technischer Regel Optischer Strahlung zu den Gefährdungen durch indirekte Auswirkungen von Laserstrahlung und führt bei bestimmten Bestrahlungsbedingungen dazu, dass UKP-Laseranlagen als Anlage zur Erzeugung ionisierender Strahlung unter das Strahlenschutzgesetz (StrlSchG) fallen. Aus Grundlagenuntersuchungen ist bekannt, dass in Laserprozessen mit hochintensiven Laserpulsen gefährliche Röntgenstrahlung mit Photonenenergien > 5 keV freigesetzt werden kann. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass eine Vielzahl von Bestrahlungskenngrößen sowie die Prozessführung sowohl die spektrale Verteilung als auch die Höhe der Röntgenemissionen beeinflussen. So entstehen bei hochrepetierenden Laserprozessen durch die Wechselwirkung zwischen einfallendem Laserstrahl und Laserplasma so hohe Dosisleistungen, die eine gesundheitliche Gefahr darstellen. Damit ist insbesondere beim Einsatz leistungsstarker Laserstrahlquellen in der industriellen Produktion oder im offenen Anlagenbetrieb zu Forschungszwecken der Schutz vor ungesunden Röntgenstrahlen von hoher Bedeutung.

1. Einleitung

Der Einsatz moderner Ultrakurzpuls-(UKP)-Laser in der Mikromaterialbearbeitung bietet im Vergleich zu konventionellen Lasersystemen eine Vielzahl von Vorteilen. Unter anderem zeichnen sich die UKP-Laserverfahren durch eine sehr hohe Präzision aus, es wird infolge einer geringen thermischen Bauteilbelastung eine hohe Bearbeitungsqualität erreicht oder es können mikroskopisch kleine Oberflächenstrukturen gefertigt werden. Letztere bieten ein hohes Innovationspotenzial für bionisch-inspirierte Lösungsbeiträge für Problemstellungen in der Oberflächentechnik [1]. Infolge von technischen Neuerungen und der stetigen Weiterentwicklung der UKP-Lasertechnik stehen inzwischen Ausgangsleistungen bis in den kW-Bereich bereit [2, 3]. Damit sind deutliche Steigerungen der Produktivität von UKP-Laserverfahren zu erwarten, was wiederum vermehrt den Weg für innovative UKP-Laseranwendungen aus dem Labor in die industrielle Produktion ebnet wird.

In den unterschiedlichsten Anwendungen, vom Laserstrahlbohren, Feinschneiden, Oberflächentexturieren bis hin zur Tiefengravur werden heutzutage Pulsenergien von wenigen Mikrojoule bis hin zu Millijoule eingesetzt. Das lässt infolge der extrem kurzen Dauer ultrakurzer Pulse und bei feiner Strahlfokussierung sehr hohe Spitzenintensitäten größer $10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ erreichen. Aus Grundlagenuntersuchungen ist seit längerem bekannt, dass bei der Materialbearbeitung mit solch hochintensiver Laserstrahlung stark angeregte Laserplasmen entstehen, die Röntgenstrahlung mit Photonenenergien größer 5 keV als eine unerwünschte Begleiterscheinung freisetzen können [4-6]. Ist die mit einem einzelnen Laserpuls induzierte Röntgenemission zunächst noch gering, so zeigen neue Untersuchungen mit hochrepetierenden UKP-Lasersystemen, dass durch Akkumulation

der Einzelpuls-Dosen der im Strahlenschutz bestehende Grenzwert $1 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ schnell überschritten und dadurch für den menschlichen Körper gefährliche Dosiswerte erreicht werden können [7-12]. Aufgrund dieses Gefährdungspotenzials zählt die laserinduzierte Emission von Röntgenstrahlung nach Technischer Regel Optischer Strahlung „TROS Laserstrahlung“ zu den Gefährdungen durch indirekte Auswirkungen von Laserstrahlung und führt unter bestimmten Bestrahlungsbedingungen dazu, dass UKP-Laser als Anlage zur Erzeugung ionisierender Strahlung unter die Reglementierung des Strahlenschutzgesetzes (StrlSchG) fallen. Man geht davon aus, dass bundesweit ca. 1.600 Laseranlagen, bei jährlichen Zuwachsraten im zweistelligen Prozentbereich, von der sich daraus ergebenden strahlenschutzrechtlichen Anzeige- oder Genehmigungspflicht betroffenen sind.

Der Kenntnisstand über die bei UKP-Lasermaterialbearbeitungsprozessen auftretenden Röntgenemissionen leitet sich vorrangig aus Veröffentlichungen jüngerer Datums ab. In diesen Arbeiten wurde eine Vielzahl an Einflussgrößen identifiziert, die teils signifikant die freigesetzte Dosis beeinflussen und sich in ihrem Wirken untereinander verstärken. Die wichtigsten derzeit vorliegenden Erkenntnisse und Abhängigkeiten sind in Kapitel 4 am Ende des Artikels zusammengefasst. Es wird deutlich, dass neben den Bestrahlungskenngrößen (laserseitig) allgemein auch die Prozessführung (prozessseitig) oder das Werkstück selbst (materialseitig) die Röntgenemissionen stark verändern können. Das wiederum macht es schwierig, korrekte Aussagen über die im Laserprozess auftretenden Röntgenemissionen und damit über die bestehenden Gefährdungen und entsprechend abzuleitenden Schutzmaßnahmen zu treffen.

Im Folgenden werden die Ergebnisse jüngster Untersuchungen über auftretende Röntgenemissionen bei der

UKP-Lasermaterialbearbeitung vorgestellt. Es wird aufgezeigt, dass neben einer höheren Bestrahlungsstärke auch eine höhere Pulswiederholfrequenz sowie ein kürzerer geometrischer Pulsabstand zu einem deutlichen Anstieg der Röntgenemissionen führt. Zusätzlich beeinflussen der Crossjet- und der Ansaugstrom der Absauganlage die freigesetzte Strahlendosis signifikant. Am Ende wird das Durchstrahlverhalten verschiedener Materialien in Bezug auf laserinduzierte Röntgenstrahlung diskutiert, was wertvolle Informationen für die Auswahl und Dimensionierung von Schutzumhausungen von Laserbearbeitungsanlagen liefert.

2. Material und Methoden

Ein Großteil der experimentellen Untersuchungen über den Einfluss der Bestrahlungsbedingungen auf die Emission von Röntgenstrahlung wurden in einer vollständig umhauften „Klasse 1“-Laserbearbeitungsanlage durchgeführt. Die Schutzfunktion der Umhausung gegenüber unerwünschten Röntgenstrahlen wurde während der Versuchszeit mit 3 Körperdosimetern (DIS-1, Mirion Technologies GmbH) überwacht, die innerhalb und im Zugangsbereich der Anlage angebracht sowie vom Anlagenbediener getragen wurden. Weder das getragene noch das im Zugangsbereich befindliche Messgerät zeigten eine erhöhte Strahlendosis an. Somit war sichergestellt, dass während der Untersuchungen keine Gefahr durch laserinduzierte Röntgenstrahlung bestand.

In den an einer Edelstahl-Legierung (X5CrNiMo-18-10) erfolgten Untersuchungen wurden verschiedene Laser eingesetzt, die ein breites Parameterspektrum abdecken. Die Bestrahlungskennwerte waren in der Größenordnung gewählt, wie sie typischerweise in UKP-Laserprozessen Anwendung finden. Die Pulsspitzenintensität I_0 wurde zwischen $0,7 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ und $2,7 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, die Pulswiederholrate f_P zwischen 0,5 MHz und 2,0 MHz sowie die Pulsdauer τ_H zwischen 300 fs und 800 fs variiert. Die höchste auf die Werkstückoberfläche eingestrahlte mittlere Laserleistung war 72,2 W; der Fokussdurchmesser betrug 30 μm . Mit Hilfe eines Galvanometerscanners wurden $40 \times 40 \text{ mm}^2$ große Scandfelder auf der Werkstückprobe abgerastert. Durch Variieren der Scangeschwindigkeit unter Berücksichtigung der gewählten Pulswiederholfrequenz konnten geometrische Pulsabstände d_x entlang einer Scanlinie zwischen 0,75 μm und 5,0 μm realisiert werden.

Zur besseren Bewertung der Ergebnisse im Vergleich zu Röntgenemissionen, die bei der Bestrahlung mit hochintensiver Laserstrahlung entstehen, wurden ergänzende Untersuchungen unter folgenden Bestrahlungsbedingungen durchgeführt: $I_{0,\text{max}} = 5,2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, $f_P = 1 \text{ kHz}$, $\tau_H = 40 \text{ fs}$, $P_{\text{av}} = 1,6 \text{ W}$.

Für die Messung der laserinduzierten Röntgenemissionen kamen zwei unterschiedliche Messgeräte zum Einsatz: ein Röntgenwächter SILIX Lambda (Ingenieurbüro Prof. Dr.-Ing. G. Dittmar) und ein Ortsdosimeter OD-02 (STEP GmbH). Die Ermittlung der Richtungs-Äquivalenzdosisleistung $\dot{H}'(0,07) = dH'(0,07)/dt$ erfolgte ent-

gegensetzt zur Scanrichtung des Laserstrahls, da in dieser Ausrichtung die maximale Ortsdosis der Röntgenemissionen auftreten [9].

Die nachfolgend diskutierten Ortsdosisleistungen repräsentieren Mittelwerte für das einmalige unidirektionale Abscannen der Werkstückoberfläche (außer Abb. 7 und 8). Es handelt sich dabei um prozesstypische Röntgenemissionen, die bei einer dauerhaften Laserbestrahlung zu erwarten sind. Dazu wurden die Bestrahlungspausen, u.a. bei der Rückstellbewegung des Scannerspiegels, mittels Oszilloskop-Messung (Duty-cycle) bestimmt und die messtechnisch erfassten Dosiswerte entsprechend für eine Dauerbestrahlung hochgerechnet.

3. Ergebnisse und Diskussion

3.1 Einfluss von Detektorabstand und Detektorwinkel auf die Ortsdosismessung

In zunächst grundlegenden Untersuchungen zur optimalen Ausrichtung der Detektoren zwecks Erfassung maximaler Röntgenemissionen wurde der Einfluss des Detektorabstands D sowie des Detektorwinkels α auf die Ortsdosisleistung $\dot{H}'(0,07)$ ermittelt. Mit zunehmenden Abstand zwischen Bearbeitungsort und Detektor nimmt die Dosis dem Abstandsgesetz folgend deutlich ab, wie Abb. 1 zeigt. Zudem führt die von der Röntgen-Photonenenergie beeinflusste Absorption der Röntgenstrahlung in der Umgebungsatmosphäre (Luft) mit größerem Abstand zu einer weiteren Abnahme des gemessenen Röntgenphotonenflusses Φ_{phot} gemäß

$$\Phi_{\text{phot}}(D, \lambda) \propto D^{-2} e^{-\mu(\lambda)D} \quad (1).$$

Ab einem Abstand von 200 mm sind die mit dem SILIX und dem OD-02 gemessenen Dosiswerte in guter Übereinstimmung zu finden. Die größten Dosiswerte wurden für einen Detektorwinkel größer 30° festgestellt.

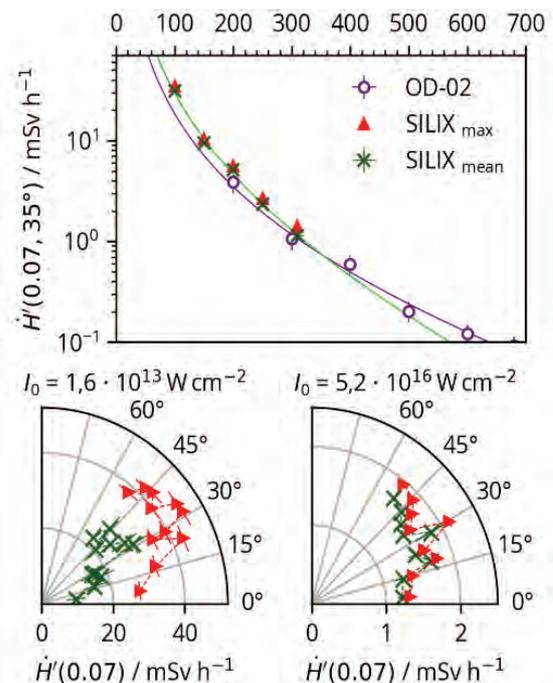


Abb. 1: Einfluss von Detektorabstand und -winkel auf die Ortsdosisleistung unter sonst gleichen Bestrahlungsbedingungen.

3.2 Spektralanalyse laserinduzierter Röntgenstrahlung

Die Spektralanalyse laserinduzierter Röntgenstrahlung in Höhe von $\dot{H}'(0,07,35^\circ) = 1,1 \pm 0,2 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ in Abb. 2 zeigt die Überlagerung eines kontinuierlichen Photonenpektrums („Bremsstrahlung“-Spektrum) mit Emissionslinien charakteristischer Röntgenstrahlung. Die spektrale Verteilung der Photonenenergie liegt im Bereich der weichen Röntgenstrahlung zwischen 2 keV und 10 keV. Die Energieverteilung der Röntgenphotonen im Bremsstrahlungsspektrum folgt in sehr guter Näherung einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$f_{\text{Maxwell}}(E)dE = \sqrt{\frac{4E}{\pi(k_B T_e)^3}} e^{-\frac{E}{k_B T_e}} dE \quad (1).$$

Bei einer Bestrahlungsstärke von $I_0 = 2,7 \cdot 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ stimmt die experimentell ermittelte Photonverteilung (Abb. 2, grün) sehr gut mit dem für die Elektronentemperatur $T_e = 1.18 \pm 0.1 \text{ keV}$ errechneten Kurvenverlauf (Abb. 2, gestrichelte Linie) überein. In den Simulationsergebnissen ist die Ausbreitung der Röntgenstrahlung in Umgebungsluft berücksichtigt. Insbesondere für Röntgenphotonen kleiner 6 keV sind im Vergleich zum unbeeinflussten Spektrum unter Vakuumbedingungen (Abb. 2, gepunktete Linie) deutlich geringere Werte gezeigt, was auf die hohe Absorption der weichen Röntgenstrahlung in Luft hinweist. Im Röntgenemissionsspektrum sind charakteristische Spektrallinien gekennzeichnet, die den Hauptlegierungselementen des untersuchten Edelstahl-Werkstoffs zuzuordnen sind.

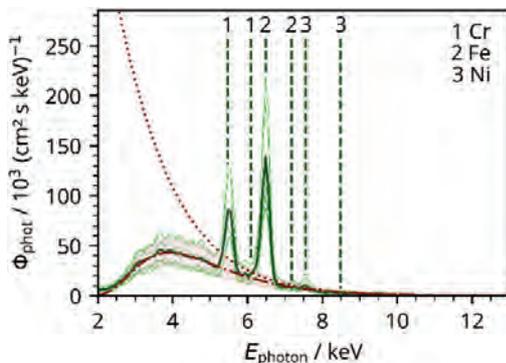


Abb. 2: Röntgenemissionsspektrum in 10 cm Abstand und 35° Betrachtungswinkel für die Laserbestrahlung von Edelstahl mit $I_0 = 2,7 \cdot 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, $f_p = 1,6 \text{ MHz}$ und $d_x = 0,88 \mu\text{m}$.

Des Weiteren zeigten sich Veränderungen der charakteristischen Eigenschaften des Röntgenemissionsspektrums in Abhängigkeit der Laserbestrahlungsbedingungen. So wird beim Vergleich der in Abb. 3 gezeigten Spektren deutlich, dass mit höherer Bestrahlungsstärke die spektrale Breite zunimmt und sich das Maximum der Röntgenphotonen tendenziell hin zu höheren Energien verschiebt. Ausgeprägte charakteristische Röntgenemissionen sind demnach erst bei der Einstrahlung höherer Bestrahlungsstärken zu finden ($I_0 > 10^{16} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, in Abb. 3, links), wobei mit geringerer Bestrahlungsstärke das Bremsstrahlungsspektrum dominiert.

Auch sind Veränderungen der Röntgenemission in Abhängigkeit des geometrischen Pulsabstands d_x zu be-

obachten (Abb. 3, rechts). Mit Verringerung des Pulsabstandes von $5 \mu\text{m}$ auf $0,88 \mu\text{m}$ unter sonst gleichen Bestrahlungsbedingungen verbreitert sich das Spektrum bis hin zu Photonenenergien größer 10 keV. Charakteristische Röntgenemissionen entstehen bei geringeren Pulsabständen, wie sie mit größerem Pulsabstand dagegen im Spektrum nicht zu finden sind.

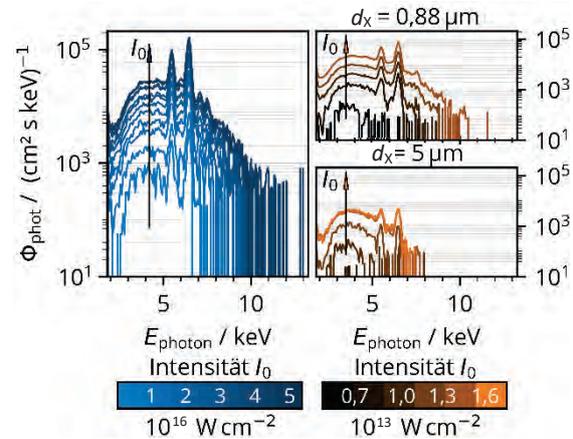


Abb. 3: Röntgenemissionsspektren in 10 cm Abstand unter 35° Betrachtungswinkel bei unterschiedlicher Bestrahlungsstärke, links: $1 \cdot 10^{16} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2} < I_0 < 5 \cdot 10^{16} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, rechts: $0,7 \cdot 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2} < I_0 < 1,6 \cdot 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ und $d_x = 0,88 \mu\text{m}$ sowie $5,0 \mu\text{m}$ Pulsabstand.

3.3 Einfluss des zeitlichen und geometrischen Pulsabstandes auf die Ortsdosis

Die durch das geringfügige Variieren der Bestrahlungsbedingungen ausgelösten Veränderungen im Spektrum spiegeln sich auch in den korrespondierenden Ortsdosisleistungen wider. So beträgt die effektive Ortsdosisleistung, die zur besseren Vergleichbarkeit der Messdaten die Äquivalentdosisleistung ins Verhältnis zur eingestrahelten mittleren Laserleistung setzt, bei $5 \mu\text{m}$ Pulsabstand $0,12 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{W}^{-1}$. Im Vergleich dazu hat sich die effektive Ortsdosisleistung mit Reduzierung der Scangeschwindigkeit und resultierenden $0,88 \mu\text{m}$ geometrischen Pulsabstand auf $0,62 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{W}^{-1}$ mehr als vervielfacht. Eine mögliche Ursache für diesen überverhältnismäßig hohen Anstieg der Röntgenemission, der hohe Dosiswerte bis zu $45 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ bereits bei vergleichsweise geringen Bestrahlungsstärken von $1,6 \cdot 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ erreichen lässt, ist eine starke Wechselwirkung des nachfolgend einstrahlenden Pulses mit der noch vorhanden, von vorherigen Pulsen initiierten Laserplasmawolke. Unter diesen Prozessbedingungen erscheint eine verbesserte Einkopplung der beaufschlagten optischen Energie in das Laserplasma durch Resonanzabsorptionsmechanismen wahrscheinlich, was wiederum zu einem hochangeregten Elektronenfeld im Laserplasma führt und entsprechend die hohen Röntgenemissionen erklärt.

Frühere Untersuchungen mit hoch-intensiven Laserpulsen zeigten bereits die Resonanzabsorption als einen effektiven Absorptionsmechanismus [13-15]. Der unter Resonanzabsorption vom Laserplasma absorbierte Anteil der Laserstrahlung ist dabei polarisations- und winkelabhängig. Unter für die Resonanzabsorption idealen

Bedingungen (großer Einfallswinkel, parallel-polarisierte Laserstrahlung) können so bis zu 80% des einfallenden Laserstrahles vom Laserplasma absorbiert werden, was die Effizienz für laserinduzierte Röntgenemissionen bis um das 15fache erhöhen kann [14, 15]. Für die in dieser Arbeit untersuchten hochrepetierende Laserprozesse dagegen ist gegenüber dem bisherigen Kenntnisstand neu, dass die Bedingungen für die Resonanzabsorption vom induzierten Laserplasma für den nächstfolgenden Puls erfüllt sind, während bisher die Resonanzabsorption innerhalb eines ultrakurzen Pulses stattfand, was entsprechend eine Erklärung für die dort erforderlichen höheren Bestrahlungsstärken liefert.

Die Annahme, dass die Resonanzabsorption eine Ursache für die in Abb. 3 mit hochrepetierenden Laserpulsen geringer Intensität ($I_0 < 1,6 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) ermittelten hohen Dosiswerte ist, wird durch die polarisationsabhängige Veränderung der Dosisleistung weiter gestützt. So zeigt Abb. 4 für parallel (p-pol) gegenüber senkrecht (s-pol) zur Scanrichtung polarisierter Laserstrahlung um bis zu dreifach höhere Röntgenemissionen pro Puls.

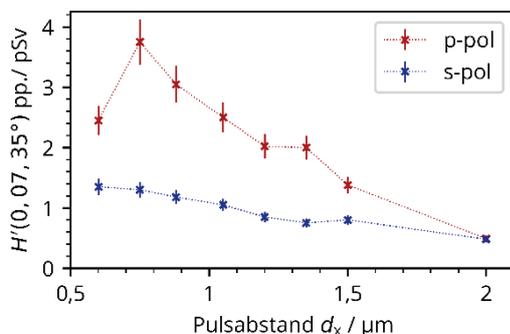


Abb. 4: Ortsdosis pro Puls (pp.) in Abhängigkeit des Pulsabstandes und der Polarisationsrichtung des Laserstrahls (p-pol: parallel zur Scanrichtung polarisierte Laserstrahlung, s-pol: senkrecht zur Scanrichtung polarisierte Laserstrahlung).

Zudem ist für die p-polarisierte Strahlung eine große Abhängigkeit der Dosiswerte vom geometrischen Pulsabstand zu erkennen. Die höchste Strahlendosis entsteht bei $d_x = 0,75 \mu\text{m}$, was in diesem Fall dem kritischen Pulsabstand für maximale Röntgenemissionen entspricht. Mit größeren Abständen nimmt die Dosis ab und auch für Abstände kleiner dem kritischen Pulsabstand sind geringere Röntgenemissionen zu verzeichnen. Für s-polarisierte Strahlung verbleiben die Röntgenemissionen dagegen auf einem niedrigen Niveau, wobei mit größerem Pulsabstand tendenziell geringere Dosiswerte festzustellen sind. Bei einem Pulsabstand von $d_x = 2,0 \mu\text{m}$ liegt die Dosis nahezu unbeeinflusst von Polarisationszustand rund 7,5fach unter dem beim kritischen Pulsabstand für p-polarisierte Strahlung ermittelten Wert.

Insgesamt bleibt festzuhalten, dass sich bei p-polarisierter Strahlung bereits eine geringe Änderung des geometrischen Pulsabstandes signifikant auf die freigesetzte Strahlendosis auswirkt. Dies ist ein weiterer Hinweis auf die Resonanzabsorption als wirksamer Einkoppelmechanismus der Laserstrahlung in das Laserplasma. Sind die Bedingungen für die Resonanzabsorption erfüllt, so findet die Absorption der eingestrah-

Laserstrahlung im Bereich der kritischen Plasmadichte statt. Das Laserplasma zeichnet sich dabei durch einen steilen Dichtegradienten aus und der Einfallswinkel des Laserstrahls wird durch seinen Auftreffpunkt auf der Plasmaflanke definiert. Für die untersuchten Laserpulse (Gauß'sche Intensitätsverteilung und Bestrahlungsstärke geringfügig oberhalb der Schwelle für die Erzeugung von Röntgenstrahlung) sind die Bedingungen für Resonanzabsorption lokal eng begrenzt nur im Strahlzentrum erfüllt. Folglich liegt nahe, dass bereits ein geringfügig veränderter Pulsabstand d_x den Auftreffpunkt des Laserstrahls auf der Plasmaflanke und damit den Einfallswinkel α respektive die Absorptionsbedingungen ändert, wie Abb. 5 schematisch illustriert.

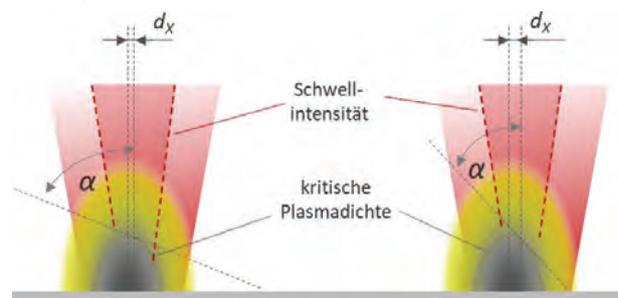


Abb. 5: Schematische Darstellung der Auswirkung eines veränderten geometrischen Pulsabstandes d_x auf den Einfallswinkel α in Bezug zur Laserplasmaflanke kritischer Plasmadichte.

Neben dem geometrischen Pulsabstand wirkt sich auch der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen auf das Absorptionsverhalten und damit auf die freigesetzte Röntgenstrahlung aus. Die Ursache dafür ist in der Entstehung und Ausbreitung von laserinduzierten Plasmen zu finden, die hochdynamisch unter ständiger Veränderung von Plasmaausdehnung und Dichte erfolgt. Der zeitliche Pulsabstand wird durch die Pulswiederholfrequenz f_p festgelegt. Die frequenzabhängige Emission von Röntgenstrahlung wurde während der Laserprozessierung einer Edelmetalloberfläche mit der Bestrahlungsstärke $I_0 = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, einem kritischen Pulsabstand $d_x = 0,88 \mu\text{m}$ und Pulswiederholfrequenzen zwischen $0,5 \text{ MHz} < f_p < 2,0 \text{ MHz}$ deutlich. Zunächst nimmt mit höherer Pulswiederholfrequenz unter sonst konstanten Bestrahlungsbedingungen die freigesetzte Dosis zu. Die höchste Dosisleistung $\dot{H}'(0,07,35^\circ) = 39 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$ ist in Abb. 6 a ist bei $f_p = 1,6 \text{ MHz}$ zu sehen. Eine weitere Erhöhung der Pulswiederholfrequenz führt dagegen zu geringeren Dosisleistungen trotz der mit höherer Pulswiederholfrequenz höher eingestrahlt Laserleistung.

Ein ähnlicher Trend mit einer maximalen Röntgenemission bei $f_p = 1,6 \text{ MHz}$ ist auch für die pro Laserpuls freigesetzte Dosis zu erkennen. Im Vergleich zu Pulsen geringerer Pulswiederholfrequenz nimmt die Dosis um mehr als das Zehnfache zu; bei einem frequenzunabhängigen Verhalten würde man hier vergleichbare Werte erwarten. Diese stark frequenzabhängige Steigerung der unerwünschten Röntgenemissionen unterstreicht auch hier die Resonanzabsorption als möglichen Koppelmechanismus bei Laserpulsen höherer Pulswiederholfrequenz.

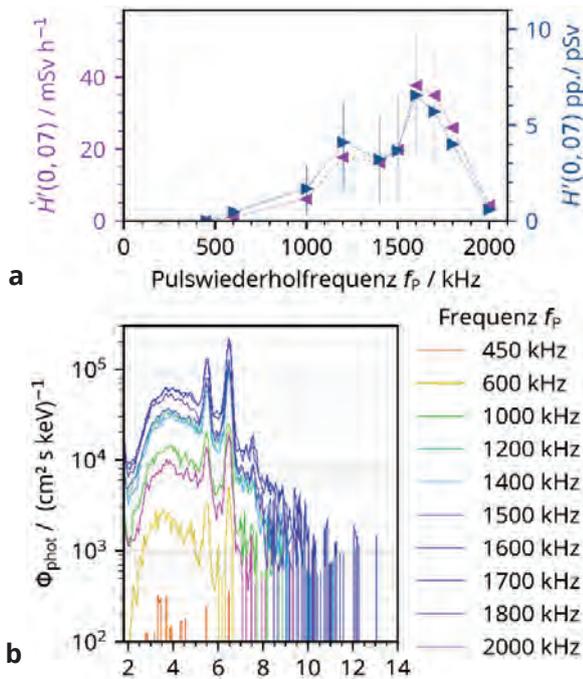


Abb. 6: Einfluss der Pulswiederholrate auf die Ortsdosisleistung (a) und das Röntgenemissionsspektrum (b) unter sonst konstanten Bestrahlungsbedingungen.

Die Veränderung des Einkoppelmechanismus in Abhängigkeit des zeitlichen Pulsabstandes wird auch bei der Betrachtung der Emissionsspektren in Abb. 6 b deutlich. Während bei Pulsen mit $f_p < 1$ MHz das Bremsstrahlungsspektrum dominiert, treten mit größerer Pulswiederholrate stärker ausgeprägte charakteristische Röntgenemissionen auf, die infolge der Resonanzabsorption auf höher angeregte Plasmazustände schließen lassen. Auch bei den mit $f_p = 2$ MHz erzielten geringeren Dosiswerten sind die charakteristischen Röntgenemissionen zu erkennen. Eine mögliche Erklärung für die verringerte Dosis ist die Abschirmung der Röntgenstrahlung an den bei dieser hohen Pulswiederholrate auftretenden raueren Oberflächenstrukturen.

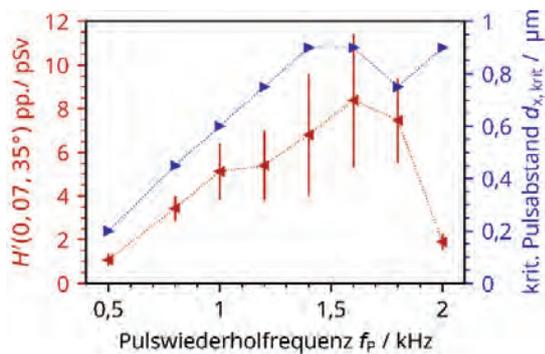


Abb. 7: Dosis pro Puls (pp.) und kritischer Pulsabstand für maximale Emissionen in Abhängigkeit der Pulswiederholrate für die Laserbestrahlung von Edelstahl mit $I_0 = 1,1 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Infolge der erwähnten hohen Dynamik der Laserplasmaausbreitung ändern sich die Absorptionsbedingungen für den nächstfolgenden Puls fortlaufend. Das hat zur Folge, dass die kritischen zeitlichen und geometrischen Pulsabstände für maximale Röntgenemissionen ständigen Veränderungen unterliegen sind. Exemplarisch dafür sind in

Abb. 7 die Pulswiederholrate und der geometrische Pulsabstand zusammengetragen, bei denen pro Laserpuls die höchsten Röntgenemissionen entstehen. Die vorliegenden Ergebnisse wurden mit einer Bestrahlungsstärke von $I_0 = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ erarbeitet und sollen unter Variation der Bestrahlungsstärke fortgesetzt werden. Hier wird eine weitere Verschiebung des kritischen Pulsabstandes erwartet, da die beaufschlagte Bestrahlungsstärke den Anregungszustand und die Dynamik im Laserplasma bestimmt.

3.4 Einfluss prozessseitiger Bestrahlungsparameter auf die Ortsdosis

Hinsichtlich der Prozessführung ist unter anderem bekannt, dass die höchsten Dosiswerte entgegengesetzt der Scanrichtung auftreten oder ein größerer Abstand zwischen den gescannten Linien zu geringeren Röntgenemissionen führt. Für das wiederholte Abrastern eines $40 \times 40 \text{ mm}^2$ großen Scanfeldes in Edelstahl zeigt Abb. 8 zunächst annähernd einen linearen Anstieg der Dosis mit zunehmender Scananzahl.

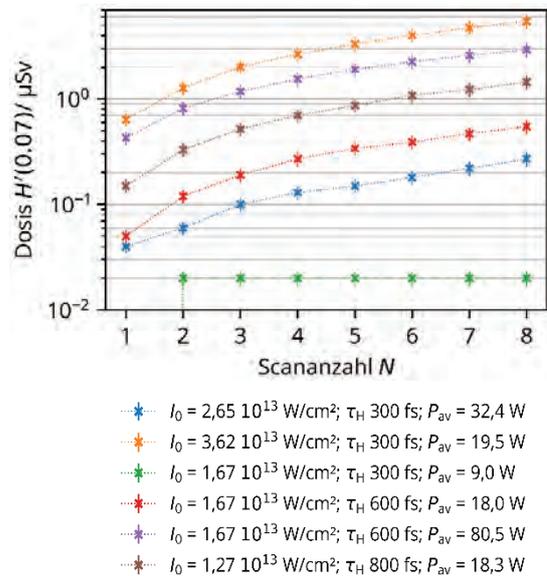


Abb. 8: Für verschiedene Bestrahlungsbedingungen in Edelstahl freigesetzte Dosis in Abhängigkeit der Scananzahl. Die Dauer für das Abrastern eines Scanfeldes betrug 1 Minute.

Die einzelnen Dosiswerte unterscheiden sich stark, wobei keine lineare Abhängigkeit von den variierten Bestrahlungskenngrößen besteht. Neben der Bestrahlungsstärke, Pulswiederholrate und Laserleistung wirkt sich die Pulsdauer dahingehend auf die Röntgenemissionen aus, dass die Dosis mit längeren Pulsen überproportional zunimmt. Mit weiter fortschreitender Laserprozessierung nimmt die pro Scan freigesetzte Dosis deutlich ab, wie Abb. 9 für verschiedene Materialien zu entnehmen ist. Die Scanfeldgröße wurde so gewählt, dass 1 Scan gleich 1 Minute Bearbeitungszeit entspricht. Bei der Wiederholung von ausgewählten Untersuchungen, die unter identischen Versuchsbedingungen an verschiedenen Tagen durchgeführt wurden und zur Validierung der Messergebnisse dienten, traten große Abweichungen der gemessenen absoluten Dosiswerte auf.

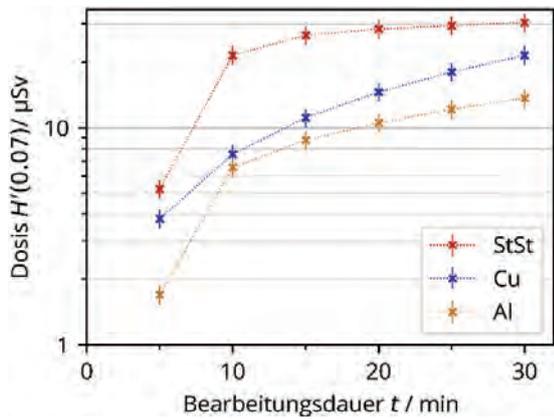


Abb. 9: Zunahme der beim wiederholten Abrastern eines Scanfeldes in Edelstahl freigesetzten Dosis mit zunehmender Bearbeitungsdauer (1 Scan = 1 Minute Bearbeitungszeit).

In Abb. 10 a schwanken die Dosiswerte um bis zu einen Faktor 4. Die Kurvenverläufe sind allerdings qualitativ vergleichbar und lassen analoge Zusammenhänge erkennen, z.B. in Bezug zum kritischen Pulsabstand. Die kritische Betrachtung der Versuchsbedingungen offenbarte geringfügige Veränderungen der Absaugbedingungen im Bearbeitungsbereich. Bedingt durch die tagtäglich notwendige Neuausrichtung der Crossjet- und Absaugeinrichtung auf die Probe veränderte sich auch der wirksame Absaug-Volumenstrom, was schlussendlich als wesentliche Ursache für die großen Messwertschwankungen identifiziert wurde. So bewirkte ein direkt auf die Bearbeitungsstelle gerichteter Crossjetstrahl eine signifikante Zunahme der Röntgenemissionen. Eine hohe Strömungsgeschwindigkeit im Absaugstrahl hingegen, was sich beispielsweise über den Abstand des Erfassungselements zum Bearbeitungsort regeln ließ, führte zu geringeren Dosiswerten. Exemplarisch dafür ist in Abb. 10 b zu sehen, dass die Halbierung des Abstands zwischen Bearbeitungsstelle und Erfassungselement von 15 cm auf 7,5 cm eine rund fünffach höhere Strömungsgeschwindigkeit im Absaugstrom bewirkt, was als Folge die Röntgenemissionen auf rund die Hälfte absinken ließ. Die unter kontrollierten Strömungsbedingungen wiederholten Messungen lieferten dagegen reproduzierbare Dosiswerte, Abb. 10 c, was den großen Einfluss der vorherrschenden Strömungsbedingungen auf die Röntgenemissionen unterstreicht. Der physikalische Wirkmechanismus, auf dem die Manipulation der Röntgenemissionen über die Luftströmung beruht, ist nach jetzigem Ergebnisstand nicht geklärt. Auch ist nicht bekannt, ob sich mit größerer Strömungsgeschwindigkeit die Abstrahlcharakteristik bzw. -richtung der freigesetzten Röntgenstrahlung ändert, da derzeit keine winkelaufgelösten Messdaten vorliegen.

3.5 Bauliche Strahlenschutzmaßnahmen

Aus den in dieser Arbeit präsentierten Ergebnissen, in Ergänzung zu dem in Kapitel 4 abgebildeten Stand der Technik über laserinduzierte Röntgenemissionen geht hervor, dass beim Einsatz von UKP-Lasern in der Materialbearbeitung schnell die im Strahlenschutz gesetzlich

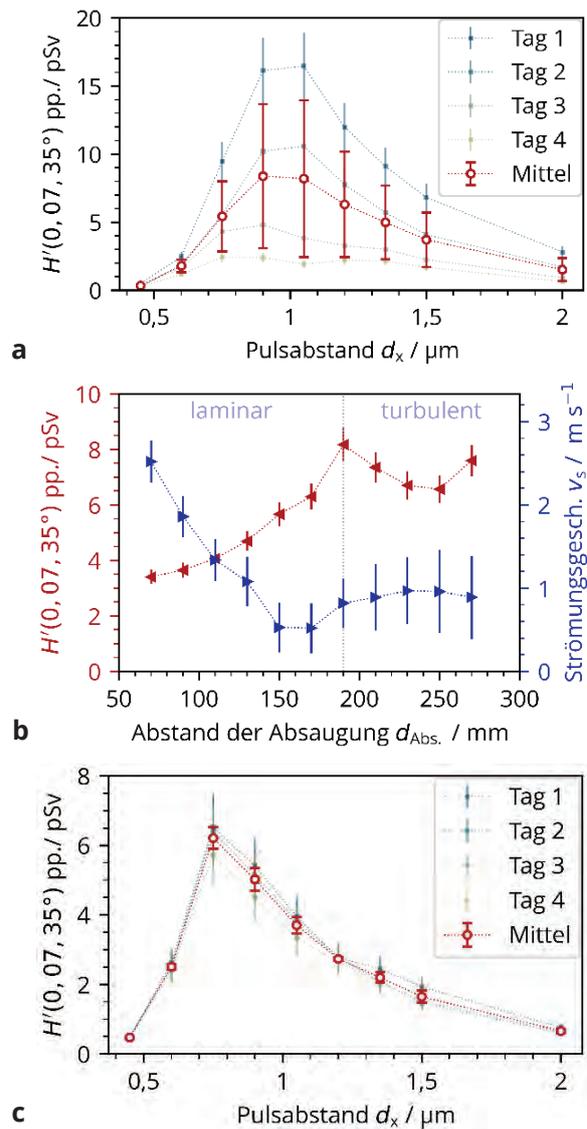


Abb. 10: Dosis pro Puls (pp.) für unkontrollierte (a) und kontrollierte (c) Strömungsbedingungen. Der Einfluss des Abstandes vom Erfassungselement zur Probe auf die Strömungsgeschwindigkeit und die Dosis ist in (b) gezeigt.

verankerten Grenzwerte überschritten werden können. Unter bestimmten (auch anwendungsrelevanten) Parameterkombinationen entstehen im Laserprozess so hohe Röntgenemissionen, die für den im Anlagenbereich befindlichen Personenkreis bei längerem Aufenthalt eine gesundheitliche Gefahr darstellen können. Eine wirksame Maßnahme, die Umgebung vor unerwünschter Röntgenstrahlung abzuschirmen bietet beispielsweise das Umhauen des Laserbereiches, wie es oftmals zum Erreichen des Sicherheitsstandards „Klasse 1“ an Laserbearbeitungsanlagen erfolgt. Damit diese Einhausungen, die zunächst vor den Gefährdungen durch optische Laserstrahlung schützen, gleichzeitig auch als bauliche Schutzmaßnahme im Strahlenschutz ausreichend Schutz vor schädlichen Röntgenstrahlen aufbieten, hängt insbesondere vom verwendeten Werkstoff und der richtigen Dimensionierung der Schutzwand ab. Die Schutzwand stellt eine passive Schutzzeineinrichtung dar, bei der die Schutzfunktion durch Absorption der auftreffenden Röntgenstrahlung gewährleistet ist.

Entsprechend sind Absorptionsvermögen und Werkstoffdicke wesentliche Eigenschaften, die sich auf die Schutzwirkung auswirken. Als Hilfestellung zur Auswahl und Dimensionierung von Schutzwänden ist in Abb. 11 das Abschwächungsverhalten verschiedener Werkstoffe gegenüber laserinduzierter Laserstrahlung in Abhängigkeit der Materialdicke abgebildet. Die Materialdicke wurde über eine unterschiedliche Anzahl von übereinanderliegenden dünnen Metallfolien variiert. Es sei erwähnt, dass die gezeigten Kurven das Abschwächungsverhalten gegenüber dem gesamten Röntgenemissionspektrum zeigen, da das verwendete Ortsdosimeter die Dosiswerte nicht energieaufgelöst aufnimmt.

Ein gutes Abschirmvermögen ist für Werkzeugstahl und Messing zu beobachten. Mit diesen Folienmaterialien reichten 0,25 mm Stapeldicke aus, um die Röntgenstrahlen um rund 4 Größenordnungen abzuschwächen. Nach konservativen Abschätzungen bietet so eine Stahlumhausung von 1 - 2 mm Wandungsstärke, je nach prozessrelevanter Dosisleistung, ausreichend Schutz vor den laserinduzierten Röntgenemissionen [9].

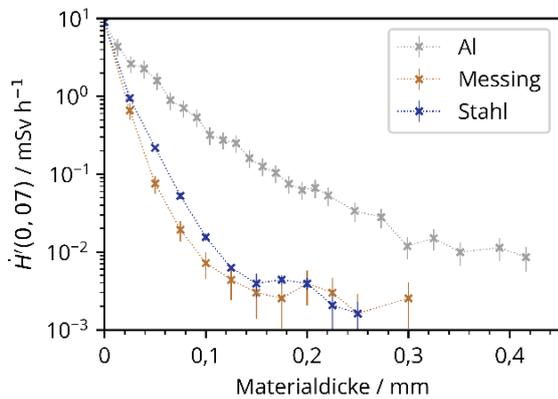


Abb. 11: Abschirmverhalten verschiedener Materialien in Abhängigkeit der Materialdicke.

Für Aluminium hingegen ist in Abb. 11 ein deutlich schlechteres Abschirmvermögen erkennbar. So reduziert ein 0,25 mm dicker Folienstapel die Röntgenemissionen nur um ca. 2 Größenordnungen. Das hat aus baulicher Sicht zur Folge, dass eine Umhausung aus Aluminium gegenüber einer Stahlabdeckung eine 22fach stärkere Wandungsdicke besitzen muss, um die gleiche Schutzfunktion zu erfüllen [10]. In der industriellen Produktion sind heutzutage UKP-Laserbearbeitungsanlagen zu finden, die als „Klasse 1“-Laser mit einem dünnwandigen Aluminiumgehäuse umhaust sind. Das hat zur Folge, dass diese Anlagen oftmals nicht ausreichenden Schutz gegenüber den mit dem Laserprozess einhergehenden unerwünschten Röntgenemissionen aufbieten und baulich entsprechend umgerüstet werden müssen. Im Forschungsumfeld werden UKP-Laser oftmals auch im offenen Anlagenbetrieb eingesetzt. Hinsichtlich des Strahlenschutzes ist hier das Abschirmen bzw. Umhauen des Laserbereiches unerlässlich, um vor den Gefährdungen durch laserinduzierte Röntgenstrahlung zu schützen. Denn im Forschungsalltag entstehen oft unkontrollierte Bestrahlungssituationen oder es gilt Verfahrensgrenzen auszuloten, die prozessbedingt zu hohen

Dosisleistungen führen können. Folglich sind die fachkundige Ermittlung und Bewertung der auftretenden Röntgenemissionen auch unter „Worst-Case“-Bestrahlungsbedingungen sowie die Organisation des Strahlenschutzes notwendige Voraussetzungen für einen sicheren Anlagenbetrieb. In Strahlenschutzbereichen ist beispielsweise so auch die Überwachung der beruflich bedingten Strahlenexposition mittels Personendosimetrie erforderlich.

4. Übersicht über die Wirkungen verschiedener Bestrahlungskenngrößen und Prozessparameter auf laserinduzierte Röntgenemissionen

Die bisherig über laserinduzierte Röntgenemissionen durchgeführten Forschungsarbeiten zeigen eine Vielzahl an laserseitigen und prozessseitigen Parametern, die sich auf die Höhe und Charakteristik (Spektrum) der freigesetzten Röntgenstrahlung auswirken. Zudem beeinflussen materialeitig die Eigenschaften des bestrahlten Werkstücks die Röntgenemissionen, was absolute Vorhersagen über die zu erwartenden prozessstypischen Dosisleistungen nicht zulässt. Erschwerend kommt hinzu, dass sich die Bestrahlungskenngrößen untereinander beeinflussen oder sich ihr Wirken während der Laserprozessierung verändert.

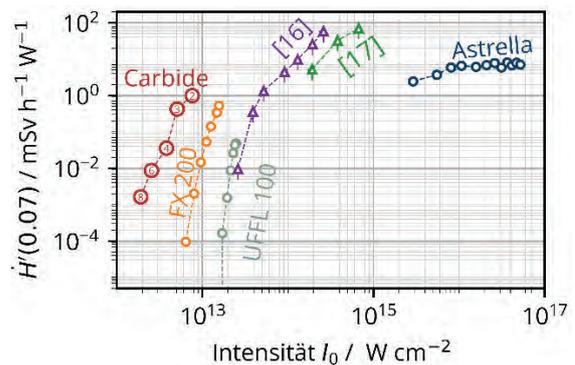


Abb. 12: Effektive Ortsdosisleistung in Anhängigkeit der Bestrahlungsstärke für unterschiedliche Prozessregime. Einzelpulsregime: Astrella sowie [16], [17]; Einzelpulsregime unter Resonanzabsorptionsbedingungen: FX 200, UFFL 100; Burst-Regime: Carbide, die Anzahl der Sub-Pulse innerhalb eines Laserbursts sind im Symbol angezeigt.

Der größte Einfluss auf die Emissionen unerwünschter Röntgenstrahlung geht von der Bestrahlungsstärke aus, wie Abb. 12 beispielhaft für Edelstahl anhand von auf die eingesetzte Laserleistung bezogenen effektiven Ortsdosisleistungen aufzeigt. Im Einzelpuls-Bestrahlungsregime wird eine Dosisleistung größer $1 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{W}^{-1}$ ab einer Bestrahlungsstärke von $I_0 \geq 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ erreicht. Eine Verdopplung der Bestrahlungsstärke führt rund zu einer Verzehnfachung der freigesetzten Röntgendosis. Unter bestimmten Voraussetzungen, z.B. wenn die ultrakurzen Pulse in sehr kurzen Zeitabständen einstrahlen und dabei mit dem Laserplasma wechselwirken, wie es bei hochrepetierenden Laserprozessen oder Burst-Laserpulsfolgen der Fall ist, kann eine hohe Strahlendosis bereits bei Bestrahlungsstärken unter $10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ freigesetzt werden.

Tabelle 1: Überblick über die nach dem derzeitigen Stand der Technik bekannten laserseitigen, prozessseitigen und materialseitigen Einflussgrößen und deren Wirkungen auf die Emission laserinduzierter Röntgenstrahlung.

| Einflussgröße | | Wirkung | Quelle |
|----------------|--|---|------------|
| laserseitig | Bestrahlungsstärke | - eine Verdopplung der Bestrahlungsstärke erhöht die Dosisleistung um rund das Zehnfache | 7-10 |
| | Pulsenergie | - mit höherer Pulsenergie sind tendenziell höhere Dosisleistungen zu erwarten, die freigesetzte Röntgenstrahlung nimmt dabei nichtlinear zu - der Einfluss der Bestrahlungsstärke auf die Dosisleistung ist stärker zu bewerten (s. oben) | 6, 18 |
| | Mittlere Laserleistung | - die Dosisleistung skaliert annähernd linear mit der mittleren Laserleistung - ACHTUNG: Wirkung höherer Pulsenergien beachten; stark erhöhte Dosisleistung bei hochrepetierenden Laserprozessen oder im Laser-Burst-Modus, insbesondere bei kleinen geometrischen Pulsabständen | 8, 12, 18 |
| | Pulswiederhol- frequenz | - die Dosisleistung skaliert annähernd linear mit der Pulswiederholfrequenz durch Akkumulation der pro Laserpuls freigesetzten Röntgenstrahlung - ACHTUNG: stark erhöhte Dosisleistungen bei Pulswiederholfrequenzen im MHz-Bereich oder im Laser-Burst-Modus infolge Laserpuls-Plasma-Interaktion | 8, 12, 18 |
| | Pulsdauer | - tendenziell ist für Pulse längerer Dauer eine höhere Dosisleistung zu erwarten | 6, 18 |
| | Fokus- durchmesser | - die Verdopplung der Fokusfläche bei konstanter Bestrahlungsstärke erhöht die Dosisleistungen bis zu 2,5fach - mit zunehmender Fokusfläche verschieben sich Spektrum und Amplitude zu höheren Photonenenergien | 19 |
| | Wellenlänge | - bei Laserstrahlung kürzerer Wellenlänge werden tendenziell geringere Dosisleistungen freigesetzt | 10 |
| | Polarisation | - parallel zur Scanrichtung polarisierte Laserstrahlung erhöht die Dosisleistung infolge Resonanzabsorption | 15, 18, 20 |
| prozessseitig | Bestrahlungs- regime | - beim Laserbohren oder der Tiefengravur wird die freigesetzte Röntgenstrahlung an den Wandungen abgeschirmt, wodurch sich im Laserprozess fortlaufend die Dosisleistung reduziert - ACHTUNG: durch Rückkopplung der einfallenden Laserstrahlung im Laserplasma erhöht sich die Dosisleistung, z.B. im stationären Laserprozess, beim Laserdrehen oder Scannen mit hohem Pulsüberlapp | 12, 18, 20 |
| | Scanrichtung | - eine höhere Dosisleistung wird entgegengesetzt der Scanrichtung freigesetzt | 9 |
| | geometrischer Pulsabstand | - kleine geometrische Pulsabstände erzeugen eine größere Oberflächenrauheit, die zu geringeren Dosisleistungen führen (s. Einfluss Oberflächenrauheit) - ACHTUNG: kleine Pulsabstände (μm -Bereich) bei hochrepetierenden Laserprozessen verstärken die Dosisleistung durch Rückkopplungen im Laserplasma | 12, 18, 20 |
| | Linienabstand | - größerer Linienabstände haben eine höhere Dosisleistung zur Folge | 20 |
| | Scananzahl | - tendenziell nimmt die Dosisleistung mit zunehmender Scananzahl ab | 12 |
| | Fokuslage | - die höchste Dosisleistung entsteht am Ort der höchsten Bestrahlungsstärke, thermische Drift optischer Komponenten beim Einsatz hoher mittlerer Laserleistungen beachten | |
| | Crossjet | - ein größerer Volumenstrom hat eine höhere Dosisleistung zur Folge | 18 |
| | Absaugung | - mit größerem Abstand der Absaugung und geringerer Strömungsgeschwindigkeit nimmt die Dosisleistung zu | 18 |
| materialseitig | Einfallswinkel | - ein schräger Strahleinfall vergrößert den Einfallswinkel zwischen Laserstrahlung und Plasmaflanke, was bei Resonanzabsorption die Dosisleistung tendenziell erhöht | 12, 18, 21 |
| | Werkstoff | - höhere Dosisleistungen treten bei Elementen mit höherer Ordnungszahl auf - höchste Dosisleistung wurde an Wolfram festgestellt, an Stahl- bzw. Edelstahlwerkstoffen ist die Röntgenemission vergleichbar hoch | 7, 10, 11 |
| | Oberflächen- beschaffenheit | - eine höhere Oberflächenrauheit führt durch die Abschirmung der Röntgenstrahlung an mikroskopisch kleinen Substrukturen (vgl. abschirmende Wirkung von Bohrlöchern oder Gräben) zu geringeren Dosisleistungen | 18, 20 |
| Bauteilgröße | - die großflächige Laserbearbeitung unter gleichen Bestrahlungsbedingungen und Dosisleistungen setzt eine größere Menge (Dosis) an Röntgenstrahlung frei | | |

Neben den laserseitig vorgegebenen Bestrahlungskenngrößen beeinflussen dabei auch die prozessseitigen Bedingungen sowie materialseitig die Eigenschaften des bestrahlten Werkstoffs die Röntgenemissionen. Zur ersten Abschätzung der zu erwartenden Ortsdosisleistung und der sich daraus ergebenden Gefährdungssituationen bei UKP-Laserbearbeitungsprozessen sind in Tabelle 1 die aus dem Stand der Literatur her bekannten Einflussgrößen und Wirkungen überblicksmäßig zusammengestellt.

5. Zusammenfassung

Bei der UKP-Laserbearbeitung von Edelstahl wird unerwünschte Röntgenstrahlung freigesetzt, die zu den Gefährdungen durch indirekte Auswirkungen von Laserstrahlung zählt und eine gesundheitliche Gefahr darstellen kann. Die Untersuchung unterschiedlicher Bestrahlungsregime zeigte, dass der im Strahlenschutz verankerte Grenzwert $1 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ unter bestimmten Bestrahlungsbedingungen bereits bei einer Pulsspitzenintensität

unter $10^{13} \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ deutlich überschritten werden kann. Demnach fallen eine Vielzahl (auch bestehender) UKP-Laseranlagen als Anlage zur Erzeugung ionisierender Strahlung unter die Reglementierung des Strahlenschutzgesetzes (StrlSchG), was als Folge die Organisation des betrieblichen Strahlenschutzes verlangt.

Die spektrale Verteilung der Röntgen-Photonenenergie war im Bereich zwischen 2 keV und 10 keV zu finden, was der weichen Röntgenstrahlung zuzuordnen ist. Neben der Bestrahlungsstärke, für die bereits eine Verdopplung bis zu 10fach höheren Dosiswerten führte, wurden die Pulswiederholfrequenz und der geometrische Pulsabstand entlang einer Scanlinie als weitere Einflussgrößen auf die laserinduzierten Röntgenemissionen identifiziert. Für ultrakurze Pulse, die mit einer Intensität geringfügig oberhalb der für Röntgenemissionen bekannten Schwelle und $f_p = 1,6 \text{ MHz}$ Pulswiederholfrequenz bei $d_x = 0,88 \mu\text{m}$ geometrischen Pulsabstand einstrahlten, wurde eine Ortsdosisleistung von bis zu $\dot{H}'(0,07, 35^\circ) = 45 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ gemessen.

Als Ursache für diese unerwartet hohen Röntgenemissionen wird die Resonanzabsorption der einfallenden Laserstrahlung im noch existierenden Laserplasma vermutet. Die in Edelstahl freigesetzte Röntgenstrahlung konnten bereits mit einer 0,25 mm dicke Stahlfolie deutlich abgeschirmt werden. Nach konservativer Abschätzung wird demnach eine 1-2 mm dicke Stahlmhäusung als ausreichend erachtet, um wirkungsvoll vor laserinduzierten Röntgenemissionen und entsprechend bestehenden gesundheitlichen Gefährdungen zu schützen.

Danksagung

Die Autoren danken dem Europäischen Sozial Fund (ESF) für die Förderung des Projekts durch EilaSax (Nr. 100339506), dem Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) durch FH-Europa 2020: MACH-XLT (Nr. 13FH009EX0) und der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) durch INST 522/14-1 FUGG. Die Autoren danken zudem Herrn Prof. G. Dittmar für den wissenschaftlichen Austausch und der Leihgabe des SILIX lambda Röntgenspektrometers (Ingenieurbüro Prof. Dr.-Ing. G. Dittmar).



Literaturverzeichnis

- [1] J. Schille, L. Schneider, S. Mauersberger, S. Szokup, S. Höhn, J. Pötschke, F. Reiss, E. Leidich, U. Löschner: High-Rate Laser Surface Texturing for Advanced Tribological Functionality. *Lubricants* 8, 33 (2020).
- [2] C. Röcker, A. Löscher, M. Delaigue, C. Hönninger, E. Mottay, T. Graf, M. Abdou Ahmed: Flexible Sub-1 ps Ultrafast Laser Exceeding 1 kW of Output Power for High-Throughput Surface Structuring. In *Advanced Solid State Lasers*, Optical Society of America: San Diego, CA, USA, p. AM4A.2 (2019).
- [3] M. Müller, C. Aleshire, A. Klenke, E. Haddad, F. Légaré, A. Tünnermann, J. Limpert: 10.4 kW coherently combined ultrafast fiber laser. *Opt. Lett.* 45, 3083–3086 (2020).
- [4] W. Friedhorsky, D. Lier, R. Day, D. Gerke: Hard-X-Ray Measurements of 10.6- μm Laser-Irradiated Targets. *Phys. Rev. Lett.* 47, 1661 (1981).
- [5] M.D. Perry, G. Mourou: Terawatt to petawatt sub-picosecond lasers. *Science* 264, 5161 (1994).
- [6] B.N. Chichkov, C. Momma, A. Tünnermann, S. Meyer, T. Menzel, B. Wellegehausen: Hard-x-ray radiation from short-pulse laser-produced plasmas. *Appl. Phys. Lett.* 68, 2804 (1996).
- [7] H. Legall, C. Schwanke, S. Pentzien, G. Dittmar, J. Bonse, J. Krüger: X-ray emission as a potential hazard during ultrashort pulse laser material processing. *Appl. Phys. A* 124, 407 (2018).
- [8] R. Weber, R. Giedl-Wagner, D.J. Förster, A. Pauli, T. Graf, J.E. Balmer: Expected X-ray dose rates resulting from industrial ultrafast laser applications. *Appl. Phys. A* 125, 635 (2019).
- [9] C. Freitag, R. Giedl-Wagner: X-Ray Protection in an Industrial Production Environment. *Photonics Views* 17, 37 (2019).
- [10] H. Legall, J. Bonse, J. Krüger: Review of x-ray exposure and safety issues arising from ultra-short pulse laser material processing. *J. Radiol. Prot.* 41, R28 (2021).
- [11] P. Mosel, P. Sankar, J.F. Düsing, G. Dittmar, T. Püster, P. Jäschke, J-W Vahlbruch, U. Morgner, M. Kovacev: X-ray Dose Rate and Spectral Measurements during Ultrafast Laser Machining Using a Calibrated (High-Sensitivity) Novel X-ray Detector. *Materials* 14, 4397 (2021).
- [12] J. Schille, S. Kraft, T. Pflug, C. Scholz, M. Clair, A. Horn, U. Löschner: Study on X-ray Emission Using Ultrashort Pulsed Lasers in Materials Processing. *Materials* 14, 4537 (2021).
- [13] J.E. Ballmer, T.P. Donaldson: Resonance Absorption of 1.06- μm Laser Radiation in Laser-Generated Plasma. *Phys. Rev. Lett.* 39, 17 (1977).
- [14] U. Teubner, J. Bergmann, B. van Wonterghem, F.P. Schäfer: Angle-Dependent X-Ray Emission and Resonance Absorption in a Laser-Produced Plasma Generated by a High Intensity Ultrashort Pulse. *Phys. Rev. Lett.* 70, 6 (1993).
- [15] R. Sauerbrey, J. Fure, S.P. Le Blanc: Reflectivity of laser-produced plasmas generated by a high intensity ultrashort pulse. *Phys. Plasmas* 1, 5 (1994).
- [16] H. Legall, Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), Berlin, Germany. Private Kommunikation, 8. Dezember 2020.
- [17] R. Giedl-Wagner, GFH GmbH, Deggendorf, Germany. Private Kommunikation, 17. Juni 2021.
- [18] D. Kattan: Untersuchung der Röntgenemissionen durch laserinduzierte Plasmen in der Materialbearbeitung mit Ultrakurzpulslasern an Luft. Masterarbeit, Heinrich Heine Universität, Düsseldorf (2021).
- [19] G. Dittmar: Arbeitsblatt 2: Zunahme der laserinduzierten ionisierenden Strahlung (LIS) bei größer werdender Fokusfläche trotz gleicher Bestrahlungsstärke. DOI: 10.13140/RG.2.2.29845.06886, Zugriff 20.08.2021.
- [20] H. Legall, C. Schwanke, J. Bonse, J. Krüger: The influence of processing parameters on X-ray emission during ultra-short pulse laser machining. *Appl. Phys. A* 125, 570 (2019).
- [21] M. Cerchez, R. Jung, J. Osterholz, T. Toncian, O. Willi, P. Mulser, H. Ruhl: Absorption of ultrashort laser pulses in strongly overdense targets. *Phys. Rev. Lett.* 100, 245001 (2008).

Hochkontrast-Ultrakurzpulsmessungen für fortgeschrittene Industrieanwendungen und Laserentwicklung

Matthias Baudisch, Mateusz Ibek, Edlef Büttner, Peter Staudt

APE Angewandte Physik & Elektronik GmbH, Plauener Strasse 163-165 | Haus N, 13053 Berlin.

Femtosecond-ultrashort lasers are of fast growing importance for a multitude of material processing applications. Hereby, more and more studies focus on the influence of the pulse duration and pulse shape on the material processing mechanisms. Commonly the behaviour of the pulse is defined by the temporal width. Considering a Sech^2 or Gaussian-like pulse shape, the peak power and peak intensity of the laser pulse can be calculated. Nevertheless, this assumption ignores the fact that real laser pulses can feature long picosecond pulse trails below the main femtosecond peak, which are typically hard to measure with standard, commercially available devices like collinear SHG-autocorrelators.

Here we present various pulse measurements with the novel high-contrast autocorrelator from APE GmbH, demonstrating its capabilities and advantages in identifying the real pulse energy which is contained in the femtosecond main peak.

Femtosekunden-Ultrakurzpulslaser haben eine immer größere Bedeutung für eine Vielzahl von Materialbearbeitungsprozessen. Dabei adressieren auch immer mehr Untersuchungen die Abhängigkeit der Prozessqualität von der Laserpulsdauer [1-3], welche im Allgemeinen durch die Halbwertbreite des Pulses beschrieben wird. Über die Annahme einer Gauss- oder Sech^2 -förmigen Pulsform lässt sich dann die Spitzenleistung und Spitzenintensität eines Laserpulses bestimmen. Bei dieser Betrachtung wird jedoch meist vernachlässigt, dass Femtosekunden-Laserquellen auch Pulsenergien im Untergrund des Hauptpeaks im Picosekunden-Bereich haben können, welche mit herkömmlichen Pulsmessmethoden, wie z.B. kommerziellen, kollinearen SHG-Autokorrelatoren nur schwer zu identifizieren sind.

Hier zeigen wir unterschiedlichste Messungen mit dem neuen Hochkontrast-Autokorrelator der APE GmbH und demonstrieren deren Nutzen zum Identifizieren der tatsächlichen Pulsenergie im Femtosekunden-Hauptpeak.

Herkömmliche, kommerzielle Pulsmessmethoden wie kollineare SHG-Autokorrelation können meist nur schwer ermitteln, ob und wieviel Pulsenergie außerhalb des Femtosekunden-Hauptpulses in langgestreckten, pikosekunden-Strukturen vorhanden ist. Dieses Wissen gibt aber Aufschluss darüber, wie hoch die tatsächliche

Spitzenleistung und Spitzenintensität der Lichtquelle wirklich ist und wieviel Pulsenergie nur bedingt zum Bearbeitungsprozess beiträgt. Der Typ2-Hochkontrast-Autokorrelator der APE GmbH ermöglicht es SHG-Autokorrelationen mit einem Dynamikbereich von bis zu 10^7 über einen Scanbereich von 1000 ps aufzunehmen

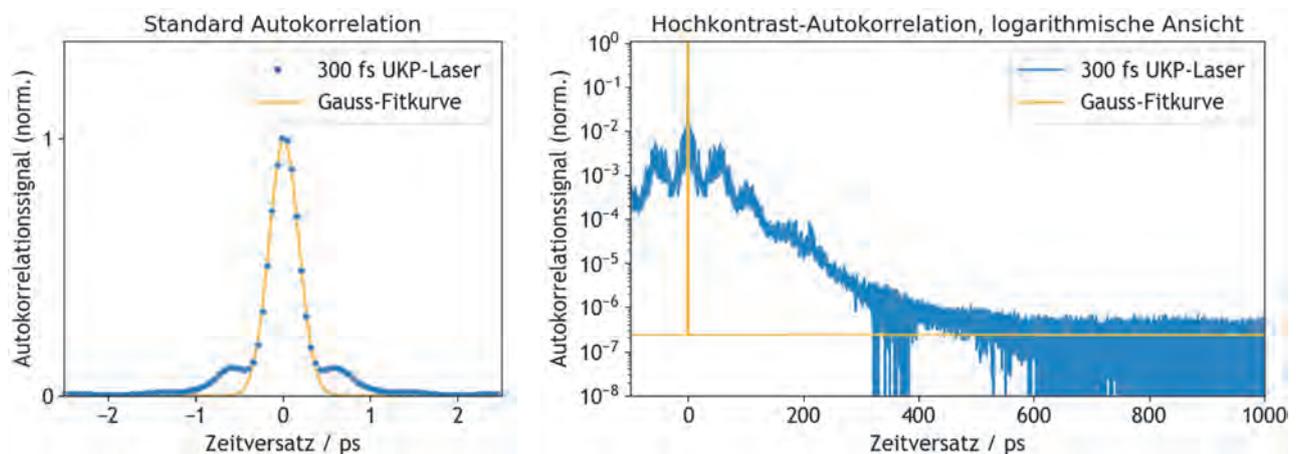


Bild 1: Messung eines Femtosekunden-Ultrakurzpulslasers mit einem Standard-Autokorrelator und einem Hochkontrast-Autokorrelator (unterschiedliche x-Achsenkalibrierung beachten). Neben dem Femtosekunden-Hauptpeak ist eine zeitlich deutlich längere Untergrundstruktur mit mehreren hundert Pikosekunden Länge zu erkennen, welche mit Standard-SHG-Autokorrelatoren nicht sichtbar ist. Bei dem Beispiel befinden sich nur ca. 52 % des Flächenintegrals im gelben Fit des Femtosekunden-Hauptpeaks.

Im Unterschied zu herkömmlichen Typ1-SHG-Autokorrelatoren basiert der Hochkontrast-Autokorrelator auf der nichtlinearen Typ2-Interaktion, welche eine fast untergrundfreie Autokorrelationsmessung selbst in kollinear Strahlgeometrie ermöglicht (siehe [4] für weitere Details). In Bild 1 ist ein Beispiel einer Standard-Autokorrelation im Vergleich mit einer Hochkontrast-Autokorrelation eines Femtosekunden-Lasers mit einer FWHM-Pulslänge von 300 fs zu sehen (blau). In Gelb ist die Gauss-Fit-Kurve dargestellt. In der Hochkontrast-Autokorrelation ist ein mehrere 100 Picosekunden langer Untergrundpuls zu sehen. Diese Messung erreicht einen Dynamikbereich von $>10^6$. Im Vergleich dazu sind mit Standard-Autokorrelatoren typischerweise nur Signal-zu-Rauschverhältnisse von 10^2 bis 10^3 möglich, wodurch der Pikosekunden-Untergrund nicht sichtbar wäre.

Es ist wichtig zu realisieren, dass viele Laserpulse von kommerziellen Laserquellen solche Pikosekunden-Untergründe besitzen, welche oft durch das Laserdesign intrinsisch vorhanden sind. Solange diese Pulseuntergründe jedoch keinen signifikanten Teil der Gesamtpulsenergie ausmachen, gibt es auch keine Nachteile für Materialbearbeitungsprozesse.

Eine mögliche Anwendung von Hochkontrast-Autokorrelatoren ist die Qualitätskontrolle bei der Herstellung von Ultrakurzpulslasern. Ein Beispiel eines Anwendungsfalles ist in Bild 2 dargestellt. Bei diesem realen Beispiel wurde auf Grund eines Optikfehlers bei der La-

serfertigung ein defekter Laser hergestellt. Der produzierte Laser funktionierte zwar mit den spezifizierten Parametern (Durchschnittsleistung, Leistungsstabilität, Strahl-Richtungsstabilität). Auch die Pulsdauer gemessen mit einem Standard-Autokorrelator war innerhalb der Spezifikationen (siehe Bild 2a). Der Fehler fiel erst während der Anwendung auf, da dieser Laser zum Treiben einer nichtlinearen Frequenzkonversion vorgesehen war und auf Grund des Defektes signifikant geringere Effizienzen bei der Frequenzverdopplung erzielt wurden. Eine Hochkontrast-Autokorrelationsmessung hätte den Produktionsfehler schon bei der Fertigung identifizieren können und damit die zeitaufwendige, nachträgliche Reparatur verhindert. Bild 2a und 2c zeigen die jeweiligen Autokorrelationen des defekten Lasers und Bild 2b und 2d die Autokorrelationen des Laser nach der Reparatur. In der Standard-Autokorrelation ist kein signifikanter Unterschied feststellbar (Bild 2a vs. Bild 2b). Allerdings zeigt die Hochkontrast-Autokorrelation starke Unterschiede (Bild 2c vs. Bild 2d, zur besseren Visualisierung mit logarithmischer Intensitätsskala). Beim defekten Laser ist der Pikosekunden-Untergrund ca. eine Größenordnung stärker und besitzt damit mehr Pulsenergie des Gesamtpulses, als bei dem reparierten Laser. Zum quantitativen Vergleich wurde für beide Messungen ein Fidelity-Wert (Berechnung: Fläche des Gauss-Fits bzw. des Hauptpeaks vs. Gesamtfläche der Autokorrelation) ermittelt. In dem Beispiel besitzt der defekte Laser einen nur halb so großen Fidelity-Wert, wie der reparierte.

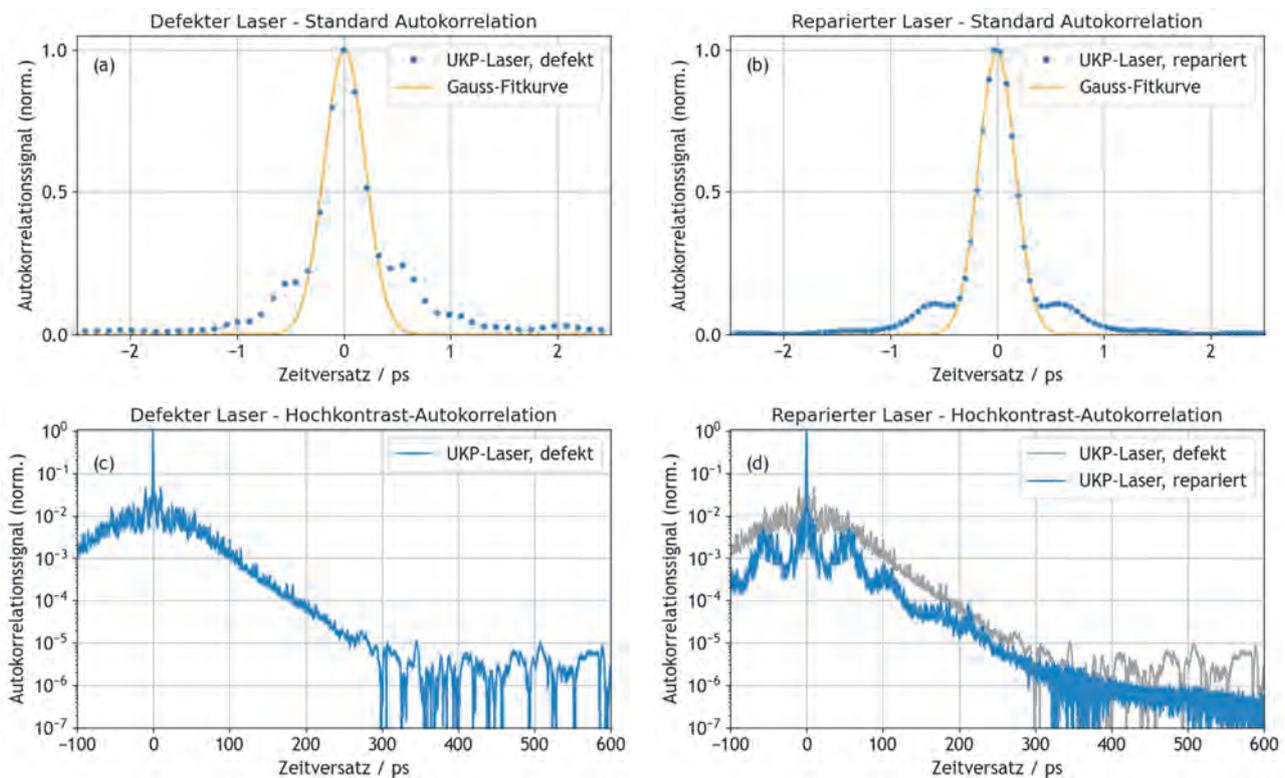


Bild 2: Vergleich von einer Standard-Autokorrelation und Hochkontrast-Autokorrelation eines defekten Lasers vor (a,c) und nach (b,d) der Reparatur. In der Hochkontrast-Autokorrelation ist beim defekten Laser ein deutlich höherer Pikosekunden-Pulsuntergrund sichtbar, welcher zu einer geringeren Pulsenergie im Femtosekunden-Hauptpeak führt.

Zusammenfassung

Mit dem Hochkontrast-Autokorrelator von APE GmbH, gibt es jetzt ein einfach zu benutzendes Laserpuls-Messgerät, welches für die Charakterisierung von Laserstrahlquellen benutzt werden kann. Es ist ein perfektes Werkzeug für die Optimierung des Pulscontrastes von bestehenden Laserquellen (zum Beispiel durch Kompressor-einstellungen) oder für die Verbesserung während der Entwicklung von neuen Ultrakurzpuls-Laserquellen. Die hierdurch eröffneten Möglichkeiten der Vermessung und Verbesserung des Pulscontrastes von Ultrakurzpuls-Laserquellen ist fundamental für die zukünftige Optimierung von spitzenleistungsgetriebenen Materialbearbeitungsprozessen.

Literaturverzeichnis

- [1] R. Le Harzic et al., "Pulse width and energy influence on laser micromachining of metals in a range of 100fs to 5ps," Applied Surface Science 249, Issues 1-4, (2005).
- [2] C. Chien und M. Gupta, "Pulse width effect in ultrafast laser processing of materials," Appl. Phys. A 81, 1257 (2005).
- [3] T. C. Gunaratne et al., "Influence of the temporal shape of femtosecond pulses on silicon micromachining" , Journal of Applied Physics 106, 123101 (2009).
- [4] M. Ibek und T. Neicke, "Advanced Ultrashort-Pulse Laser Diagnostics," PhotonicsViews, 16: 56-58 (2019).

Untersuchungen zur fluenzabhängigen transienten Reflektivität von Edelstahl nach Anregung mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

Theo Pflug¹, Nick Börnert¹, Markus Olbrich¹, Jan Winter², Jörg Schille¹, Udo Löschner¹, Heinz Huber², und Alexander Horn¹

¹ Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

² Hochschule München, Lothstraße 34, 80335 München

Die Ablationseffizienz bei der Lasermaterialbearbeitung hängt stark vom Reflexionsgrad des zu bearbeitenden Materials ab. Bei der Bestrahlung mit hochintensiver ultrakurz gepulster Laserstrahlung im Femtosekundenbereich kann sich der Reflexionsgrad bereits drastisch während des Puls ändern. Somit wird in Abhängigkeit der Fluenz der anregenden Laserstrahlung die Pulsenergie unterschiedlich effizient in das Material eingekoppelt. Diese Arbeit untersucht daher die transiente Reflektivität von Edelstahl während der Anregung mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung (800 nm, 40 fs) mittels orts- und zeitaufgelöster Pump-Probe-Reflektometrie. Die beobachtete transiente Reflektivität für eine Wellenlänge von 532 nm sinkt dabei monoton bis zu einer Fluenz von 1 J/cm² und steigt für höhere Fluenzen wieder an. Daraus ergibt sich bei Anregung mit einer gaußförmigen räumlichen Intensitätsverteilung eine ringförmige Änderung der Reflektivität, welche bisher noch nicht beobachtet wurde.

1. Einleitung

Die steigenden Anforderungen an die Qualität und Effizienz bei der Lasermaterialbearbeitung erfordern ein zunehmend größeres Verständnis der physikalischen Prozesse während der Laserstrahlung-Materie-Wechselwirkung. Die Pump-Probe Messtechnik ist dabei eine etablierte Methode um ultraschnelle Prozesse im Femtosekundenbereich beobachten zu können [1]. Im Prinzip wechselwirkt ultrakurz gepulste elektromagnetische Strahlung im UV - NIR Bereich hauptsächlich mit den leichten Elektronen eines Festkörpers [2]. Anschließend gibt das Elektronensystem die absorbierte Energie innerhalb einer gewissen Kopplungszeit über Stöße an das Phononensystem ab und erwärmt den Festkörper. Bei genügend hohen Intensitäten der anregenden Strahlung wird das Material aufgeschmolzen, verdampft oder durch andere Mechanismen wie Phasenexplosion und Spallation ablatiert [3]. Die deponierte Pulsenergie und damit die Ablationseffizienz (ablatiertes Volumen pro Pulsenergie) ist dabei unter anderem vom Reflexionsgrad der Materialoberfläche abhängig. Der Reflexionsgrad kann sich jedoch aufgrund der Anregung der Elektronen schon während der Bestrahlung mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung ändern, weshalb die Ablationseffizienz auch eine Funktion der eingestrahnten Intensität ist. Aktuelle Studien haben am Beispiel von Edelstahl ein Optimum der Ablationseffizienz bei einer eingestrahnten Fluenz von etwa 1 J/cm² sowohl für Einzelpuls- als auch Multipulsbearbeitung bestimmt [4, 5]. Dieser Artikel untersucht, ob die transiente Reflexionsgradänderung während der Bestrahlung eine mögliche Ursache für diese in der Literatur ermittelte optimale Fluenz ist. Dafür wird Edelstahl (EN 1.4301) mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit einer Spitzenfluenz von 2 J/cm² angeregt und die Änderung der relativen Reflektivität mittels ortsaufgelöster Pump-Probe Reflektometrie gemessen.

Durch Anregung mittels bekannter räumlich gaußförmiger Pumpstrahlung kann eine ortsaufgelöste Messung direkt in eine fluenz aufgelöste Messung transformiert werden.

2. Ortsaufgelöste Pump-Probe Reflektometrie

Bei der Pump-Probe Messtechnik regt fokussierte Pumpstrahlung die Oberfläche eines Probenmaterials an, während mittels Probestrahlung die Änderung der optischen Eigenschaften detektiert wird. In dieser Arbeit wird zur Erzeugung der Pump- und Probestrahlung die emittierte Strahlung eines verstärkten Titan:Saphir-Lasers (Astrella, Coherent Inc., $\lambda = 800$ nm, $\tau_H = 35$ fs) mittels Strahlteiler aufgespalten (Abb. 1).

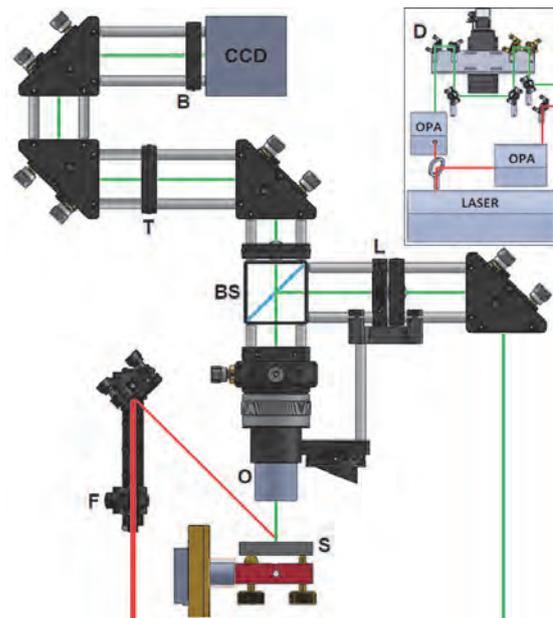


Abbildung 1: Schematischer Aufbau des verwendeten Pump-Probe Reflektometers bestehend aus Laser, zwei OPAs, Verzö-

gerungsstrecke D, Fokussierlinse F, Probe S, Strahlteiler BS, Objektiv O, Linse L, Tubuslinse T, Bandpassfilter B und CCD-Kamera.

Die Wellenlängen von Pump- und Probestrahlung können separat mit jeweils einem optisch parametrischen Verstärker (OPA) variiert werden ($260 \text{ nm} \leq \lambda \leq 20 \text{ }\mu\text{m}$). In dieser Arbeit beträgt die Wellenlänge der Probestrahlung $\lambda_{\text{probe}} = 532 \text{ nm}$ und die der Pumpstrahlung $\lambda_{\text{pump}} = 800 \text{ nm}$. Durch eine geometrische Verzögerungsstrecke können die optischen Weglängen von Pump- und Probestrahlung relativ zueinander verändert werden, um die transienten optischen Eigenschaften des angeregten Probenmaterials zeitlich abzutasten. Innerhalb des Reflektometers wird die Pumpstrahlung mittels einer 150 mm Linse (F) unter einem Einfallswinkel von 45° auf die Probenoberfläche fokussiert. Die resultierenden Strahldurchmesser sind zu $d_y = 44,7 \text{ }\mu\text{m}$ und $d_x = 63,3 \text{ }\mu\text{m}$ für die jeweiligen Halbachsen bestimmt worden. Um die transiente relative Reflektivitätsänderung des angeregten Probenmaterials zu detektieren, wird die Probestrahlung über einen Strahlteiler (BS) durch ein Objektiv (O, 10x, $NA = 0,2$) auf die Probenoberfläche geführt (Abb. 1). Die an der Probenoberfläche (S) reflektierte Probestrahlung wird mittels Objektiv (O) und Tubuslinse (T, $f = 200 \text{ mm}$) auf einem CCD-Chip abgebildet. Die Linse (L, $f = 150 \text{ mm}$) ermöglicht eine gleichmäßige Ausleuchtung des CCD-Chips. Die orts aufgelöste relative Reflektivitätsänderung wird dann durch

$$\Delta R/R = \frac{R_1 - R_0}{R_0}$$

berechnet, mit der Reflektivität ohne Anregung R_0 und der transienten Reflektivität mit Anregung durch Pumpstrahlung R_1 . Ein Bandpassfilter (B) verhindert, dass neben der an der Oberfläche reflektierten Probestrahlung auch Streulicht der Pumpstrahlung detektiert wird.

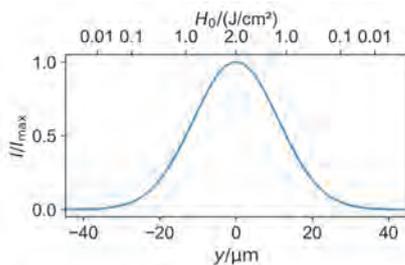


Abbildung 2: Normierte berechnete ortsabhängige Intensitätsverteilung der anregenden Laserstrahlung als Funktion der y -Koordinate und der dazugehörigen ortsabhängigen Fluenz $H(y)$ bei einer Spitzenfluenz von 2 J/cm^2 .

Die Kombination der orts aufgelösten Reflektometrie mit bekannter räumlich gaußförmiger Pumpstrahlung erlaubt dabei über die Beziehung

$$H(y) = H_0 \exp\left(-8 \frac{y^2}{d_y^2}\right)$$

direkt die fluenz aufgelöste Messung der relativen Reflektivitätsänderung (Abb. 2).

3. Validierung der fluenz aufgelösten Pump-Probe Reflektometrie

Zur Validierung der fluenz aufgelösten Messtechnik wird die relative Reflektivitätsänderung $\Delta R/R$ von Silizium nach Bestrahlung mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung bei verschiedenen Spitzenfluenzen ($0,08; 0,14; 0,23; 0,31 \text{ J/cm}^2$) mittels orts aufgelöster Reflektometrie bestimmt (Abb. 3).

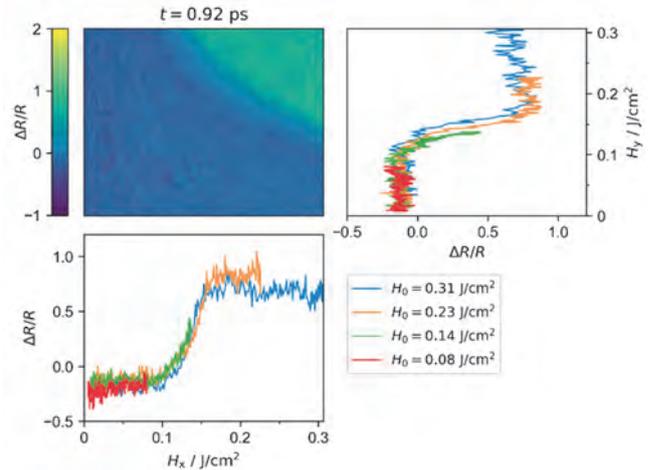


Abbildung 3: Links oben: orts aufgelöste relative Reflektivitätsänderung von Si als Funktion der Fluenzen H_x und H_y zur Zeit $t = 0,92 \text{ ps}$ nach Anregung mit Pumplaserstrahlung bei einer Spitzenfluenz von $H_0 = 0,31 \text{ J/cm}^2$; rechts und unten: resultierende relative Reflektivitätsänderung als Funktion der Fluenz H_x und H_y nach Anregung mit Pumplaserstrahlung bei verschiedenen Spitzenfluenzen H_0 .

Dabei ist zu erkennen, dass $\Delta R/R(H_y, H_x)$ unabhängig von der verwendeten Spitzenfluenz H_0 ist. Eine Änderung der optischen Eigenschaften durch laterale Diffusion innerhalb der ersten Pikosekunden kann somit vernachlässigt werden. Die orts aufgelöste Messung der relativen Reflektivitätsänderung nach Bestrahlung mit der Spitzenfluenz H_0 enthält demzufolge auch alle relativen Reflektivitätsänderungen für $H \leq H_0$.

4. Transiente Reflektivität von Edelfstahl

Edelfstahl als Bulkmaterial (EN 1.4301) wird mit Einzelpulsen ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit einer Spitzenfluenz von $H_0 = 2 \text{ J/cm}^2$, einer Pulsdauer von $\tau_H = 40 \text{ fs}$ und einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{pump}} = 800 \text{ nm}$ bestrahlt. Die verwendete Spitzenfluenz entspricht etwa der achtfachen Ablationsschwelle von Edelfstahl. Die transiente relative Reflektivitätsänderung während der Bestrahlung wird mit orts aufgelöster Pump-Probe Reflektometrie bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{probe}} = 532 \text{ nm}$ und einer zeitlichen Auflösung von $\Delta t = 40 \text{ fs}$ bestimmt. Der Referenzpunkt t_0 entspricht dabei dem Zeitpunkt, an dem die maximale Intensität der Pumpstrahlung mit dem Material wechselwirkt. Innerhalb der ersten Pikosekunde nach t_0 wird eine lateral ringförmige relative Reflektivitätsänderung mit einem verringertem $\Delta R/R < 0$ im äußeren bestrahlten Bereich und $\Delta R/R \approx 0$ im Zentrum gemessen (Abb. 4).

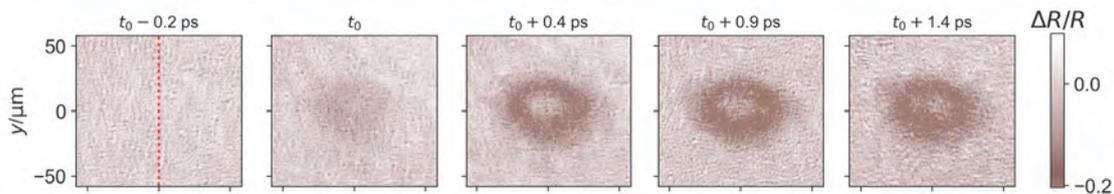


Abbildung 4: Gemessene orts aufgelöste relative Reflektivitätsänderung $\Delta R/R$ von Edelstahl (EN 1.4301) nach Bestrahlung mit Pump laserstrahlung (2 J/cm^2 ; 40 fs ; 800 nm) gemessen mittels orts aufgelöster Pump-Probe Reflektometrie bei einer Wellenlänge von 532 nm .

Durch die bekannte Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung kann aus der orts aufgelösten Messung (Abb. 4) direkt die relative Reflektivitätsänderung als Funktion der Fluenz für jeden beliebigen Zeitschritt berechnet werden (Abb. 5).

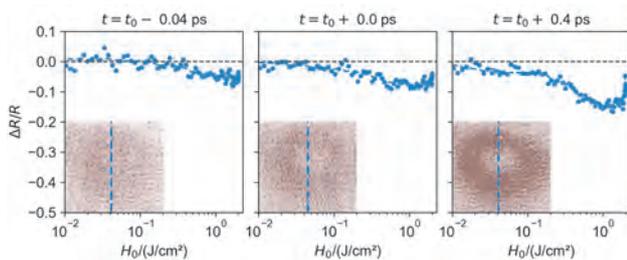


Abbildung 5: Gemessene relative Reflektivitätsänderung $\Delta R/R$ von Edelstahl (EN 1.4301) bei 532 nm als Funktion der Fluenz der anregenden Pumpstrahlung (2 J/cm^2 ; 40 fs ; 800 nm) für verschiedene Zeiten relativ zu t_0 .

Zum Zeitpunkt $t_0 - 40 \text{ fs}$ kurz bevor die maximale Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung mit dem Material wechselwirkt sinkt $\Delta R/R$ monoton mit steigender Fluenz (Abb. 5 links). Zu späteren Zeiten $t \geq t_0$ erreicht $\Delta R/R$ ein Minimum bei einer Fluenz von etwa 1 J/cm^2 und steigt für höhere Fluenzen wieder bis nahezu auf den initialen Wert $\Delta R/R = 0$ (Abb. 5 mittig und rechts). Mögliche Ursachen für dieses Verhalten könnten ballistische Elektrendiffusion [6], thermionische Emission [7] oder transiente optische Übergänge für $H > 1 \text{ J/cm}^2$ sein [8]. Eine genaue Differenzierung dieser eventuell auftretenden physikalischen Prozesse erfordert weiterführende spektrale Pump-Probe Messungen und zusätzliche theoretische Modelle zur Abschätzung der nach Anregung resultierenden Elektronentemperaturen, -dichten und -stoßfrequenzen.

5. Zusammenfassung

Die relative Reflektivitätsänderung $\Delta R/R$ von Edelstahl (EN 1.4301) wurde mit orts aufgelöster Pump-Probe Reflektometrie während und nach der Bestrahlung mit Einzelpulsen (2 J/cm^2 , 40 fs , 800 nm) detektiert. Die Ortsauflösung ermöglicht die Bestimmung von $\Delta R/R$ als Funktion der wirkenden Fluenz, die jeder Ortskoordinate zugeordnet werden kann. Die Messungen zeigen eine monoton sinkende relative Reflektivitätsänderung $\Delta R/R$ für Fluenzen $H < 1 \text{ J/cm}^2$ innerhalb der ersten Pikosekunde nach der Bestrahlung. Für Fluenzen $H > 1 \text{ J/cm}^2$ steigt $\Delta R/R$ wieder nahezu bis auf seinen Ausgangszustand,

wodurch $\Delta R/R$ lateral eine ringförmige Verteilung aufweist. Diese ringförmige transiente Reflektivitätsänderung von Edelstahl mit einem Reflektivitätsminimum bei 1 J/cm^2 könnte eine mögliche Ursache für die in der Literatur bestimmte optimale Ablationseffizienz bei $H \approx 1 \text{ J/cm}^2$ sein.

Danksagung

Die Autoren danken dem Europäischen Sozialfonds für Deutschland (ESF) für die Finanzierung des Projektes EilaSax (100339506) und der Deutschen Forschungsgemeinschaft (INST 522/14-1 FUGG).



Diese Maßnahme wird mitfinanziert durch Steuermittel auf der Grundlage des vom Sächsischen Landtag beschlossenen Haushaltes.



Literaturverzeichnis

- [1] M. Domke, S. Rapp, H. Huber, *Physics Procedia* **39**, 717 (2012)
- [2] S.-S. Wellershoff, J. Hohlfeld, J. Güdde, E. Matthias, *Appl. Phys. A* **69**, S99-S107 (1999)
- [3] M. Olbrich, T. Pflug, C. Wüstefeld, M. Motylenko, S. Sandfeld, D. Rafaja, A. Horn, *Opt Lasers Eng* **129**, 106067 (2020)
- [4] D. Redka, C. Gadelmeier, J. Winter, M. Spellauge, C. Eulenkamp, P. Calta, U. Glatzel, J. Minár, H.P. Huber, *Applied Surface Science* **544**, 148839 (2021)
- [5] J. Schille, L. Schneider, U. Loeschner, *Applied Physics A* **120**, 847 (2015)
- [6] O. Herrfurth, T. Pflug, M. Olbrich, M. Grundmann, A. Horn, R. Schmidt-Grund, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 212103 (2019)
- [7] T. Wang, J. Guo, J. Shao, D. Wang, A. Chen, M. Jin, *Phys. Plasmas* **22**, 33106 (2015)
- [8] S. Richter, O. Herrfurth, S. Espinoza, M. Rebarz, M. Kloz, J. Leveillee, A. Schleife, S. Zollner, M. Grundmann, J. Andreasson, R. Schmidt-Grund, *New J. Phys.* (2020)

Erzeugung von laserinduzierten Schockwellensignalen für die Vermessung von Asphaltkörpern

Manuel Pfeiffer, Jörn Hübel, Steffen Weißmantel
Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

Ziel dieser Untersuchungen war die Erforschung und Entwicklung einer neuartigen opto-akustischen Messtechnologie für eine mobile, berührungslose, zerstörungsfreie Bestimmungsmethode des strukturellen Zustands von Asphaltfahrbahnen, speziell der dafür notwendigen laserinduzierten Signalerzeugung. Diese Messtechnologie basiert auf der Impulseinkopplung hochenergetischer Laserpulse, die in die Fahrbahnoberfläche eingetragen werden und auf der Auswertung der Ausbreitungs- und Reflexionsmuster der so generierten Körperschallwellen. Hierfür wurden Versuche zur Bestimmung der generellen Einflussparameter hinsichtlich der laserinduzierten Signalgenerierung vorgenommen. Ziel war die Generierung von Schockwellensignalen mit Frequenzen von 1 Hz bis 20 kHz mit ausreichender Signalstärke & -reichweite für die Anwendung einer MASW-Vermessungsmethode (MASW – „Multichannel Analysis of Surface Waves“), welche für die anschließende Signalzuordnung in einem horizontal geschichteten Medium (Asphaltfahrbahn, notwendig ist.

1. Motivation und Zielstellung

Im heutigen Straßenbau stellt die Erhaltung der vorhandenen Verkehrsinfrastruktur den Schwerpunkt in Deutschland dar. Um eine gezielte Erhaltungsplanung zu realisieren ist es daher nötig die Ursachen für Straßenschäden vorausschauend oder zeitnah zu erkennen und genau zu lokalisieren. Gemäß aktuellen Richtlinien für die Bewertung der strukturellen Substanz von Asphaltbefestigungen [1] werden hierfür aufwendig und mit Straßensperrungen verbundene Kernbohrungen unternommen, welche lediglich punktuell und unter hohem Aufwand zeitverzögert ausgewertet werden können.

Die Idee und die Grundlagen für ein alternatives, zerstörungsfreies Verfahren zur Bewertung der strukturellen Substanz von Asphaltfahrbahnen wurden 2016 in einem Forschungsprojekt [2] entwickelt und mit einer Patentschrift [3] geschützt. In diesem Verfahren wird in die Fahrbahnbefestigung durch einen mechanischen Kraftstoß ein Körperschallfeld induziert und anschließend durch ein Array von Beschleunigungsaufnehmern in unterschiedlichen Entfernungen zur Quelle detektiert. Die so akquirierten örtlich verteilten Beschleunigungs-Zeitverläufe können mit Hilfe eines multimodalen Modells basierend auf der MASW-Methode („Multichannel analysis of surface waves“ [4]) weiterverarbeitet werden, wodurch Angaben zum Steifigkeitsmodul einzelner Schichten der Fahrbahn und in einem nächsten Schritt Aussagen zum Zustand der Fahrbahn möglich sind. In diesem Entwicklungsschritt erfolgt die Anregung der Struktur jedoch statisch und nicht berührungslos, was keine schnelle und flächendeckende Untersuchung ermöglichen konnte.

Die Signalanregung wurde nun dahingehend weiterentwickelt, dass ein Impulseintrag durch hochenergetische Laserpulse und infolgedessen eine laserinduzierte Schockwellensignalanregung den mechanischen Kraftstoß ersetzt (siehe Abbildung 1). Der Vorteil eines sol-

chen optischen Kräfteintrags ist ein berührungs- und nahezu zerstörungsfreies, alternatives Anregungsverfahren, wodurch nun eine schnelle und mobile Messung und infolgedessen eine kontinuierliche und flächendeckende Fahrbahnprüfung ermöglicht wird.

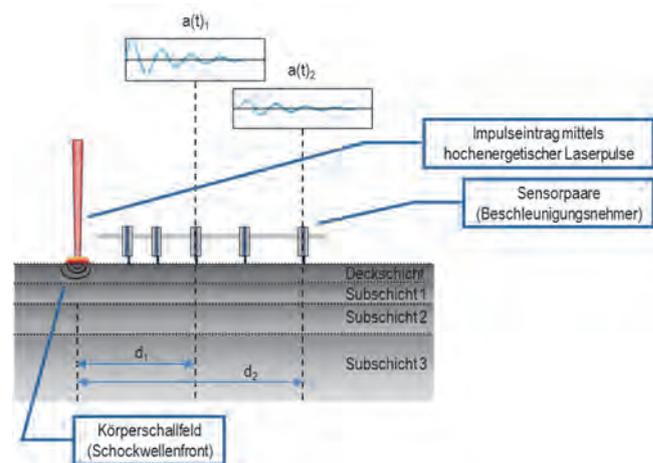


Abbildung 1: Schematische Darstellung des MASW-Verfahrens zur zerstörungsfreien Bewertung der strukturellen Substanz von mehrschichtigen Asphaltfahrbahnen. Der Impulseintrag und infolgedessen die Schockwellenanregung erfolgt durch hochenergetische Laserpulse berührungslos.

Hierfür wurden sowohl Versuche an Asphaltprobekörpern zur Bestimmung von generellen Einflussfaktoren hinsichtlich der laserinduzierten Signalgenerierung als auch Untersuchungen zu den Eigenschaften der erzeugten Signale vorgenommen. Ziel war dadurch die Generierung und Modellierung von laserinduzierten Schockwellensignalen mit Frequenzen von 1 Hz bis mindestens 20 kHz mit ausreichender Signalstärke & Signalreichweite für die Anwendung einer MASW-Vermessungsmethode für Asphaltfahrbahnen. Für eine Zuordnung frequenzgleicher Signale in horizontal geschichteten Medien, was einem Aufbau einer realen Asphaltfahrbahn mit mehreren Subschichten entspricht, wird eine Mindestsignalreichweite von 100 cm für die Anordnung des

Arrays von Beschleunigungsaufnehmern bei gleichzeitig SNR (signal-to-noise ratio) Signalstärke an allen Positionen von mindestens 10 db angestrebt. Hintergrund für die Signalzuordnung mittels MASW-Methode ist die dispersive Ausbreitungsgeschwindigkeit von Oberflächenwellen, hier speziell der untersuchten Rayleighwellen, in geschichteten Festkörpern mit verschiedenen Eigenschaften [5].

2. Grundlagen zur laserinduzierten Schockwellenanregung

Die laserinduzierte Schockwellenanregung basiert auf der Absorption hochenergetischer Laserpulse in der Probekörperoberfläche [6]. Bei ausreichend kurzen Pulsdauern im Nanosekundenbereich und gleichzeitig hohen Laserpulsfluenzen $> 30 \text{ J/cm}^2$ erfolgt infolge des Materialabtrags vom Probekörper mit Abtragstiefen pro Puls von 10 nm bis 100 nm eine explosionsartige Plasmabildung. Durch die Plasmaexpansion wird ein Rückstoß hervorgerufen, in dessen Folge eine resultierende Schockwellenfront im Probekörper entsteht (siehe Abbildung 2) und sich in Form eines Körperschallfeldes u. a. als Rayleighwellen ausbreitet.

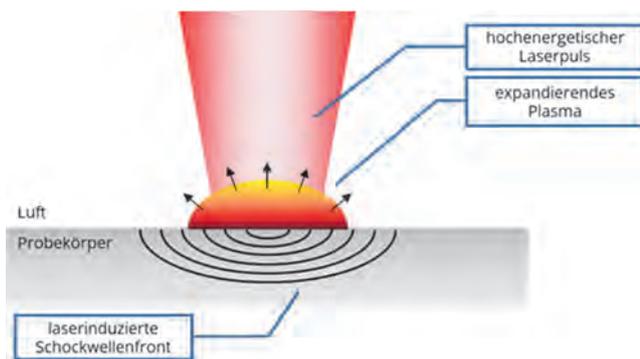


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Generierung von Körperschallwellen in Form einer sich ausbreitenden Schockwellenfront durch den Eintrag hochenergetischer Laserpulse und dadurch als Folge eines so erzeugten, expandierenden Plasmas.

Das so generierte Schockwellenprofil folgt dabei grob den zeitlichen Eigenschaften der verwendeten Laserstrahlung, wobei der Schockwellendruck von der Laserstrahlwellenlänge, der Pulsdauer, der Fokus-Spot-Größe sowie vom Probekörpermaterial selbst als auch von der Art der Plasmaexpansion abhängt [6].

3. Experimentelle Durchführung und Anlagentechnik

Die Grundlage des experimentellen Aufbaus für die Laboruntersuchung an den Asphaltprobekörpern zur Schockwellenanregung mittels hochenergetischer Laserpulse bildet eine Excimerlaser-Laboranlage mit einem integrierten KrF-Excimerlaser LPX Pro 305F der Firma Coherent GmbH mit einer Wellenlänge von 248 nm, einer Pulsdauer von 30 ns und einer maximalen Pulsenergie am Strahlausgang am Lasergerät von 1,2 J. Die

Pulsrepetitionsrate kann frei bis 50 Hz eingestellt werden. Das höhenverstellbare Halterungssystem der Anlage für die Probekörper erlaubte eine punktuelle Lagerung zur Verringerung von äußeren Störsignalen sowie vorder- und rückseitige Befestigungsmöglichkeiten für Sensoren für die Signalaufzeichnung.

Bei den verwendeten 310 mm x 260 mm großen Asphaltprobekörpern handelt es sich um AC 8 DS Deckschichtmaterial. Die Probekörperdicken der Platten betragen 40 mm, 85 mm und 120 mm. Für die Versuche zur laserinduzierten Signalerzeugung wurde das vollständige, nicht homogenisierte Profil der Excimerlaserstrahlung auf die Oberfläche der Asphaltprobenplatten fokussiert, wodurch eine Fleckgröße von $0,5 \text{ mm}^2$ mit einer Laserpulsfluenz von maximal 70 J/cm^2 erreicht werden konnte. Die Repetitionsrate bei den Untersuchungen wurde zwischen 1 Hz und 50 Hz variiert.

Allgemein erfolgte die Aufnahme der laserinduzierten Signale unter Verwendung eines Datenerfassungssystems Ni cDAQ-9178 mit einem Schall- und Schwingungsmessmodul (Modell NI 9232) der Firma National Instruments. Die Datenaufzeichnungsdauer eines Messversuchs betrug zwischen 1 und 30 Sekunden, wobei die Datenaufzeichnung durch an der Asphaltplatte angebrachte IEPE (Integrated Electronics Piezo Electric) Beschleunigungsnehmer mit der Modellbezeichnung 352C33 von der Firma PCB Piezotronics, erfolgte. Für die Darstellung der aufgenommenen Signale und die weitere Verarbeitung der Daten wurde das Programm MatLab (Version R2018b) der Firma MathWorks genutzt.

4. Einflussfaktoren auf die Signalerzeugung und Eigenschaften der laserinduzierten Schockwellensignale

Entscheidend für die Charakterisierung der untersuchten Einflussfaktoren auf die Schockwellenanregung war maßgeblich der Signalverlauf und die dabei erreichbaren SNR Signalstärken im Frequenzraum. Hierfür wurden die mittels der Beschleunigungsnehmer in 15 mm Entfernung zum Signalerzeugungsort aufgenommenen, zeitdiskreten Signalverläufe der erzeugten Körperschallwellen durch Fourier-Transformation in den Frequenzraum transformiert.

4.1. Einflussfaktor Probenmaterial

Um den Einfluss vom Probenmaterial selbst zu charakterisieren, wurden die laserinduzierten Schockwellensignale außer auf der untersuchten Asphaltprobenplatte zusätzlich auf einer vergleichbaren Eisenplatte unter Verwendung von gleichen Anlagenparametern untersucht. Die Eisenplatte stellt im Unterschied zum inhomogenen Asphalt bestehend aus Korn, Bitumen und Bindemitteln ein homogenes Festkörpermedium mit für die Ausbreitung eines Körperschallfeldes bekannten Eigenschaften dar. Die aufgenommenen Zeitsignale, sowie die zugehörigen frequenzabhängigen Signalverläufe der auf

den beiden Probematerialien erzeugten Schockwellensignale sind in der nachfolgenden Abbildung 4 dargestellt.

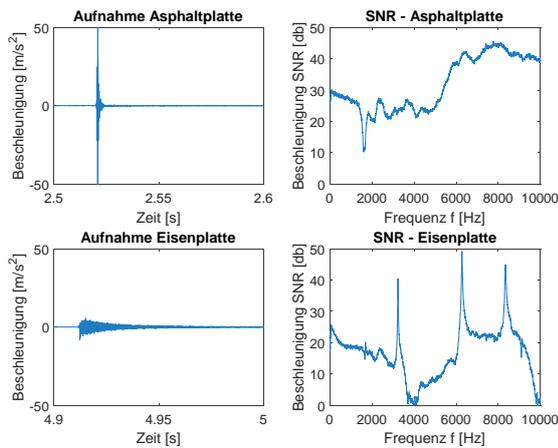


Abbildung 4: Aufgenommene Zeitsignale (links) und dazugehörige frequenzabhängige Signalverläufe für laserinduzierte Schockwellensignale, angeregt auf einer Asphaltprobe (oben) und im Vergleich auf einer gleichgroßen Eisenprobe (unten). Anlagenparameter: Pulsrepetitionsrate 1 Hz, Laserpulsfluenz $40 J/cm^2$.

Im Vergleich zur Eisenplatte konnten auf der Asphaltplatte bei der Signalanregung mit hochenergetischer Excimerlaserstrahlung mit einer Laserpulsfluenz von $40 J/cm^2$ höhere SNR Stärken erhalten werden. Hintergrund ist hierfür eine geringere Ablationsschwellfluenz bei Asphalt, wodurch mehr Energie bei der Plasmaentwicklung und somit auch der resultierenden Schockwelle zur Verfügung steht. Dies zeigt sich bereits im Zeitverlauf im maximalen Ausschlag der aufgenommenen Beschleunigungssignale. Bei Asphalt betrug der maximale Signalausschlag über $\pm 50 m/s^2$ und bei der Eisenprobe nur $\pm 8 m/s^2$. Neben dem sehr hohen Signalausschlag ist im Zeitsignal im Asphalt gegenüber Eisen aber auch eine sehr hohe Signaldämpfung zu erkennen. Im resultierenden frequenzabhängigen Signalverlauf macht sich diese Dämpfung allerdings erst bei Messungen der Signalabschwächung in unterschiedlichen Entfernungen zum Erzeugungsort bemerkbar. In der Eisenprobe ist die Signaldämpfung deutlich geringer, wodurch sich hier im Frequenzraum Interferenzpeaks aufgrund der Grenzflächenreflexion bei der großemäßig begrenzten Probenplatte ausbilden konnten.

4.2. Einflussfaktor Laserstrahlfluenz

Für die Bestimmung der Auswirkungen der Änderungen der Laserstrahlfluenz auf das erzeugte Schockwellensignal wurden an ein und demselben Ort auf der Asphaltprobe Signalanregungen mit Laserpulsfluenzen im Bereich von $40 J/cm^2$ bis $70 J/cm^2$ vorgenommen. Die Ergebnisse der gemessenen Signalverläufe im Frequenzraum sind in Abbildung 5 dargestellt.

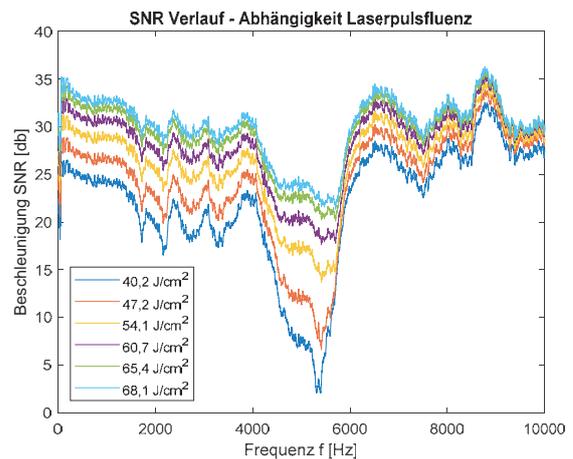


Abbildung 5: Frequenzabhängige Signalverläufe bei unterschiedlichen Laserpulsfluenzen bei Pulsrepetitionsraten von 1 Hz und Aufnahmedauern von 10 Sekunden.

Die Auswertung der Versuche hat gezeigt, dass durch eine Erhöhung der Laserpulsfluenz von $40 J/cm^2$ auf $70 J/cm^2$ die durchschnittliche SNR Signalstärke im frequenzabhängigen Signalverlauf von 20 dB auf 30 dB erhöht werden konnte. Generell ändert sich aber bei Steigerung der Laserpulsfluenz der frequenzabhängige Signalverlauf selbst nicht. Durch höhere Signalstärken können Minima bzw. Bereiche mit Signalstärken unter 10 dB im Frequenzverlauf ausgeglichen werden. Die Änderungen in der Laserpulsfluenz haben somit maßgeblich einen Einfluss auf die erhaltenen Signalstärken.

4.3. Einflussfaktor Aufnahmedauer bzw. Anzahl der generierten Signalanregungen

Die Auswirkungen der Änderung der Aufnahmedauer bzw. der Anzahl der generierten Signalanregungen auf den frequenzabhängigen Signalverlauf sind nachfolgend in Abbildung 6 dargestellt.

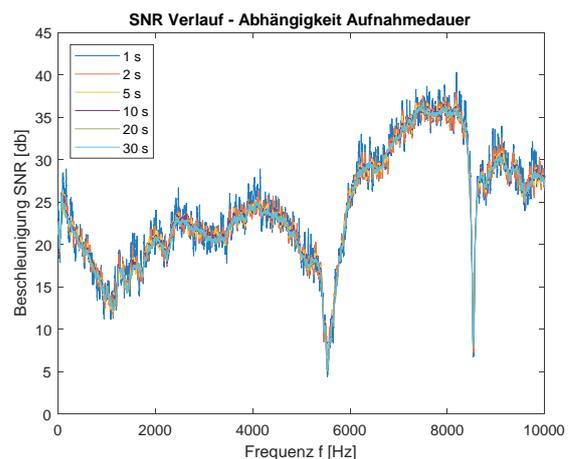


Abbildung 6: Frequenzabhängige Signalverläufe von laserinduzierten Schockwellen angeregt an ein und derselben Position auf der Asphaltprobe bei unterschiedlichen Aufnahmedauern. Die Pulsrepetitionsrate bei diesen Versuchen betrug 1 Hz wodurch die Aufnahmedauer genau der Anzahl der aufgenommenen Signalanregungen entspricht.

Weder hat sich durch eine längere Aufnahmedauer bzw. durch eine höhere Anzahl von Signalanregungen die Signalstärke, als auch der grundlegende frequenzabhängige Signalverlauf geändert. Bereits nach einer Signalanregung konnte der grundsätzliche Signalverlauf des laserinduzierten Schockwellensignals bestimmt werden. Durch mehr Signalanregungen bzw. eine höhere Aufnahmedauer kann jedoch eine Mittelung der Signale erfolgen und der frequenzabhängige Signalverlauf geglättet werden. In den Laborversuchen waren für eine Signalglättung bereits 10 Signalanregungen, bzw. eine Aufnahmedauer von 10 Sekunden bei einer Pulsrepetitionsrate von 1 Hz mehr als ausreichend. Für die spätere Praxisanwendung könnten temporäre Störsignale bei der Asphaltvermessung ebenfalls durch eine Mittelung mehrerer laserinduzierter Schockwellensignale ausgeglichen werden.

4.4. Einflussfaktor Probenoberfläche

Aufgrund der inhomogenen Materialzusammensetzung von Asphalt und der gleichzeitig geringen Fleckgröße der Laserstrahlung von 0,5 mm² im Fokus haben Änderungen in der lokalen Oberflächenzusammensetzung bzw. in deren Eigenschaften einen Einfluss auf die Plasmabildung und somit auf das resultierende Schockwellensignal. Für die Untersuchung der Auswirkung dieser Änderungen wurden in einem gleichen Abstand von 15 mm um den IEPE Beschleunigungssensor herum an vier verschiedenen Stellen auf der Asphaltprobe laserinduzierte Signale erzeugt und untersucht. Die Verläufe der an den vier verschiedenen Positionen aufgenommenen Signalen sind in Abbildung 7 dargestellt.

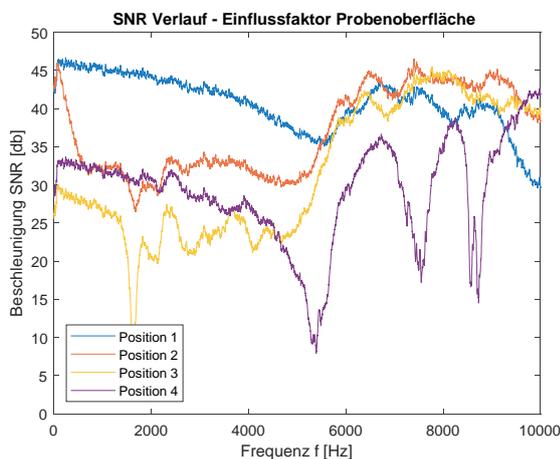


Abbildung 7: Frequenzabhängige Signalverläufe von laserinduzierten Schockwellen, angeregt an 4 unterschiedlichen Positionen auf der Asphaltprobe in einem Abstand von 15 mm um den Beschleunigungssensor herum. Anlagensparameter: Pulsrepetitionsrate 1 Hz, Aufnahmedauer 10 Sekunden, Laserpulsfluenz 40 J/cm².

Die aufgenommenen Verläufe zeigen, dass die an den vier Positionen unterschiedlich herrschenden lokalen Materialbedingungen einen maßgeblichen Einfluss auf den gemessenen frequenzabhängigen Signalverlauf haben. Für eine Anwendung der MASW-Vermessungsmethode ist allerdings der grundlegende Signalverlauf nicht

entscheidend solange die Signalstärken im kompletten Signalverlauf nicht die Mindestanforderung von 10 db unterschreiten. Die Berechnung der Asphalteeigenschaften erfolgt später bei der MASW-Methode über die Änderung der Phasenlage der in unterschiedlichen Entfernungen gemessenen Schockwellensignale.

4.5. Einflussfaktor Pulsrepetitionsrate

Die Änderung der Pulsrepetitionsrate hat grundlegend keinen Einfluss auf die Signalstärke oder den frequenzabhängigen Signalverlauf führt aber dazu, dass mit höheren Pulsrepetitionsraten mehr Signalanregungen pro Zeiteinheit für die Mittelung einer Messung zur Verfügung stehen. Alternativ kann zum Erhalt höherer SNR Stärken aber auf Kosten der Signalauflösung die Fensterbreite bei der FFT Transformation der gemessenen Schockwellensignale angepasst werden. Für die Datenverarbeitung bei laserinduzierten Signalen entspricht die optimale Fensterbreite der eingestellten Abtastrate dividiert durch die verwendete Pulsrepetitionsrate. Dabei entspricht der Divisor, also die Pulsrepetitionsrate selbst, der resultierenden Signalauflösung. Für die Weiterverarbeitung der Messdaten bei der späteren Anwendung der MASW-Methode wird eine Signalauflösung ≥ 50 Hz für den frequenzabhängigen Signalverlauf angestrebt. In Abbildung 8 ist zum Vergleich der ermittelte Signalverlauf bei Verwendung einer Pulsrepetitionsrate von 1 Hz und der mathematisch angepasste Signalverlauf bei Verwendung von einer Pulsrepetitionsrate von 20 Hz dargestellt. Durch die Anpassung der Fensterbreite konnten so um 12 db höhere Signalstärken bei einer gleichzeitig reduzierten Signalauflösung von 1 Hz auf 20 Hz erhalten werden.

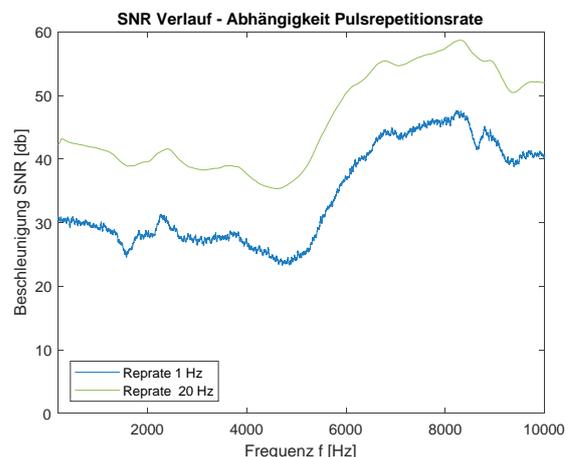


Abbildung 8: Frequenzabhängige Signalverläufe von laserinduzierten Schockwellensignalen bei Verwendung von Pulsrepetitionsraten von 1 Hz und 20 Hz. Anlagensparameter: Aufnahmedauer 10 Sekunden, Laserpulsfluenz 70 J/cm². Aufgrund der größeren Anzahl von generierten Schockwellensignalen, bei der Verwendung einer Pulsrepetitionsrate von 20 Hz, konnte die Signalverarbeitung hinsichtlich des Erhalts höherer SNR Stärken angepasst werden.

5. Generierung von laserinduzierten Schockwellensignalen für MASW Vermessungen

Ausgehend von den durchgeführten Untersuchungen zur Charakterisierung der Einflussgrößen auf die Signalanregung in Asphaltproben wurden die Parameter hinsichtlich der Generierung von potentiellen Schockwellensignalen für MASW Messungen an der Excimerlaser-Anlage angepasst und untersucht, ob diese den beschriebenen Mindestanforderungen entsprechen.

Zur Steigerung der erhaltenen Signalstärken wurde die maximale zur Verfügung stehende Laserpulsfluenz von 70 J/cm^2 und, für eine Anpassung der Fenstergröße bei der mathematischen Verarbeitung der Messdaten, eine Pulsrepetitionsrate von 50 Hz verwendet. Die Aufnahmedauer für die Mittelung der Signale betrug 2 Sekunden. Der gemessene frequenzabhängige Signalverlauf bei den optimierten Anlagenparametern ist in der nachfolgenden Abbildung 9 dargestellt. Die Messung dieses Schockwellensignals erfolgte in 15 mm Entfernung zum Erzeugungsort und es konnten im untersuchten Frequenzbereich bis 20 kHz durchgehend Signalstärken von über 50 db erreicht werden.

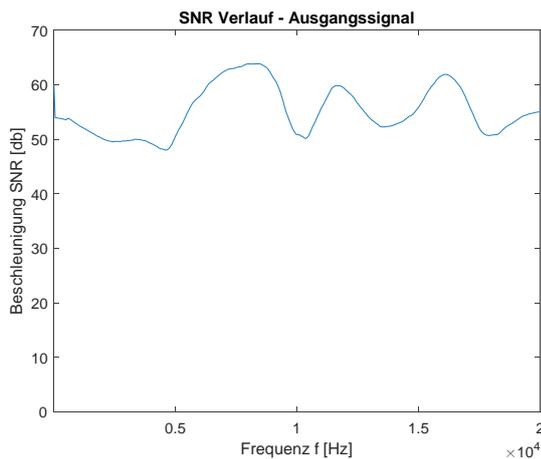


Abbildung 9: Frequenzabhängiger laserinduzierter Signalverlauf bis 20 kHz bei für MASW-Vermessungen geeigneten Anlagenparametern (Pulsrepetitionsrate 50 Hz, Aufnahmedauer 2 Sekunden, Laserpulsfluenz 70 J/cm^2) auf der Asphaltprobe gemessen in 15 mm Abstand.

5.1. Frequenzabhängige Signaleindringtiefe

Um die Signaleindringtiefe für spätere Vermessungen an geschlossenen Asphaltfahrbahnen nachvollziehen zu können, wurden Schockwellensignale bei den optimierten Anlagenparametern auf unterschiedlich dicken Asphaltproben angeregt und durch vorder- und rückseitig angebrachte Beschleunigungsaufnehmer vermessen. Das Ergebnis der vermessenen frequenzabhängigen Signaleindringtiefe in Asphalt, bis zu einer Frequenz von 20 kHz ist in der Abbildung 10 dargestellt. Im kompletten Frequenzbereich konnten die Schockwellensignale eine Tiefe von 120 mm erreichen. Zwischen 2 kHz und 4 kHz gab es die geringste Signalabschwächung in dieser Tiefe. Die Signalstärken betragen in diesem Bereich über 30 db. Im Bereich von 4 kHz bis 18 kHz konnten in einer

Tiefe von 120 mm noch Signalstärken von ca. 20 db gemessen werden.

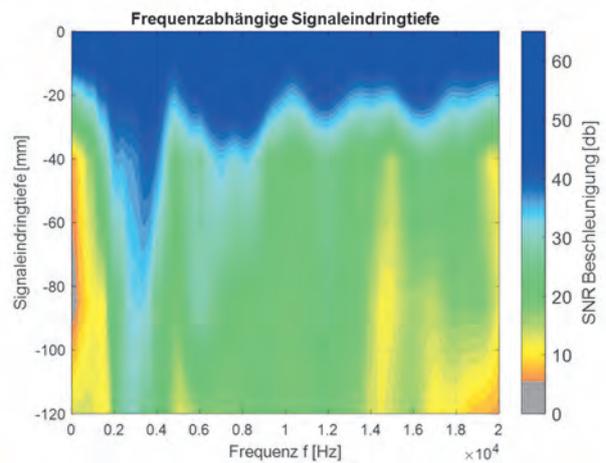


Abbildung 10: Frequenzabhängige Signaleindringtiefe in Asphalt bis 20 kHz und bis zu einer Probentiefe von 120 mm. Anlagenparameter: Pulsrepetitionsrate 50 Hz, Aufnahmedauer 2 Sekunden, Laserpulsfluenz 70 J/cm^2 .

Die Untersuchungen zur Signaleindringtiefe konnten zeigen, dass bei der laserinduzierten Signalanregung ebenfalls Informationen in den durchlaufenden Schockwellen aus tieferen Asphaltsschichten enthalten sind. Mit Hilfe der MASW Messmethode könnten diese Informationen dann aufgrund der dispersiven Ausbreitungsgeschwindigkeit von Oberflächenwellen in geschichteten Festkörpern [5] für die einzelnen Asphaltsschichten getrennt und ausgewertet werden.

5.2. Frequenzabhängige Signalreichweite

Aufgrund der inhomogenen Materialzusammensetzung von Asphalt und der Eigenschaften der einzelnen Bestandteile konnte neben einer starken Signaldämpfung im Zeitsignal auch eine starke Signalabschwächung der Schockwellen mit zunehmender Entfernung zum Ort der Signalerzeugung gemessen werden (siehe Abbildung 11).

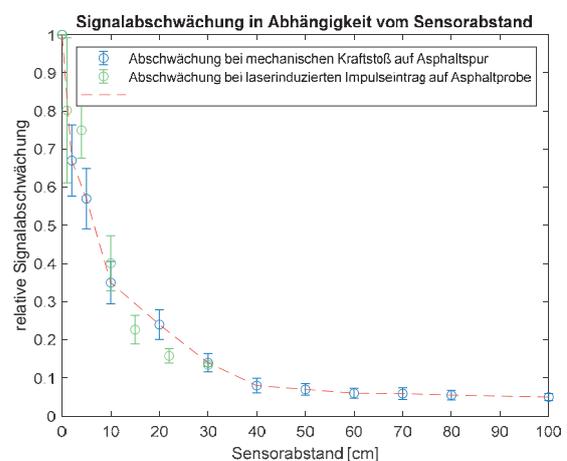


Abbildung 11: Gemessene relative Signalabschwächung mit zunehmendem Sensorabstand zum Ort der Signalerzeugung bei laserinduzierter und mechanischer Anregung auf Asphalt.

Der Verlauf der bestimmten relativen Signalabschwächung auf Asphalt zeigt, dass in einem Abstand von 100 cm die Signalstärke auf ca. 5 % vom Ausgangswert gesunken ist. Dabei ist die Signalabschwächung unabhängig von der Art der Signalanregung.

Für eine Abschätzung der potentiellen Signalreichweite konnten anschließend die Ergebnisse zur laserinduzierten Signalerzeugung an den Asphaltprobekörpern mit den Ergebnissen zur Ermittlung der Signalabschwächung kombiniert werden. Die Simulation der Signalreichweite in einer Asphaltspur bei einer Signalanregung durch hochenergetische Laserpulse, ist in Abbildung 12 dargestellt.

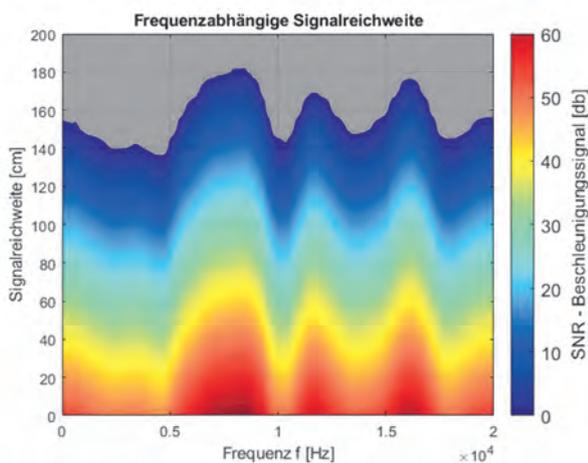


Abbildung 12: Simulation der frequenzabhängigen Signalreichweite bis 20 kHz. Anlagenparameter vom Ausgangssignal: Pulsrepetitionsrate 50 Hz, Aufnahmedauer 2 Sekunden, Laserpulsfluenz 70 J/cm².

Die Abschätzung der potentiellen Reichweite der laserinduzierten Schockwellensignale bei optimierten Anlagenparametern zeigt, dass in einer Entfernung von 120 cm zum Erzeugungsort noch SNR Signalstärken von über 10 db erhalten werden können. Diese Entfernung und die Signalstärken würden für die Anordnung eines Arrays von Beschleunigungssensoren für die Anwendung der MASW-Vermessungsmethode und somit für eine Vermessung von Asphaltspuren ausreichen.

6. Zusammenfassung

Die Untersuchungen zur Bestimmung der Einflussfaktoren auf die laserinduzierte Schockwellenanregung auf Asphaltprobekörpern haben gezeigt, dass grundsätzlich bereits bei einer Laserpulsfluenz von 40 J/cm² mit der fokussierten Excimerlaserstrahlung Schockwellensignale im Frequenzbereich bis 20 kHz mit Signalstärken im Durchschnitt von 20 db bei einer Sensorentfernung von 15 mm zum Erzeugungsort erhalten werden können. Durch eine Steigerung der Laserstrahlfluenz bis auf 70 J/cm² konnte maßgeblich die erreichte Signalstärke bis auf durchschnittlich 30 db gesteigert werden. Der Signalverlauf hat sich bei Signalanregungen am gleichen Ort bei der Steigerung der Laserstrahlfluenz nicht geändert. Ausschlaggebend für den grundlegenden, frequenzabhängigen Signalverlauf sind das Probematerial und die

lokale Oberflächenbeschaffenheit selbst. Bei Asphalt handelt es sich um eine inhomogene Materialzusammensetzung, bestehend aus Korn, Bitumen und Bindemitteln, wodurch es bei laserinduzierten Signalanregungen an unterschiedlichen Positionen auf der Probe und aufgrund der dort vorliegenden lokalen Oberflächenbedingungen zu Schwankungen im Signalverlauf kommen kann. Bei Anwendung der MASW-Vermessungsmethode sind für die Berechnungen der Asphalteeigenschaften die Änderungen in der Phasenlage der Schockwellen entscheidend, wodurch diese Schwankungen im Signalverlauf keinen signifikanten Einfluss auf die anschließende Signalauswertung haben solange die Signalstärken in jedem Frequenzbereich nicht die Mindestanforderung von 10 db unterschreiten. Über die Anzahl der angeregten Signale bzw. die Aufnahmedauer kann durch Mittelungen weiterhin die Glättung des Signalverlaufs eingestellt werden. Darüber hinaus besteht dadurch die Möglichkeit den Einfluss von temporären Störsignalen bei der Signalverarbeitung zu verringern. Durch Erhöhung der verwendeten Pulsrepetitionsrate werden mehr Signalanregungen pro Zeiteinheit generiert. Neben kürzeren Aufnahmedauern zur Mittelung von Signalen kann durch Anpassung der Fenstergröße bei der mathematischen Verarbeitung der Daten höhere SNR Signalstärken auf Kosten der Signalaufösung im Frequenzraum erreicht werden. Eine Signalaufösung von ≥ 50 Hz wäre für die Auswertung der Daten mehr als ausreichend.

Die in 15 mm Entfernung zum Erzeugungsort gemessenen laserinduzierten Signalstärken bei an der verwendeten Excimerlaser-Anlage optimierten Parametern (Pulsrepetitionsrate 50 Hz, Aufnahmedauer 2 Sekunden, Laserpulsfluenz 70 J/cm²) liegen im untersuchten Frequenzbereich bis 20 kHz durchgehend bei über 50 db. Zusammen mit der gemessenen Signalabschwächung in Asphaltkörpern konnte mit diesen laserinduzierten Signalstärken die mögliche Signalreichweite für Asphaltspuren simuliert werden. Ausgehend von dieser Abschätzung sind in einer Entfernung vom 120 cm zum Erzeugungsort noch Signalstärken von über 10 db im gesamten untersuchten Frequenzbereich erreichbar, was für die Anordnung eines Arrays von Beschleunigungssensoren für die Anwendung der MASW-Vermessungsmethode bereits ausreicht. Ebenfalls konnten bei den Untersuchungen an den Probeplatten durch Anbringung von vorder- und rückseitigen Sensoren die Signalstärken in Tiefen von bis zu 120 mm gemessen werden. Dadurch wurde nachgewiesen, dass bei der laserinduzierten Signalanregung ebenfalls Informationen in den durchlaufenden Schockwellen aus tieferen Asphalt-schichten enthalten sind. Eine neuartige Messtechnologie zur zerstörungsfreien Bewertung der strukturellen Substanz von mehrschichtigen Asphaltfahrbahnen wäre mit einer Signalanregung durch hochenergetische Laserpulse somit möglich.

Literaturverzeichnis

- [1] FGSV. (2013). Richtlinien zur Bewertung der strukturellen Substanz des Oberbaus von Verkehrsflächen mit Asphaltdeckschicht (RSO Asphalt 13). Köln: FGSV-Verlag.
- [2] Hübel, J. et al.: Innovationen im Straßenbau – Zerstörungsfreie Verfahren zur Bewertung der strukturellen Substanz. Forschungsbericht, FE 88.0136/2014, 2016.
- [3] Lindemann, Jutta; Hübel, Jörn: Einrichtung zur zerstörungsfreien Prüfung Bestimmung der Haltbarkeit von Fahrbahnen. Patentschrift: DE 10 2013 015 461, 09/2016.
- [4] C. B. Park, R. d. Miller, J. Xia, „Multichannel analysis of surface waves“ in GEOPHYSICS, Volume 64, Issue 3 (1999), 800-808.
- [5] N. Jafri, et al.: „Assessment of soil compaction properties based on surface wave techniques“, International Conference on Civil & Environmental Engineering (CENVIRON 2017), E3S Web of Conferences 34, 01002 (2018).
- [6] M. Boustie, L. Berthe, T. Resseguier, M. Arrigoni, “Laser shock waves: fundamentals and applications,” in Proceedings of 1st International Symposium on Laser Ultrasonics: Science, Technology and Applications. Montreal, Canada (2008), 32–40.

Relevanz des Fokusshift für die Produktion

Reinhard Kramer, Thomas Umschlag, Ruben Hartwig, Stephan Holesch
PRIMES GmbH, Max-Planck-Straße 2, 64319 Pfungstadt

Exzellentes Prozessverständnis und ständige Prozesskontrolle sind der Schlüssel zum Erfolg in der Lasermaterialbearbeitung. Ein neues Konzept für das Offline- und Online-Fokustracking der PRIMES GmbH soll ständige Prozessüberwachung ermöglichen. Verbesserte Prozesskontrolle führt zu weniger Ausschuss, steigender Verfügbarkeit, macht Service planbar und reduziert unter dem Strich die Gesamtkosten der Produktion.

Excellent process understanding and steady process control are the keys to success in laser material processing. PRIMES GmbH designed a new concept for offline and online focus tracking to enable constant process monitoring. Improved process control leads to less scrap parts, increased uptime, enables preventive maintenance and reduces the overall costs of production.

Basis für die Herstellung gleichbleibend hochwertiger Produkte ist ein exzellentes Prozessverständnis und regelmäßige Prozesskontrolle. Ein wichtiger Bestandteil für die laserbasierte Fertigung sind etablierte, robuste Prozessparameter, durch die Unternehmen höchste Produktqualität bei angemessenem Produktionsdurchsatz erzielen. Der Schlüssel zum Erfolg in der Lasermaterialbearbeitung aber ist das Wissen um den Einfluss der wesentlichen Prozessschwankungen, Systemkenngrößen sowie Bauteiltoleranzen. Daraus resultiert eine Sicherheitsreserve für den Prozess, die sich positiv auf Produktivität und Prozesslaufzeit auswirkt. Eine Verbesserung der Prozessstabilität bzw. der Prozesskontrolle führt zu weniger Ausschuss, steigender Verfügbarkeit und reduziert unter dem Strich die Gesamtkosten für jedes einzelne Bauteil.

Die im Laserprozess auftretende Variation der Fokussposition in Bezug auf das Werkstück, kurz Fokusshift (siehe Abbildung 1), ist als zentraler Parameter und häufige Ursache für Qualitätsprobleme bekannt. Eine thermisch bedingte Verschiebung der Fokusslage um wenige Prozent der Rayleighlänge ist normal. Kritisch kann es werden, wenn Optiken im Strahlweg verschmutzen. Dies erzeugt eine lokale Erwärmung und hat einen sprunghaften Anstieg des Fokusshift zur Folge.

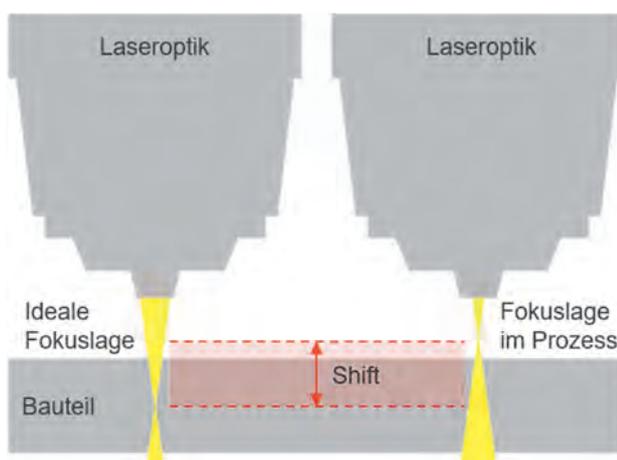


Abbildung 1: Messaufgabe des FocusTracker

Dadurch kann das Prozessfenster während der Bearbeitung binnen Bruchteilen einer Sekunde verlassen werden. Für diesen Fall ist eine Produktionsunterbrechung zum Tausch der optischen Komponenten in der Regel die einzige Option. Übertragen auf eine reale Produktionsumgebung muss der Fokusshift während der gesamten Produktionsdauer möglichst gering sein, um höchste Qualität der Bauteile zu gewährleisten. Eine Verschmutzung der Optik und damit einhergehend, stetiger oder spontan erhöhter Fokusshift kann allerdings auch in stabilen Prozessen nie ausgeschlossen werden.

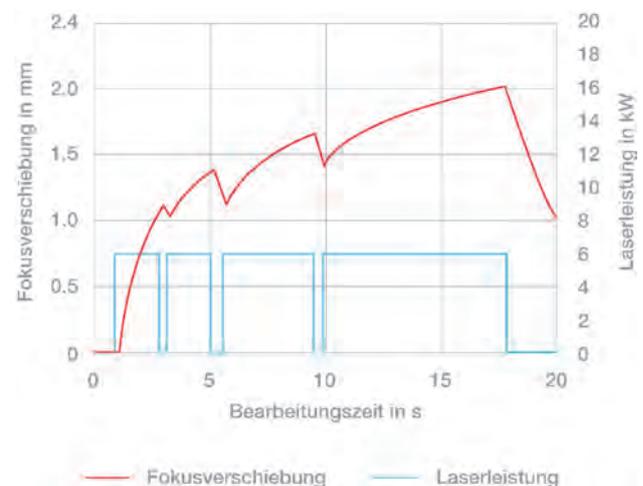


Abbildung 2: Fokusshift - Simulation zum Laserschneiden

Mit dem System FocusTracker ist man in der Lage, den Fokusshift für einen Prozess in Echtzeit zu verfolgen. Sowohl offline als auch online, während der Produktion, lassen sich Abweichungen mit einer Abtastrate von 10 Hz bis zu 50 Hz nachvollziehen. In Abbildung 2 wird eine entsprechende Simulation auf Basis realer Daten dargestellt. Für einen beliebigen Schneidprozess wird die Fokusverschiebung (rote Kurve) im Verlauf der Bearbeitung mit 6 kW Laserleistung (blaue Kurve) erfasst. Man kann erkennen, wie sich die Fokusslage im Verlauf der Bearbeitung kontinuierlich ändert. Kurze Unterbrechungen der Bearbeitung, für Positionswechsel in der Arbeitsebene, bringen gleichermaßen eine Abkühlung und die entgegengesetzte Fokusverschiebung mit sich.

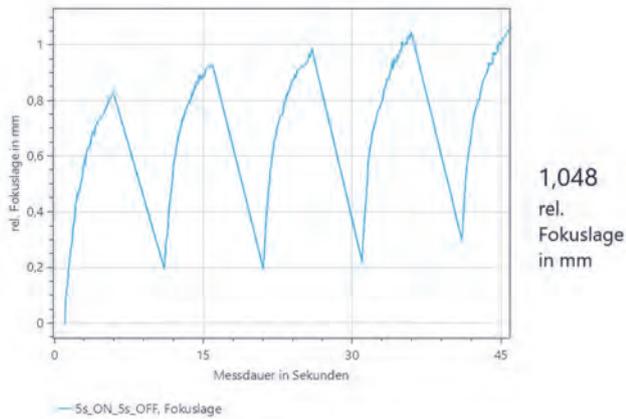


Abbildung 3: Messung der Fokusslage bei 3 kW Laserleistung

Messungen an einem 3 kW Laser belegen das Verhalten der simulierten Daten. In Abbildung 3 werden mit der Messung die Fokusslage, relativ zur Bearbeitungsebene und das thermische Verhalten beim Ein- bzw. Ausschalten der Laserquelle dargestellt. Für den gemessenen Bearbeitungsschritt war der Laser wechselweise jeweils 5 Sekunden ein- und ausgeschaltet. Innerhalb der aufgezeichneten fünf Arbeitsgänge shiftet der Fokus um jeweils etwa 0,8 mm. Absolut wurde im Vergleich mit der Ausgangsposition ein Shift von 1,048 mm in Richtung der Fokussieroptik gemessen. Das Messsignal zeigt sich mit geringen Schwankungen im Bereich weniger Mikrometer sehr stabil und robust. Ein wichtiger Aspekt für die Qualitätssicherung kritischer Prozessschritte, wenn es darum geht, kurzzeitige, signifikante Ausschläge schnell und sicher zu erkennen.

Die Herausforderungen neuer Anwendungen verlangen diese Form der engmaschigen Prozessüberwachung. Mit zunehmendem Vertrauen steigen gleichermaßen die Anforderungen an den Laser als Werkzeug. Prozesskontrolle rückt mit sicherheitskritischen Bauteilen und hohen Kosten für Fehlproduktion oder Produktionsausfall in den Fokus. Die E-Mobilität ist aktuell das populärste Beispiel. Für die Bearbeitung von Batteriezellen und E-Motoren werden in einem sehr engen Prozessfenster sicherheitsrelevante Teile mit hohen Anforderungen an die Genauigkeit und Qualitätssicherung verarbeitet. Mit dem FocusTracker ist neben der Kontrolle zwischen den einzelnen Bauteilen auch eine kontinuierliche Überwachung möglich.

Dabei kann das Messgerät optimal an die Anforderungen im Prozess angepasst werden. Je nach Laserleistung und Verfügbarkeit lässt sich das System entweder aktiv mit Wasser oder passiv luftgekühlt betreiben. Die maximal messbare Laserleistung beträgt aktuell 12 kW. Für den Wellenlängenbereich VIS und NIR kann der FocusTracker für Messungen direkt aus der Faser oder zur Überwachung kompletter Strahlwege eingesetzt werden. Das Messprinzip lässt neben der in Abbildung 4 dargestellten Version als externes Messgerät genauso die Integration in ein optisches System zu. Als integrierte

Lösung kann der FocusTracker an einem Bearbeitungskopf installiert und in den Strahlweg integriert werden. Das Messgerät ist dadurch enorm platzsparend und im Besonderen für die Onlineüberwachung geeignet.

Unser Ziel ist es, durch die Messung der Fokusverschiebung und die Interpretation der Daten, eine besser kontrollierbare und stabilere Produktionsumgebung zu schaffen. Daten der Offline-Fokusschiftmessung können für die Prozessplanung und -optimierung verwendet werden, indem man Rahmenbedingungen für den Prozess robust gegenüber dem Fokusschift gestaltet, den Wartungsaufwand minimiert und die Maschinenverfügbarkeit erhöht. Mit der Online-Überwachung können Qualitätsprobleme während der Bearbeitung der Teile identifiziert werden. Durch das Kennzeichnen der betroffenen Teile und die sofortige Reparatur betroffener Komponenten innerhalb der Strahlführung lassen sich sowohl Fertigungsausschuss als auch Standzeiten in der Fertigung minimieren. Monitoring für den Fokusschift, während der gesamten Produktionsdauer, ermöglicht das Planen einer regelmäßigen, vorbeugenden Wartung.



Abbildung 4: PRIMES FocusTracker (luftgekühlt)

Mit dem vorliegenden Beitrag werden wir die Relevanz des Fokusschift bezogen auf die Leistungsdichte, die Spotgröße auf dem Werkstück sowie das Prozessergebnis in der Produktion diskutieren. Damit möchten wir demonstrieren, wie die Messung der Fokusverschiebung und die Interpretation der Daten genutzt werden kann, um eine besser kontrollierbare und stabilere Produktionsumgebung zu schaffen. Für diese Aufgabe hat die PRIMES GmbH ein neues Konzept für das Offline- und Online-Fokustracking entwickelt. Das Messprinzip lässt sich in einen Bearbeitungskopf integrieren und kann genauso als externes Messgerät eingesetzt werden. Die im Beitrag sowie im Vortrag beschriebenen Messungen wurden mit dem FocusTracker durchgeführt, um den erfolgreichen Einsatz in der Praxis nachzuweisen. Für Fragen rund um den FocusTracker kontaktieren Sie uns gern direkt auf der Ausstellung oder im Nachgang unter:

info@PRIMES.de

Laserinduzierte Kristallisation dünner Co-Fe-B-Schichten

Sandra Busse¹, Maria Almeida-Hoffmann³, Apoorva Sharma², Patrick Matthes⁴, Nicole Köhler³, Mathias Müller¹, Stefan E. Schulz^{3,4}, Dietrich R. T. Zahn², Georgeta Salvan² und Alexander Horn¹

¹Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida, Deutschland

²Halbleiterphysik, TU Chemnitz, Reichenhainer Straße 70, 09126 Chemnitz, Deutschland

³Zentrum für Mikrotechnologien (ZfM), TU Chemnitz, Reichenhainer Straße 70, 09126 Chemnitz, Deutschland

⁴Fraunhofer-Institut für Elektronische Nanosysteme (ENAS), Technologie-Campus 3, 09126 Chemnitz, Deutschland

Durch Anwendung von Röntgenbeugung (XRD) unter Verwendung von Synchrotronstrahlung konnte der erste direkte Nachweis lokaler Kristallisation dünner Co-Fe-B-Schichten (10 nm), hervorgerufen durch Laserbestrahlung ($\lambda = 1064$ nm), erbracht werden. Untersucht wurde die Abhängigkeit der Kristallisation von verschiedenen Bestrahlungsparametern, wie Scangeschwindigkeit und Intensität (cw). Zudem wurde ein Vergleich mit dem herkömmlichen Verfahren des Heizens im Vakuumofen durchgeführt, wobei hier Heiztemperatur und -dauer variiert wurden. Eine systematische Untersuchung dünner Co-Fe-B-Schichten mit unterschiedlicher Stöchiometrie und zusätzlichen verschiedenen benachbarten Schichten aus Ru, Ta und MgO mit Hilfe von XRD und SQUID-Magnetometrie ermöglichte die detaillierte Aufklärung der Kristallisationszusammenhänge [1].

1. Einleitung

In den letzten Jahren wurden im Bereich der Sensorentwicklung deutliche Fortschritte erzielt. Für spintronische Anwendungen, speziell für magnetische Tunnelübergänge (MTJs), die MgO als Tunnelbarriere verwenden, konnte mit dem Einsatz von Co-Fe-B-Legierungen als Elektrodenmaterial [2] eine erhebliche Verbesserung des magnetischen Tunnelwiderstands (TMR) erzielt werden. Der Vorteil dieser Materialkomposition liegt darin, dass es eine ebene amorphe Unterlage für das Wachstum der MgO-Barriere in der erforderlichen (001)-Kristallorientierung bildet. Im Anschluss an die Abscheidung erfolgt ein zusätzlicher Heizprozess, der üblicherweise im Vakuumofen erfolgt, und dafür sorgt, dass die (001)-Kristallformation des MgO epitaktisch auf die umliegenden Co-Fe-B-Lagen in Form einer bcc-Phase übertragen wird. Die dadurch hervorgerufene Angleichung der Gitterparameter sorgt für deutlich gesteigerte TMR-Raten [3]. Im Zusammenhang mit der Herstellung von TMR-Sensoren wird der Heizprozess aber nicht allein zur Kristallisation der Co-Fe-B-Schichten eingesetzt, sondern zusätzlich auch um eine Referenzmagnetisierung in einer der ferromagnetischen Lagen mit Hilfe einer benachbarten antiferromagnetischen Schicht einzustellen (Exchange Bias-Effekt), wodurch eine richtungsabhängige Detektion eines äußeren Magnetfeldes erst ermöglicht wird [4]. Diese Funktion gibt aber ein oberes Limit für die Heiztemperatur vor, da es sich beim Exchange Bias um einen Grenzflächeneffekt handelt, der sehr empfindlich auf Diffusionsprozesse reagiert, was zur erheblichen Verschlechterung der magnetischen Eigenschaften des TMR-Schichtsystems und der erzielten TMR-Rate führt [5].

Der Einsatz von Laserstrahlung hat sich bereits als eine effiziente Alternative zum Setzen des Exchange Bias erwiesen. Der Vorteil dieses Verfahrens im Vergleich zum herkömmlichen Temperprozess liegt in der Möglichkeit, die Referenzmagnetisierung selektiv und lokal einzustellen [6]. Diese Option ist zwingend erforderlich, um TMR-Sensoren mit einer Sensitivität in mehrere Raumrichtungen zu realisieren [7]. Im Idealfall soll die Laserbehandlung des TMR-Sensors aber nicht nur das Einstellen der Referenzmagnetisierung realisieren, sondern zeitgleich auch die Kristallisation der Co-Fe-B-Lagen übernehmen. Zu diesem Zweck wurde eine systematische Studie zur Kristallisation dünner Co-Fe-B-Schichten durch Laserbestrahlung in Bezug auf TMR-Anwendungen durchgeführt.

Diese Arbeit zeigt den ersten direkten Nachweis lokal induzierter Kristallisation dünner Co-Fe-B-Schichten durch Messungen mit Röntgenbeugung (XRD), die mit Synchrotronstrahlung am BESSY II durchgeführt wurden. Es wurde eine systematische Untersuchung der Kristallisation von Co-Fe-B mit unterschiedlichen Co-Fe-Kompositionen und Ta- und MgO-Deckschichten durchgeführt, die bei der Bestrahlung verwendeten Laserparameter (Scangeschwindigkeit und Intensität) wurden umfassend variiert und die Ergebnisse mit dem herkömmlichen Heizprozess im Vakuumofen verglichen. Dieser Vergleich erlaubt neben der Ermittlung eines Bereichs von Laserparameter, in dem vergleichbare Ergebnisse zum Heizen im Ofen erzielt werden können, auch Unterschiede zu untersuchen, die sich aus einem dynamischen Erwärmungsprozess mit inhärent großen thermischen Gradienten ergeben, wie er für schnelles, lokales Laserheizen üblich ist [1].

2. Experimentelle Details

Zur Durchführung dieser Untersuchungen wurden mit einem Singulus Rotaris UHV Sputtersystem drei verschiedene Schichtstapel bei Raumtemperatur auf zuvor thermisch oxidierten Siliziumwafern abgeschieden:

A: Si/SiO₂ (100 nm)/Ta (5 nm)/Ru (3 nm)/Co₄₀Fe₄₀B₂₀ (10 nm)/Ta (5 nm)

B: Si/SiO₂ (100 nm)/Ta (5 nm)/Ru (3 nm)/Co₆₀Fe₂₀B₂₀ (10 nm)/Ta (5 nm)

C: Si/SiO₂ (100 nm)/Ta (5 nm)/Ru (3 nm)/Co₄₀Fe₄₀B₂₀ (10 nm)/MgO (10 nm)/Ta (5 nm)

Im Anschluss wurden die beschichteten Wafer in 6 mm x 6 mm große Stücke geschnitten und einem Temperprozess im Vakuumofen unterzogen oder mit Laserstrahlung geheizt. Für den Standardprozess des Heizens im Ofen wurde sowohl eine Temperaturserie bei einer festen Heizdauer von 30 Minuten und Temperaturen im Bereich von 400 °C bis 600 °C als auch eine Zeitserie bei einer festen Temperatur von 450 °C und verschiedenen Temperzeiten von 1 Minute bis 600 Minuten durchgeführt. Für das Heizen mit Laserstrahlung wurde ein Nd:YAG-Laser mit $\lambda = 1064$ nm und $W_{86} = 10$ μ m im cw-Modus eingesetzt. Die Proben wurden durch zeilenweises Abscannen bestrahlt (Zeilenabstand: 2,5 μ m), unter Verwendung verschiedener Scangeschwindigkeiten (50 mm/s; 500 mm/s; 5000 mm/s) und Intensitäten (120 kW/cm² - 1020 kW/cm²). Die Röntgenbeugungsuntersuchungen (XRD) wurden am Elektronenspeicherring BESSY II des Helmholtz-Zentrums Berlin für Materialien und Energie durchgeführt. Die Messungen wurden in der θ -2 θ -Geometrie durchgeführt, um die Kristallisation innerhalb der dünnen Schichten bestimmen zu können.

3. Ergebnisse

Die θ -2 θ -XRD-Scans für die Temperatur- und Zeitserie von Co₄₀Fe₄₀B₂₀ (Stapel A), geheizt im Vakuumofen zeigen, dass ab einer Temperzeit von 30 Minuten und bei einer Temperatur von 450 °C und mehr (für beide Serien) klar definierte Co-Fe(110) Reflexe bei $2\theta \approx 44,8^\circ$ zu erkennen sind (Abbildung 1). Daraus lässt sich eine Kristallisation der Co-Fe-B-Schicht in Form einer bcc Co-Fe-Kristallstruktur, unter Migration des B aus dem Co-Fe-Gitter hinaus schließen [8,9]. Mit steigender Heiztemperatur bzw. -dauer kann zudem eine deutliche Verbesserung der Kristallinität beobachtet werden, wobei keine Veränderungen an dem breiteren, nebenliegenden Peak bei $2\theta \approx 42^\circ$, der der (hcp) Ru(002)-Keimschicht zuzuordnen ist, erkennbar sind. Für Temperaturen über 550 °C (Temperaturserie) bzw. längere Temperzeiten als 600 Minuten (Zeitserie) kommt es zu einer scheinbaren Sättigung der Intensität des CoFe(110)-Peaks, was wahrscheinlich auf eine vollständige Kristallisation der Schicht hinweist. Vergleichbare Ergebnisse konnten auch für die Komposition Co₆₀Fe₂₀B₂₀ (Stapel B) festgestellt werden [1].

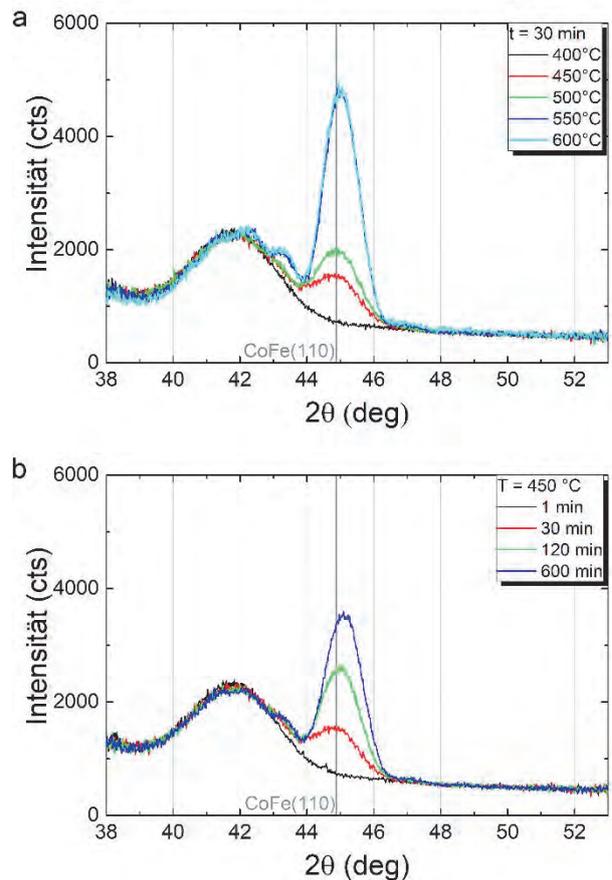


Abbildung 1: XRD θ -2 θ -Scans von Ta(5 nm)/Ru(3 nm)/Co₄₀Fe₄₀B₂₀(10 nm)/Ta(5 nm) - Schichtstapeln auf Si-Substrat (a) geheizt im Ofen für 30 min bei Temperaturen von 400 °C bis 600 °C und (b) geheizt bei 450 °C für unterschiedliche Temperzeiten

Abbildung 2 zeigt die θ -2 θ -Scans des mit kontinuierlicher Laserstrahlung lokal erwärmten Co₄₀Fe₄₀B₂₀ (Stapel A) für Scangeschwindigkeiten von 50 mm/s und 500 mm/s und verschiedene Intensitäten. Die Messungen für 5000 mm/s sind in [1] zu finden. Für alle untersuchten Scangeschwindigkeiten konnte auch hier der CoFe(110)-Peak für bestimmte Intensitätsbereiche beobachtet werden (Tabelle 1). Die dargestellten Messungen zeigen allerdings auch einige Unterschiede im Vergleich zu den im Ofen geheizten Proben auf. Während mit steigender Heiztemperatur oder Temperzeit keine nennenswerten Veränderungen des Ru(002)-Peaks und für den CoFe(110)-Reflex eine geringe Verschiebung in Richtung größeren Winkel zu erkennen sind, führt eine größere Laserintensität zu einer Verschiebung von Ru(002) zu größeren Winkeln, begleitet von einer geringen Abnahme der Peakintensität, sowie eine Verschiebung des CoFe(110)-Reflexes zu kleineren Winkeln. Bei Verwendung von Laserintensitäten deutlich oberhalb von 767 kW/cm² kann kein klar definierter CoFe(110)-Peak mehr beobachtet werden, was sehr wahrscheinlich auf eine Verschmelzung des CoFe mit dem Ta der Deckschicht und dem Ru der Keimschicht zurückzuführen ist [10]. In einer früheren Studie, in der eine Tiefenprofilmessung mittels Röntgenphotoelektronenspektroskopie (XPS) für Scangeschwindigkeiten von 50 mm/s bzw.

500 mm/s und Intensitäten oberhalb von 900 kW/cm² an ähnlichen Schichtstapeln durchgeführt wurde, konnten bereits deutliche Diffusionsvorgänge für Ru und Co nachgewiesen werden [11]. Für die veränderte Komposition Co₆₀Fe₂₀B₂₀ (Stapel B) konnten auch hier vergleichbare Ergebnisse festgestellt werden, wobei an dieser Stelle die Untersuchungen auf eine Scangeschwindigkeit von 50 mm/s beschränkt wurden [1].

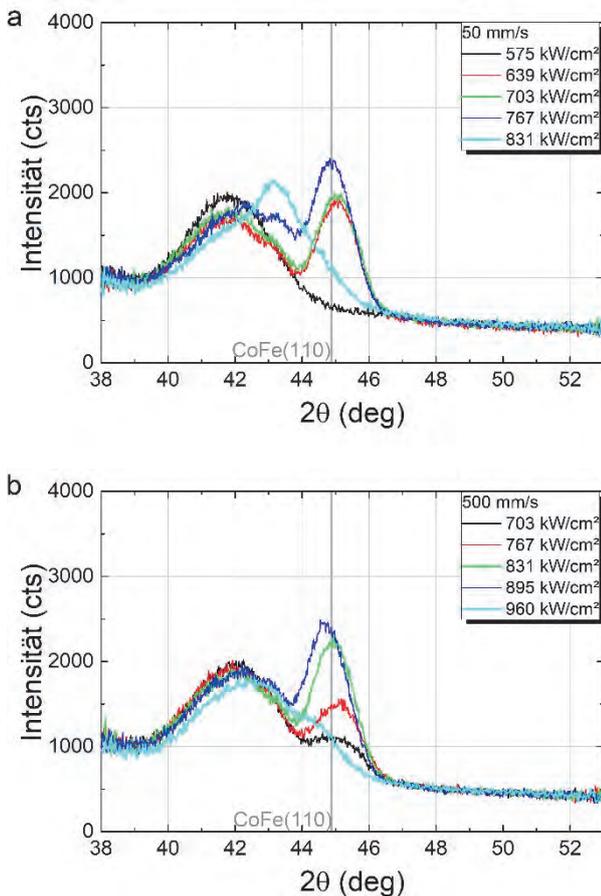


Abbildung 2: XRD θ - 2θ -Scans von Ta(5 nm)/Ru(3 nm)/Co₄₀Fe₄₀B₂₀(10 nm)/Ta(5 nm) - Schichtstapeln auf Si-Substrat geheizt mit cw Laserstrahlung in Abhängigkeit der Laserintensität für eine Scangeschwindigkeit von (a) 50 mm/s und (b) 500 mm/s

Im direkten Vergleich zu den im Ofen geheizten Proben, ist der maximale Kristallisationsgrad, der mit Laserbestrahlung erreicht werden konnte, auf einem Niveau vergleichbar mit dem, das im Vakuumofen bei Temperaturen im Bereich von 450 °C bis 500 °C und einer Heizdauer von 30 Minuten erzielt wurde. Dies ist in Anbetracht der Zeitskala für den Bestrahlungsprozess, die über die Verweildauer (τ = Strahldurchmesser/Scangeschwindigkeit; Tab.1) definiert werden kann, ein bemerkenswertes Ergebnis, da es die Zeitdauer für das lokale Erreichen eines gleichwertigen Kristallisationsergebnisses um mindestens das 100.00-fache verkürzt, worin sich das Potential der Laserbestrahlung zum Zweck der Kristallisation von komplexen, dünnen Schichtstapeln widerspiegelt. Allerdings beschränkt sich der Vorteil des Verfahrens auf die Anwendung für kleine Flächen, wie es bei einzelnen Sensoren der Fall ist. Für größere Flächen

kann der Vorteil aufgrund der Prozesszeit zugunsten des Temperns im Ofen kippen.

Tab.1: Intensitätsbereiche für erfolgreiche Co-Fe-Kristallisation entsprechend der XRD θ - 2θ -Scans von Ta(5 nm)/Ru(3 nm)/Co₄₀Fe₄₀B₂₀(10 nm)/Ta(5 nm) Schichtstapeln je Scangeschwindigkeit und zugehörige Verweildauer

| Scange- schwindigkeit | Intensitätsbereich | Verweildauer τ |
|--------------------------|--|---------------------|
| 50 mm/s | 640 kW/cm ² – 770 kW/cm ² | 400 μ s |
| 500 mm/s | <700 kW/cm ² – 900 kW/cm ² | 40 μ s |
| 5000 mm/s | 960 kW/cm ² – >1020 kW/cm ² | 4 μ s |

Für im Ofen geheiztes Co₄₀Fe₄₀B₂₀ mit MgO/Ta als Deckschicht (Stapel C) funktioniert die Übertragung der (001)-Orientierung des MgO bei der Kristallisation des Co-Fe-B auf das Co-Fe-Gitter wie erwartet [12,13]. Das belegen die θ - 2θ -Scans der Temperaturserie in Abbildung 3, in welchen sich nun der CoFe(200)-Reflex bei $2\theta \approx 65,3^\circ$ anstatt des CoFe(110)-Peaks bei $2\theta \approx 44,8^\circ$ oder Reflexen anderer Kristallisationsorientierungszugehörigkeit beobachten lässt.

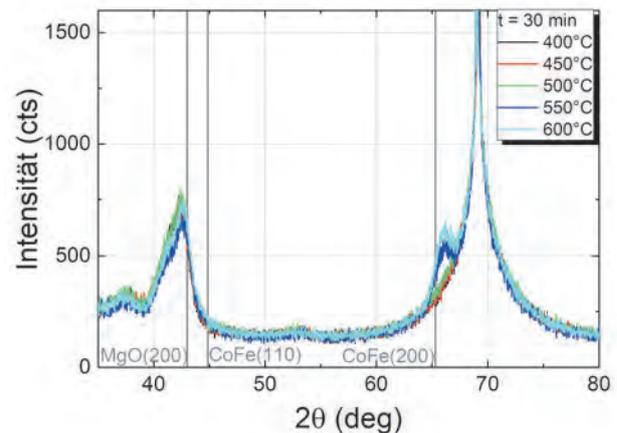


Abbildung 3: XRD θ - 2θ -Scans von Ta(5 nm)/Ru(3 nm)/Co₄₀Fe₄₀B₂₀(10 nm)/MgO(10 nm)/Ta(5 nm) - Schichtstapeln auf Si-Substrat geheizt im Ofen für 30 min bei Temperaturen von 400 °C bis 600 °C

Für die laserbestrahlten Proben mussten off-specular θ - 2θ -Messungen der CoFe<110>-Richtung mit einem Neigungswinkel der Probe von $\chi = 45^\circ$ durchgeführt werden, um die Überlagerung der hier deutlich schwächer ausgeprägten CoFe(200)-Reflexe durch den dominanten Siliziumsubstratpeak bei $2\theta \approx 69,2^\circ$ zu umgehen. In Abbildung 4 ist der CoFe(200)-Reflex, gemessen entlang der CoFe<110> Richtung, für eine Scangeschwindigkeit von 50 mm/s dargestellt. Auch hier kann ab einer Laserintensität von 575 kW/cm² die Kristallisation in Form eines CoFe(200)-Peaks nachgewiesen werden, im Vergleich zu den Schichtstapeln ohne MgO-Lage ist sogar eine geringere Intensitäten bereits ausreichend. Das lässt sich auf

die Transparenz des MgO für die verwendete Wellenlänge von $\lambda = 1064$ nm und die im Vergleich zum Ta deutlich geringere Wärmeleitfähigkeit des MgO zurückführen. Dadurch kommt es beim lokalen Laserheizen zu einer geringeren Wärmeableitung durch die Deckschicht, wodurch lokal mehr Wärme erhalten bleibt, die zur Kristallisation des Co-Fe-B beiträgt und somit eine geringere Laserintensität für ein gleichwertiges Kristallisationsergebnis ausreichend ist.

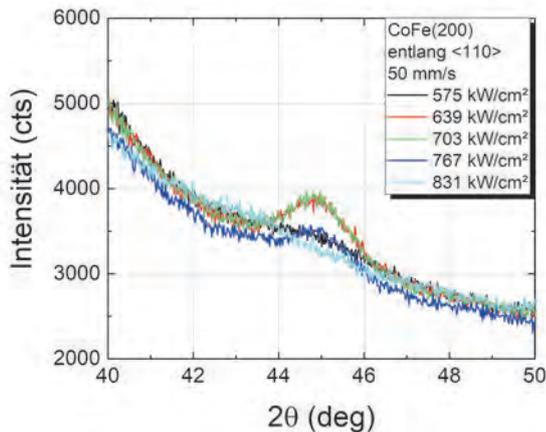


Abbildung 4: XRD off-specular θ - 2θ -Scans (Neigungswinkel $\chi = 45^\circ$) der CoFe(110)-Peaks der CoFe(200)-Kristallite von Ta(5 nm)/Ru(3 nm)/Co₄₀Fe₄₀B₂₀(10 nm)/MgO(10 nm)/Ta(5 nm)-Schichtstapeln auf Si-Substrat Substrat geheizt mit cw Laserstrahlung in Abhängigkeit der Laserintensität für eine Scangeschwindigkeit von 50 mm/s

4. Zusammenfassung

Erstmals konnte lokal induzierte Kristallisation von dünnen Ce-Fe-B-Schichten, hervorgerufen durch cw-Laserstrahlung, nachgewiesen werden. Ein detaillierter Vergleich zwischen konventionellem Heizen im Vakuumofen und dem Laser-basierten Verfahren wurde durchgeführt, der es ermöglichte, ein Parameterfenster zu identifizieren, für das ein vergleichbares Kristallisationsergebnis erzielt werden konnte. Zudem konnte ebenso die epitaktische Übertragung der MgO-Kristallformation auf die unterliegende Co-Fe-B-Schicht durch Laserbestrahlung reproduziert werden. Somit qualifiziert sich das Laser-basierte Verfahren nicht nur zur lokalen magnetischen Modifikation für die Herstellung von TMR-Sensoren mit einer Sensitivität in mehrere Raumrichtungen, sondern auch für den notwendigen Kristallisationsprozess, der mit Laserbestrahlung zu gleicher Qualität führt, aber in deutlich kürzeren Zeitskalen durchgeführt werden kann. (Weitere Ergebnisse und eine detailliertere Auswertung zu dieser Studie lassen sich in [1] nachlesen.)

Literaturverzeichnis

- [1] M. Almeida Hoffmann, A. Sharma, P. Matthes, N. Köhler, S. Busse, M. Müller, O. Hellwig, A. Horn, G. Salvan, S. E. Schulz, Scientific Reports 11, 14104 (2021).
- [2] D.D. Djayaprawira, K. Tsunekawa, M. Nagai, H. Maehara, S. Yamagata, N. Watanabe, N. Yuasa, Y. Suzuki, K. Ando, Appl. Phys. Lett. 86, 092502 (2005).
- [3] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, H. Ohno, Appl. Phys. Lett. 93, 082508 (2008).
- [4] S.S.P. Parkin, K.P. Roche, M.G. Samant, P.M. Rice, R.B. Beyers, R.E. Scheuerlein, E.J. O'Sullivan, S.L. Brown, J. Bucchigano, D.W. Abraham, Y. Lu, M. Rooks, P.L. Trouilloud, R.A. Wanner, W.J. Gallagher, J. Appl. Phys. 85, 5828 (1999).
- [5] Y. Wang, Z.M. Zeng, X.F. Han, X.G. Zhang, X.C. Sun, Z. Zhang, Phys. Rev. B 75, 214424 (2007).
- [6] A. Sharma, M.A. Hoffmann, P. Matthes, N. Köhler, S. Busse, M. Müller, H. Exner, S.E. Schulz, D.R.T. Zahn, G. Salvan, IEEE Trans. Magn. 55, 4400104 (2019).
- [7] O. Ueberschär, M.J. Almeida, P. Matthes, M. Müller, R. Ecke, R. Rückriem, J. Schuster, H. Exner, S.E. Schulz, IEEE Trans. Magn. 51, 4002404 (2015).
- [8] A.K. Rumaiz, J.C. Woicik, W.G. Wang, J. Jordan-Sweet, G.H. Jaffari, C. Ni, J.Q. Xiao, C.L. Chien, Appl. Phys. Lett. 96, 112502 (2010).
- [9] A. Sharma, M.A. Hoffmann, P. Matthes, O. Hellwig, C. Kowol, S.E. Schulz, D.R.T. Zahn, G. Salvan, Phys. Rev. B 101, 054438 (2020).
- [10] L. Varga, H. Jiang, T.J. Klemmer, W.D. Doyle, E.A. Payzant, J. Appl. Phys. 83, 5955 (1998).
- [11] A. Sharma, M.A. Hoffmann, P. Matthes, S. Busse, O. Selyshchev, P. Mack, H. Exner, A. Horn, S.E. Schulz, D.R.T. Zahn, G. Salvan, J. Magn. Magn. Mater. 489, 165390 (2019).
- [12] K. Tsunekawa, Y.-S. Choi, Y. Nagamine, D.D. Djayaprawira, T. Takeuchi, Y. Kitamoto, Jpn. J. Appl. Phys. 45(43), L1152 (2006).
- [13] S. Mukherjee, F. Bai, D. MacMahon, C.-L. Lee, S.K. Gupta, S.K. Kurinec, J. Appl. Phys. 106, 033906 (2009).

Anwendung des metallischen Mikro-3D-Druckes für die Demonstratorherstellung

Julian Drechsel, Martin Erler, Robby Ebert und Horst Exner
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

Das am LHM etablierte Verfahren des Mikro-SLM ist eine Weiterentwicklung des bereits seit mehreren Jahren in der Industrie etablierten „makroskopischen“ Selektiven Laserschmelzen (SLM). Unter Verwendung von idealen Parametern wurden unter Zuhilfenahme der VDI3405 Bauteile, Teststrukturen unterschiedlicher Art und Struktur und ein Demonstrator aus den Edelstahlpulvern 316L und 17-4PH angefertigt. Die Besonderheiten des Verfahrens sind der geringe Fokussdurchmesser von $<30\ \mu\text{m}$ und die geringen Pulverkorngrößen von $<10\ \mu\text{m}$. Dadurch können Bauteile mit extrem kleinen Strukturauflösungen realisiert werden.

1. Einleitung

Das am Laserinstitut Hochschule Mittweida etablierte Verfahren des Mikro-SLM basiert auf der Weiterentwicklung des Selektiven Laserschmelzverfahrens [1]. Durch die Verwendung feinerer Pulverkorngrößen können mit Hilfe des Verfahrens kleinere Strukturauflösungen realisiert werden [2]. Für das konventionelle Makro-SLM Verfahren existiert die VDI 3405: „Laser-Strahlschmelzen metallischer Bauteile“ [3]. Die VDI Norm gibt Hinweise und Empfehlungen zur Messung von Pulver-Schüttdichte, Rakeldichte und zur Gestaltung von Teststrukturen für die additive Fertigung. Betrachtet man die Bandbreite in der mittlerweile Mikro-SLM Verfahren unterschiedlichster Art in der Forschung verbreitet sind [4, 5], so können mit Hilfe dieser Gestaltungsempfehlungen verschiedene Demonstratoren mit dem Mikro-SLM Verfahren hergestellt werden. Die Notwendigkeit der Demonstrator Herstellung liegt nicht allein im Erzeugen von Bauteilen, sondern zeigt die gestalterischen und anlagentechnischen Möglichkeiten des Verfahrens in beeindruckender Art und Weise.

2. Versuchsaufbau und -anordnung

Bei der verwendeten Versuchsanlage handelt es sich um eine Mikro-SLM Forschungsanlage mit einem 400 W cw Faserlaser der Firma IPG. Die Laserstrahlung hat eine Wellenlänge von 1070 nm und wird auf einen Durchmesser von 26 μm fokussiert. Das Strahlparameterprodukt des Laserstrahles beträgt 1,3. Die Fokussierung erfolgte mit einer F-Theta Optik mit einer Brennweite von 255 mm. Die Strahlablenkung erfolgt mit einem Galvanometerscanner auf der Bauteiloberfläche bei 2 m/s. Die Versuchsdurchführung erfolgte mit Edelstahlpulver 316L und 17-4-PH mit Korngrößen von $d_{90} < 10\ \mu\text{m}$ und $d_{90} < 5\ \mu\text{m}$. Die Versuche werden mit einer eigens entwickelten älteren Rakelmaschine sowie einer neueren Iteration derselben durchgeführt [4]. Zur Pulverwürfelherstellung wird zudem ein gepulster 20 W Laser verwendet.

3. Versuchsdurchführung

Die zur Demonstrator Herstellung erzeugten Strukturen sind Eigenkonstruktionen nach dem Vorbild aktueller Entwicklungen aus dem Stand der Technik oder Eigenkreationen. Die mittels CAD Programm erstellten Bauteile werden im „.stl“ Format an die Fertigungsanlage übergeben. Als Teststrukturen werden Untersuchungen nach VDI 3405 zu Spannungen mit sogenannten „Cantilevern“ (Bild 1) durchgeführt. Mit diesen Teststrukturen können auftretende Spannungen in den Bauteilen sichtbar gemacht werden. Beim Cantilever-Test wird ein Biegebalken mit Hilfe von Stützstrukturen auf dem Substrat aufgebaut. Diese werden anschließend durchtrennt und der Cantilever verbleibt nur mit einer Verbindung auf dem Substrat. So kann die Durchbiegung des Balkens anschließend vermessen werden. Je geringer der resultierende Verzug, desto weniger Spannungen sind im Biegebalken und desto effizienter ist die Bestrahlungsart.

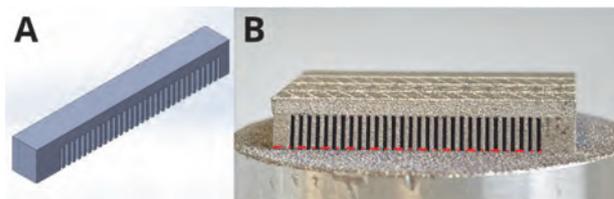


Bild 1: Schema Cantilever – Konstruktion aus SolidWorks (A) und real erzeugter Test auf Substrat (B) mit verschiedenen Bestrahlungsmustern vor dem Abtrennen (rote Linie markiert Trennlinie)

Die Bestrahlungsstrategien die verwendet werden sind innerhalb des Additive Manufacturing übliche Bestrahlungsarten. Die Linienbestrahlung (A) wurde als Referenz verwendet, die Streifenbestrahlung, welche sich durch Lücken zwischen den Linien auszeichnete, war die erste untersuchte Bestrahlung. Zusätzlich wurden noch die Rechteckbestrahlung, welche einzelne Rechtecke generierte, sowie die Schachbrett Bestrahlung, die sich von der Streifenbestrahlung dadurch unterschied, dass sie

nicht nur in Bestrahlungsrichtung Separierungen aufwies, sondern auch senkrecht dazu, durchgeführt. (Bild 2).

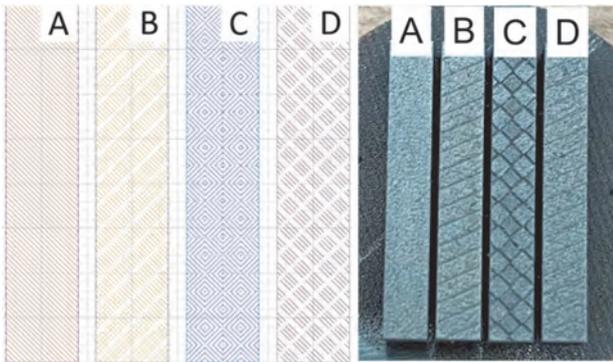


Bild 2: Bestrahlungsstrategien zur Spannungsreduzierung: Referenz (A), Streifenbestrahlung (B), Rechteckbestrahlung (C) und Schachbrettbestrahlung (D)

Für die Versuche wird Edelstahlpulver 17-4-PH verwendet. Die Schüttdichte wird nach dem in [6] vorgestellten Verfahren untersucht, wobei das Verfahren hinsichtlich Beschichtungsanlage und Pulverart angepasst wird. Dabei handelt es sich um eine Untersuchung, bei der zeitgleich an pulverbasierten additiven Fertigungsanlagen ein Referenzwürfel und ein Pulverwürfel aufgebaut wird. Die Besonderheit des Pulverwürfels liegt darin, dass er einen kugelförmigen Hohlraum während der Strukturgenerierung enthielt (Bild 3).

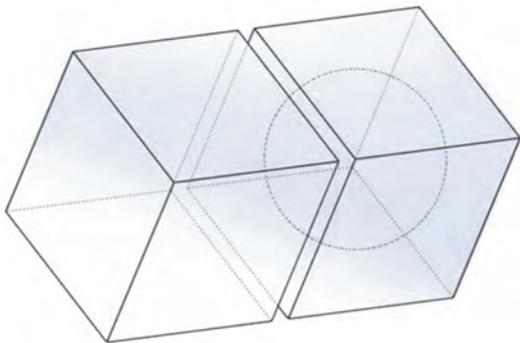


Bild 3: schematische Darstellung Referenzwürfel und Pulverwürfel mit Hohlraum

Nach der Beendigung der Herstellung erhält man zwei in ihren Abmaßen identische Würfel, wobei der Referenzwürfel komplett aus Vollmaterial besteht. Der Pulverwürfel hat im Inneren eine mit kompaktiertem Pulver gefüllte Kugel. Durch die Bestimmung der Dichte beider Würfel kann eine Aussage über die Schüttdichte des Pulvers im Inneren des Pulverwürfels getroffen werden, da Volumen von Würfel und Hohlkugel sowie die relative Dichte des Vollmaterials bestimmt werden könnten. Die Dichtebestimmung erfolgt mit dem archimedischen Verfahren der Dichtebestimmung. Die so bestimmten Werte sind vergleichbar mit den realen Werten, da in

diesem Fall die Verdichtung während des Aufbauprozesses berücksichtigt wird. Mit den erhaltenen Erkenntnissen von Spannungsreduzierung, Schüttdichtenmessung und den aus früheren Untersuchungen bekannten Parametern für ideale Dichtewerte werden Demonstratoren und Teststrukturen gefertigt.

Alle Demonstratoren und Teststrukturen werden mit einer Laserleistung von $P_{AV}=40\text{ W}$, einer Scangeschwindigkeit von $v=2\frac{\text{m}}{\text{s}}$ und einem Linienabstand von $h_s=20\text{ }\mu\text{m}$ (316L) und $25\text{ }\mu\text{m}$ (17-4PH) sowie einer Schichtdicke von $l_s=10\text{ }\mu\text{m}$ angefertigt. Daraus ergibt sich nach der Formel $E_V=\frac{P_L}{v_s \cdot h_s \cdot l_s}$ eine Volumenenergie-dichte $E_V=100\frac{\text{J}}{\text{mm}^3}$.

4. Ergebnisse und Diskussion

4.1. Cantilever

Die Betrachtung der Durchbiegung der Cantilever nach dem Abtrennen vom Substrat zeigt, dass die Art der Bestrahlung einen Einfluss auf die Durchbiegung der Biegebalken hat. Die Vermessung der Durchbiegung erfolgte an der Oberfläche mit Hilfe eines Lasertriangulations Sensors. Da ein Steg noch stabil mit dem Substrat verbunden war konnte entlang der Oberfläche die Durchbiegung vermessen werden. In Bild 4 ist die Frontalansicht der verschiedenen Biegebalken dargestellt. Hier konnte die Durchbiegung der verschiedenen Bestrahlungsarten gut differenziert werden.



Bild 4: Spannung die den Cantilever nach dem Abtrennen vom Substrat hochhebt – Referenz (A), Streifenbestrahlung (B), Rechteck (C) und Schachbrett (D)

Nach der Messung der Durchbiegung über die gesamte Länge kann festgestellt werden, dass der Biegebalken mit der geringsten Durchbiegung mit der Linienbestrahlung und mit der Rechteckbestrahlung erstellt wird. Daher sollten diese beiden Regime für Bauteilfertigung verwendet werden, wenn möglichst spannungsarm Bauteile gefertigt werden sollen. Als Grund für die geringen internen Spannungen wird die Ausprägung der Schmelzbahnen beim Bearbeitungsprozess vermutet. Eine Ursache für die geringen Spannungen während der Rechteckbestrahlung kann die Ausrichtung der Spannungsvektoren in mehrere Raumrichtung angenommen werden. Es wird vermutet, dass diese sich gegenseitig kompensieren. Für die Streifen und die Schachbrett Bestrahlung, welche sich im Großen und Ganzen sehr ähnlich verhalten, konnte keine signifikante Reduzierung beobachtet werden. Das hängt damit zusammen, dass durch die Unterbrechung der Linienbestrahlung dem

Biegebalken Raum zum Verziehen gibt. Durch die Unterbrechung der Bestrahlung und dem absichtlichen Einsetzen einer Lücke wurde hier Raum zum Spannungsausgleich geschaffen. Die Biegekurven der verschiedenen Bestrahlungsregime sind in Bild 5 dargestellt:

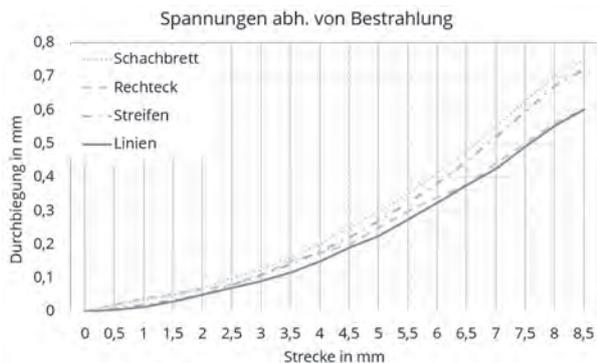


Bild 5: Durchbiegung über die Cantilever Länge der verschiedenen Bestrahlungsarten

Es wird beobachtet, dass sich die Durchbiegungen über die gesamte Länge der Biegebalken nur um rund 200 µm unterscheiden. Alle Bauteile weisen über die Länge von rund 8 mm Verbiegungen von mindestens 550 µm auf, welche in zukünftigen Untersuchungen weiter zu reduzieren sind. Die Bearbeitungsdauer für die Referenzbestrahlung ist am kürzesten. Bei einer Veränderung der Bestrahlungsart sind längere Prozesszeiten zu erwarten. Da die Linienbestrahlung neben der besten Bearbeitungsgeschwindigkeit auch die geringsten Spannungen aufweist, wird dieses Bestrahlungsregime vorrangig verwendet. Ein Spannungsfreier Aufbau kann mit keiner der untersuchten Bestrahlungsregime erreicht werden.

4.2. Pulverwürfel

Für die anlagenübergreifenden Untersuchungen zum Pulverwürfel werden jeweils Referenz und Pulverwürfel an drei unterschiedlichen Rakelsystemen aufgebaut und anschließend die Dichten der Referenzwürfel und der Pulverwürfel miteinander verglichen.

Tabelle 1: Werte der Dichtemessung von Referenz und Pulverwürfel

| Beschichter | | Pulver | Dichte in g/cm³ |
|---------------------------------|----------|--------|-----------------|
| Druckverdichter Standard Anlage | Referenz | 316L | 7,8713 |
| | Pulver | <10 µm | 6,6738 |
| Druckverdichter neue Anlage | Referenz | 17-4PH | 7,6973 |
| | Pulver | <10 µm | 6,6069 |
| Ringrakel | Referenz | 316L | 7,8462 |
| | Pulver | <10 µm | 6,5581 |
| Druckverdichter neue Anlage | Referenz | 17-4PH | 7,6843 |
| | Pulver | <5 µm | 6,2917 |

Die aus den Dichtemessungen ermittelbaren Ergebnisse könnten zur Bestimmung der Schüttdichte der verschiedenen Anlagen zurate gezogen werden. Mit Hilfe des bei der Dichtebestimmung ermittelten Volumens und der bekannten Größe der Hohlkugel konnte die Schüttdichte des Pulvers im Inneren der Kugel berechnet werden. Die Schüttdichten gaben im Verhältnis zur Referenzdichte einen Aufschluss über den Packungsgrad des Pulvers während der Strukturzeugung. Es wurden die in Tabelle 2 dargestellten Schüttdichten für die Probekörper nach der EN ISO 60:1999 [7] bestimmt.

Die Schüttdichte war dementsprechend das Verhältnis der Masse des Pulvers im Pulverwürfel (rechnerisch ermittelt mit Hilfe des gemessenen Volumens) zum Volumen der Kugel. Die so erhaltenen Werte konnten mit den ermittelten stofflichen Dichten des Ausgangspulvers in ein Verhältnis gesetzt werden um eine Aussage über den Packungsgrad des Pulvers zu erhalten.

Es wurde beobachtet, dass mit der neuen Rakelanlage für 10 µm Pulver bessere Schüttdichten erreicht werden könnten als das mit dem ursprünglichen Druckverdichter System des Mikro-SLM Verfahrens und mit dem Ringrakel des Lasermikrosinterverfahrens der Fall waren. Auch kann beobachtet werden, dass die Schüttdichte bei Pulver mit Korngrößen von 10 µm dichter sind als bei Korngrößen mit 5 µm.

Tabelle 2: Schüttdichten des Pulvers im Inneren des Pulverwürfels

| Beschichter | Pulver | ρ_{SCH} in g/cm³ | ρ_{SCH}/ρ_{REF} |
|-----------------|---------------|-----------------------|-------------------------|
| Standard Anlage | 316L <10 µm | 4,5751 | 58,1 % |
| neue Anlage | 17-4PH <10 µm | 4,8192 | 62,6 % |
| Ringrakel | 316L <10 µm | 4,3827 | 55,9 % |
| neue Anlage | 17-4PH <5 µm | 4,1925 | 54,6 % |

Für das Verhältnis Schüttdichte zu Referenzdichte bedeutete das, dass mit der Standard Anlage ein Verhältnis von 58,1 % erreicht werden kann. Mit der neuen Anlage ist sogar ein Verhältnis von 62,6 % möglich. Die Ringrakel Anlage erreicht ein Verhältnis von 55,9 %.

4.3. Demonstrator

Für die Herstellung eines Demonstrators wurde Edelmetallpulver 17-4PH mit einer Korngröße von $d_{90} < 10 \mu m$ verwendet. In Anlehnung an die Medizintechnik wurde eine Gitterstruktur mit Wandstärken von 150 µm und einer Strukturhöhe von 10 mm aufgebaut (Bild 6). Die Gitterstrukturen in Bild 6 wurden nach dem Aufbau mit Glasperlenstrahlen nachbearbeitet.

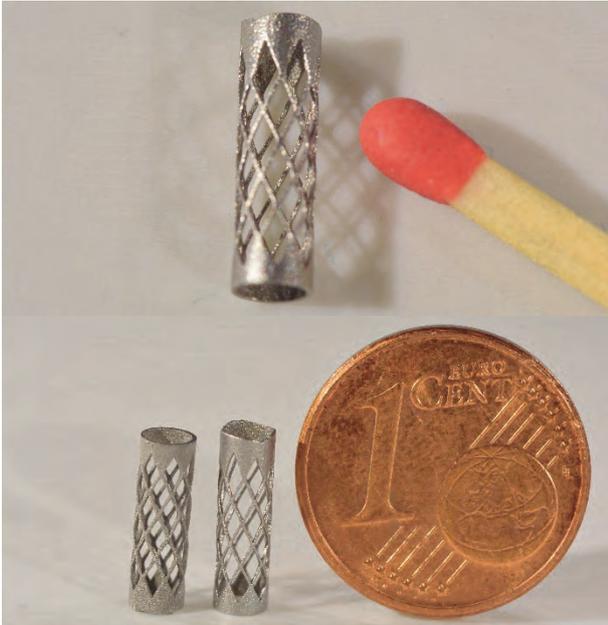


Bild 6: Stent Gitterstruktur mit dem Mikro-SLM Verfahren aufgebaut, Gitterstärke ~150 µm mit Strichholz und 1-Cent Münze zum Größenvergleich

5. Zusammenfassung und Ausblick

Mit dem Cantilever-Test können Aussagen zu Spannungen in den Bauteilen nach der Generierung getroffen werden. Mit Hilfe von veränderlichen Bestrahlungsmustern können diese Eigenspannungen reduziert werden. Die durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, welche Bestrahlungsmuster für eine Spannungsreduzierung günstig sind. Um Spannungsfreie Bauteile generieren zu können sind weitere Untersuchungen hinsichtlich der Art und Weise der Bestrahlung durchzuführen.

Mit Hilfe von Referenzwürfel und Pulverwürfel können Aussagen über die Schüttdichte während des Sinterprozesses für additive Fertigungsverfahren getroffen werden. Um eine Aussage über weitere Anlagen treffen zu können müssen auch hier noch weiterführende Untersuchungen ins besonders an weiteren Anlagen durchgeführt werden.

Die Demonstrator Herstellung ermöglichte den Aufbau einer Stent ähnlichen Gitterstruktur mit Edelstahlpulver 17-4PH mit Wandstärken von 150 µm und 10 mm Bauteilhöhe. In Finazzi et.al [8] werden ähnlich kleine Strukturen aufgebaut, jedoch können mit dem Mikro-SLM Verfahren wesentlich feinere Wandstrukturen aufgebaut werden. Die anschließenden Nachbearbeitungsverfahren sind für beide Prozesse identisch. mit dem gleichen Nachbearbeitungsverfahren können wesentlich feinere Wandstrukturen mit dem Mikro-SLM Verfahren erzeugt werden. Inwieweit zukünftig eine Nachbehandlung erforderlich ist muss in weiteren Versuchen geklärt werden.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich bei dem Europäischen Sozialfonds (ESF) und der Sächsischen Aufbaubank (SAB) für

die Finanzierung des Projektes Eila-SAX - Antragsnummer: 100339506.



Diese Maßnahme wird mitfinanziert durch Steuermittel auf der Grundlage des vom Sächsischen Landtag beschlossenen Haushaltes.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Streek, M. Erler, R. Ebert, U. Löschner: Untersuchungen zum Hochrate Mikro-SLM, In: Lasermaterialbearbeitung in der digitalen Produktion, DVS-Berichte Band 328, ISBN: 978-3-945023-66-2, S.217-226
- [2] M. Erler, S. Gronau, J. Drechsel, R. Ebert, H. Exner: Prozessoptimierung für die generative Fertigung von Mikro-Wärmeübertragern, In: Scientific Reports, 10. Mittweidaer Lasertagung 2/2017, S.67-71
- [3] VDI-Richtlinie 3405, Additive Fertigungsverfahren – Grundlagen, Begriffe, Verfahrensbeschreibungen Dezember 2014
- [4] J. Drechsel, M. Erler, R. Ebert, H. Exner Pulver- und Prozessuntersuchung für die generative Fertigung von Edelstahlbauteilen mittels Mikro-SLM In: Scientific Reports, 11. Mittweidaer Lasertagung 2019
- [5] M. Kniepkamp, J. Fischer und E. Abele, „Dimensional accuracy of small parts manufactured by micro selective laser melting,“ Proceedings of the 27th Annual International Solid Freeform Fabrication Symposium (SFF), pp. 1530-1537, 2016.
- [6] J. Drechsel, M. Erler, R. Ebert, H. Exner Vom Zahnrad bis zum Motor – Möglichkeiten des metallischen Mikro-3D Drucks Tagungsband „8. Mitteldeutsches Forum Rapid Technologien – 3D Druck in der Anwendung“
- [7] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V., 1999. DIN EN ISO 60:1999 Bestimmung der scheinbaren Dichte von Formmassen, die durch einen genormten Trichter abfließen können (Schüttdichte) Deutsche Fassung EN ISO 60:1999, Berlin, Beuth
- [8] V. Finazzi, A. Gökhan Demir, C. Alberto Biffi, F. Migliavacca, L. Petrini, B. Previtali Design and functional testing of a novel balloon-expandable cardiovascular stent in CoCr alloy produced by selective laser melting Journal of Manufacturing Processes 55, 2020, pages 161-173

Prozesscharakterisierung des Laserstrahlauftragschweißens an Al-Si-Legierungen zum Zweck der Instandsetzung von Gussteilen

Michael Güpner¹, Tristan Drawert¹, Jens Bliedtner¹, Heiko Lange²

¹Ernst-Abbe-Hochschule Jena, Carl-Zeiss-Promenade 2, 07745 Jena

²ICS Industrieleistungen GmbH, Am Schlifter 5, 06571 Roßleben

Al-Si-Legierungen werden bevorzugt zur Fertigung von Druckgusserzeugnissen eingesetzt. Die Einsatzbereiche für diese sind sehr vielschichtig und erstrecken sich über viele Branchen, wie bspw. die Automobil- und Luftfahrtindustrie. Wegen der komplexen Prozessführung und der Vielzahl an Einflussgrößen unterliegt der Gussprozess mittleren Ausschussraten von ca. 10 %. Dabei führen kleinste Defekte, wie Poren oder Gestaltabweichungen im Bereich von Dichtflächen dazu, dass die Funktionalität des Bauteils nicht mehr gegeben ist. In diesem Fall wird das Bauteil wieder der Schmelzebeschickung zugeführt und erneut gegossen. Daraus resultieren Leerzeiten in nachgelagerten Prozessschritten oder eine Überproduktion. Ein Ansatz um dies zu umgehen, stellt die Instandsetzung der Defektstellen mittels automatisiertem Laserauftragschweißen dar. In der vorliegenden Veröffentlichung erfolgte dazu eine umfassende Prozesscharakterisierung. Prozessgrenzen, die Optimierung des Aufmischungsgrades und die Adaption des Energieeintrages beim Volumenaufbau wurden untersucht.

1. Einleitung

Der Druckguss von Aluminiumlegierungen stellt ein industriell etabliertes Fertigungsverfahren dar. Der Einsatzbereich druckgegossener Bauteile erstreckt sich über eine Vielzahl von Branchen, wie bspw. der Luftfahrt- und der Automobilindustrie. Auf den Druckgussprozess wirken viele Einflussgrößen, woraus sich eine anspruchsvolle Prozessführung ergibt. Trotz der beachtlichen Historie des Prozesses treten auch in der heutigen Zeit Prozessschwankungen auf, die zu mittleren Ausschussraten von ca. 10 % führen. In Anlaufphasen von neuen Gusserzeugnissen kann diese Quote weiter höher liegen.

Meist führen schon kleinste Gießfehler wie Oberflächendefekte, Poren oder Lunker, bspw. im Bereich von Dichtflächen, dazu dass die geforderte Funktionalität des Bauteils nicht mehr gegeben ist. In diesem Fall wird das Gusserzeugnis der Schmelzebeschickung rückgeführt und komplett neu gefertigt. Die Folge sind unwirtschaftliche Leerzeiten in nachgelagerten Prozessschritten, die bspw. durch eine Überproduktion gepuffert werden müssen. Ein alternativer Ansatz wird in der vorliegenden Veröffentlichung mit der Reparatur der meist lokal begrenzten Defektstelle durch das pulverbasiertes Laserauftragschweißen vorgestellt. Durch den Einsatz des additiven Fertigungsverfahrens kann das defekte Bauteil durch die Instandsetzung wieder nutzbar gemacht werden und die Wertschöpfungskette weiter durchlaufen.

2. Grundlagen und Ansatz

Zur Bestimmung eines geeigneten Arbeitspunktes für das Prozessieren von Al-Si-Legierungen wurden im Rahmen einer Prozesscharakterisierung die zentralen unmittelbaren Einflussgrößen wie der Pulvermassstrom, die Laserleistung, die Vorschubgeschwindigkeit sowie der Strahldurchmesser variiert [1]. Der Einfluss der mit-

telbaren Prozessgrößen wie der Intensität und der Streckenenergie sollte untersucht werden, da diese ein Maß für die thermische Belastung des Bauteils sind, bzw. die Strahleinkopplung [1] maßgeblich beeinflussen. Als Qualitätsmerkmale wurden eine niedrige Porosität und ein Aufmischungsgrad kleiner 30 % ausgewählt. Al-Werkstoffe neigen auf Grund ihrer thermo-physikalischen Eigenschaften zu einer hohen Durchmischung, sodass übliche Aufmischungsgrade von 5 bis 10 %, wie bspw. bei Stahlwerkstoffen, nicht erreicht werden [2].

Da vorzugsweise dünnwandige Strukturen mit minimalen Breiten von 1,5 mm applikationsseitig aufgebaut werden sollten, wurde die folgenden Anforderungen an die Qualität und Abmessung der Einzelspur gestellt:

- Aufmischungsgrad $AG < 30 \%$
- Spurbreite $B > 2 \text{ mm}$
- Spurhöhe $H > 0,5 \text{ mm}$

3. Versuchsaufbau und -durchführung

Für die experimentelle Versuchsdurchführung wurde ein fasergeführtes Scheibenlasersystem der Firma Trumpf GmbH mit einer maximalen Ausgangsleistung von 4 kW genutzt. Mit der robotergeführten Bearbeitungsoptik BEO D70 ist es möglich den Strahldurchmesser zwischen 0,4 und 7 mm im Arbeitsabstand der koaxialen Dreistrahlpulverdüse anzupassen. Während der Charakterisierung des Laserauftragschweißprozesses wurden Strahldurchmesser zwischen 1,6 und 2,7 mm betrachtet.

Zur Bestimmung des Prozessfensters für Einzelspuren wurde die Laserleistung über das gesamte Spektrum der Strahlquelle variiert, was zu Intensitäten von $1,7 \cdot 10^4$ bis $2 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$ führte. Wegen der sehr hohen Reflektivität vom 91 % [3] und der enormen Differenz zwischen Schmelz- und Verdampfungstemperatur von 1858 K [4,

5] stellt sich ein Tiefschweißprozess bei Al-Si-Legierungen erst ab deutlich höheren Intensitäten ein. In [6] sind Intensitäten für den Tiefschweißprozess von AlSi10Mg mit $5,2 \cdot 10^6$ bis $3,2 \cdot 10^7$ W/cm² angegeben. Daher fanden alle durchgeführten Experimente im, für das Laserauftragschweißen zu bevorzugendem, Regime des Wärmeleitungsschweißens statt. Weitere relevante Daten der verwendeten Systemtechnik sind in Tabelle 1 dargestellt.

Tabelle 1: Charakteristische Daten des Lasersystems

| | |
|--|---------------------------------|
| Strahlquelle | Trumpf TruDisk 4002 |
| Wellenlänge λ [μm] | 1,03 |
| Maximale Leistung P [W] (gemessen) | 4000 |
| Prozessierte Strahldurchmesser d [mm] (gemessen) | 1,6; 2,1; 2,7 |
| Prozessierte Intensitäten I [W/cm ²] | $1,7 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$ |
| Beugungsmaßzahl M ² (gemessen) | 25 |
| Rayleighlänge z _r [mm] (gemessen) | 4,3 |

Als Substratmaterial wurden AlSi10Mg-Masseln in 10 mm dicke Platten vereinzelt, plangefräst und vor dem Prozessieren sandgestrahlt. Als Schweißzusatzwerkstoff kam pulverförmiges AlSi10Mg mit einer Kornfraktion von 40 bis 150 μm zum Einsatz. Substrat- und Pulverwerkstoff wurden einer Materialanalyse (Tabelle 2) unterzogen und erfüllen von der chemischen Zusammensetzung her die Spezifikationen für AlSi10Mg nach [7].

Tabelle 2: Gemessene chemische Zusammensetzung von Substrat- und Pulverwerkstoff

| Element | Si | Fe | Cu | Mn | Mg | Ti |
|----------|-------|------|--------|-------|------|------|
| Substrat | 9,96 | 0,1 | <0,001 | 0,03 | 0,41 | 0,02 |
| Pulver | 10,42 | 0,21 | <0,01 | 0,005 | 0,42 | 0,11 |

In einem nächsten Schritt wurde der Pulvermassstrom bei verschiedenen Tellerdrehzahlen der Fördereinheit zur Bestimmung der Förderkennlinie ermittelt. Mit dem genutzten Systemsetup können Pulvermassenströme zwischen 1 und 12 g/min generiert werden. Zwischen Förderkennlinie und Tellerdrehzahl ergibt sich, wie zu erwarten, ein linearer Zusammenhang. Die Förderrate beträgt 1,5 Gramm je Umdrehung der Tellereinheit.

Das Basisgeometrieelement beim additiven Strukturaufbau stellt im Falle des Laserauftragschweißens die Einzelspur dar. Durch die überlappende, mehrlagige Anordnung mehrerer Einzelspuren können Volumina für die Reparatur von Al-Si-Gusserzeugnissen generiert werden. Daher wurde im Rahmen der Versuchsdurchführung zunächst eine Charakteristik und Optimierung der Einzelspur vorgenommen. Die Zielstellung bestand in der Ermittlung eines Arbeitspunktes für den dreidimensionalen Volumenaufbau mit den in Gliederungspunkt 2 formulierten Eigenschaften. Alle Parametersätze wurden 4-fach wiederholt. Die in der Auswertung dargestellten Datenpunkte sind arithmetische Mittelwerte.

Zur Entwicklung der Leistungsreduzierung wurde die Temperatur pyrometrisch während des Schweißprozesses detektiert. Der Messfleck des Pyrometers wurde ca. 5 mm vorlaufend vor der Mitte des Schmelzbades in Schweißrichtung positioniert. Für den mehrlagigen Aufbau wurde eine unidirektionale Bearbeitungsstrategie gewählt. Der Spurüberlapp betrug je nach Zielgeometrie 20 bis 30 %, die Zustellung je Lage wurde auf 70 % der Einzelspurbhöhe eingestellt. An den generierten Proben erfolgte eine Mikropräparation im Querschliff zur lichtmikroskopischen Vermessung der charakteristischen Flächen und Längen der aufgetragenen Struktur.

4. Ergebnisse und Diskussion

4.1 Charakteristik Einzelspuren

Zu Beginn der Charakterisierung der Einzelspuren wurden zur ersten Eingrenzung eines Arbeitspunktes fünf Streckenenergien zwischen 60 und 120 J/mm ausgewählt. Innerhalb jeder Streckenenergie wurde die Laserleistung zwischen 1000 und 4000 W variiert. Zum Konstanthalten der jeweiligen Streckenenergie wurde die Vorschubgeschwindigkeit und der Pulvermassstrom angepasst. Die Streckenmasse und der Strahldurchmesser wurden über den Umfang der ersten Versuchsreihe konstant gehalten.

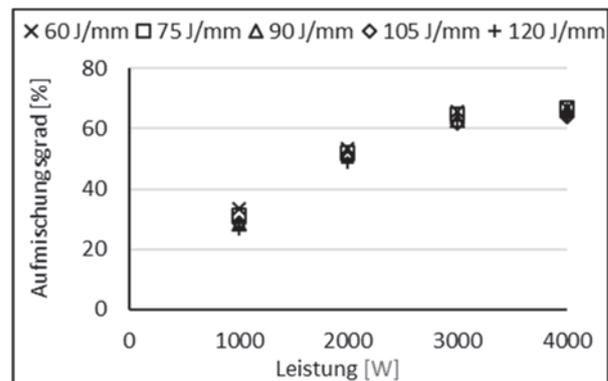


Abbildung 1: Aufmischungsgrad in Abhängigkeit der Laserleistung und der Streckenenergie bei konstanter Streckenmasse und einem Strahldurchmesser von 1,6 mm

Mit steigender Laserleistung wächst der Aufmischungsgrad nicht linear auf Werte von bis zu 65 % an. Da die Versuche mit einem gleichbleibenden Strahldurchmesser von 1,6 mm durchgeführt wurden, zeigt der Aufmischungsgrad eine Abhängigkeit von der eingestrahelten Intensität (Abb. 1). Die Variation der Streckenenergie bei konstanter Intensität und Leistung zeigte hingegen einen vergleichsweise geringen Einfluss auf den Aufmischungsgrad. Folglich wurde die Streckenenergie auf einem mittleren Wert von 90 J/mm für die weiteren Versuche festgelegt. Die formulierte Zielstellung eines Aufmischungsgrades kleiner 30 % wurde ausschließlich für die geringste Leistung bzw. Intensität, allerdings bei zu geringen Spurbreiten von ca. 1,5 mm, erreicht.

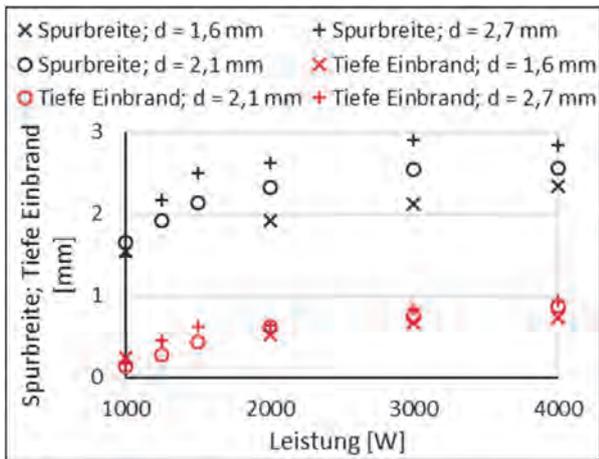


Abbildung 2: Spurbreite und Einschmelztiefe in Abhängigkeit der Laserleistung und des Strahldurchmessers bei konstanter Streckenmasse und Streckenenergie

Daher wurden in einem nächsten Schritt geringere Intensitäten bei Leistungen von 1 bis 1,5 kW und bei größeren Strahldurchmessern von 2,1 und 2,6 mm betrachtet, um die geforderten Zielparameter für den Volumenaufbau zu erreichen.

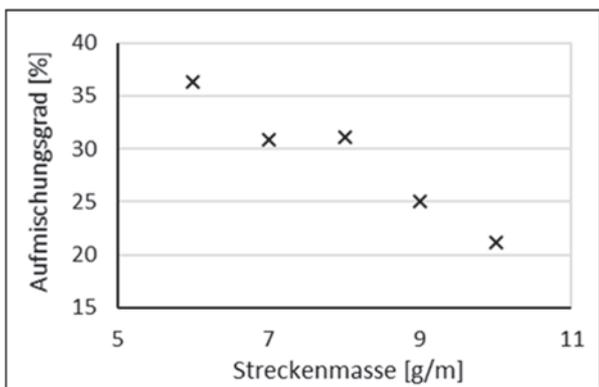


Abbildung 3: Aufmischungsgrad in Abhängigkeit der Streckenmasse bei konstanter Streckenenergie (90 J/mm) und Strahldurchmesser (2,7 mm)

Die Spurbreite und die Tiefe der Einschmelzzone wachsen im Leistungsbereich von 1 bis 1,5 kW grundsätzlich sehr stark an (Abb. 2). Die Spurbreite lässt sich durch die Vergrößerung des Strahldurchmessers auf Werte von 2 bis 2,5 mm steigern. Infolge der geringen Dichte und der sehr hohen Wärmeleitfähigkeit des Werkstoffs ergibt sich eine sehr hohe Temperaturleitfähigkeit [4, 5]. Diese bewirkt einen sehr effizienten Wärmetransport im Bauteil, sodass trotz der Reduzierung der eingestrahlten Intensität die Schmelzzone an Tiefe und auch an Breite gewinnt. Folglich steigt der Aufmischungsgrad auf Werte größer 30 % an. Hieraus ergibt sich ein Zielkonflikt zwischen Spurbreite und Aufmischungsgrad, der durch die Anpassung der Streckenmasse behoben werden kann.

Um die Spurbreite beizubehalten und den avisierten Aufmischungsgrad einzustellen, wurde, bei einer Leistung von 1250 W und dem größten Strahldurchmesser

von 2,7 mm, die Streckenenergie und die Intensität konstant gehalten und die Streckenmasse durch den Pulvermassenstrom angepasst (Abb. 3).

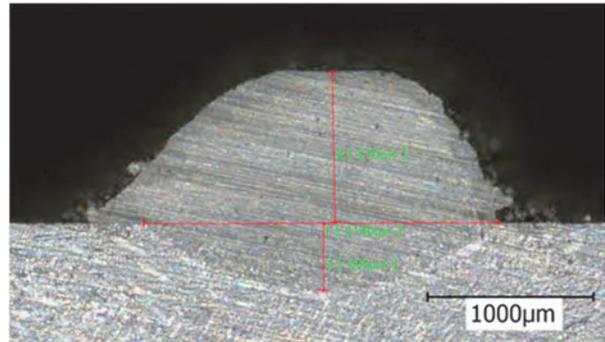


Abbildung 4: Querschliff einer Probe mit erreichten Zielparametern für Demonstratorstruktur (AG = 29 %; B = 2,1 mm; H = 0,9 mm)

Die Steigerung des Pulvermassenstroms bewirkt einen Volumenzuwachs in der Wechselwirkungszone, wodurch die Tiefe der Einschmelzzone reduziert und die Höhe der aufgetragenen Schicht gesteigert wird. Der Prozess gewinnt an Effizienz und Qualität, da mit der Reduzierung des Aufmischungsgrades ein größerer Anteil der bereitgestellten Leistung für den Volumenaufbau genutzt werden kann. Durch das Prozessieren mit geringen Leistungen, größeren Strahldurchmessern und der Adaption der Streckenmasse konnten die formulierten Zielparameter für die Einzelspur hinsichtlich Spurbreite, Spurbreite und Aufmischungsgrad erreicht werden (Abb. 4).

4.2 Prozessentwicklung Volumenauftrag

Als Demonstrator für den Strukturaufbau wurde die Unterschale eines Steuerblocks für ein Automatikgetriebe ausgewählt. Das Bauteil ist geprägt von vielen dünnwandigen Strukturen, die an der Oberseite eine Dichtfläche zum Deckel des Unterteils bilden müssen. Im Bereich einer dieser Wandungen wurden beim Planfräsen Poren freigelegt. Die 4 mm breite Wandung musste auf einer Länge von 50 mm und einer Tiefe von 4 mm instandgesetzt werden (Abb. 7a).

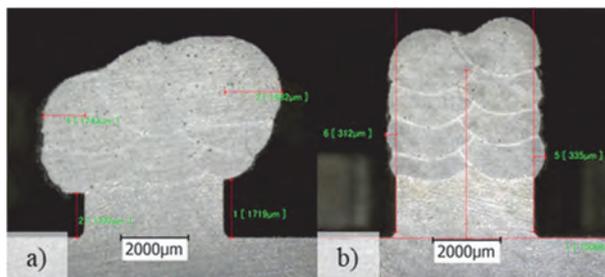


Abbildung 5: Aufbau eines Quaders a) bei konstanter Leistung und b) mit Leistungssteuerung

In einem ersten Versuch wurden, auf gefertigten Dummy-Strukturen, 5 Lagen bestehend aus jeweils 3 überlappenden Spuren bei einer konstanten Laserlei-

tung von 1250 W aufgetragen. Das Schweißergebnis ist in Abbildung 5a dargestellt und weicht deutlich von einer endkonturnahen Quaderform ab. Die Temperaturmessung zeigte, dass während des Strukturaufbaus von Lage zu Lage bis zu 400 °C Restwärme im Bauteil und der aufgetragenen Struktur verbleiben.

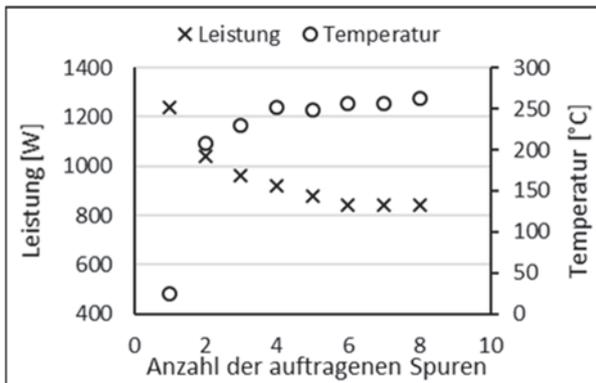


Abbildung 6: Prozesssteuerung: Temperatur und Leistung in Abhängigkeit der Anzahl der aufgetragenen Spuren

Der entstehende Wärmestau wird durch die Stegstruktur verstärkt, da die dreidimensionale Wärmeleitung eingeschränkt wird. Dieser zusätzliche Anteil an Energie nimmt in Form von schnell anwachsenden Einschmelztiefen und Schmelzbadbreiten Einfluss auf den Auftragschweißprozess und die Geometrie der Struktur. In Folge des größeren Schmelzbades kann ein erhöhter Anteil des bereitgestellten Pulvers vom Schmelzbad aufgefangen werden, wodurch das aufgetragene Volumen von Lage zu Lage massiv anwächst. Durch die sehr große Differenz zwischen Schmelz- und Verdampfungstemperatur des Werkstoffs kann die Schmelze massiv überhitzen ohne den Aggregatzustand zu wechseln.

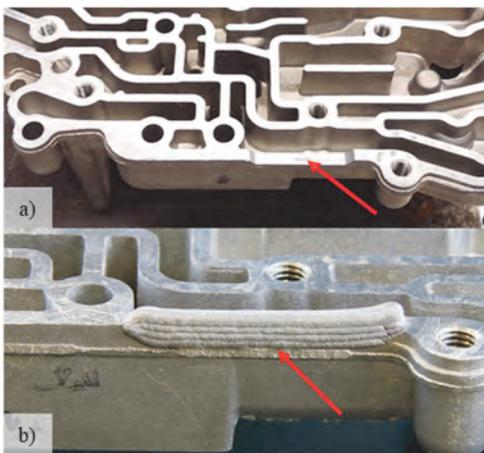


Abbildung 7: Demonstrator – Partielle Instandsetzung des Steuerblocks eines Automatikgetriebes a) spanend vorbearbeitet Defektstelle und b) aufgetragenes Volumen

Da der prozessierte Werkstoff äußerst sensibel schon auf geringfügige Änderungen der eingekoppelten Energie reagiert, muss ab der zweiten Spur des Auftrags die akkumulierte Wärme durch die Reduzierung der Laserleistung kompensiert werden. Im Rahmen der Untersu-

chungen konnte eine geeignete, nichtlineare und strukturspezifische Leistungssteuerung von 1250 auf ca. 840 W entwickelt werden (Abb. 6). Die Anzahl der Spuren je Lage wurde von 3 auf 2 Spuren reduziert. Durch die gezielte Reduzierung der Laserleistung konnte schließlich ein homogener, endkonturnaher Schichtaufbau geringer Porosität am realen Bauteil generiert und der Laserauftragschweißprozess als geeignetes Instandsetzungsverfahren für Al-Si-Gusserzeugnisse eingesetzt werden (Abb. 7b).

5. Zusammenfassung

Das pulverbasierte Laserauftragschweißen ist ein geeignetes additives Fertigungsverfahren für die Instandsetzung von Al-Si-Gusserzeugnissen. Die Haupteinflussgröße stellt die Intensität dar. Kleine Laserleistungen und größere Strahldurchmesser sind anzuwenden, um geringe Aufmischungsgrade bei entsprechenden Spurbreiten einzustellen. Der Aufmischungsgrad kann über den Pulvermassenstrom feinangestellt werden. Der Strukturaufbau erfordert wegen der thermo-physikalischen Eigenschaften des Werkstoffs eine geometrieangepasste Leistungsreduzierung.

Danksagung

Die Ergebnisse wurden im Rahmen des Forschungsvorhabens ZF4039609FH7 gewonnen, das mit finanziellen Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie (BMWi) aufgrund eines Beschlusses des Deutschen Bundestages gefördert wurde. Dafür sei an dieser Stelle herzlich gedankt.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Hügel, T. Graf: Laser in der Fertigung: Grundlagen der Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren. 2. Aufl., Springer Vieweg, Wiesbaden, (2009), 306pp.
- [2] A. Ott: Oberflächenmodifikation von Aluminiumlegierungen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und Schichtcharakterisierung, Dissertation, Universität Stuttgart (2010).
- [3] H. A. Macleod: Thin Film Optical Filters. 3. Auflage, CRC Press. United Kingdom (2001).
- [4] A. E. Brandes, G. B. Brook: Smithells Metals Reference Book, 7. Auflage, Butterworth Heinemann (1992).
- [5] J. R. Davis: ASM Specialty Handbook: Stainless Steels, ASM International (1994).
- [6] N. T. Aboulkhair: Additive manufacture of an aluminium alloy: processing, microstructure, and mechanical properties, Dissertation. University of Nottingham. United Kingdom (2016).
- [7] DIN EN 1706:2013-12: Aluminium und Aluminiumlegierungen - Gussstücke - Chemische Zusammensetzung und mechanische Eigenschaften; Deutsche Fassung EN 1706:2010

Virtuelle Produktoptimierung von Lasermaterialbearbeitungsanlagen

Andreas Hopf¹, Michael Güpner¹, Christian Rochholz¹, Jens Bliedtner¹,
Tino Dannenberg², Dominik Kühn³

¹Ernst-Abbe-Hochschule Jena, Carl-Zeiss-Promenade, 07745 Jena

²Dynardo GmbH an Ansys Company, Steubenstraße 25, 99423 Weimar

³LightTrans International UG, Kahlaische Str. 4, 07745 Jena

Ein übergeordnetes Ziel ist es, neue Untersuchungs- und Simulationsmethoden zu entwickeln, die es gestatten, bereits in einer frühen Produktentwicklungsphase ganzheitlich quantitative und prädiktive Aussagen hinsichtlich der physikalischen und thermomechanischen Eigenschaften des Produktes vorherzusagen bzw. treffen zu können. Im Mittelpunkt stehen dabei die thermisch induzierten Störgrößen, die zu Fokus-Shift, Strahlageinstabilitäten oder aber Änderungen der Strahlungsintensität führen, welche besonders kritisch bei der Verwendung von hochbrillanten Laserstrahlquellen sind. Diese Einflussgrößen sind derzeit nicht realistisch vorhersagbar bzw. höchstens auf eine Domäne, als optimierte Vorhersage in der Entwicklung von neuen Lasermaterialbearbeitungsanlagen möglich. Hierzu soll eine Kopplung von optischer, thermischer und mechanischer Simulation (gekoppelte Multiphysikmodelle) zur Auslegung von Strahlführungs- und Strahlformungselementen für eine Lasermaterialbearbeitungsanlage durchgeführt werden.

1. Einleitung

Unter Verwendung von heutzutage üblichen Festkörperlaser mit einer hohen Brillanz, wie z.B. Faser- oder Scheibenlaser, steigen die verfügbaren Intensitäten der Laserstrahlung und damit auch die thermische Belastung der strahlformenden und -führenden optischen Elemente. Das laserinduzierte Temperaturfeld in den optischen Elementen bedingt einen Temperaturgradient, der zu einer örtlichen Veränderung des Brechungsindex führt, da dieser von der Temperatur und mechanischen Spannungen abhängt. Zusätzlich trägt die leichte Ausdehnung der Optik zur Änderung des Linsenverhaltens bei. All diese Phänomene sorgen dafür, dass der Laserstrahl eine Verschiebung der Fokuslage relativ zur Bearbeitungsoptik erfährt. Ebenso wird der Laserstrahl aufgeweitet und die Strahlqualität verschlechtert sich in der Bearbeitungsebene. Dieser Effekt wird gravierender mit steigender Strahlqualität und Leistung. Die Zeitkonstante in den optischen Elementen ist weit größer als die üblichen Bearbeitungszeiten. Im Ergebnis dessen sind die Bedingungen am Werkstück nicht konstant, was zu Unregelmäßigkeiten im Bearbeitungsprozess und somit auch zu Ausschuss führt.

Ein sich senkrecht zur optischen Achse parabolisch ausbildendes Temperaturfeld resultiert in einer reinen Verschiebung der Fokuslage ohne Aberrationen und Änderung des Fokusdurchmessers. Bildet sich jedoch aufgrund von lokalen Verschmutzungen, unzureichender Qualität des optisch transmittiven Materials oder Fehler in der Justage bzw. Dimensionierung des optischen Elements ein asymmetrisches Temperaturfeld aus, verschiebt sich nicht nur die Fokuslage, sondern es treten zusätzlich sphärische Aberrationen und eine Änderung des Fokusdurchmessers auf. [1]

Asymmetrische Temperaturfelder entstehen ebenfalls bei der Verwendung von Scannern. Der Laserstrahl erwärmt selektiv verschiedene Orte des optischen Systems in Abhängigkeit des Scanpfades und der Wiederholungen. Dieser Zustand ist derzeit nur sehr schwer vorhersehbar bzw. kalkulierbar. Des Weiteren können mechanische Verformungen des Gehäuses auftreten. Durch Streulicht aus dem Strahlengang können diese Elemente zusätzlich erwärmt werden und erzeugen infolge dessen Spannungen in den optischen Elementen.

Die oben aufgezeigten Probleme zeigen dass es sinnvoll ist ein kombiniertes Modell (Metamodell) der beeinflussenden Komponenten und Parameter zu entwickeln. Zum einen kann mit dem Modell im Vorfeld die Auswirkung der thermischen Beeinflussung auf die optischen Elemente abgeschätzt werden. Zum anderen können so praktikable und schnelle Korrekturalgorithmen entwickelt werden, welche gegebenenfalls mit realen Sensordaten unterstützt werden können.

Bei der Umsetzung des Modells wird erstmalig ein automatisierter Workflow entwickelt, bei dem die thermisch-mechanische Simulation mit der optischen Simulation gekoppelt wird. Ein großer Mehrwert ergibt sich, wenn mit Hilfe von Sensitivitätsanalysen der Einfluss der thermisch-mechanischen Eingangsparameter auf die optischen Ergebnisgrößen und deren Abhängigkeiten zueinander analysiert werden. Die daraus resultierenden Erkenntnisse sind die Grundlage für eine anschließende Optimierung des optischen Systems, in der, wie in diesem Fall, die Verschiebung der Fokusposition durch eine bestangenäherte Linsengeometrie minimiert werden kann.

2. Experimentelle Untersuchung

2.1. Lasersystem

Für die Untersuchung wurde eine Spezialanfertigung des Rofin FL 015 verwendet. Bei dieser Version kann sowohl die Transportfaser als auch die Feedingfiber für die Bearbeitung verwendet werden. Somit konnten die Untersuchungen mit den Strahlprofil eines Multimodes als auch Singlemodes stattfinden. Nachfolgend sind die Spezifikationen der Laseranlage tabellarisch aufgelistet.

Tabelle 1: Daten Lasersystem

| | |
|--|--------|
| Rofin FL 015 | |
| Wellenlänge [nm] | 1070 |
| max. Laserleistung [W] | 1500 |
| Rep.-Rate [kHz] | cw – 5 |
| Kerndurchmesser Multimodefaser [µm] | 50 |
| NA Multimodefaser | 0,1 |
| Kerndurchmesser Singlemodefaser (MFD) [µm] | 18 |
| NA Singlemodefaser | 0,065 |

2.2. Versuchsaufbau

Für die Untersuchungen wurden zwei Versuchsstände aufgebaut. Zum einen wurde ein Messstand zur Charakterisierung von Einzellinsen und deren Kombinationen entwickelt und aufgebaut. Für die Experimente wurden verschiedene Linsen aus unterschiedlichen Materialien und geometrischen Abmaßen verwendet. Des Weiteren wurde darauf geachtet das auf den Linsenoberflächen mittels Thermografie und/oder Pyrometrie die Temperaturfelder, welche durch den Laserstrahl entstehen, detektierbar sind. Für die Untersuchungen fanden verschiedene Kollimatoren ($f = 100 \text{ mm}$; 130 mm) Anwendung. In Kombination mit den beiden Fasertypen konnten somit unterschiedliche Rohstrahldurchmesser erzeugt werden.

Der zweite Messstand stellt ein Gesamtsystem dar. Dieser besteht aus verschiedenen Kollimatoren, einer Scaneinheit (intelliSCAN 20 der Fa. Scanlab GmbH) und unterschiedliche F-Theta-Objektiven. Durch diesen Aufbau ist es möglich die thermisch induzierten Störgrößen des Fokus-Shifts am realen Prozess zu bestimmen.

2.3. Detektion Strahlparameter

Für die Simulation müssen im Vorfeld die Strahlparameter der verwendeten Laserstrahlquelle detektiert werden. Hierfür fanden die Messgeräte MicroSpotMonitor MSM der Fa. Primes GmbH und das Kamerasystem SP90377 der Fa. Ophir Spiricon Europa GmbH Verwendung. Mit Hilfe dieser Gerätschaften wurden die Strahlprofile, Strahlkaustik und die Laserleistung nach der Faser, den optischen Elementen und im Fokus gemessen.

In Abbildung 1 ist beispielhaft die Strahlkaustik nach der Multimode-Faser gezeigt. Hierzu wurden verschiedene Rohstrahldurchmesser sowie unterschiedliche Laserintensitäten untersucht. In Abhängigkeit der verwendeten Linsen bzw. Linsensystemen konnte somit ein großes Portfolio an Daten generiert werden, welche in die optische Simulation des Strahlweges einfließen.

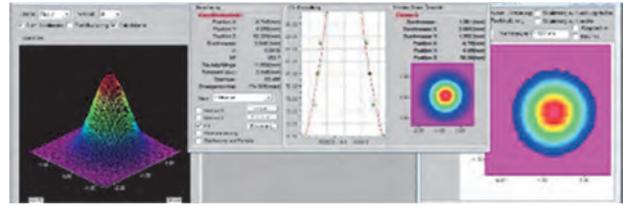


Abbildung 1: Darstellung der gemessenen Strahlkaustik nach der Multimode-Faser

Um die Wechselwirkung zwischen Laserstrahl und Absorptionsverhalten der optischen Elemente zu detektieren, wurde eine Thermografie- und Pyrometrikamera eingesetzt. Dadurch konnten die entstehenden Temperaturfelder auf den optischen Elementen zeitlich aufgenommen und ausgewertet werden. In der folgenden Abbildung sind beispielhaft die detektierten Temperaturfelder einer Linse in Abhängigkeit der Zeit und Laserleistung dargestellt.

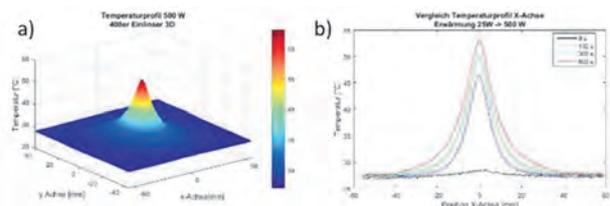


Abbildung 2: Darstellung a) eines 3D-Modells des Temperaturprofils einer einzelnen Linse mit 400 mm Brennweite und b) zeitabhängige Temperaturprofile entlang des Querschnitts für eine Linse mit einer Bestrahlung von 500 W

2.4. Detektion Fokus-Shift

Um den Fokus-Shift beschreiben und vorhersagen zu können, müssen im Vorfeld die Abhängigkeit von den Laserparametern und der optischen Konfiguration detektiert werden. Hierzu wurde die Verschiebung des Laserstrahls entlang der z-Achse in Abhängigkeit der Laserleistung, Brennweite, Strahldurchmesser und Intensitätsverteilung aufgenommen. Bei den jeweiligen Untersuchungen wurde ebenfalls die Temperatur auf den Oberflächen der optischen Elemente mit gemessen. Dadurch kann ein Zusammenhang zwischen Temperaturprofil und der zeitlichen und örtlichen Veränderung des Laserstrahls generiert werden. Durch die Untersuchungen ist es möglich den zeitlichen Verlauf der Fokusverschiebung zu beschreiben. Durch weitere Analysen konnte der Ort der Verschiebung des Laserstrahls in Abhängigkeit der Zeit bestimmt werden. Dadurch ist es möglich die relative Geschwindigkeit des Shifts zu bestimmen. Durch die beschriebenen Untersuchungen konnte der entstehenden Fokus-Shift zeitlich und örtlich beschrieben werden. In der Abbildung 4 ist ein solches Ergebnis grafisch aufgezeigt. Durch die Experimente war

es möglich den entstehenden Fokus-Shift schon bei niedrigen Leistungsstufen zu definieren. Dadurch können nun Fokus-Shiftkompensationen abgeleitet werden, da der Betrag der Verschiebung zu jedem Zeitpunkt beschreibbar ist.

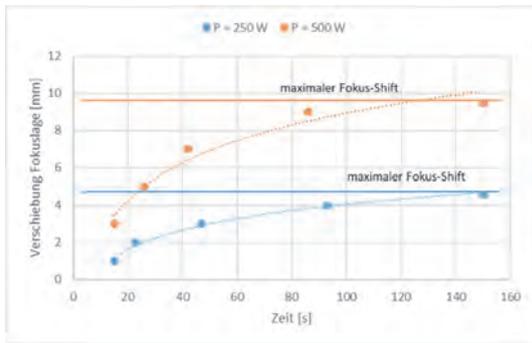


Abbildung 3: Detektion der Verschiebung des Fokus-Shiffts entlang der z-Achse in Abhängigkeit der Leistung

2.5. Fokus-Shift-Untersuchungen am realen Prozess

Um auch die Simulation von realen Laserprozessen darzustellen, müssen hierbei ebenfalls die thermischen Störgrößen und die dazugehörigen Strahlparameter detektiert werden. Für die Darstellung des Einflusses auf

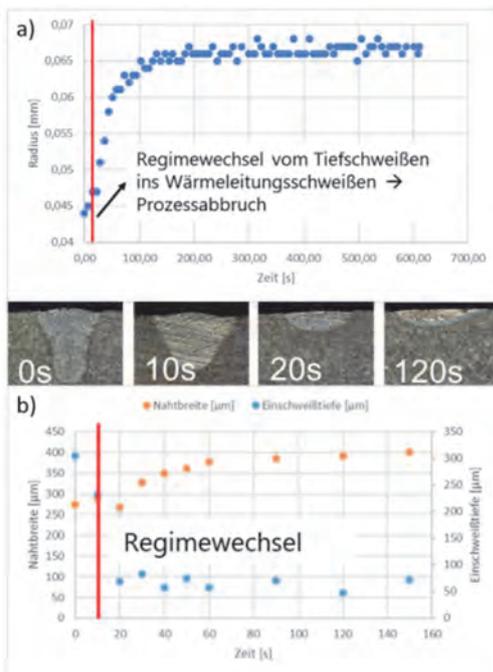


Abbildung 4: Darstellung a) Änderung des Radius in Abhängigkeit der Bestrahlungsdauer und Mikroschliffe zu unterschiedlichen Zeitpunkten der Bestrahlung und b) die Änderung der Einschweißtiefe und Nahtbreite in Abhängigkeit der Zeit

den realen Prozess wurden Einschweißungen in ein Blech herangezogen. In Abhängigkeit der Bearbeitungszeit können somit Prozessschwankungen detektiert werden. Mit Hilfe von Mikroschliffen können diese Änderungen dargestellt werden. Diese Ergebnisse sind in der Abbildung 5 aufgezeigt. Deutlich ist anhand der generierten Einschweißungen und Nahtbreiten zu sehen, dass ab ca. 10 s ein Regimewechsel der Bearbeitung stattfindet.

Aus einem Tiefschweißregime wird ein Wärmeleitungsschweißen. Zu diesem Zeitpunkt ist der Fokus-Shift so groß, dass der Prozess ineffizient wird und bis zum kompletten Prozessabbruch führt. Innerhalb von 10s muss bei dieser optischen Konfiguration die Fokus-Shiftkompensation erfolgen.

3. Simulation

Auf Basis der Finite-Elemente-Methode erfolgte die Berechnung der thermisch bedingten Verformung von Linse und Schutzglas mithilfe der Software „Ansys Mechanical“. Für die Kalibrierung des Simulationsmodells wurden zunächst die zeitlich gemessenen Temperaturverteilungen an Schutzglas und Linse als thermische Belastung auf die mechanischen Modelle aufgebracht. Für die anschließende Optimierung der Linsengeometrie wurde ein zweites Simulationsmodell erstellt, bei dem ein konstanter Wärmestrom entsprechend den Parametern der Laserquellen angenommen und die stationäre Lösung für die Temperaturverteilung berechnet wurde. Die aus der Simulation resultierenden Temperatur- und Verformungsfelder werden exportiert, um sie in der optischen Simulation zu verwenden.

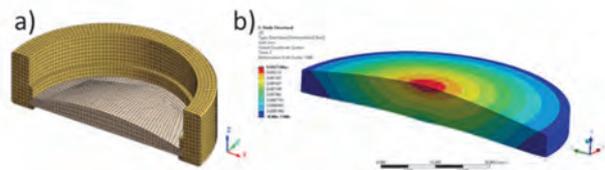


Abbildung 5: Halbmodelldarstellung a) des mechanischen Simulationsmodells der Linse und der Halterung und b) des Temperaturfeldes durch die Laserstrahlung

Die optische Simulation findet in VirtualLab Fusion statt. Durch die Ausgangsdaten kann das optische System beschrieben und ohne thermische Effekte dargestellt werden. Dies dient als Referenzmodell. Die in Ansys Mechanical berechneten Temperaturfelder und Oberflächenverformungen können dabei mithilfe von Spline-Interpolationsalgorithmen importiert werden. Mit dem Import der Verformung und der Temperaturfelder in das Simulationsmodell können die Auswirkungen dieser grafisch dargestellt werden. Die Temperaturdaten werden automatisch in ein inhomogenes Medium überführt. Die Berechnung des refraktiven Indexes des Mediums erfolgt dabei durch:

$$n(r, T) = n(T_0) + \frac{dn}{dT}(T(r) - T_0) \quad (1)$$

Hierbei werden die Referenztemperatur T_0 und die thermale Abhängigkeit des refraktiven Index $\frac{dn}{dT}$ durch die verwendete Glasart vorgegeben. Die physikalisch-optische Propagation durch die thermisch verformten Komponenten wird mithilfe einer Kombination von spezialisierten Solvern für inhomogene Medien und Operatoren für gekrümmte Oberflächen durchgeführt. Die Fokallage des transmittierten Feldes wird anschließend durch die Zweite-Momenten-Theorie bestimmt. Durch Vergleich

mit dem Referenzsystem kann so der Fokus-Shift ermittelt werden.

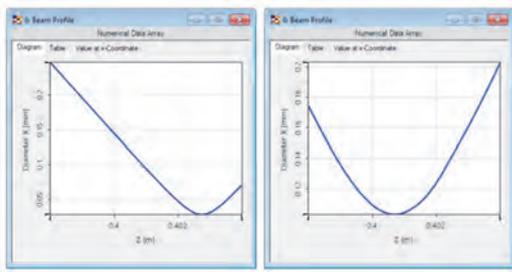


Abbildung 6: Visualisierung der Strahlkaustik. Links: Referenzmodell - Rechts: Linse mit Fokus-Shift.

4. Sensitivitätsanalyse und Optimierung

In Vorbereitung für eine Variantenstudie wurden die mechanischen und optischen Simulationsmodelle in einem vollautomatisierten Workflow in die Software „Ansys optiSLang“ integriert. Der Workflow koppelt beide Domänen, bei dem die Datenübertragung ohne manuelle Interaktion erfolgt.

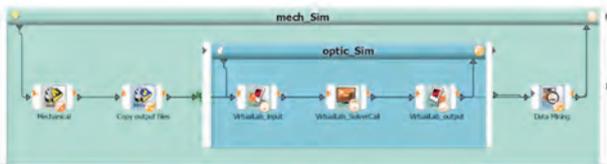


Abbildung 7: automatisierter Workflow in Ansys optiSLang für eine gekoppelte thermisch-mechanische-optische Analyse

In einem ersten Schritt wurde dieser Workflow für eine automatisierte Kalibrierung der Simulationsmodelle gegenüber den Messwerten verwendet. Daraus resultiert ein Simulationsmodell, welches die bestmögliche Übereinstimmung zwischen Simulation und Realität (gemessener Fokus-Shift) widerspiegelt.

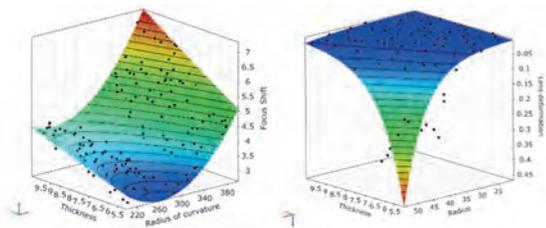


Abbildung 8: Ergebnis Sensitivitätsstudie: Metamodell für den Fokus-Shift (links) und der Linsendurchbiegung (rechts)

Das kalibrierte Simulationsmodell wurde anschließend für die Optimierung verwendet, bei der durch Variation der geometrischen Form der Linse der Fokus-Shift sowie die Durchbiegung der Linse minimiert werden soll. Diese Mehrzieloptimierung vorgeschaltet, erfolgte mit dem oben aufgezeigten Workflow eine Sensitivitätsanalyse, die im Ergebnis die Abhängigkeit des Fokus-Shift bzw. der Linsendurchbiegung von den wichtigsten Eingangsgrößen anhand von Metamodellen zeigt (siehe Abbildung 9).

Die Mehrzieloptimierung zeigt einen Zielkonflikt zwischen den Optimierungsgrößen auf. Die bestmöglichen

optischen Designs werden von Ansys optiSLang in Form des Pareto Plots ausgegeben.

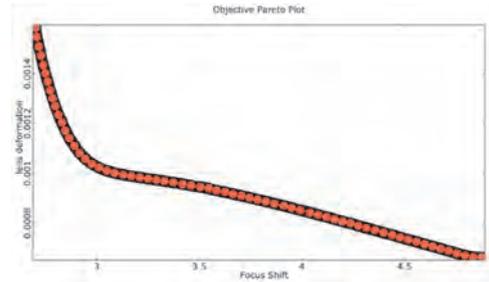


Abbildung 9: Ergebnis Mehrzieloptimierung: Zielkonflikt zwischen zwei Optimierungsgrößen

5. Zusammenfassung und Ausblick

Anhand der generierten Ergebnisse können multikausale Zusammenhänge zwischen Strahlparameter, optischen Systemen und dem realen Prozess aufgestellt werden. Die Übertragung der Messdaten erfolgte in verschiedene Simulationssoftwares, wobei eine Kopplung zwischen optisch-thermisch-mechanischen Analysen stattfanden. Die Kombination aus automatisiertem Workflow und gekoppelter Betrachtung der optisch-thermisch-mechanischen Domänen, bringt einen hohen Mehrwert für die virtuelle Produktentwicklung von optischen Systemen, da auf effiziente Weise eine Produktoptimierung durchgeführt werden kann. Somit ergibt sich die Möglichkeit bereits in der frühen Produktentwicklungsphase quantitative Aussagen hinsichtlich der Eigenschaften des optimalen optischen Designs zu treffen, was wiederum einen deutlich schnelleren Prozess in der Designfindung ermöglicht. Des Weiteren können Kompensationsmethoden für die thermischen Störgrößen, wie z.B. den Fokus-Shift, entwickelt werden.

Danksagung

Der Artikel präsentiert Ergebnisse aus dem Forschungs- und Entwicklungsprojekt (Fördernummer 03WKDE01D), welches vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) gefördert wird. Die Autoren sind für den Inhalt der Publikation verantwortlich. Weitere Informationen erhalten Sie unter www.vipo-net.de.



Literaturverzeichnis

- [1] Reitemeyer, D.: Stabilisierung der Fokusslage beim Schweißen mit Faser- und Scheibenlasern, Dissertation, BIAS, Bremen, 2012

Unerwartete Debrisablagerungen bei der Ultrakurzpuls-Multispot-Bearbeitung

Sebastian Kraft¹, Tong Zhou², Jörg Schille¹, Walter Perrie², Udo Löschner¹

¹ Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

² Laser Group, School of Engineering, University of Liverpool, Brownlow Street, Liverpool L69 3GH, UK

Moderne Hochleistungslaser mit ultrakurzen Pulsdauern benötigen angepasste Prozessregime zum effizienten Umsatz der hohen bereitgestellten optischen Leistungen bei der Materialbearbeitung. Eine Möglichkeit ist die Aufteilung des Laserstrahles in mehrere Teilstrahlen zur simultanen Bearbeitung. Erste Ergebnisse in diesem Regime zeigten spezielle Anordnungen des sich wieder abgelagerten Materials auf der Materialoberfläche. Diese Anordnungen wurden bei verschiedenen geometrischen Pulsabständen, Pulsenergien und Pulsanzahlen reproduzierbar erzeugt. In Abhängigkeit der Parameter der Multispot-Ablation und der resultierenden unterschiedlichen Interaktionen konnten neben runden Debris-Anordnungen auch Materialjets aus agglomerierten Partikeln oder Anhäufungen des Debris zwischen den Laserspots erzeugt werden. Die Materialjets erreichen Ausdehnungen von bis zu mehrerer Hundert Mikrometer.

Modern ultra-short pulse high-power laser systems require special regimes to gain a high efficiency while material processing. One possibility is the splitting of the laser beam in multi spots for a simultaneous ablation. While the ablation the debris forms different patterns of re-deposited material at the material surface. Two experimental set-ups are used to perform experiments with a stainless-steel specimen. This special debris patterns could be re-produced while varying the pulse energy, pulse number and lateral pulse distance. The different interaction between the two pulses and especially their ablation plumes generate besides from the round debris also material jets or a filament between the laser spots. The jet out of agglomerated material can reach up to several hundreds of micrometres away from the actual point of the laser-material-interaction.

1. Einleitung

Ultrakurzpuls-(UKP)-Laser zeichnen sich durch einen energieeffizienten und präzisen Abtrag aus. Um den Abtrag möglichst effizient zu gestalten, muss die durch neue Entwicklungen steigende mittlere Leistung geschickt eingesetzt werden. Verschiedene Möglichkeiten, wie der hochrepetierende Abtrag oder der Burst-Mode, sind neben der Multispot-Bearbeitung ein interessantes Forschungsfeld. Bei Letzterem wird der hochenergetische Laserstrahl in mehrere einzelne Teilstrahlen aufgeteilt. Dadurch kann ein möglichst energieeffizienter Abtrag an mehreren Punkten gleichzeitig gewährleistet werden.

Die folgende Arbeit zeigt spezielle unbeobachtete Wechselwirkungen bei der Multipulsbearbeitung, welche sich auf den Prozess und speziell auf die Ablationsprodukte auswirken.

2. Experimenteller Aufbau

Die Versuche und Analysen zur Entstehung der Debrisanordnungen wurden an zwei experimentellen Setups durchgeführt. Die Aufbauten unterscheiden sich hinsichtlich der Laserparameter und der Art und Weise wie die Doppelpulse erzeugt werden. Nachfolgend wird nur auf einen experimentellen Aufbau mit polarisationsabhängiger Strahlteilung eingegangen. Die Doppelpulserzeugung mittels *Spatial Light Modulator* (SLM) und die vergleichbaren Experimente werden in [1] beschrieben.

Das Setup - schematisch in Abbildung 1 - ist grundsätzlich eine Kombination aus *pump*- und *probe* Laserstrahlengang. Der *pump*-Strahlengang besteht aus einem UKP-Lasersystem in Kombination mit einer polarisationsabhängigen Strahlteilung und einer 100 mm-Optik. Die *probe*-Strahlung wird zur in-situ Schlierenfotografie genutzt.

Als *pump*-Laserquelle wird ein NIR-UKP-Lasergesetz (FX200, Fa. Edgewave, $\lambda = 1030$ nm, $P_{av} = 82$ W, $\tau_H = 600$ fs) eingesetzt. Der Laserstrahl wird nach einer Abschwächerstufe (Strahlteiler und Halbwellenplatte) in

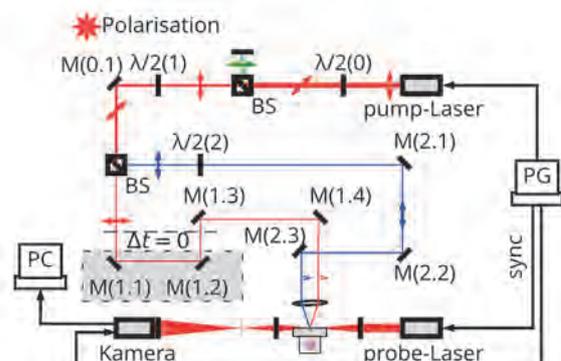


Abbildung 1: Schematische Übersicht des experimentellen Aufbaus der Doppelpulsversuche mit Strahlteilerwürfel (BS), Halbwellenplatten ($\lambda/2$) und Strahlanalyse durch in-situ Schlierenfotografie mit zeitlicher Synchronisation durch einen Pulsgenerator PG

zwei Teilstrahlen mit variabler Energieverteilung aufgeteilt. Die beiden Teilstrahlen werden anschließend in separaten Strahlengängen gleicher Länge durch dieselbe Optik auf die Probenoberfläche fokussiert. Eine auf Höhe der Probenoberfläche angebrachte CCD-Kamera ermöglicht die im μm -Bereich erforderliche Abstandseinstellung der beiden Teilstrahlen auf der Probe. Dieser Abstand wird durch die Verkipfung der Teilstrahlen vor der Optik eingestellt. Der zeitliche Abgleich der Pulse wird durch die Interferenz der Teilstrahlen im sub-ps-Bereich ermöglicht. (siehe [2])

Die Prozessanalyse durch Schlieren fotografieren wird mit einem ns-Laser (Cavilux, Fa. Cavitar) illuminiert und der Bereich der Probenoberfläche über ein Mikroskop aufbau auf einen gekühlten 14-bit-CCD-Chip (PCO.1600, Fa. PCO) abgebildet. Ein Signalgenerator PG (Pulse Rider PG-1074, Fa. Active Technologies) ermöglicht die zeitliche Synchronisation zwischen *pump*- und *probe*-Laser und der Bildaufnahme der Kamera.

3. Ergebnisse und Diskussion

Bei der Bearbeitung von Edelstahl mit Doppelpulsen ohne zeitliche Verzögerung mit verschiedenen Pulsenergien Q_p und geometrischen Pulsabständen d werden spezielle Ablagerungsmuster des Debris erkennbar. Diese Muster können sowohl mit dem SLM/ $\tau_H = 10$ ps Aufbau, siehe [1], als auch mit der polarisationsabhängigen Strahlteilung / $\tau_H = 600$ fs reproduzierbar erzeugt werden. Während Einzelpulse, Doppelpulse mit einem Abstand von $0 \mu\text{m}$ (vollständig überlappend) [2] und Doppelpulse mit großem Abstand runde zirkuläre Ablagerungen erzeugen, kann bei Abständen im Bereich von $0 \mu\text{m} < d < 200 \mu\text{m}$ eine Interaktion der beiden zeitgleichen Ablationsprozesse erkannt werden. Die obere

Grenze des Abstandes, bei dem noch Wechselwirkungen erkennbar sind, ist dabei abhängig von der eingesetzten Pulsenergie, Pulsanzahl N und der Pulsfrequenz f_p . Die folgend präsentierten Experimente werden mit $f_p = 5$ kHz auf einer polierten Edelstahloberfläche (X5CrNi18-10) durchgeführt.

In lichtmikroskopischen Aufnahmen, der zuvor mit verschiedenen Anzahlen an Doppelpulsen ($Q_p = 5 \mu\text{J}$ bzw. $H_0 = 1,4 \text{ J/cm}^2$) beaufschlagten Materialoberfläche, sind die drei identifizierbaren Ablagerungsmuster erkennbar, Abbildung 2. Bei kleinen Abständen entstehen jet-(strahl)-artige Ablagerungen, welche senkrecht zur Verbindungslinie der beiden Ablationskrater entstehen, Abbildung 2 obere Reihe. Die Jets können im untersuchten Parameterfeld bis zu mehreren Hundert μm weit von den Ablationskratern enden. Hierbei ist die Form und Ausprägung von den jeweiligen Bestrahlungsparametern abhängig. An den Enden der Jets häuft sich agglomeriertes wiedererstarrtes Material an. Bei einer Vergrößerung des geometrischen Pulsabstandes - Abbildung 2 mittlere Reihe - sind bei der untersuchten Fluenz die Jets nicht mehr erkennbar. Hier bildet sich ein Bereich zwischen den Ablationskratern aus Nanopartikeln (NP) aus. Bei einer weiteren Vergrößerung des Abstandes werden die zirkulären Ablagerungen, wie bei Einzelpulsen, sichtbar, Abbildung 2 untere Reihe.

Betrachtet man das Muster des Debris bei verschiedenen Pulsanzahlen, dann erkennt man, dass die Strukturen bei einer Erhöhung von N immer deutlicher zum Vorschein kommen. Auch die Aufhäufungen wuchsen durch die höhere Pulsanzahl an. Bei höheren Pulsenergien und Fluenzen verändern sich die Strukturen des wiederabgelagerten Materials, Abbildung 4. Durch die höheren Energien der abgetragenen Teilchen und eines höheren resultierenden Drucks beim Aufeinandertreffen der Partikel werden bei größeren Abständen die Jets sichtbar.

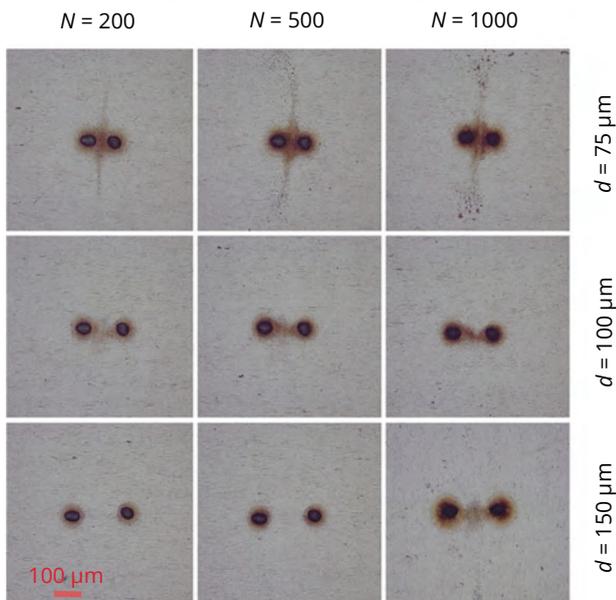


Abbildung 2: Verschiedene Muster des wiederabgelagerten Debris nach der UKP-Doppelpulsbearbeitung mit $Q_p = 5 \mu\text{J}$ bzw. $H_0 = 1,4 \text{ J/cm}^2$ - Lichtmikroskopische Aufnahmen der Edelstahloberfläche

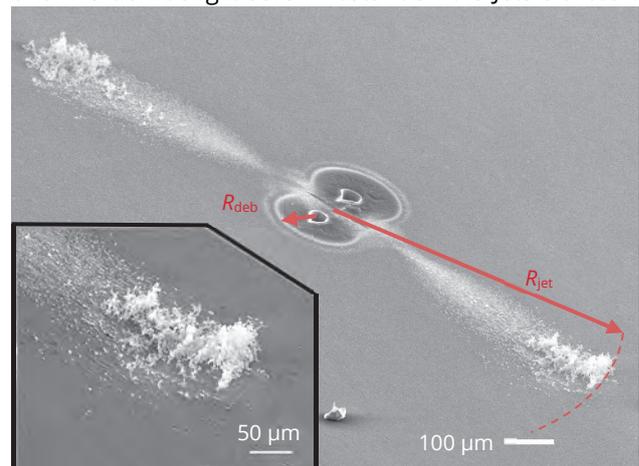


Abbildung 3: Rasterelektronenmikroskop-(REM)-Aufnahmen der mit 1000 Doppelpulsen beaufschlagten Edelstahloberfläche mit einer Pulsenergie von je $20 \mu\text{J}$. Für die Aufnahmen wurde die Probe um 60° gekippt, damit die Höhen der Aufhäufungen des agglomerierten wiedererstarrten Materials an den Jet-Enden besser sichtbar werden. Die vergrößerte Ansicht zeigt die Anhäufung an den Jet-Enden.

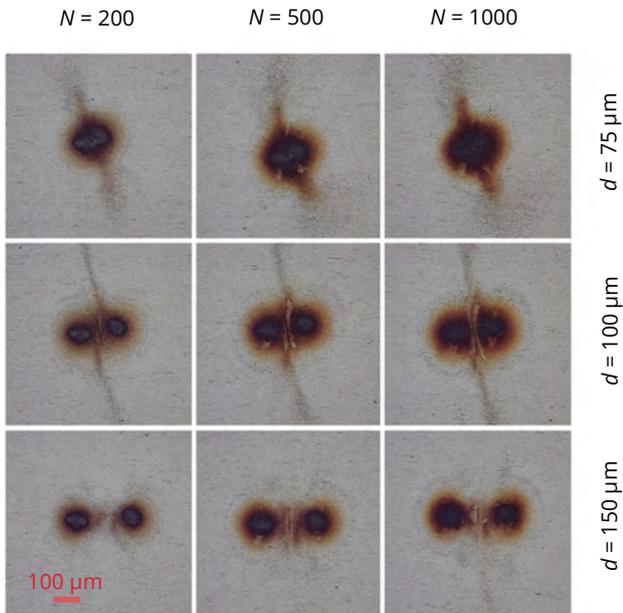


Abbildung 4: Verschiedene Muster des wiederabgelagerten Debris nach der UKP-Doppelpulsbearbeitung mit $Q_p = 20 \mu\text{J}$ bzw. $H_0 = 5,7 \text{ J/cm}^2$ - Lichtmikroskopische Aufnahmen der Edeltstahl-Oberfläche

Auch die zirkularen Ablagerungen um die einzelnen Ablationskrater sind vergrößert und deutlicher sichtbar. Bei geringeren Abständen - Abbildung 4 obere Reihe - können deutlich vergrößerte Bereiche mit dunklen NP um die Krater erkannt werden im Vergleich zu $Q_p = 5 \mu\text{J}$. Die Jets sind breiter und stärker zerstäubt an den Rändern als bei den geringeren Energien. Bei den mittleren Abständen - Abbildung 4 mittlere Reihe - werden wieder die schmalen Jets sichtbar. Im Vergleich zu Abbildung 2 sind hier zudem kreisförmige Ablagerungen von größeren Partikeln zirkular um die Krater erkennbar. Rasterelektronenmikroskop-(REM)-Aufnahmen des bestrahlten Gebietes - Abbildung 3 - zeigen diese Anhäufungen deutlich. Neben den Jets entsteht um die Ablationskrater, die für die unbeeinflussten einzelnen Pulse erkennbaren zirkularen Ablagerungen von feinen NP. Diese NP sind sowohl in den lichtmikroskopischen Aufnahmen als auch in der REM-Aufnahme als dunkler Bereich erkennbar. Nach $N = 1000$ Doppelpulsen können sich die An-

häufungen an den Jet-Enden bis zu $50 \mu\text{m}$ hoch auftürmen. Die Gesamtausdehnung der Jets erreicht bis zu einem mm.

Die Entstehung der Jets lässt sich durch die kollidierenden Ablationswolken und den dabei erhöhten Druck im Bereich der Überlappung erklären. Die Teilchen beider Ablationswolken treffen aufeinander und stoßen miteinander. Dadurch werden die Geschwindigkeitskomponenten in Richtung der Verbindung der beiden Spots aufgehoben und die Partikel senkrecht zur Spotverbindung aus der Wechselwirkungszone gedrückt. Durch weitere Stöße agglomerieren die Partikel und schlagen sich als Jets nieder. Weiterhin können durch die möglicherweise ionisierten Partikel Coulombkräfte die Partikel aus dem Überlappbereich beschleunigen. Bei der Verringerung der Pulsenergie verringert sich auch die Energie der Partikel und die Jets können nur noch bei geringeren Abständen entstehen. Das Auftreten der Jets korreliert gut mit den Erkenntnissen aus Experimenten zur Ausdehnung der Ablationswolke bei UKP-Bearbeitung. Sobald der Abstand d die energieabhängige Ausdehnung der in [3] beschriebenen dichten Ablationswolke überschreitet, wird kein Jet sichtbar. Bei einer Unterschreitung kollidieren die Ablationswolken und erzeugen, wie beschrieben, die Jets. Ein weiterer Aspekt ist, dass die agglomerierten Partikel eine genügend große Beeinflussung durch ihre Masse haben und sie sich im Vergleich zu kleinen NP einfachen niederschlagen können. Durch eine Vermessung der ablatierten Masse wird dies verdeutlicht. Bei den Jets schlagen sich rund 35% der gesamten ablatierten Masse auf der Probe nieder. Bei großen Abständen und keiner sichtbaren Wechselwirkung hingegen sind es nur rund 15% bei einer vergleichbaren ablatierten Gesamtmasse. Das Bilden von größeren Agglomeraten bei geringeren Abständen kann in den Schlierenfotografien - Abbildung 5 - erkannt werden. Bei einem größeren Abstand kann oberhalb der beiden dichten Plasmen nur eine Wolke aus kleineren Partikeln erkannt werden. Bei Verringerung des Abstandes wird oberhalb des bearbeiteten Gebietes eine größere Anzahl an Agglomeraten, die größeren dunklen Flecken, sichtbar. Es wird auch ersichtlich, dass bei einer Puls wiederhol frequenz von 5 kHz noch Partikel aus den vorher-

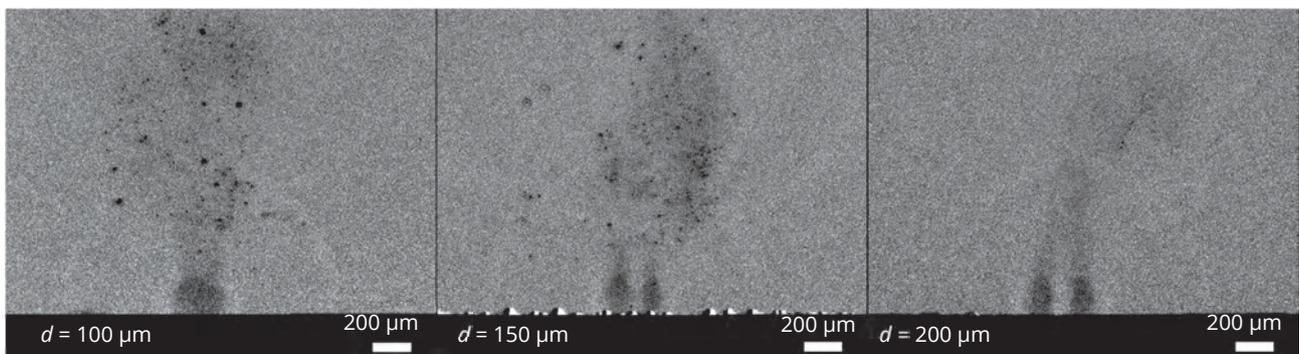


Abbildung 5: Schlierenfotografien mit erkennbarer Partikelbildung in Abhängigkeit des geometrischen Abstandes d bei der Doppelpulsbearbeitung mit $Q_p = 20 \mu\text{J}$ ($H_0 = 5,7 \text{ J/cm}^2$) pro Puls im Doppelpuls mit einer Verzögerung von $\tau = 2 \mu\text{s}$ nach dem 6. Puls im Pulszug mit $f_p = 5 \text{ kHz}$

gegangenen Pulsen vorhanden sind. Durch die Aufnahmen lässt sich auch erklären, dass die Partikel bei den größeren Abständen nur in der Verbindung der beiden Spots entstehen. Denn nur im Bereich zwischen den Spots entstehen größere Agglomerate in Folge der Stöße, welche sich folgend niederschlagen.

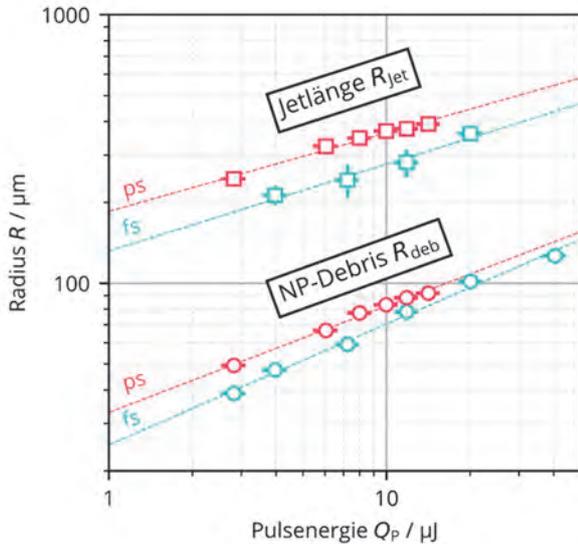


Abbildung 6: Abhängigkeit des NP-Debrisradius R_{deb} und der Jet-Ausdehnung R_{jet} zur Pulsenergie Q_P für Doppelpulsexperimente mit $d_{fs} = 100 \mu\text{m}$ bzw. $d_{ps} = 75 \mu\text{m}$ [1]

Die Ausdehnung der Jets R_{jet} und der NP-Debris um die Spots R_{deb} , siehe REM-Aufnahme Abbildung 3, weisen eine $R \sim E^x$ Abhängigkeit zur eingesetzten Pulsenergie auf, siehe Abbildung 6. Der Exponent x ist im Bereich von $0,3 \leq x \leq 0,45$ und damit vergleichbar mit der Ausbreitung der Stoßwellen und der Ablationswolke im μs Bereich. In diesem Zeitbereich überwinden auch die Ablationswolken den Abstand zwischen den Doppelpulsen und treffen aufeinander. [3-5]

4. Zusammenfassung

Es konnte eine zum Teil starke Wechselwirkung zwischen den Ablationswolken während der Doppelpuls-UKP-Laserbearbeitung gezeigt werden. Das Debris lagert sich in drei grundsätzlichen Mustern auf der Materialoberfläche ab. Diese Muster sind eine zirkuläre Ablagerung von Nanopartikeln um die Spots, jetartige Materialablagerung senkrecht zur Verbindung der Spots aus Nanopartikeln und agglomeriertem Material und eine Nanopartikelablagerung zwischen den beiden Spots. Diese Strukturen sind gut reproduzierbar und können hauptsächlich durch die Pulsenergie und den Abstand der Pulse verändert werden, wohingegen die Pulsanzahl die Muster deutlicher erscheinen lässt, Abbildung 7. Durch in-situ Schlierenfotografien konnten die agglomerierten Partikelcluster sichtbar gemacht werden und Verbindungen zwischen Ablationswolkenausdehnung, Pulsabstand und Jeterzeugung gefunden werden.

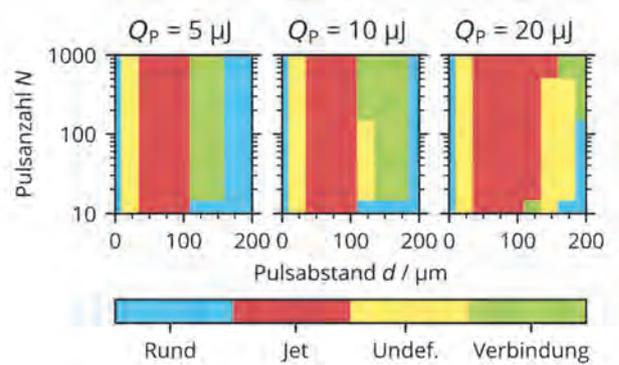


Abbildung 7: Übersicht der erzeugten Debrisstrukturen bei der Doppelpuls-UKP-Laserbearbeitung bei der Variation von Pulsenergie Q_P , Pulsanzahl N und Pulsabstand d

Danksagung

Die Autoren danken dem Europäischen Sozialfonds (ESF) und dem Freistaat Sachsen für die Förderung der Nachwuchsforschergruppe „Entwicklung innovativer Lasertechnologien für die sächsische Wirtschaft“ (EILASAX) und dem Projektträger Sächsischer Aufbaubank - Förderbank - (SAB)



Diese Maßnahme wird mitfinanziert durch Steuermittel auf der Grundlage des vom Sächsischen Landtag beschlossenen Haushaltes.

Literaturverzeichnis

- [1] T. Zhou, S. Kraft, W. Perrie, J. Schille, U. Löschner, S. Edwardson, G. Dearden, *Materials* 2021, 14, 2243.
- [2] J. Schille, L. Schneider, S. Kraft, L. Hartwig, U. Löschner, *Scientific Reports, Journal of Applied Physics*, Jg. 122, Nr. 7 (2016), S. 847.
- [3] S. Kraft, J. Schille, S. Mauersberger, L. Schneider, U. Löschner, *Laser-based Micro- and Nanoprocessing XIV 2020*
- [4] S. Kraft, J. Schille, S. Mauersberger, L. Schneider, U. Löschner, *Appl. Opt.*, Jg. 59, Nr. 2 (2020), S. 452-458.
- [5] M. Ohkoshi, T. Yoshitake, K. Tsushima, *Appl. Phys. Lett.*, Jg. 64, Nr. 24 (1994), S. 3340-3342.

Excitation and ablation of P3HT with spectral shaped ultrafast mid-IR laser radiation

Philipp Lungwitz, Theo Pflug, Markus Olbrich, Alexander Horn
Lasereinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

The resonant vibrational excitation and ablation of organic materials is of particular interest for processing materials such as organic semiconductors. Processing organic materials with UV or VIS laser radiation is state of the art whereas mid-IR radiation is usually used for analytics. Laser systems with pulse durations of a few ten femtoseconds in the mid-IR spectral range allow to create ablation structures using nonlinear absorption. The ablation threshold fluence of thin organic films of the organic semiconductor poly(3-hexylthiophen) (P3HT) using single pulsed ultrafast mid-IR laser radiation is determined depending on pulse durations, spectral widths and group velocity dispersions (GVD). So, changing of ablation characteristics can be used to describe different regimes of excitation.

1. Introduction

There are many applications using organic electronics, like organic solar cells or organic diodes. [1] [2] [3] [4] This technology offers a high potential in industrial use. The optimization and improvement of an organic electronic device and its processing continues to be at the forefront of the further development. Inter alia, more precise structuring is necessary to generate smaller integrated circuits and may induce an increased durability of the devices. [5] [6] Laser radiation is a common tool for processing organic layer systems providing a sufficient precision. Usually, organic films are processed with focused ultraviolet or visible laser radiation with photon energies in the eV range, resulting in the excitation of the π -electrons of the molecule bonds. Mid-IR laser radiation interacts contrary resonantly with material specific molecule vibrations resulting in excitation of these vibrational energy levels. The transient resonant excitation of organic molecules in a solution has been investigated by 2D-IR spectroscopy [7] [8]. With the development of systems generating ultrashort pulsed laser radiation in the mid-infrared with intensities sufficient for ablation, also investigations on the irreversible material modification are now achievable with photon energies well below 1 eV [9] [10] [11] [12] [13] [14]. Combining analysis methods like FTIR-spectroscopy and 2D-IR-spectroscopy with mid-IR laser systems allows to investigate selective material processing by material specific absorption. Using a pulse shaper allows to vary the properties of the ultrafast mid-IR laser radiation. Thus, the spectral width, the pulse duration, the pulse energy, as well as the spectral phase can be varied.

In this work, a new approach using a pulse shaper is presented to investigate the ablation threshold fluence of the solid organic material P3HT on float glass as a thin film ($d = 70$ nm) upon mid-infrared laser radiation depending on the bandwidth and pulse duration. The center wavelength is set to $3.4 \mu\text{m}$ close to the resonance of the hydrocarbon bonds. Thereby linear absorption affects to the vibrational excitation, while nonlinear absorption induces an electronic excitation of the material.

Conserving of the time-bandwidth-product, the bandwidth of the laser radiation has been varied between $\Delta\lambda = 1000$ nm and $\Delta\lambda = 100$ nm and the pulse duration between $\tau = 56$ fs and $\tau = 4$ ps. Pulse energy and spectral components of the laser radiation have been varied in order to depict a dependence of the varied parameters on the ablation threshold of thin films of P3HT.

2. Fundamentals

Spectral pulse shaping is used to modify the spectral and temporal intensity distribution of pulsed laser radiation by changing the phase and amplitudes of the spectral components. So, spectral pulse shaping of ultrafast laser radiation requires the transformation of the spectral component of the electric field $E(t)$ into the frequency space. Here, the ultrashort pulsed radiation is separated into its spectral components via a grating, then frequency components of the laser radiation are imaged into the Fourier plane via an optical system (Figure 1).

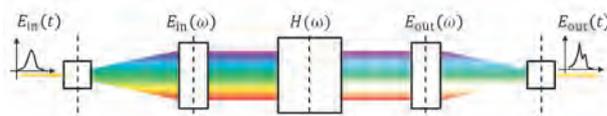


Figure 1: Principle of spectral pulse shaping with modulation function $H(\omega)$, input temporal distribution $E_{in}(t)$ and shaped output distribution $E_{out}(t)$

Subsequently, the frequency components are focused again on a second grating, whereby the spatial dependence of the frequencies is restored, and the ultrashort pulsed laser radiation is now characterized by a defined phase relationship of the electric field components in the time domain. Pulse shaping is achieved by modulation of the amplitudes and phases of the spectral components in the Fourier plane via a spatial light modulator (SLM). Applying an amplitude mask M and phase mask Φ generates the shaping term

$$H(\omega) = M(\omega) \cdot \exp[i\Phi(\omega)]$$

The transformed complex electric field strength given by

$$E_{out}(\omega) = H(\omega) \cdot E_{in}(\omega)$$

is spectral shaped with respect to the input pulse

$$E_{\text{in}}(\omega) = E_0(\omega)\exp[i(\phi(\omega))]$$

$H(\omega)$ modulates the amplitude $E_0(\omega)$ and the phase $\phi(\omega)$, as both parameters of the input laser radiation are given in frequency domain. While clipping the spectral distribution using different masks of M , the pulse duration increases according to the time bandwidth product. For the shortest possible pulse duration Gaussian intensity distribution can be assumed. While clipping the spectral distribution of the laser radiation the pulse energy decreases as well. Changing the phases of the spectral components relative to each other by the phase mask Φ , the pulse duration is changed. So, the phase mask allows e.g. to generate a defined group delay dispersion (GDD) for the different frequency components of the laser radiation, and the pulse duration results to [15]

$$\tau_H = \sqrt{\tau_{H,0}^2 + \left[4 \cdot \log 2 \cdot \frac{GDD}{\tau_{H,0}}\right]^2},$$

depending on the pulse duration resulting from the non-chirped intensity distribution $\tau_{H,0}$ and the GDD without changing the spectral properties of the laser radiation and conserving the pulse energy.

3. Material and methods

The ablation threshold fluence of the organic semiconductor poly(3-hexyltiophe) (P3HT) with a bandgap of $E_{\text{gap}} \approx 1.9 \text{ eV}$ is investigated by using spectral shaped pulsed laser radiation. The ablation threshold of P3HT is investigated by processing with ultrashort laser radiation featuring different spectral distributions and pulse durations. The thin film of P3HT was produced via spin coating on float glass using a P3HT solution with $c = 11.2 \text{ g/l}$ concentration in chlorobenzene. The layer thickness is measured within a sample ablation structure by confocal laser scanning microscopy to $d = 70 \text{ nm}$ and the absorption coefficient of the layer is determined using the layer thickness d , Beer's law and the FTIR data. The ablation threshold fluence is determined according to the method of squared diameter [16] and thereby, the minimal fluence is calculated from the ablation structures generated by applying different values of spectral bandwidths and pulse durations. Inverse Fourier transformation can be used to demonstrate the dependence between spectral and temporal distribution. Based on that, the dependence of the ablation threshold fluence can be discussed also for different GDDs. Therefore, a parabolic mirror with a focal length $f = 50.8 \text{ mm}$ is used to focus the laser radiation onto the sample and applying single pulses with different pulse energies enables to visualize the dependence of the diameter of the generated ablation structures. As can be seen in the ablated structure of P3HT (Figure 2), a circular structure is created that remains constant over the entire depth of the film.

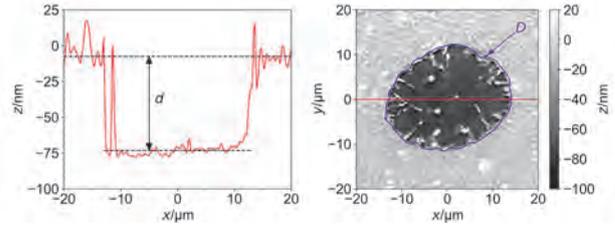


Figure 2: Exemplary ablation structure of a thin film of P3HT and investigation of the thickness d of the processed area for calculating the effective diameter D to determine ablation threshold fluence

To validate the setup, the ablation threshold fluence is determined after irradiation with unshaped laser radiation transmitted through the pulse shaper and compared to the threshold fluence determined without transmission through the pulse shaper. Therefore, the applied phase mask only compensates the chirp of the laser radiation induced by the pulse shaper itself resulting in laser radiation with equal properties. So, the bandwidth and pulse duration of the laser radiation with and without pulse shaper are the same, and the shaper represents in the setup a passive optical element. Figure 3 shows also the match between the ablation threshold fluence (intersection with the x-axis) even the pulse shaper is in the optical beam path

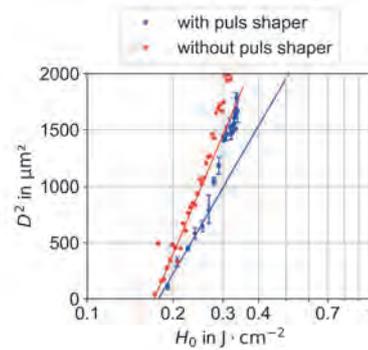


Figure 3: Comparison of the method of squared diameter with and without pulse shaper with identical beam parameters ($\lambda_0 = 3.4 \mu\text{m}$; $\tau_0 = 54 \text{ fs}$) with a good agreement for the ablation threshold fluence.

The determined threshold fluences with ($H_{\text{thr}} = (0.19 \pm 0.06) \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$) and without pulse shaper ($H_{\text{thr}} = (0.17 \pm 0.02) \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$) are almost the same. The focal diameter given by the slopes, slightly differs, due to the different optical path lengths. So, the results are also applicable to experiments without pulse shaper and can be led back to the modified properties of the laser radiation. A titanium-sapphire laser (Coherent Inc., Astrella, wavelength $\lambda = 800 \text{ nm}$, maximum pulse energy $Q_{p,\text{max}} = 7.5 \text{ mJ}$, pulse duration $\tau_0 \geq 35 \text{ fs}$, repetition rate $f_p \leq 1 \text{ kHz}$, beam quality $M^2 \geq 1.2$) serves as the radiation source for all investigations. The wavelength of the emitted laser radiation is varied by an optical parametric amplifier (Light Conversion Inc., TOPAS Prime, $240 \text{ nm} \leq \lambda \leq 20 \mu\text{m}$, $\tau_0 \leq 100 \text{ fs}$). Using a NDFG (non-collinear differ-

ence frequency generator), ultrashort pulsed laser radiation with wavelengths in the mid-infrared is generated (beam path schematically shown in Figure 4).

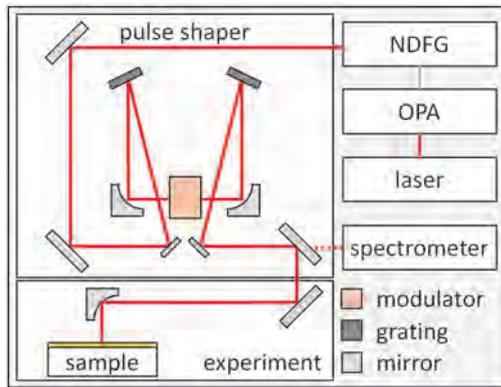


Figure 4: Schematic arrangement of the experimental area and the experimental beam path

To get spectral shaped laser radiation a commercial pulse shaper (PhaseTech spectroscopy Inc., 2DQuick IR) is used. Centerpiece of the pulse shaper is a germanium acousto-optic modulator (AOM) as spatial light modulator. From the measured spectral distribution, the shortest possible pulse duration according to the time bandwidth product is calculated and features a temporal intensity distribution strongly resembling a Gaussian intensity distribution (Figure 5a). Using a rectangular mask, the pulse duration is increased (Figure 5b), according to the time-bandwidth-product. On the other hand, an increase of the pulse duration can be exclusively achieved by variation of the GDD (Figure 5c).

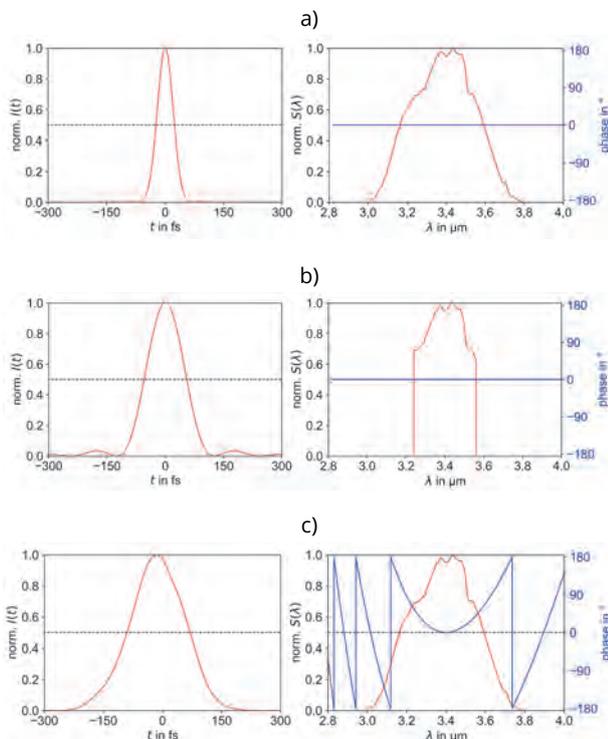


Figure 5: Temporal and spectral intensity distribution of the used laser radiation (a), use a squared mask (b) and by use an additional phase delay (c)

4. Results and discussion

Laser radiation with two pulse durations and spectral distributions are selected to demonstrate the ablation behavior in greater detail. First of all, the spectral bandwidth is varied. Thereby, the spectral distribution is limited by the connection of time bandwidth product and pulse duration. Changing the width of the mask enables to determine the dependence of the ablation threshold fluence related to the absorption of radiation of certain frequency components. At constant spectral bandwidth, the pulse duration can be varied by changing the GDD resulting also in a change of the intensity of the laser radiation. Thereby the pulse energy was held always constant for one spectral bandwidth and the pulse duration is varied changing the GDD. Again, the pulse duration is limited by the time bandwidth product and spectral distribution. Comparing the results for different pulse durations enables to determine the transition from linear to nonlinear absorption during material processing. A difference of the ablation threshold fluence between changing GDD in positive or negative directions should occur, if the absorption properties of the molecules are changing during processing. The dependence of ablation threshold on the given frequencies in the laser radiation at different spectral bandwidths was investigated and enables to determine dominant spectral parts of the laser radiation for laser ablation (Figure 6).

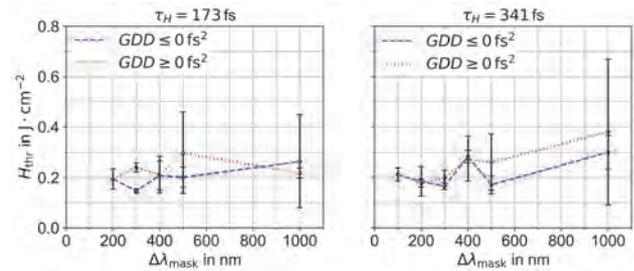


Figure 6: Threshold fluence H_{thr} depending on the spectral distribution and constant pulse duration. Blue lines mean negative GDD, red lines positive GDD.

The ablation threshold fluence is slightly dependent on the spectral bandwidth, meaning that the laser radiation at the central wavelength around $3.4 \mu\text{m}$ has the most effect for the ablation threshold fluence. For large pulse durations and broad spectral distributions an increase of the ablation threshold fluence is detectable (Figure 6 right). The greater dependence for high pulse durations and high spectral distributions can be explained by the wide spectral distribution and only small absorption apart from the central wavelength. A small increase of the ablation threshold fluence for larger pulse durations is detectable in Figure 7. According to [17], linear and nonlinear absorption of mid-IR laser radiation are detectable for pulse durations below 400 fs. The minimum ablation threshold fluence is not obtained at the shortest pulse duration, but due to the large measurement inaccuracies does not contradict the assumption of strong nonlinear absorption and allows to assume the

smallest ablation threshold fluence at shortest pulse duration. Therefore, the higher ablation threshold fluence for larger pulse durations could be explained by mostly linear absorption of laser radiation in P3HT.

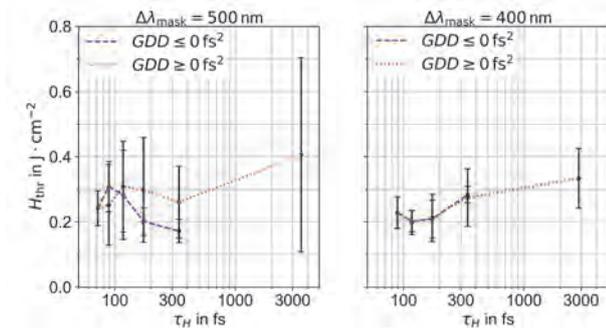


Figure 7: Threshold fluence H_{thr} depending on the pulse duration for different spectral distributions. Blue lines mean negative GDD, red lines positive GDD.

A change in the ablation threshold fluence as function of the sign of the GDD suggests a different coupling of the energy into the material and it is dependent on the temporal sequence of the frequencies of the laser radiation. In particular, the difference in the ablation threshold fluence between positive and negative GDD provides information about the dependence of the ablation threshold fluence. Red lines characterize positive GDD, which indicates an increasing frequency of the spectral components in time domain. Contrary, negative GDDs, described by blue lines indicates an increasing wavelength during pulse duration in time domain. Positive GDDs describing a higher ablation threshold fluence as the negative GDDs, meaning that an excitation with pulsed laser radiation with an increasing frequency is less efficient. This behavior correlates with decreasing energetic distances between vibrational modes of P3HT for higher energetic states. According to the Figures 6 and 7 the trends of the ablation threshold fluence related to the sign of the GDD can be assumed as equal.

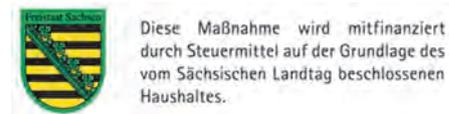
5. Conclusion

The ablation threshold fluence of thin films of P3HT ($d = 70$ nm) depending on pulse duration, spectral distribution and GDD was received. Laser radiation at a wavelength of $3.4 \mu\text{m}$ corresponding to the material specific vibrational modes was used and the ablation threshold fluence using single pulsed laser radiation was investigated. The pulse shaper was set up to select defined spectral frequency components for the measurement of the ablation threshold fluence using various pulse durations and spectral distributions. By evaluating the ablation structures in P3HT generated at different parameters, no priority effect for a low ablation threshold fluence by different spectral distributions around the resonance was detected. More important for a low ablation threshold fluence is given by different pulse durations. Matching with literature, for pulse durations higher than 400 fs the effect of only linear absorption with an increasing ablation threshold fluence occurs. It was found, that the sign of the group delay dispersion

has an influence on the ablation threshold fluence. So, changing of material resonances during processing can be assumed, but until now the dependence of the results cannot be assigned to a defined physical process.

Acknowledgment

The authors gratefully thank the European Social Fund for Germany (ESF) for funding the project EilaSax (no. 100339506), and the German Research Foundation (DFG) by the contract no. INST 522/14-1 FUGG.



References

- [1] H. Hoppe and N. S. Sariciftci, *J. Mater. Res.*, vol. 19, no. 07, p. 1924–1945, 2004
- [2] C. W. Tang, *J. Chem. Phys.*, vol. 48, no. 2, p. 183–185, 1966
- [3] N. S. Sariciftci, L. Smilowitz, A. J. Heeger and F. Wudl, *Science*, vol. 258, no. 5087, p. 1474–1476, 1992
- [4] C. Deibel and V. Dyakonov, *Rep. Prog. Phys.*, vol. 73, no. 9, p. 096401, 2010
- [5] M. Gebhardt, J. Hänel, F. Allenstein, C. Scholz and M. Clair, *Laser Technik Journal*, vol. 10, no. 1, p. 25–28, 2013
- [6] P. Kubis, J. Winter, A. Gavrilova, M. Hennel, S. Schlosser, I. Richter, A. Distler, M. Heyder, S. Kery, P. Lenk, S. Geiger, C. J. Brabec, H. P. Huber and H.-J. Egelhaaf, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 15, no. 1-2, p. 36, 2019
- [7] D. R. Skoff, J. E. Laaser, S. S. Mukherjee, C. T. Middleton and M. T. Zanni, *Chem. Phys.*, vol. 422, p. 8–15, 2013
- [8] S.-H. Shim, R. Gupta, Y. L. Ling, D. B. Strasfeld, D. P. Raleigh and M. T. Zanni, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, vol. 106, no. 16, p. 6614–6619, 2009
- [9] S. Naithani, *JLMN*, vol. 9, no. 2, p. 147–152, 2014
- [10] S. Naithani, C. Duterte, M. Levichkova, A. Grisard, D. Schaubroeck, E. Lallier, Y. Hernandez, K. Walzer and G. van Steenberge, *Proc. SPIE*, vol. 9135, p. 91350K, 2014
- [11] S. L. Johnson, D. M. Bubb, K. E. Schriver and J. F. Haglund, *SPIE*, 2008, p. 70050G.
- [12] S. L. Johnson, K. E. Schriver, R. F. Haglund and D. M. Bubb, *J. Appl. Phys.*, vol. 105, p. 024901, 2009
- [13] T. Pflug, M. Olbrich, R. Roesch, U. S. Schubert, H. Hoppe and A. Horn, *Opt Lasers Eng.*, vol. 111, p. 130–134, 2018
- [14] T. Pflug, M. Olbrich and A. Horn, *J. Phys. Chem. C*, vol. 123, no. 33, p. 20210–20220, 2019
- [15] F. Träger, *Springer handbook of lasers and optics*, 2nd ed. ed., Berlin; New York: Springer, 2012, p. 1694
- [16] J. M. Liu, *Opt. Lett.*, vol. 7, no. 5, p. 196–198, 1982.
- [17] T. Pflug, P. Lungwitz, M. Olbrich and A. Horn, *The J. Phys. Chem. C*, vol. 124, no. 25, p. 13618–13626, 2020

Bestrahlung einer dicken Goldschicht mit Einzelpulsen von ultrakurz gepulster Laserstrahlung

Markus Olbrich, Theo Pflug, und Alexander Horn

Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

Die Bestrahlung einer dicken Goldschicht (Schichtdicke $d_z = 1000$ nm) auf einem Glassubstrat mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung (Pulsdauer $\tau_H = 40$ fs, Wellenlänge $\lambda = 800$ nm) wird in Abhängigkeit von der Spitzenfluenz H_0 der Laserstrahlung im Bereich von $1,0 - 8,0$ J/cm² untersucht. Dabei wird die Topologie der Abtragsstrukturen mittels Laserscanning-Mikroskopie bestimmt und die Dynamik des Abtrages mittels quasi-zweidimensionaler Modellierung der Temperaturverteilung der Elektronen- und Phononentemperatur sowie der Hydrodynamik simuliert. Die Modellierung wird zusätzlich durch orts- und zeitaufgelöste Reflektometrie validiert. Basierend auf den Ergebnissen der Modellierung kann die Topologie der Abtragsstrukturen durch das Zusammenspiel von Abtrag an der Vorder- und Rückseite der Schicht sowie die Verformung des Substrates durch die emittierten Verdichtungs- und Verdünnungswellen erklärt werden.

1. Einleitung

Die Verwendung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit Pulsdauern im Femto- bis Pikosekundenbereich ermöglicht die präzise Mikrostrukturierung von Oberflächen bei gleichzeitig geringer Wärmeeinflusszone (HAZ) im Vergleich zu Laserstrahlung mit Pulsdauern im Nanosekundenbereich. Der Unterschied in der Größe der HAZ resultiert aus den unterschiedlichen Abtragsmechanismen, Spallation und Phasenexplosion für ultrakurz gepulste Laserstrahlung [1] und Verdampfung und Phasenexplosion [2] für Pulsdauern im Nanosekundenbereich sowie dem zeitlichen Beginn des Abtrages $t_{abl,start}$ und der effektiven Eindringtiefe $\delta_{eff}(t) = \delta_{opt} + \delta_{ball} + \delta_{th}(t)$ [3], welche die Summe aus optischer Eindringtiefe δ_{opt} , der Reichweite der ballistischen Elektronen δ_{ball} und der thermischen Diffusionslänge $\delta_{th}(t) = \sqrt{\pi \frac{\lambda_{th}}{\rho c_p} t}$ (λ_{th} – Wärmeleitfähigkeit, ρ – Dichte, c_p – spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck) darstellt. Im Falle eines Ungleichgewichts zwischen Elektronen- und Phononensystem muss stattdessen $\delta_{th}(t) = \sqrt{\pi \frac{\lambda_{the}}{C_e} t}$ (C_e – volumetrische Wärmekapazität des Elektronensystems) verwendet werden. Der zeitliche Beginn des Abtrages wird vorwiegend durch die Dauer des Heizvorgangs des Materials τ_{heat} bestimmt, welcher für ultrakurz gepulste Laserstrahlung mit Pulsdauern im Femtosekundenbereich mindestens der Elektronen-Phononen-Kopplungszeit τ_R entspricht. Für längere Pulsdauern wird der Heizvorgang allein durch die Pulsdauer τ_H bestimmt, weshalb sich die allgemeine Beziehung $\tau_{heat} = \max\{\tau_H, \tau_R\}$ [1] ableiten lässt. Während des Heizprozesses werden im Material auch thermische Spannungen induziert, welche eine Ausdehnung des Materials mit Schallgeschwindigkeit c_s als maximale Ausdehnungsgeschwindigkeit bewirken und sich dadurch abbauen. Die Zeitdauer, welche notwendig ist um die induzierten Spannungen abzubauen, wird als akustische Relaxationszeit $t_{ac} = \frac{\delta_{eff}(t)}{c_s}$ bezeichnet. Gilt $\tau_{heat} \leq \tau_{ac}$ können die Spannungen nicht abgebaut werden, was als

Stress Confinement bezeichnet wird, und im Material werden als Folge Dichtewellen in Form von Verdichtungs- und Verdünnungswellen [4] induziert. Da δ_{th} jedoch selbst abhängig von der Zeit ist, kann unter Vernachlässigung von δ_{opt} und δ_{ball} die Bedingung für Stress Confinement resultierend aus $\delta_{th}(\tau_{heat}) = c_s \tau_{heat}$ mit $\tau_{heat} < \pi \frac{\lambda_{th}}{\rho c_p} c_s^2$ abgeschätzt werden, wobei sich dabei für Gold $\tau_{heat} < 42$ ps unter Verwendung von den thermophysikalischen Parametern bei Raumtemperatur ergibt. Da die Pulsdauer von vielen ultrakurz gepulsten Strahlquellen kleiner als diese Zeitspanne τ_{heat} ist, werden daher bei der Wechselwirkung der Laserstrahlung mit Gold immer Verdichtungs- und Verdünnungswellen induziert. Die induzierten Dichtewellen werden insbesondere in industriellen Anwendungen oft nicht beachtet, können jedoch eine erhebliche Veränderung des Bearbeitungsergebnisses hervorrufen, wie in dieser Arbeit gezeigt wird. Die dargestellten Betrachtungen können auch auf andere Materialien übertragen werden, wobei sich Gold für grundlegende Untersuchungen aufgrund seiner chemischen Beständigkeit und bekannten thermophysikalischen Parametern besonders gut eignet.

In dieser Arbeit wird, basierend auf den bisherigen Erläuterungen, die Wechselwirkung der induzierten Dichtewellen in Abhängigkeit von der Fluenz der Laserstrahlung auf die Topologie der Abtragsstrukturen von Gold nach Bestrahlung mit Einzelpulsen von ultrakurz gepulster Laserstrahlung (Pulsdauer $\tau_H = 40$ fs, Wellenlänge $\lambda = 800$ nm) im Bereich von $1,0 - 8,0$ J/cm² experimentell untersucht und die Ergebnisse mittels quasi-zweidimensionaler Modellierung der Temperaturverteilung und der Hydrodynamik (TTMHD) [4] sowie ultraschneller Messtechnik [5–7] diskutiert.

2. Abtragsmechanismen

Aufgrund der schnellen Erwärmung des Phononensystems innerhalb der Elektronen-Phononen-Kopplungszeit von ca. 10 ps bei Gold [8] werden zwei Verdichtungs- und Verdünnungswellen in entgegengesetzte Richtungen emittiert, wobei

die Verdichtungswelle, welche sich in Richtung des Vakuums ausbreitet, an der Grenzfläche Schicht-Vakuum vollständig reflektiert wird, einen Phasensprung erfährt und dadurch zu einer Verdünnungswelle wird [4]. Daher entsteht ein Paar aus Verdichtungs- (grüner Pfeil Abb. 1) und Verdünnungswelle (roter Pfeil Abb. 1), welches sich in Richtung des Substrates ausbreitet. An der Grenzfläche Schicht-Substrat erfolgt eine teilweise Reflexion von beiden Wellen, wodurch beide Wellen einen Phasensprung erhalten und nun mit jeweils negierter Amplitude in entgegengesetzte Richtung propagieren (blauer Pfeil). Für niedrige Fluenzen ($H_0 < 1.1 \text{ J/cm}^2$, Abb. 1 a) findet dabei kein Abtrag von Material (1) statt,

da im Material keine Änderung des Aggregatzustandes erfolgt. Für größere Fluenzen ($H_0 < 2.0 \text{ J/cm}^2$, Abb. 1 b) liegt eine größere Temperatur der Phononen vor, weshalb näher der Oberfläche der Schicht eine Schmelze erzeugt wird. Propagiert nun die Verdünnungswelle durch die Schmelze, kann bei ausreichend hohen Amplituden der Welle ein Materialabtrag durch Spallation, d. h. das mechanische Absprengen oberflächennaher Flüssigkeitsschichten, auftreten. Das abgetragene Material besitzt eine schaumartige Struktur (4) und eine geschlossene Schicht Flüssigkeit an der Oberfläche (5). Nach ca. 300 ps bildet sich zwischen abgetragenem und nicht-abgetragenen Material ein Hohlraum (7).

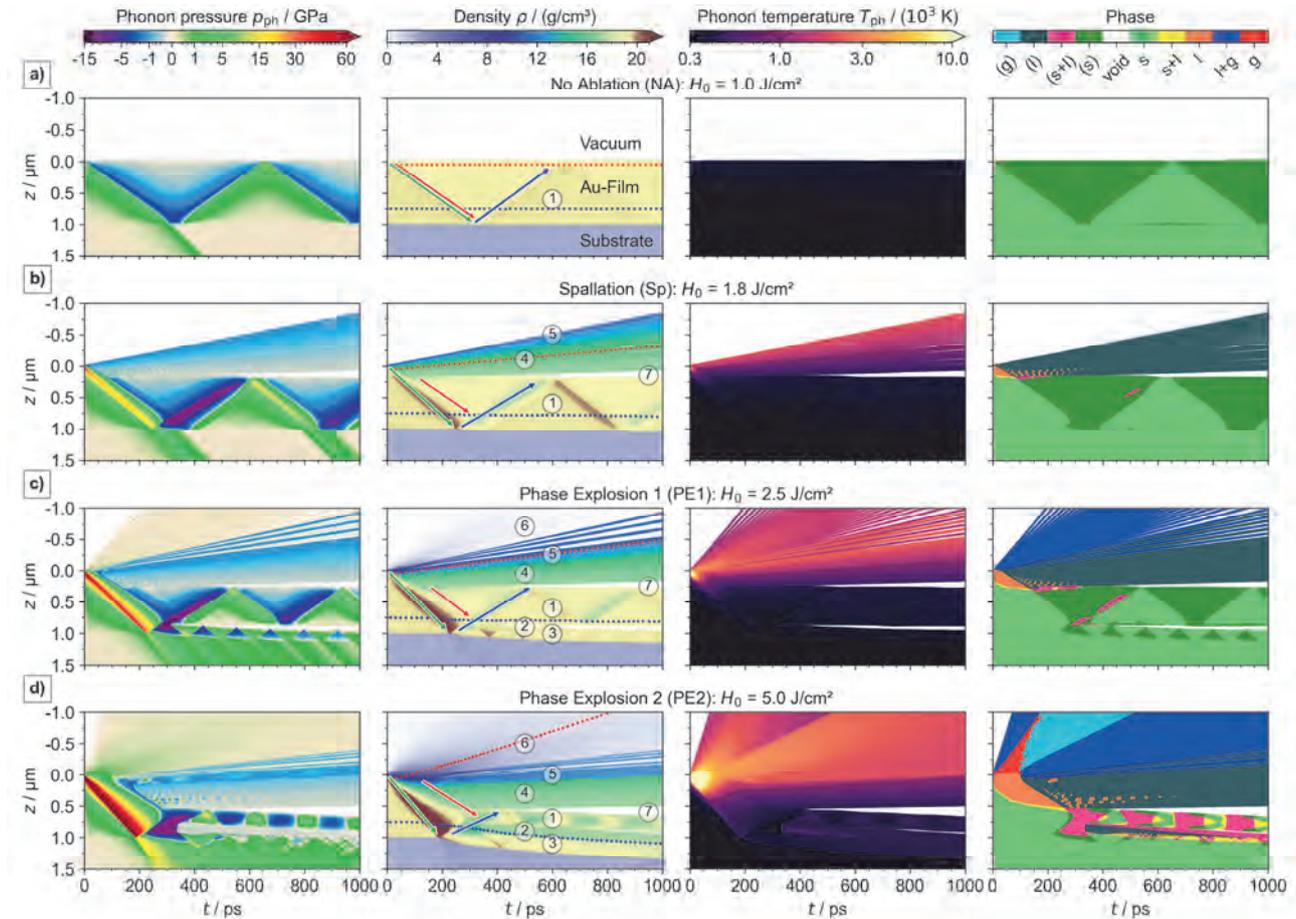


Abbildung 1: Simulierte zeitliche Entwicklung der eindimensionalen Verteilung des Druckes des Phononensystems p_{ph} , der Dichte ρ , der Temperatur des Phononensystems T_{ph} sowie des Aggregatzustandes einer dicken Goldschicht ($d_z = 1000 \text{ nm}$) nach Anregung mit einem Einzelpuls von ultrakurz gepulster Laserstrahlung ($\tau_H = 40 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$) für eine Fluenz von a) $1,0 \text{ J/cm}^2$ (kein Abtrag), b) $1,8 \text{ J/cm}^2$ (Spallation), c) $2,5 \text{ J/cm}^2$ (Phasenexplosion 1) und d) $5,0 \text{ J/cm}^2$ (Phasenexplosion 2). Die verwendeten Markierungen 1 – 7 sind im Text erläutert.

Für noch höhere Fluenzen ($H_0 > 2.0 \text{ J/cm}^2$, Abb. 1 c) werden Temperaturen an der Oberfläche deutlich über der thermodynamisch kritischen Temperatur bei gleichzeitig hohem Druck erreicht, wodurch ein superkritisches Fluid entsteht. Dieses dehnt sich sehr stark aus, weshalb Temperatur und Druck wieder sinken, im Phasendiagramm die Binodale und Spinodale überschritten werden und schlussendlich das Zweiphasengebiet erreicht wird, wodurch ein Gemisch aus Flüssigkeit und Gas (6) entsteht. Dieses dehnt sich explosionsartig aus, weshalb dieser Vorgang als Phasenexplosion bezeichnet wird.

Die Ausdehnung des Gemisches erfolgt in alle Richtungen, weshalb sich die geschlossene Schicht aus flüssigen Material (5) über dem schaumartigen Gemisch (4) vergrößert (Abb. 2). Weiterhin steigt der Druck der Verdichtungswelle sowie deren räumliche Ausdehnung durch den zusätzlichen Druck des Rückstoßes deutlich an (Abb. 2 a). Wird die Verdichtungswelle nun teilweise an der Grenzfläche Schicht-Substrat reflektiert (Abb. 2 b) und überlagert sich mit der Verdünnungswelle, welche in Richtung Substrat propagiert, entsteht ein Bereich mit sehr niedrigem Druck (Abb. 2 c), welcher zunächst ein

Aufschmelzen des Materials deutlich unterhalb der Schmelztemperatur und anschließend Spallation in diesem Bereich (2) hervorruft. Dadurch wird neben dem Abtrag an der Vorderseite (4) – (7) der Schicht auch ein Abtrag an der Rückseite der Schicht bewirkt, wobei das abgetragene Material im festen Zustand ist (3). Wird die

Fluenz noch weiter erhöht ($H_0 > 3.4 \text{ J/cm}^2$, Abb. 1 d), entsteht an der Rückseite der Schicht auch ein schaumartiges Gemisch (2). Weiterhin verkleinert sich der nicht-abgetragene Bereich (1) zwischen dem Abtrag an der Vorderseite (4) – (7) und dem Abtrag an der Rückseite (2), (3) (Abb. 2 d).

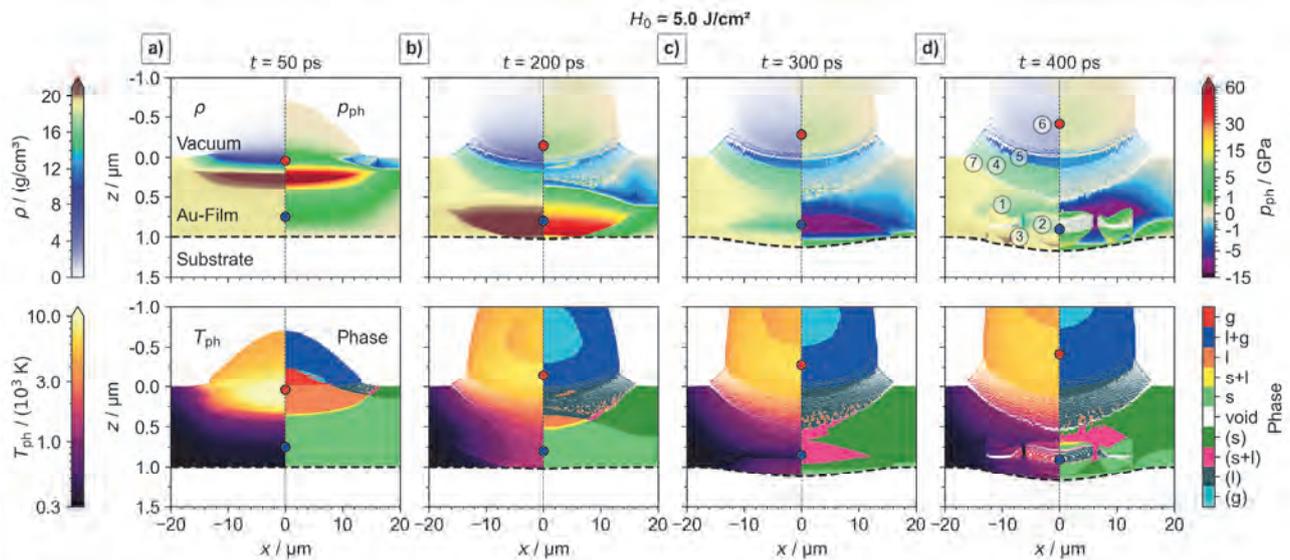


Abbildung 2: Simulierte quasi-zweidimensionale Verteilung der Dichte ρ , des Druckes des Phononensystems p_{ph} , der Temperatur des Phononensystems T_{ph} sowie des Aggregatzustandes einer dicken Goldschicht ($d_z = 1000 \text{ nm}$) für einen Zeitpunkt von a) 50 ps b) 200 ps c) 300 ps und d) 400 ps nach der Anregung mit einem Einzelpuls von ultrakurz gepulster Laserstrahlung ($\tau_H = 40 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $H_0 = 5,0 \text{ J/cm}^2$). Die verwendeten Markierungen 1 – 7 sind im Text erläutert.

3. Topologie der Abtragsstrukturen

Die durch Bestrahlung mit Einzelpulsen von ultrakurz gepulster Laserstrahlung erzeugten Abtragsstrukturen unterscheiden sich in Abhängigkeit von der Fluenz der Laserstrahlung stark (Abb. 3). So wird für $H_0 = 2,5 \text{ J/cm}^2$ eine Abtragstiefe von ca. 230 nm erreicht (blaue gestrichelte Linie Abb. 3 rechts). Die Mitte der Abtragsstruktur weist eine konstante Abtragstiefe auf und der Verlauf der Abtragstiefe in Abhängigkeit von x folgt keiner Parabel. Für $H_0 = 3,5 \text{ J/cm}^2$ besitzt die Abtragsstruktur eine größere Höhe als das umliegende unbestrahlte Material (schwarze gestrichelte Linie Abb. 3 rechts), wohingegen für $H_0 = 4,0 \text{ J/cm}^2$ wieder Material abgetragen und für $H_0 = 5,0 \text{ J/cm}^2$ eine ähnliche Abtragsstruktur wie für $H_0 = 3,5 \text{ J/cm}^2$ erhalten wird, jedoch mit einem größeren Durchmesser. Die Oberfläche der Abtragsstrukturen für $H_0 \leq 5,0 \text{ J/cm}^2$ weisen eine unregelmäßige Struktur auf. Für $H_0 = 7,0 \text{ J/cm}^2$ wird in der Mitte der Abtragsstruktur die komplette Schicht bis zum Substrat (grüne gestrichelte Linie Abb. 3 rechts) abgetragen. Der umliegende Bereich in der Mitte weist eine deutliche Erhöhung mit Höhen von bis zu $3 \mu\text{m}$ auf und besitzt eine glatte Oberfläche. Der umliegende Bereich der Abtragsstruktur ist durch eine unregelmäßige Oberflächenstruktur gekennzeichnet. Interessanterweise wird eine maximale Abtragstiefe von ca. 230 nm unabhängig von der Fluenz erreicht.

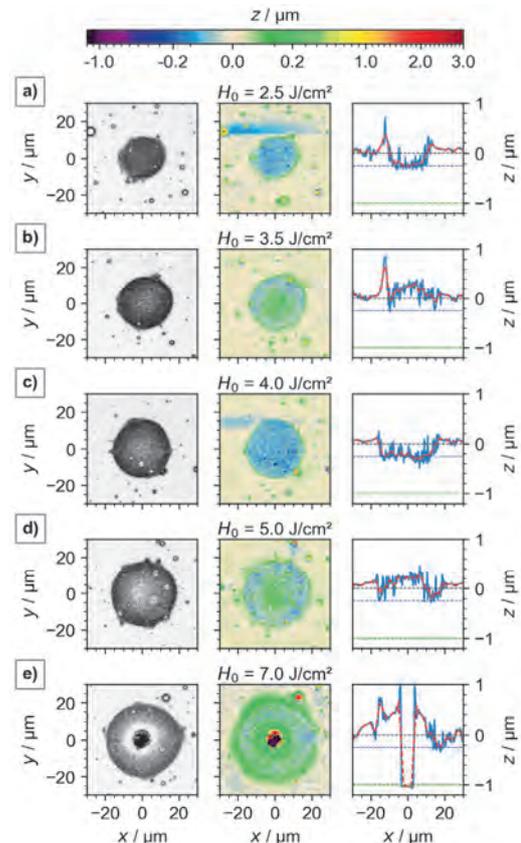


Abbildung 3: Topologie der Abtragsstrukturen einer dicken Goldschicht nach Bestrahlung mit Einzelpulsen von ultrakurz gepulster Laserstrahlung ($\tau_H = 40 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$) für 5 ver-

schiedene Fluenzen ($H_0 = 2,5 - 7,0 \text{ J/cm}^2$), links: Lichtmikroskopieaufnahme, Mitte und rechts: Laserscanningaufnahme, rechts: Querschnitt entlang $y = 0$.

4. Diskussion

Mit Hilfe der durchgeführten TTMHD-Simulationen können die verschiedenen Abtragsstrukturen erklärt werden. So findet ab einer Fluenz von ca. 2 J/cm^2 Spallation an der Rückseite statt, welche das nicht-abgetragene Material zwischen Abtrag an der Vorder- und Rückseite leicht anhebt und damit eine konstante Abtragstiefe in der Mitte der Abtragsstruktur bewirkt (Abb. 3 a). Für $H_0 > 3,2 \text{ J/cm}^2$ steigt der Druck durch Spallation an der Rückseite auf das nicht-abgetragene Material weiter an, wodurch sogar eine Höhe größer als das umliegende Material entsteht (Abb. 3 b). Für $H_0 > 3,8 \text{ J/cm}^2$ befindet sich das Material zwischen Abtrag an der Vorder- und Rückseite zumindest kurzzeitig in einem aufgeschmolzenen Zustand, wodurch der mit steigender Fluenz zunehmende Rückstoß des Gas-Flüssigkeitsgemisches an der Vorderseite das Material wieder nach unten drücken kann (Abb. 3 c). Für $H_0 > 4,4 \text{ J/cm}^2$ überwiegt jedoch der Druck durch Spallation an der Rückseite, wodurch das Material nach oben gedrückt wird (Abb. 3 d), was für $H_0 > 6,8 \text{ J/cm}^2$ schlussendlich sogar ein Aufbrechen in der Mitte bewirkt.

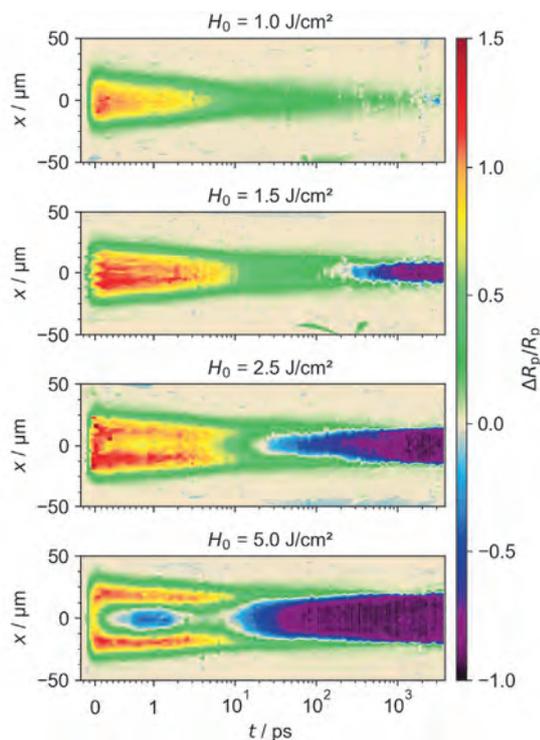


Abbildung 4: Zeit- und orts aufgelöste Messung der relativen Änderung des Reflexionsgrades $\Delta R_p/R_p$ (Probe-Laserstrahlung: $\tau_H = 60 \text{ fs}$, $\lambda = 440 \text{ nm}$, $\theta = 56^\circ$) nach Bestrahlung mit Einzelpulse von ultrakurz gepulster Laserstrahlung ($\tau_H = 40 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$) für 4 verschiedene Fluenzen ($H_0 = 1,0 - 5,0 \text{ J/cm}^2$).

Um die Modellierung zusätzlich zu validieren, wurde zeit- und orts aufgelöste Reflektometrie (Abb. 4) durchgeführt. Für $1,0 \text{ J/cm}^2$ findet kein Abtrag statt und als relative Änderung des Reflexionsgrades $\Delta R_p/R_p$ werden

nur positive Werte gemessen. Für $1,5 \text{ J/cm}^2$ findet nur eine Spallation statt, wobei sich das abgetragene Material nur langsam von der Oberfläche entfernt und erst für Zeitpunkte $t > 100 \text{ ps}$ in Form eines negativen Wertes von $\Delta R_p/R_p$ aufgrund der Streuung und Absorption der Probe-Laserstrahlung sichtbar wird. Für $2,5 \text{ J/cm}^2$ findet Phasenexplosion statt, weshalb negative Werte von $\Delta R_p/R_p$ bereits für $t > 10 \text{ ps}$ messbar sind. Für $5,0 \text{ J/cm}^2$ können bereits für $t > 100 \text{ fs}$ negative Werte gemessen werden, welche jedoch wahrscheinlich auf eine Veränderung der Bandstruktur durch die hohe Anzahl an angeregten Elektronen aus dem kompletten d-Band und der transienten Erzeugung von neuen Interbandübergängen zurück zu führen sind. Mit der durchgeführten Messmethode können nur Änderungen an der Vorderseite gemessen werden, jedoch kein Abtrag an der Rückseite der Schicht.

5. Zusammenfassung

Eine dicke Goldschicht ($d_z = 1000 \text{ nm}$) wurde mit Einzelpulsen von ultrakurz gepulster Laserstrahlung bestrahlt, wobei sich in Abhängigkeit von der Fluenz verschiedene Höhen der Abtragsstruktur ergaben, welche durch die durchgeführten TTMHD-Simulationen erklärt werden können. Die Modellierung konnte in einem breiten Fluenz- und Zeitbereich zusätzlich durch zeit- und orts aufgelöste Reflektometrie validiert werden.

Danksagung

Die Autoren danken dem Europäischen Sozialfonds für Deutschland (ESF) für die Finanzierung des Projektes EilaSax (100339506) und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Finanzierung des Projektes MULTIPULS (458053570) sowie der Laborausstattung (INST 522/14-1 FUGG).



Literaturverzeichnis

1. L.V. Zhigilei, Z. Lin, D.S. Ivanov, J. Phys. Chem. C **113**, 11892 (2009)
2. Y. Cao, Y.C. Shin, Applied Surface Science **357**, 74 (2015)
3. D. Metzner, M. Olbrich, P. Lickschat, A. Horn, S. Weißmantel, Lasers Manuf. Mater. Process. **80**, 3886 (2020)
4. M. Olbrich, T. Pflug, C. Wüstefeld, M. Motylenko, S. Sandfeld, D. Rafaja, A. Horn, Opt Lasers Eng **129**, 106067 (2020)
5. O. Herrfurth, T. Pflug, M. Olbrich, M. Grundmann, A. Horn, R. Schmidt-Grund, Appl. Phys. Lett. **115**, 212103 (2019)
6. T. Pflug, M. Olbrich, R. Roesch, U.S. Schubert, H. Hoppe, A. Horn, Opt Lasers Eng **111**, 130 (2018)
7. T. Pflug, J. Wang, M. Olbrich, M. Frank, A. Horn, Appl. Phys. A **124**, 17572 (2018)
8. M. Olbrich, E. Punzel, P. Lickschat, S. Weißmantel, A. Horn, Physics Procedia **83**, 93 (2016)

Ultraschnelle zeit- und orts aufgelöste Reflektometrie an der Rückseite von Goldschichten verschiedener Schichtdicke

Markus Olbrich, Theo Pflug, Florian Lull und Alexander Horn
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

Die Bestrahlung von Goldschichten verschiedener Schichtdicke ($d_z = 50 \text{ nm}$, 200 nm und 400 nm) auf einem Glassubstrat (Dicke ca. 1 mm) mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung (Pulsdauer $\tau_H = 40 \text{ fs}$, Wellenlänge $\lambda = 800 \text{ nm}$) wird in Abhängigkeit von der Spitzenfluenz H_0 der Laserstrahlung mit Hilfe von ultraschneller zeit- und orts aufgelöster Reflektometrie ($\tau_H = 60 \text{ fs}$, $\lambda = 480 \text{ nm}$) an der Rückseite der Schichten untersucht. Die gemessene Dynamik der relativen Änderung des Reflexionsgrades wird mittels quasi-zweidimensionaler Modellierung der Temperaturverteilung der Elektronen- und Phonontemperatur sowie der Hydrodynamik erklärt, wobei die Änderungen des Reflexionsgrades für Verzögerungszeit von weniger als 10 ps vorwiegend durch die Elektronentemperatur und für größere Verzögerungszeiten vorwiegend durch die Dynamik der Grenzfläche Schicht-Substrat bestimmt werden.

1. Einleitung

Das Verständnis der Wechselwirkung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit Materie wurde in den letzten Jahren durch den Einsatz von ultraschneller Messtechnik [1–3] maßgeblich erweitert, wobei zur Interpretation der Messergebnisse und damit zur Erklärung der einzelnen Schritte des Abtrages eine Modellierung notwendig ist [4]. Als Abtragsmechanismus finden durch die Bestrahlung von Materialien mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung vorwiegend Spallation und Phasenexplosion statt [5]. Bereiche des Wechselwirkungsbereiches der Laserstrahlung mit dem Material, in welchen Spallation stattfindet, können mit Hilfe von zeit- und orts aufgelöster Reflektometrie und den dabei gemessenen Newtonringe [6] identifiziert werden. Die Bereiche der Phasenexplosion sind durch einen Reflexionsgrad von nahezu null gekennzeichnet, da in dem entstehenden Gas-Flüssigkeitsgemisch eine starke Streuung und Absorption der Probe-Laserstrahlung stattfindet. Entsprechend können für diese Bereiche des Abtrages keine Informationen von der Materialoberfläche den Detektor erreichen und alle unterhalb der Abtragswolke stattfindenden Prozesse, wie Veränderungen der Temperaturverteilung oder die Propagation von Dichtewellen, können nur mit Hilfe von Modellierungen bestimmt werden. Um die Modellierungen auch in Bereichen des Abtrages validieren zu können, müssen alternative Messmethoden angewandt werden. Eine Alternative ist die Anwendung der Reflektometrie an der Rückseite des Materials, wobei die Messmethode auf freistehende dünne Schichten oder auf dünne Schichten mit einem transparenten Substrat beschränkt ist, um auch sinnvolle Aussagen hinsichtlich der Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem Material im Zeitbereich von der Anregung bis zu einigen Piko-sekunden danach treffen zu können oder das Signal-Rausch-Verhältnis ansonsten zu gering werden würde.

In dieser Arbeit wird der optische Aufbau zur Durchführung der Reflektometrie an der Rückseite von dünnen Schichten vorgestellt und anhand von verschiedenen Messungen an Goldschichten verschiedener Dicke auf

einem Glassubstrat durch einen Vergleich mit der Modellierung validiert.

2. Material und Methoden

2.1. Zeit- und orts aufgelöste Reflektometrie

Bei der Pump-Probe Messtechnik regt fokussierte Pumpstrahlung die Oberfläche eines Materials an, während mittels Probe-Laserstrahlung die Änderung der optischen Eigenschaften detektiert wird. In dieser Arbeit wird zur Erzeugung der Pump- und Probe-Laserstrahlung die emittierte Strahlung eines verstärkten Titan:Saphir-Lasers (Astrella, Coherent Inc., $\lambda = 800 \text{ nm}$, $\tau_H = 35 \text{ fs}$) mittels Strahlteiler aufgespalten (Abb. 1).

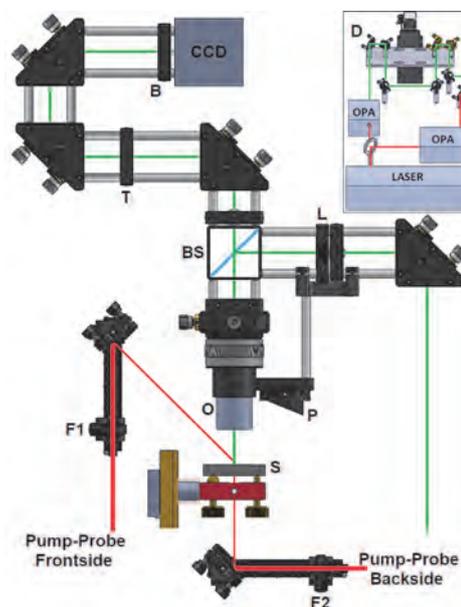


Abbildung 1: Schematischer Aufbau des verwendeten Pump-Probe Reflektometers bestehend aus Laser, zwei OPAs, Verzögerungsstrecke D, Fokussierlinsen F_1 und F_2 , Probe S, Strahlteiler BS, Objektiv O, Linse L, Tubuslinse T, Bandpassfilter B und CCD-Kamera. Zur Durchführung der Reflektometrie an der Vorderseite wird der Strahlengang mit der Linse F_1 verwendet und an der Rückseite entsprechend F_2 .

Die Wellenlängen von Pump- und Probe-Laserstrahlung können separat mit jeweils einem optisch parametrischen Verstärker (OPA) variiert werden ($260 \text{ nm} \leq \lambda \leq 20 \text{ }\mu\text{m}$). In dieser Arbeit beträgt die Wellenlänge der Probe-Laserstrahlung $\lambda_{\text{probe}} = 480 \text{ nm}$ und die der Pump-Laserstrahlung $\lambda_{\text{pump}} = 800 \text{ nm}$. Durch eine geometrische Verzögerungsstrecke können die optischen Weglängen von Pump- und Probe-Laserstrahlung relativ zueinander verändert werden, um die transienten optischen Eigenschaften des angeregten Probenmaterials für definierte Zeitpunkte nach der Anregung zu bestimmen. Innerhalb des Reflektometers kann die Pump-Laserstrahlung (roter Strahlengang) entweder mittels einer 150 mm Linse (F_1) unter einem Einfallswinkel von 45° auf die Probenoberfläche (Reflektometrie an der Vorderseite) oder bei um 180° gedrehter Probe in einem anderen Strahlengang mit einer 150 mm Linse (F_2) unter einem Einfallswinkel von 0° (Reflektometrie an der Rückseite) fokussiert werden. Der resultierende Strahldurchmesser wurde für die Reflektometrie an der Rückseite

auf ca. $40 \text{ }\mu\text{m}$ bestimmt (Tab. 1). Um die transiente relative Änderung des Reflexionsgrades $\Delta R/R$ des angeregten Probenmaterials an der Rückseite zu detektieren, wird die Probe-Laserstrahlung (grüner Strahlengang) über einen Strahlteiler (BS) durch ein Objektiv (O, $10\times$, $NA = 0,2$) durch das Substrat auf die Rückseite der Schicht geführt (Abb. 1). Die an der Rückseite der Schicht (S) reflektierte Probestrahlung wird mittels Objektiv (O) und Tubuslinse (T, $f = 200 \text{ mm}$) auf einem CCD-Chip abgebildet. Die Linse (L, $f = 150 \text{ mm}$) ermöglicht eine gleichmäßige Ausleuchtung des CCD-Chips. Die ortsauflösende relative Änderung des Reflexionsgrades wird mit

$$\Delta R/R = \frac{R_i - R_0}{R_0}$$

berechnet, mit dem Reflexionsgrad ohne Anregung R_0 und der transienten Reflexionsgrad mit Anregung durch Pumpstrahlung R_i . Ein Bandpassfilter (B) verhindert, dass Streulicht der Pumpstrahlung detektiert wird.

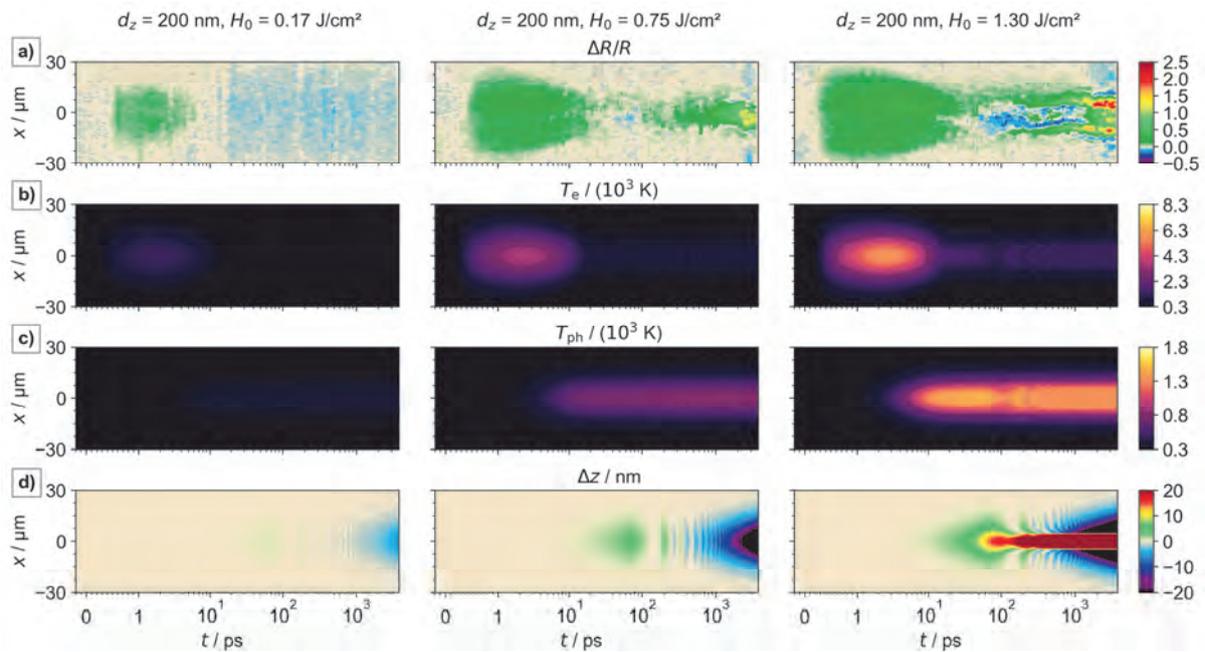


Abbildung 2: a) Experimentell bestimmte relative Änderung des Reflexionsgrades $\Delta R/R$ der Probe-Laserstrahlung ($\tau_H = 60 \text{ fs}$, $\lambda = 480 \text{ nm}$) an der Rückseite einer Goldschicht ($d_z = 200 \text{ nm}$) nach Bestrahlung mit Einzelpulsen von ultrakurz gepulster Pump-Laserstrahlung ($\tau_H = 40 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$) an der Vorderseite der Schicht in Abhängigkeit von der Zeit für drei verschiedene Fluenzen sowie die dazugehörige simulierte zeitliche Entwicklung der Verteilung der Temperaturen des Elektronen- und Phononensystems T_e (b) und T_{ph} (c) sowie der geometrischen Veränderung Δz der Grenzfläche Schicht-Substrat (d).

2.2. Abtragsuntersuchungen

Tabelle 1 Bestimmte Abtragsschwellen und Strahlradien

| Schichtdicke d_z / nm | Strahlradius $w / \mu\text{m}$ | Abtragsschwelle $H_{thr} / (\text{J/cm}^2)$ |
|-----------------------------------|-----------------------------------|--|
| 50 | $20,6 \pm 0,18$ | $0,33 \pm 0,02$ |
| 200 | $19,9 \pm 0,14$ | $0,87 \pm 0,07$ |
| 400 | $19,1 \pm 0,29$ | $1,43 \pm 0,26$ |

Anhand der im Vorfeld durchgeführten Abtragsuntersuchungen wurden für die untersuchten Goldschichten die Abtragsschwellen nach [7] ermittelt (Tab. 1). Um die einzelnen Experimente miteinander vergleichen zu können,

wurden alle drei Schichten mit Einzelpulsen von ultrakurz gepulster Laserstrahlung ($\tau_H = 40 \text{ fs}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$) mit drei verschiedenen Fluenzen $0,2 H_{thr}$, $0,9 H_{thr}$ und $1,5 H_{thr}$ bestrahlt.

3. Abhängigkeit von der Fluenz

Beispielhaft als Ergebnis der Untersuchungen in Abhängigkeit von der Fluenz werden im Folgenden die Ergebnisse für eine Schichtdicke von 200 nm betrachtet und dabei die Experimente der zeit- und ortsauflösenden Reflektometrie mit den Ergebnissen der Modellierung der Temperaturverteilung des Elektronen- und Phononen-

systems sowie der Hydrodynamik (engl. Two-Temperature Model Hydrodynamics TTMHD) [4] verglichen. Anhand des Vergleiches wird deutlich, dass die relative Änderung des Reflexionsgrades $\Delta R/R$ für Verzögerungszeiten $t < 10$ ps durch die Elektronentemperatur bestimmt wird und nur positive Werte $\Delta R/R$ gemessen werden (Abb. 2), was den Ergebnissen der ultraschnellen Reflektometrie an der Vorderseite der Schicht gleicht [4, 8]. Dabei gilt, dass eine größere Fluenz H_0 eine breitere und größere Änderung $\Delta R/R$ bewirkt.

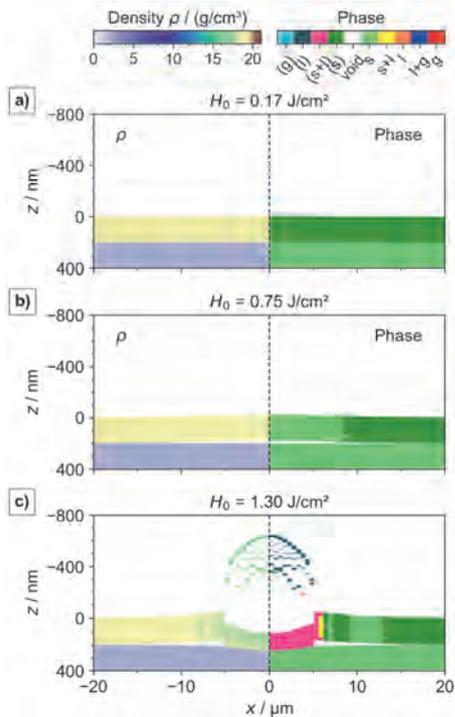


Abbildung 3: Simulierte quasi-zweidimensionale Verteilung der Dichte ρ und des Aggregatzustandes einer Goldschicht ($d_z = 200$ nm) 1000 ps nach der Bestrahlung mit Einzelpulsen von ultrakurz gepulster Laserstrahlung ($\tau_H = 40$ fs, $\lambda = 800$ nm) für 3 verschiedene Fluenzen H_0 a) $0,17$ J/cm 2 , b) $0,75$ J/cm 2 und c) $1,3$ J/cm 2 .

Für $H_0 = 0,17$ J/cm 2 wird nach 10 ps keine Signaländerung mehr gemessen (Abb. 2 a), da die Elektronentemperatur auf Werte von nur wenigen 100 K über Raumtemperatur (Abb. 2 b) fällt. Die dargestellten negativen Werte $\Delta R/R$ resultieren aus dem vorhandenen Hintergrundrauschen. Für $H_0 = 0,75$ J/cm 2 wird für $t \approx 60$ ps ein negativer Wert $\Delta R/R$ gemessen (Abb. 2 a), welcher mit der Verschiebung Δz der Grenzfläche Schicht-Substrat in Richtung des Substrates (Abb. 2 d) korreliert. Die Wölbung der Grenzfläche formt dabei einen Wölbspiegel, welcher eine Defokussierung der Probe-Laserstrahlung und somit ein Absinken von $\Delta R/R$ bewirkt. Für $t > 1000$ ps wird die Grenzfläche Schicht-Substrat in Richtung der Schichtoberfläche verschoben, weshalb sich ein Hohlspiegel bildet, welcher eine Fokussierung der Probe-Laserstrahlung und somit eine Erhöhung von $\Delta R/R$ bewirkt. Weiterhin hebt sich die Goldschicht vom Substrat ab (Abb. 3 b), was durch die Transmission der Verdichtungswelle in das Substrat und die daraus resul-

tierende Kraftübertragung auf die Schicht hervorgerufen wird. Für $H_0 = 1,30$ J/cm 2 findet an der Vorderseite der Schicht Spallation statt (Abb. 3 c). In den Bereichen der Spallation wird das nicht-abgetragene Material in Richtung Substrat beschleunigt, weshalb die Grenzfläche Schicht-Substrat in Richtung des Substrates verschoben wird (Abb. 2 d), an dieser Stelle ein Wölbspiegel entsteht und schlussendlich ein Absinken von $\Delta R/R$ bewirkt. An den Randbereichen findet eine Trennung von Schicht und Substrat statt, weshalb die Grenzfläche Schicht-Substrat in Richtung der Schichtoberfläche verschoben wird (Abb. 2 d und Abb. 3 c), sich ein Hohlspiegel bildet und dadurch $\Delta R/R$ ansteigt.

4. Abhängigkeit von der Schichtdicke

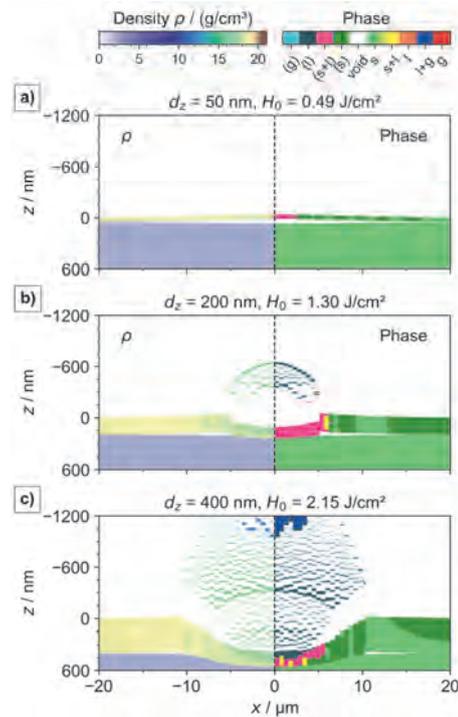


Abbildung 4: Simulierte quasi-zweidimensionale Verteilung der Dichte ρ und des Aggregatzustandes von drei Goldschichten a) 50 nm, b) 200 nm, c) 400 nm 1000 ps nach der Bestrahlung mit Einzelpulsen von ultrakurz gepulster Laserstrahlung ($\tau_H = 40$ fs, $\lambda = 800$ nm) für jeweils $H_0 = 1,5 H_{thr}$.

Für $H_0 = 1,5 H_{thr}$ vergrößert sich mit zunehmender Schichtdicke der Zeitpunkt, an welchem zum ersten Mal eine Erhöhung von $\Delta R/R$ gemessen wird (Abb. 5 a), da die absorbierte Energie erst durch Wärmeleitung von der Oberfläche zur Rückseite diffundieren muss, was an der berechneten Verteilung der Elektronentemperatur sichtbar wird (Abb. 5 b). Weiterhin wird für $d_z = 50$ nm eine größere Änderung von $\Delta R/R$ gemessen als für $d_z = 200$ nm und $d_z = 400$ nm. Für 50 nm wird nur eine positive Änderung von $\Delta R/R$ in der aufgenommenen Zeitspanne gemessen, da in dieser Zeit die Schicht noch nicht zerstört wurde. In der aufgenommenen Zeitspanne bildet sich jedoch ein stark ausgeprägter Hohlspiegel über den gesamten Wechselwirkungsbereich der Goldschicht mit der Laserstrahlung (Abb. 4 d und Abb. 5 a), welcher zu einem Anstieg von $\Delta R/R \approx 2,5$

führt. Für $d_z = 400$ nm bildet sich, ähnlich wie für $d_z = 200$ nm, in der Mitte ein Hohlspiegel und in den Außenbereichen ein Wölbspiegel (Abb. 4 c und Abb. 5 d), wobei für $d_z = 200$ nm in der Mitte kleinere Werte $\Delta R/R$ als für $d_z = 400$ nm bestimmt werden. Der Hohlspiegel für $d_z = 400$ nm weist einen kleineren Radius als für $d_z = 200$ nm auf, da in der Mitte für $d_z = 400$ nm Phasenexplosion an der Vorderseite der Schicht stattfindet, was in einer größeren Beschleunigung des nicht-abgetragenen Materials auf das Substrat, im Vergleich zur Spallation für $d_z = 200$ nm, resultiert. Weiterhin ist die Breite des Hohlspiegels für $d_z = 400$ nm größer als für

$d_z = 200$ nm, wodurch die Unterschiede in $\Delta R/R$ auch durch unterschiedliche Beugungseffekte in Abhängigkeit von der Breite des Hohlspiegels zurück zu führen sein können. Für $d_z = 200$ nm ist der Wölbspiegel ausgeprägter als für $d_z = 400$ nm (Abb. 4 c und Abb. 5 d), weshalb $\Delta R/R$ für $d_z = 400$ nm an den Randbereichen kleiner als für $d_z = 200$ nm ist. Die Ursache dafür ist das Aufschmelzen der kompletten 200 nm dicken Schicht an den Randbereichen der Spallation. Für $d_z = 400$ nm befindet sich das Material hingegen im kompletten Bereich der Spallation in einem festen Zustand.

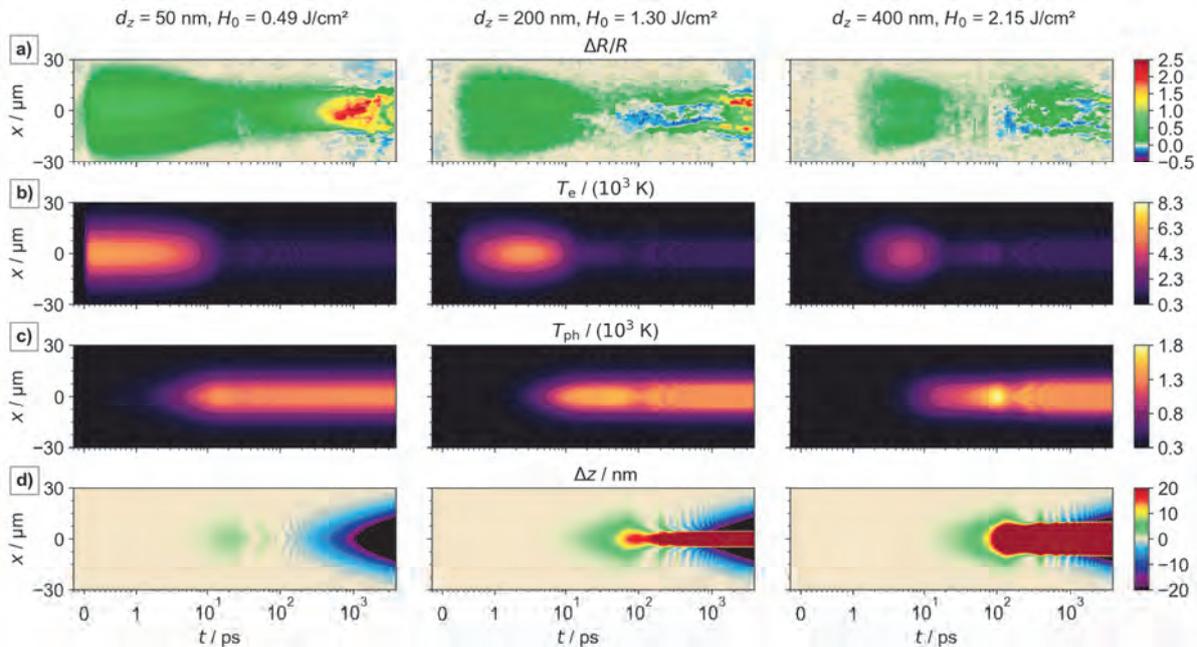


Abbildung 5: a) Experimentell bestimmte relative Änderung des Reflexionsgrades $\Delta R/R$ der Probe-Laserstrahlung ($\tau_H = 60$ fs, $\lambda = 480$ nm) an der Rückseite von drei Goldschichten unterschiedlicher Schichtdicke ($d_z = 50$ nm, 200 nm und 400 nm) nach Bestrahlung mit Einzelpulsen von ultrakurz gepulster Pump-Laserstrahlung ($\tau_H = 40$ fs, $\lambda = 800$ nm) an der Vorderseite der Schicht in Abhängigkeit von der Zeit eine Fluenz von jeweils $H_0 = 1,5 H_{thr}$ sowie die dazugehörige simulierte zeitliche Entwicklung der Verteilung der Temperaturen des Elektronen- und Phononensystems T_e (b) und T_{ph} (c) sowie der geometrischen Veränderung Δz der Grenzfläche Schicht-Substrat (d).

5. Zusammenfassung

Der Aufbau eines orts- und zeitaufgelösten Pump-Probe Reflektometers zur Durchführung der Reflektometrie an der Rückseite von dünnen Schichten wurde vorgestellt und erste Messungen an drei Goldschichten verschiedener Dicke durchgeführt. Die Ergebnisse wurden mittels TTMHD-Simulationen interpretiert.

Danksagung

Die Autoren danken dem Europäischen Sozialfonds für Deutschland (ESF) für die Finanzierung des Projektes EilaSax (100339506) und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Finanzierung des Projektes MULTIPULS (458053570) sowie der Laborausstattung (INST 522/14-1 FUGG).



Literaturverzeichnis

1. J. Winter, S. Rapp, M. Spellauge, C. Eulenkamp, M. Schmidt, H.P. Huber, Appl. Surf. Sci. **511**, 145514 (2020)
2. O. Herrfurth, T. Pflug, M. Olbrich, M. Grundmann, A. Horn, R. Schmidt-Grund, Appl. Phys. Lett. **115**, 212103 (2019)
3. T. Pflug, M. Olbrich, R. Roesch, U.S. Schubert, H. Hoppe, A. Horn, Opt Lasers Eng **111**, 130 (2018)
4. M. Olbrich, T. Pflug, C. Wüstefeld, M. Motylenko, S. Sandfeld, D. Rafaja, A. Horn, Opt Lasers Eng **129**, 106067 (2020)
5. L.V. Zhigilei, Z. Lin, D.S. Ivanov, J. Phys. Chem. C **113**, 11892 (2009)
6. K.J. Schrider, B. Torralva, S.M. Yalisove, Appl. Phys. Lett. **107**, 124101 (2015)
7. J.M. Liu, Opt. Lett. **7**, 196 (1982)
8. T. Pflug, J. Wang, M. Olbrich, M. Frank, A. Horn, Appl. Phys. A **124**, 17572 (2018)

Grundlagen zur laserinduzierten Schockwellenanregung in Asphaltkörpern

Manuel Pfeiffer, Jörn Hübelt, Steffen Weißmantel
Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

Ziel dieser Untersuchungen war die Erforschung der Grundlagen für die Entwicklung einer neuartigen opto-akustischen Messtechnologie für eine mobile, zerstörungsfreie Bestimmungsmethode des strukturellen Zustands von Asphaltfahrbahnen. Diese basiert auf der Impulseinkopplung hochenergetischer Laserpulse, die in die Fahrbahnoberfläche eingetragen werden und auf der Auswertung der Ausbreitungs- und Reflexionsmuster der so generierten Körperschallwellen. Hierfür wurden in einem ersten Schritt Laborversuche zur generellen Signalgenerierung durch laserinduzierte Schockwellen in Asphaltkörpern vorgenommen und deren potenzielle Ausbreitungsreichweite für die Anwendung auf realen Asphaltfahrbahnen untersucht. Für die Untersuchung an den Asphaltprobekörpern wurde eine Laboranlage mit einem integrierten KrF-Excimerlaser LPX Pro 305F (Wellenlänge 248 nm, Pulsdauer 30 ns, Pulswiederholfrequenz 1-50 Hz & maximale Pulsenergie 1,2 J) verwendet.

1. Motivation und Zielstellung

Im heutigen Straßenbau stellt die Erhaltung der vorhandenen Verkehrsinfrastruktur den Schwerpunkt in Deutschland dar. Die Erhaltung der Straßenbefestigung wird dabei in Erneuerungs- und Instandsetzungsmaßnahmen unterschieden und dient der Beseitigung der Schäden an der Oberfläche, an einzelnen Schichten oder der gesamten Straßenbefestigung. Grundsätzlich bestehen Asphaltfahrbahnen aus mehreren Schichten wie Trag- und Deckschicht, oder je nach Geländeart und Beanspruchung aus komplexeren Schichtsystemen inkl. Unterbau. Sichtbare Straßenschäden betreffen dabei lediglich die Deckschicht, welche durch die Belastung und äußeren Wettereinflüsse hervorgerufen werden können, aber häufig Symptome von Fehlern und Schäden im Untergrund bzw. im Schichtsystem der Asphaltstruktur oder deren Zusammensetzung sind. Eine Erneuerung der Deckschicht als gängige Instandsetzungsmaßnahme ist daher in den meisten Fällen nur eine temporäre Lösung. Die Herausforderung der Erhaltungsmaßnahmen sollte sein, nicht nur die Symptome, sondern die eigentlichen Ursachen zu beheben, wodurch die Qualität der Straßenbefestigung erhöht, deren langfristige Nutzungsdauer gesichert und die Beeinträchtigung für Verkehrsteilnehmer reduziert werden kann.

Um eine gezielte Erhaltungsplanung zu realisieren, ist es daher nötig die Ursachen für Straßenschäden vorausschauend oder zeitnah zu erkennen und genau zu lokalisieren. Gemäß aktuellen Richtlinien für die Bewertung der strukturellen Substanz von Asphaltbefestigungen [1] werden hierfür aufwendig und mit Straßensperrungen verbundene Kernbohrungen unternommen, welche lediglich punktuell und unter hohem Aufwand zeitverzögert ausgewertet werden können.

Die Grundlagen für ein alternatives, zerstörungsfreies Verfahren zur Bewertung der strukturellen Substanz von Asphaltfahrbahnen wurden in einem Forschungsprojekt [2] entwickelt und die Idee mit einer Patentschrift [3] geschützt. In diesem Verfahren wird durch einen mechanischen Kraftstoß in die Fahrbahnbefestigung mit Hilfe eines elektrodynamischen Wandlers („Shaker“) ein Körperschallfeld induziert und anschließend durch ein Array von Beschleunigungsaufnehmern in unterschiedlichen Entfernungen zur Quelle detektiert (siehe Abbildung 1). Die so akquirierten örtlich verteilten Beschleunigungs-Zeitverläufe können mit Hilfe eines multimodalen Modells basierend auf der MASW-Methode („Multichannel analysis of surface waves“ [4]) weiterverarbeitet werden, wodurch Angaben zum Steifigkeitsmodul einzelner Schichten der Fahrbahn und in einem nächsten Schritt Aussagen zum Zustand der Fahrbahn möglich sind. In diesem Entwicklungsschritt erfolgt die Anregung der Struktur jedoch statisch und nicht berührungslos, was keine schnelle und flächendeckende Untersuchung ermöglicht. Aufgrund dessen wurden die im Folgenden dargestellten Untersuchungen zur Weiterentwicklung der zerstörungsfreien Prüfung der strukturellen Substanz von Straßenbefestigungen, durch ein berührungsloses Anregungsverfahren, vorgenommen.

Ziel dieser Untersuchungen war es, den mechanischen Kraftstoß durch den Shaker durch eine Impulseinkopplung durch hochenergetische Laserpulse zu ersetzen (siehe nachfolgende Abbildung 1), wobei dann die Signalerzeugung durch laserinduzierte Schockwellen in den Asphaltkörpern erfolgt. Der Vorteil einer solchen Impulseinkopplung ist ein berührungs- und nahezu zerstörungsfreies, alternatives Anregungsverfahren, wodurch eine schnelle und mobile Messung und infolgedessen eine kontinuierliche und flächendeckende Fahrbahnprüfung ermöglicht werden könnte.

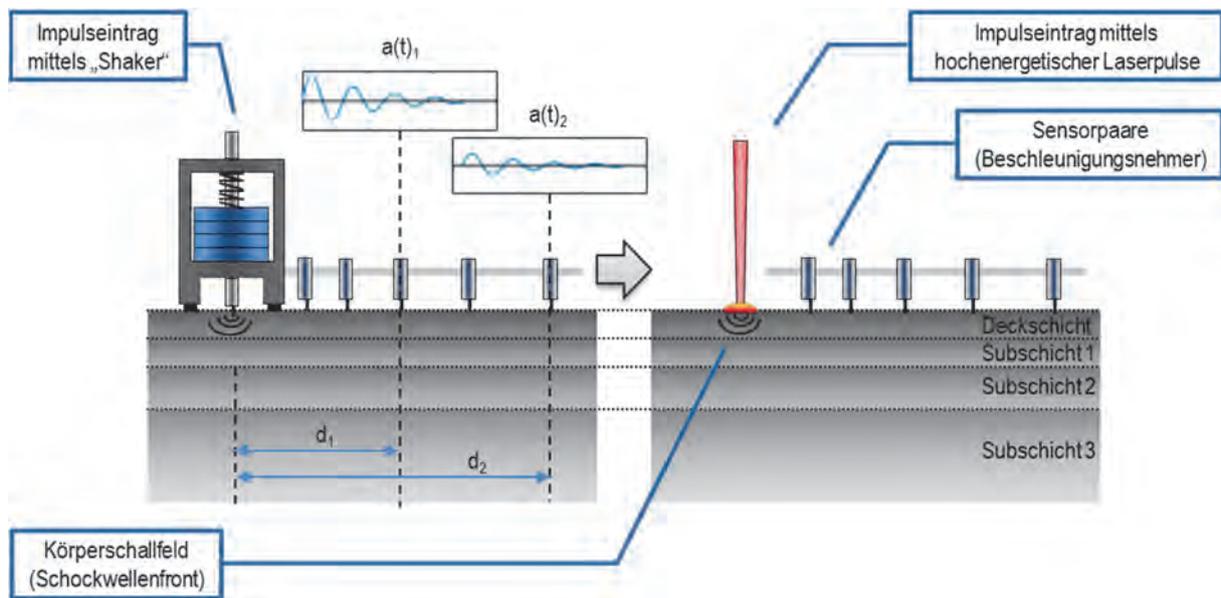


Abbildung 1: Darstellung des Verfahrens zur zerstörungsfreien Bewertung der strukturellen Substanz von mehrschichtigen Asphaltbahnen. Links: Der Impulseintrag erfolgt mechanisch mit einem elektrodynamischen Wandler („Shaker“) statisch und nicht berührungslos. Rechts: Der Impulseintrag erfolgt durch hochenergetische Laserpulse berührungslos.

Um den mechanischen Impulseintrag mittels Shaker ersetzen zu können, mussten bei der alternativen Signalgenerierung durch laserinduzierte Schockwellen grundlegend zwei Anforderungen erfüllt und untersucht werden. Zum einen muss für eine Informationszuordnung innerhalb einer Asphaltenschicht ein frequenzabhängiges Schockwellensignal erzeugt werden. Untersuchungen im vorangegangenen Forschungsprojekt [2] zeigten, dass für die Asphaltbewertung der Bereich zwischen 2 kHz und 20 kHz für Signalfrequenzen interessant ist, wobei hochfrequente Anteile, die Informationen der oberflächennahen und niederfrequente Anteile die Informationen der tieferen Bereiche der Asphaltkörper enthalten. Zum anderen muss für eine Zuordnung frequenzgleicher Signale in horizontal geschichteten Medien, was den Aufbau einer realen Asphaltfahrbahn mit mehreren Subschichten entspricht, eine Mindestsignalreichweite von 50 cm, für die Anordnung des Arrays von Beschleunigungsaufnehmern, bei der Nutzung der MASW-Methode zur Verfügung stehen. Hintergrund für die Signalzuordnung mittels MASW-Methode ist die dispersive Ausbreitungsgeschwindigkeit von Oberflächenwellen, hier speziell der untersuchten Rayleighwellen, in Festkörpern mit verschiedenen Eigenschaften [5].

2. Grundlagen zur laserinduzierten Schockwellenanregung

Die laserinduzierte Schockwellenanregung basiert auf der Absorption hochenergetischer Laserpulse in der Probekörperoberfläche [6]. Bei ausreichend kurzen Pulsdauern im Nanosekundenbereich und gleichzeitig hohen Laserpulsfluenzen $> 30 \text{ J/cm}^2$ erfolgt infolge des Materialabtrags vom Probekörper mit Abtragstiefen pro Puls von 10 nm bis 100 nm eine explosionsartige Plas-

mabildung. Durch die Plasmaexpansion wird ein Rückstoß hervorgerufen, in dessen Folge eine resultierende Schockwellenfront im Probekörper entsteht (siehe Abbildung 2) und sich in Form eines Körperschallfeldes u. a. als Rayleighwellen ausbreitet.

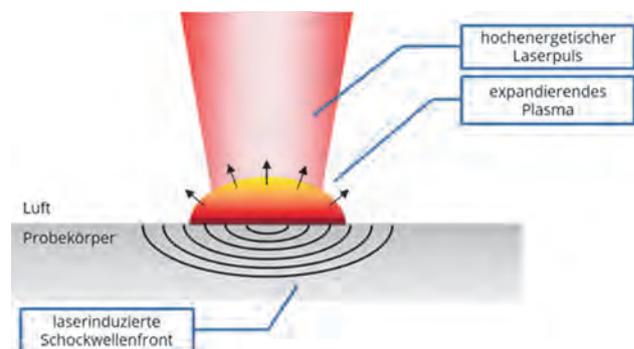


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Generierung von Körperschallwellen in Form einer sich ausbreitenden Schockwellenfront durch den Eintrag hochenergetischer Laserpulse und dadurch als Folge eines so erzeugten, expandierenden Plasmas.

Das so generierte Schockwellenprofil folgt dabei grob den zeitlichen Eigenschaften der verwendeten Laserstrahlung, wobei der Schockwellendruck von der Laserstrahlwellenlänge, der Pulsdauer, der Fokus-Spot-Größe sowie vom Probekörpermaterial selbst als auch von der Art der Plasmaexpansion abhängt [6].

3. Experimentelle Durchführung und Anlagentechnik

Die Durchführung der Versuche für die hier dargestellten Ergebnisse erfolgte in zwei Schritten. Für die Bestimmung der Signalreichweite wurden mechanische Untersuchungen zur Signalabschwächung an einer realen Asphaltfahrbahn vorgenommen. Die Untersuchungen zur

frequenzabhängigen Signalerzeugung mit Hilfe von hochenergetischen Laserpulsen erfolgte an Asphaltprobeplatten aus Deckschichtmaterial AC 8 DS im Labor. Da das Übertragungsverhältnis von Kräfteintrag zur gemessenen Signalstärke bei der mechanischen Anregung auf der realen Asphaltfahrbahn und den Probeplatten vergleichbar war wird davon ausgegangen, dass sich die Ergebnisse der Laboruntersuchung zur laserinduzierten Schockwellenanregung ebenfalls auf die realen Bedingungen übertragen lassen.

Allgemein erfolgte die Aufnahme der Signale unter Verwendung eines Datenerfassungssystems Ni cDAQ-9178 mit einem Schall- und Schwingungsmessmodul (Modell NI 9232) der Firma National Instruments. Für die Darstellung der aufgenommenen Signale und die weitere Verarbeitung der Daten wurde das Programm MatLab (Version R2018b) der Firma MathWorks genutzt.

3.1. Schockwellenanregung mittels Excimerlaser

Die Grundlage des experimentellen Aufbaus für die Laboruntersuchung an den Asphaltprobeplatten zur Schockwellenanregung mittels hochenergetischer Laserpulse bildet eine Excimerlaser-Laboranlage (Maskenprojektionssystem) mit einem integrierten KrF-Excimerlaser LPX Pro 305F der Firma Coherent GmbH mit einer Wellenlänge von 248 nm, einer Pulsdauer von 30 ns und einer maximalen Pulsenergie am Strahlausgang am Lasergerät von 1,2 J. Die Pulsrepetitionsrate kann im Bereich von 1 - 50 Hz variiert werden. Der Laser weist ein äußerst inhomogen verteiltes Ausgangsstrahlprofil auf und benötigt für die Abbildung der Maskenebene im Strahlengang einen komplexen, optischen Aufbau zur Homogenisierung u.a. mit Hilfe von einer Teleskopanordnung, Zylinderlinsen-Arrays und Feldlinsen. Das Strahlprofil in der Maskenebene bildet dann einen homogenen 20 x 20 mm² großen Flat-Top-Verlauf, der sich

hervorragend zur optischen Abbildung eignet (Abbildungsverhältnis 15:1). In der nachfolgenden Abbildung 3 kann die Excimerlaser-Bearbeitungsstation mit schematisch dargestelltem Strahlengang betrachtet werden.

Für die Versuche zur frequenzabhängigen Signalerzeugung wurde das vollständige 20 mm x 20 mm homogene Strahlprofil in der Maskenebene auf der Oberfläche der Asphaltprobeplatte fokussiert, wodurch eine Fleckgröße von 0,5 mm² mit einer Laserpulsfluenz von 40 J/cm² erreicht werden konnte. Die Repetitionsrate bei den Untersuchungen betrug 1 Hz bzw. 50 Hz. Die Dauer eines Messversuchs betrug 10 Sekunden, wobei die Datenaufzeichnung durch angebrachte Beschleunigungsaufnehmer an der Asphaltplatte erfolgte.

3.2. Bestimmung der Signalabschwächung in einer realen Asphaltfahrbahn

Die Bestimmung der Signalabschwächung mit zunehmendem Abstand zur Signalquelle erfolgte an einer neuverlegten weitestgehend unbenutzten realen Asphaltfahrbahn. Für die Signalerzeugung wurde ein mechanischer Krafthammer mit integriertem Kraftaufnahmesensor vom Modell 086C03 (Modally Tuned® Impulse Hammer) von der Firma PCB Piezotronics. verwendet. Die Detektion der Signale erfolgte mit Hilfe von IEPE (Integrated Electronics Piezo Electric) Beschleunigungsnehmern mit der Modellbezeichnung 352C33 ebenfalls von der Firma PCB Piezotronics. Die nachfolgende, schematische Darstellung (Abbildung 4) zeigt den prinzipiellen Versuchsaufbau.

Durch den Impulshammer wurden pro Messvorgang 30 Sekunden lang intervallartig, punktuell Schockwellen unmittelbar in der Nähe vom Referenzbeschleunigungssensor (Sensor 1) induziert. Der Abstand vom zweiten Beschleunigungsnehmer (Sensor 2) zum Referenzsensor wurde je nach Messvorgang im Bereich von 2 cm bis 100 cm variiert.

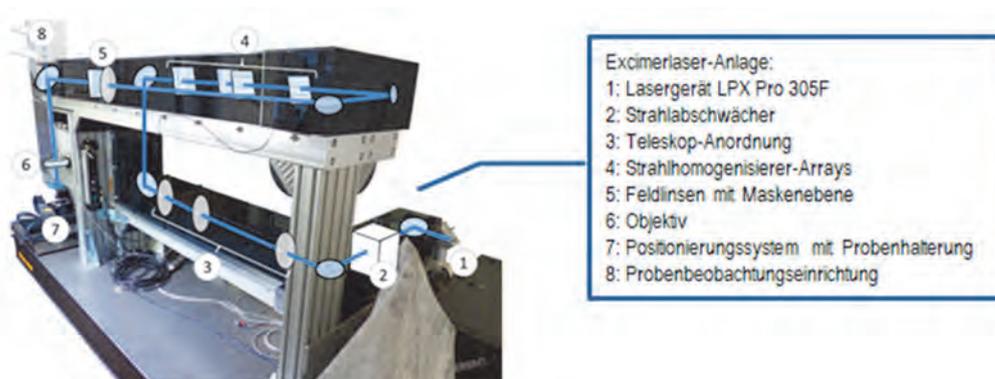


Abbildung 3: Fotoaufnahme der Excimerlaser-Bearbeitungsstation mit Strahlengang und Lasergerät. Die blaue Linie zeigt schematisch den Verlauf der Laserstrahlung durch den Strahlengang inkl. der verbauten optischen & mechanischen Komponenten.

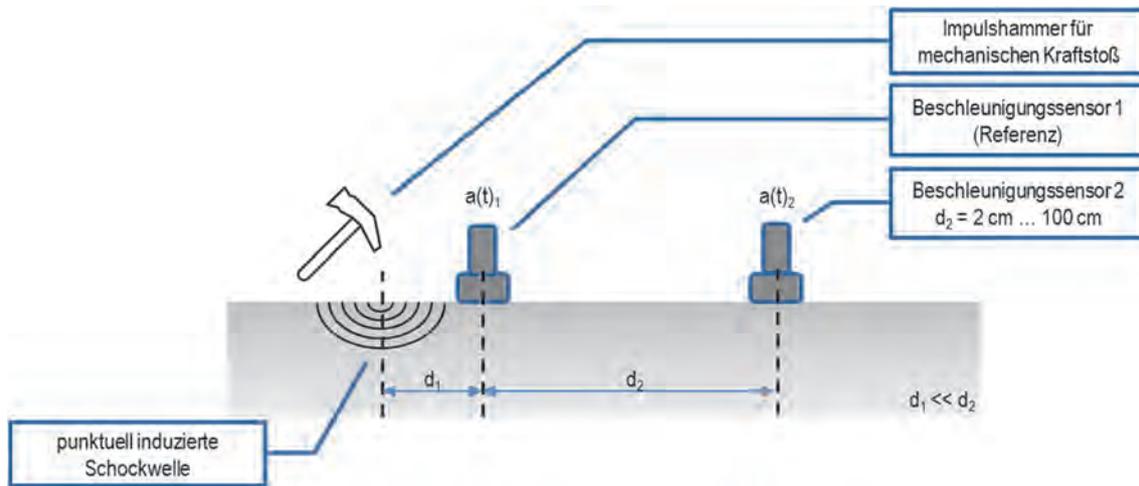


Abbildung 4: Schematische Darstellung von der Vermessung der Signalabschwächung auf der realen Asphaltfahrbahn. Der Impulseintrag für die Erzeugung der Schockwelle erfolgte mit Hilfe eines Impulshammers unmittelbar neben dem Referenzsensor. Der Abstand d_2 des zweiten Beschleunigungsnehmers zum Referenzsensor variierte von 2 cm bis 100 cm

4. Ergebnisse zur laserinduzierten Signal-generierung

4.1. Generierung laserinduzierter, frequenz-abhängiger Schockwellensignale in Asphaltkörpern

Die gemessenen Signalverläufe aus den Versuchen zur Generierung von laserinduzierten Schockwellensignalen in Asphaltkörpern bei unterschiedlichen Pulsrepetitionsraten sind in der nachfolgenden Abbildung 5 dargestellt. Hierfür wurden die mittels der Beschleunigungsnehmer in 15 mm Entfernung zum Signalerzeugungsort aufgenommenen, zeitdiskreten Signalverläufe der erzeugten Körperschallwellen durch Fourier-Transformation in den Frequenzraum transformiert.

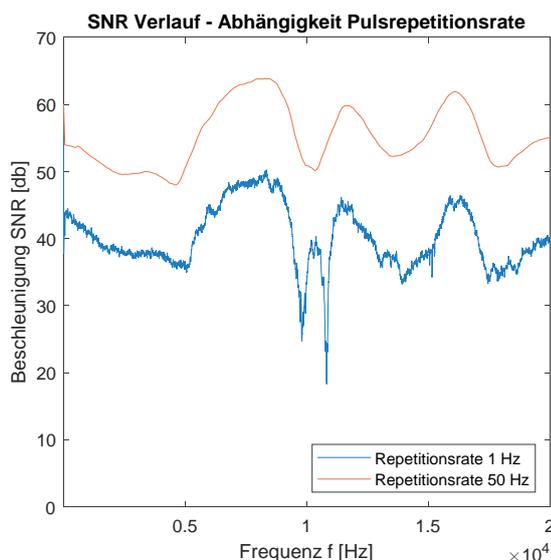


Abbildung 5: Frequenzabhängige Signalverläufe (SNR – Signal-Rausch-Verhältnis) der laserinduzierten Schockwellensignale in dem Asphaltkörper bei Laserpulsrepetitionsraten von 1 Hz und 50 Hz.

Die Verläufe zeigen, dass unabhängig von der verwendeten Pulsrepetitionsrate im interessanten Frequenzbereich von 2 kHz bis 20 kHz die Erzeugung von Schockwellensignalen durch hochenergetische Laserpulse grundlegend möglich ist. Im Durchschnitt konnten in diesem Frequenzbereich SNR Stärken von 40 db bei einer Pulsrepetitionsrate von 1 Hz gemessen werden. Die Laserpulsrepetitionsrate selbst hat auf den frequenzabhängigen Signalverlauf nahezu keinen Einfluss, lediglich wird mit zunehmender Repetitionsrate die Signalstärke und -glättung erhöht, da für die Signalverarbeitung mehr angeregte Schockwellensignale pro Zeiteinheit für Mittelungen zur Verfügung stehen und so die Fensterbreite für den Erhalt höherer SNR Werte bei der FFT Transformation angepasst werden kann.

4.2. Abschätzung der Signalreichweite für Asphalt-fahrbahnen

Die Ergebnisse zur Ermittlung der Signalabschwächung mit zunehmender Entfernung zur Signalquelle auf einer realen Asphaltspur durch Impulshammerversuche sind in Abbildung 6 dargestellt. Der Verlauf zeigt, dass die relative Signalstärke der Körperschallwellen mit zunehmenden Sensorabstand zur Quelle abnimmt. In einem Abstand von 100 cm ist die Signalstärke auf ca. 5 % vom Ausgangswert gesunken.

Für eine Abschätzung der Signalreichweite bei der laserinduzierten Schockwellenanregung mit dem verwendeten Laborsetup konnten anschließend die Ergebnisse zur laserinduzierten Signalerzeugung an den Asphaltprobekörpern mit den Ergebnissen zur Ermittlung der Signalabschwächung durch die Impulshammerversuche auf der realen Asphaltspur kombiniert werden (siehe Abbildung 7). Hierbei erfolgte die Annahme, dass die Übertragungsfunktion bei der laserinduzierten Anregung von Probe und Asphaltspur vergleichbar ist.

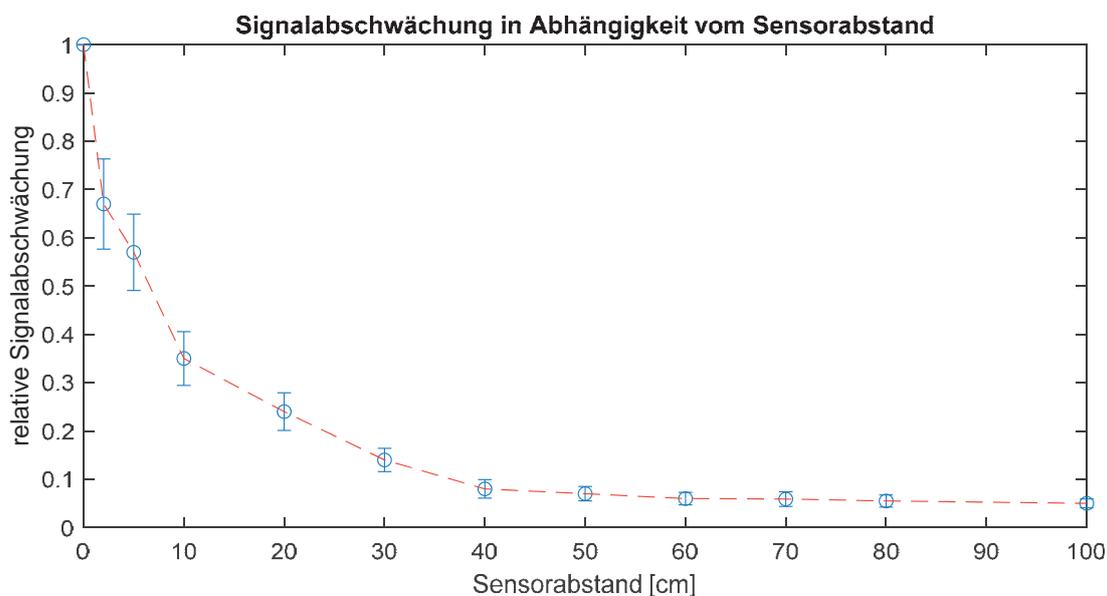


Abbildung 6: Verlauf der bestimmten relativen Signalabschwächung auf einer Asphaltfahrbahn mit zunehmendem Abstand zur Signalquelle. Die Generierung der Schockwellensignale erfolgt mit Hilfe eines Impulshammers.

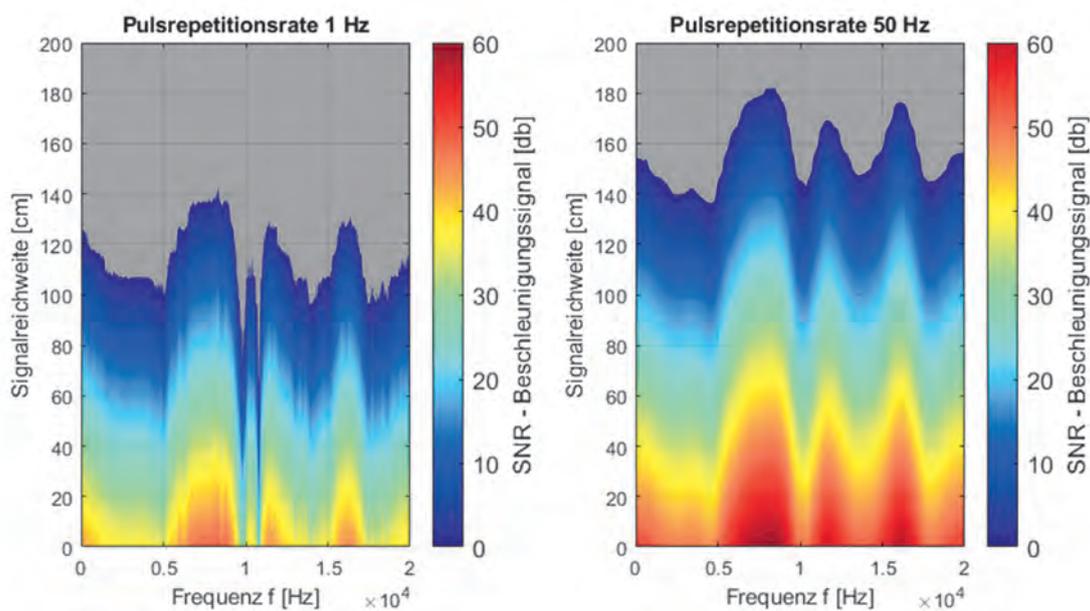


Abbildung 7: Simulation der laserinduzierten Signalreichweite auf einer Asphaltspur in Abhängigkeit von der Signalfrequenz bei verschiedenen Pulsrepetitionsraten.

Die Simulation der laserinduzierten Signalreichweite auf einer Asphaltspur zeigt, dass die unter Laborbedingung erzeugte Signalstärke im kompletten untersuchten Frequenzspektrum für die angestrebte Reichweite von 50 cm ausreicht und diese bereits bei Verwendung einer Pulsrepetitionsrate von 1 Hz und einer Laserpulsfluenz auf der Probenoberfläche von 40 J/cm^2 deutlich überschreitet (Abbildung 7, links). Ab ca. 1 m Entfernung zum Signalerzeugungsort würde die SNR Stärke erst unter 10 db fallen. Durch die Erhöhung der Laserpulsrepetitionsrate von 1 Hz auf 50 Hz würde sich, wie die Simulation zeigt (siehe Abbildung 7, rechts), die Signalreichweite

weiter bis auf ca. 1,4 m steigern lassen. Eine Signalreichweitenerhöhung über die angestrebten 50 cm bis hin zu 200 cm würde die Genauigkeit und die Zuordnung der Messdaten bei Anwendung der MASW-Methode deutlich erhöhen. Weitere Ansatzmöglichkeiten zur Erhöhung der Signalreichweite wären u. a. die Anpassung der Sensorempfindlichkeit und der Sensorart auf den abgezielten Signalfrequenzraum oder die Erhöhung der erzeugten Schockwellensignalstärke durch Modulation der Laserpulse wie beispielsweise die Erhöhung der Pulsenergie.

5. Zusammenfassung

Die Generierung laserinduzierter Schockwellensignale in Asphaltkörpern im für die Fahrbahncharakterisierung interessanten Frequenzbereich von 2 kHz bis 20 kHz ist grundsätzlich möglich. Die in 15 mm Entfernung zum Erzeugungsort gemessenen Signalstärken (SNR) liegen bei einer verwendeten Pulsrepetitionsrate von 1 Hz und einer Laserpulsfluenz auf der Probenoberfläche von 40 J/cm² im Durchschnitt bei 40 db. Die simulierte Signalreichweite mit den unter Laborbedingungen erzeugten Werten wäre mit ca. 1 m für die aktuell relevante, finale Vermessungsmethode (MASW - „Multichannel Analysis of Surface Waves“) auf realen Fahrbahnbefestigungen für den kompletten untersuchten Frequenzbereich bereits ausreichend. Eine Steigerung der Ausgangssignalstärke und eine daraus resultierende Erhöhung der Signalreichweite bis hin zu 2 m wäre zur Steigerung der Genauigkeit bei Anwendung der MASW-Methode noch anstrebenswert. Eine Erhöhung der Signalstärke wäre u. a. durch den Einsatz von Festkörperlasern mit höheren Pulsenergien oder durch Anpassung der Sensorempfindlichkeiten möglich. Verschiedene Pulsrepetitionsraten im untersuchten Bereich von 1 Hz bis 50 Hz haben auf den Signalverlauf nahezu keinen Einfluss, lediglich die Signalglättung und die Signalstärke lässt sich mit zunehmender Pulsrepetitionsrate aufgrund von mathematischen Anpassungen bei der Signalverarbeitung steigern. Höhere Pulsrepetitionsraten sowie der Einfluss weiterer Laserparameter, wie Wellenlänge, Pulsdauer,

zeitlicher Pulsverlauf und Fokus-Spot-Größe auf die Signalanregung müssen darüber hinaus noch untersucht werden.

Literaturverzeichnis

- [1] FGSV. (2013). Richtlinien zur Bewertung der strukturellen Substanz des Oberbaus von Verkehrsflächen mit Asphaltdeckschicht (RSO Asphalt 13). Köln: FGSV-Verlag.
- [2] Hübelt, J. et al.: Innovationen im Straßenbau – Zerstörungsfreie Verfahren zur Bewertung der strukturellen Substanz. Forschungsbericht, FE 88.0136/2014, 2016.
- [3] Lindemann, Jutta; Hübelt, Jörn: Einrichtung zur zerstörungsfreien Prüfung Bestimmung der Haltbarkeit von Fahrbahnen. Patentschrift: DE 10 2013 015 461, 09/2016.
- [4] C. B. Park, R. d. Miller, J. Xia, „Multichannel analysis of surface waves“ in GEOPHYSICS, Volume 64, Issue 3 (1999), 800-808.
- [5] N. Jafri, et al.: „Assessment of soil compaction properties based on surface wave techniques“, International Conference on Civil & Environmental Engineering (CENVIRON 2017), E3S Web of Conferences 34, 01002 (2018).
- [6] M. Boustie, L. Berthe, T. Resseguier, M. Arrigoni, "Laser shock waves: fundamentals and applications," in Proceedings of 1st International Symposium on Laser Ultrasonics: Science, Technology and Applications. Montreal, Canada (2008), 32–40.

Eine Reihe von Publikationen der 12. Mittweidaer Lasertagung ist im Rahmen von/ durch EU-, Bund,- oder dem Freistaat Sachsen geförderten Projekte entstanden. Wir danken insbesondere folgenden Fördern und Projektträgern hinsichtlich der Mitfinanzierung der Vorhaben:



Die Hochschule wird mitfinanziert durch Steuermittel auf der Grundlage des vom Sächsischen Landtag beschlossenen Haushaltes.

