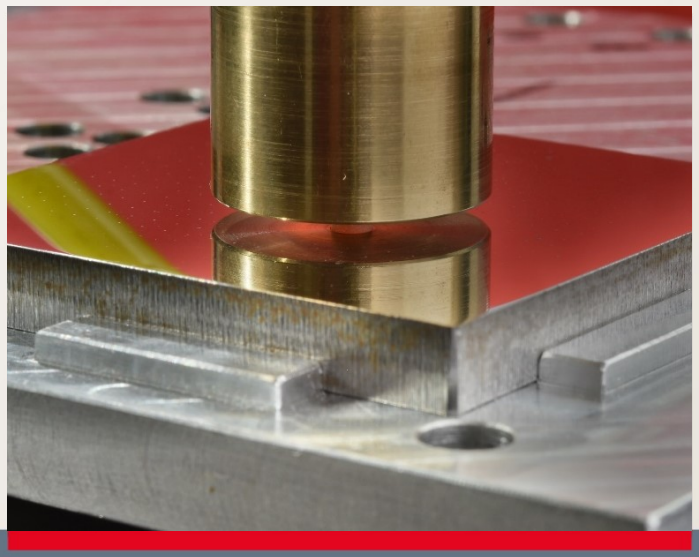
bias

Bremer Institut für
angewandte Strahltechnik

STRAHLTECHNIK BAND 74

Tobias Valentino

Nutzung laserinduzierter Stoßwellen zur Hochdurchsatz-Werkstoffprüfung



Wissen schafft Wirtschaft

Valentino, Tobias – Nutzung laserinduzierter Stoßwellen zur Hochdurchsatz-Werkstoffprüfung

Strahltechnik Band 74, BIAS Verlag, 2021.

Herausgeber der Reihe: F. Vollertsen, R. Bergmann

ISBN 978-3-933762-68-9

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt.

Alle Rechte, auch die der Übersetzung, des Nachdrucks und der Vervielfältigung des Buches oder Teilen daraus, bleiben vorbehalten.

Kein Teil des Werks darf ohne schriftliche Genehmigung des Verlags in irgendeiner Form (Fotokopie, Mikrofilm oder andere Verfahren), auch nicht für Zwecke der Unterrichtsgestaltung – mit Ausnahme der in den §§ 53, 54 URG ausdrücklich genannten Sonderfällen – reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

BIAS Verlag, Bremen, 2021

Nutzung laserinduzierter Stoßwellen zur Hochdurchsatz-Werkstoffprüfung

Vom Fachbereich Produktionstechnik

der

UNIVERSITÄT BREMEN

zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte

Dissertation

von

M. Sc. Tobias Valentino

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Frank Vollertsen (Universität Bremen)
Prof. Dr.-Ing. Alexander Brosius (Technische Universität Dresden)

Tag der mündlichen Prüfung: 11.11.2021

Valentino, Tobias:

Nutzung laserinduzierter Stoßwellen zur Hochdurchsatz-Werkstoffprüfung

Strahltechnik, Bd. 74, Bremen; BIAS Verlag, 2021. Hrsg.: F. Vollertsen, R. Bergmann

Zugl.: Bremen, Univ., Diss., 2021.

ISBN 978-3-933762-68-9

Schlüsselwörter: Messinstrument, Prozessdynamiken, Kenngrößenidentifizierung, Modellbildung, Reproduzierbarkeit

Mit den bisher bekannten Prüfverfahren ist eine schnelle und ressourcenschonende Werkstoffentwicklung nur begrenzt möglich. Die vorliegende Arbeit behandelt daher einen neuen Ansatz, bei dem TEA-CO_2-laserinduzierte Stoßwellen genutzt werden, um sphärische Indenter in ein Material eindringen zu lassen. Es wird gezeigt, dass sich anhand der Eindruckgeometrie die Härte und Zugfestigkeit bestimmen lassen. Mithilfe eines geeigneten Einbettsystems werden zudem Eindrücke in Kleinstproben eingebracht, deren Eindruckgeometrie nicht signifikant von dem der Referenzproben abweicht. Mittels analytischem Modellierungsansatzes werden zusätzlich ein geeigneter Indenterdurchmesser und Kriterien für eine reproduzierbare Prozessführung abgeleitet. Die Arbeit liefert den Nachweis, dass die neuartige Methode reproduzierbare Ergebnisse liefert und mit dieser eine schnelle und ressourcenschonende Werkstoffprüfung möglich ist.

Application of laser-induced shock waves for high-throughput materials characterization

Keywords: Measuring instrument, Process dynamics, Parameter identification, Modelling, Reproducibility

Rapid and resource-saving materials development is so far only possible to a limited extent with currently existing testing methods. Hence, this thesis deals with a novel approach in which TEA-CO_2 laser-induced shock waves are used to penetrate high-strength spherical indenters into a specimen. It is demonstrated that the material properties hardness and tensile strength can be derived from the indentation geometry. Moreover, with a suitable embedding system, indentations can be created in small samples, whose indentation geometries do not differ significantly from reference samples. By using an analytical model approach, a suitable indenter diameter and criteria for a reproducible process are derived. This thesis provides evidence that the novel method generates reproducible results and is suitable for rapid and resource-saving materials testing.

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand neben meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am BIAS – Bremer Institut für angewandte Strahltechnik GmbH. Die Grundlage der Arbeit lieferten Ergebnisse aus dem Teilprojekt „Hochgeschwindigkeits-Härteprüfung von metallischen Werkstoffen“ des Sonderforschungsbereichs 1232, der von der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert wurde.

Im Anschluss an mein Studium begann ich eine Stelle als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am BIAS, da hier viel Wert auf eine fachliche und persönliche Weiterentwicklung gelegt wird. Mein besonderer Dank gilt dabei meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Frank Vollertsen für die wohlwollende Förderung und das mir entgegengebrachte Vertrauen, meine Untersuchungen mit Eigenverantwortung durchführen zu können.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Alexander Brosius (TU Dresden) danke ich für die Übernahme des Korreferates und die Mitarbeit im Prüfungsausschuss des Promotionskolloquiums. Für das Mitwirken im Prüfungsausschuss danke ich ebenfalls Herrn Prof. Dr.-Ing. Rainer Fechte-Heinen (Leibniz-IWT), Frau Dr.-Ing. Svetlana Ortmann-Ishkina (bime), Herrn Marcel Simons (BIAS) und Herrn Phillip Eschenhagen (Universität Bremen).

Bei meinem Abteilungsleiter Dr.-Ing. Tim Radel möchte ich mich aufgrund seiner zahlreichen direkten, ehrlichen und hilfreichen Ratschläge und Anregungen bedanken. Außerdem möchte ich meinem Mentor Herrn Dr.-Ing. Daniel Meyer (Leibniz-IWT) für das Aufzeigen des Promotionsweges und die stimulierenden Gespräche danken.

Ich bedanke mich bei meinen Kolleg*innen, insbesondere bei Dr.-Ing. Andreas Stephen, Dr. rer. nat. Daniel Otero Baguer (ZeTeM), Dr.-Ing. Hamza Messaoudi, Hans Fenske, Lewin Rathmann, Nicole Wielki (Leibniz-IWT), Sandro Eckert, Shishir Gauchan, Stefan Veenaas und Thorsten Mattulat, für die wertschätzende Zusammenarbeit und ihre Hilfsbereitschaft. Mein besonderer Dank gilt ebenso den technischen Mitarbeiter*innen Andreas Klett, Christian Kapitza, Denise Loske, Frank Ebensberger, Jennifer Piedade, Jens Fojuth, Martin Estorf und Rolf Tietjen für ihre Unterstützung bei den Analysen, den Aufbauten und der Probenfertigung. Mein Dank geht auch an meine studentischen Hilfskräfte Adriano del Río Fernandez, Bhavin Sohaliya, Christian Wirtz und Tim Wünderlich für die Durchführung und Auswertung der zahlreichen Experimente.

Zum Schluss möchte ich mich herzlich bei meinen Eltern Judit und Michael Czotscher, die mich auf meinem Lebensweg unterstützen, und meinem Onkel Dr.-Ing. Konrad Czotscher für das Korrekturlesen meiner Arbeit bedanken. Vor allem möchte ich meiner Frau Celeste für ihre unendliche Geduld und stets ermunternden Worte danken.

Tobias Valentino Bremen, Februar 2022

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis verwendeter Abkürzungen und Symbole viii

1 Einleitung 1

2 Stand der Forschung 3

2.1 Mechanismen laserinduzierter Stoßwellen 3

2.1.1 Entstehung und Ausbreitung von Stoßwellen 3

2.1.2 Einfluss der Umgebungsbedingungen 9

2.2 Fertigungsverfahren auf Basis laserinduzierter Stoßwellen 10

2.3 Eindringversuche 11

2.3.1 Bestimmung von Werkstoffeigenschaften 11

2.3.2 Hochdurchsatz-Indentation 14

2.3.3 Einfluss hoher Umformgeschwindigkeiten 15

2.3.4 Kurzzeitbelastung von Kleinstproben 15

2.3.5 Indentationsgrößeneffekt 17

2.4 Fazit 18

3 Zielsetzung 21

4 Methoden und Werkstoffe 23

4.1 Versuchseinrichtung 23

4.1.1 TEA-CO_2-Laser 23

4.1.2 Zug-Druck-Prüfmaschine Zwick/Roell Z250 25

4.2 Die laserinduzierte Stoßwellen-Eindringprüfung 26

4.2.1 Prozessablauf 26

4.2.2 Ermittlung charakteristischer Werte 27

4.2.3 Druckzelle 29

4.2.4 Einfluss des Umgebungsmediums 30

4.2.5 Positionierabweichungen 30

4.2.6 Einfluss des Eindruckabstands 31

4.2.7 Reproduzierbarkeit 32

4.3 Messsysteme 33

4.3.1 Bestimmung der kinetischen Energie der Stoßwelle 33
4.3.2 Untersuchung des Plasmas und der Stoßwellenausbreitung 35
4.3.3 Temperaturmessung 36
4.3.4 Bestimmung der Stoßzahl 37
4.3.5 Kraft-Zeit-Messung 38
4.3.6 Konfokalmikroskop 44
4.4 Werkstoffe 44
4.4.1 Indenterwerkstoffe 44
4.4.2 Probenwerkstoffe 45
4.4.3 Probengrößeneinfluss 46
4.4.4 Einbettmittel 46
5 Ergebnisse 51
5.1 Plasmabildung und Stoßwellenausbreitung 51
5.2 Thermische Wirkung von Laserstrahlung und Plasma auf Targets 52
5.3 Wirkung der Kenngrößen 53
5.3.1 Einfluss der zylindrischen Druckzellengeometrie 53
5.3.2 Einfluss der Pulsenergie 55
5.3.3 Positionierabweichungen 56
5.3.4 Einfluss des Umgebungsmediums 58
5.3.5 Einfluss des Targetwerkstoffs 59
5.3.6 Einfluss des Indenterdurchmessers 60
5.4 Messen von charakteristischen Werten 63
5.4.1 Einfluss des Grundmaterials 63
5.4.2 Mindestabstand des Eindrucks 64
5.4.3 Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit der Probe 66
5.4.4 Korrelation mit Werkstoffkennwerten 67
5.4.5 Vergleich des Stoßverhaltens bei Fallversuchen und bei der LiSE 70
5.4.6 Indentationen in Kleinstproben 71
6 Relevante Kenngrößen 75

6.1 Modellentwicklung 75
6.2 Modellvalidierung 82
6.3 Wirkung der relevanten Kenngrößen auf die kinetische Energie 87
7 Geeigneter Indenterdurchmesser 91
8 Reproduzierbarkeit 99
9 Indentierung von Kleinstproben 105
10 Zusammenfassung 109
Literaturverzeichnis 111
Veröffentlichungsliste 121
Studentische Arbeiten 125
Anhang 126
Reihe Strahltechnik im BIAS Verlag 138

Verzeichnis verwendeter Abkürzungen und Symbole

Symbol/ Abkürzung	Einheit	Beschreibung
a	-	Absorptionsgrad
A_L	m²	Strahlfläche
A_P	m²	Auflagefläche
B	m/px	Bildauflösung
c_1	-	Konstante zur Bestimmung des Abstands des Stoßwellenursprungs von der Oberfläche
c_2	-	Konstante zur Bestimmung des Abstands des Stoßwellenursprungs von der Oberfläche
C	-	Grad der Materialaufwerfung – bzw. des Materialeinzugs
d_F	m	Fokusdurchmesser
d_i	m	Eindruckdurchmesser
$d_{i,norm}$	m/J	Normierter Eindruckdurchmesser
d_L	m	Laserdiagonale
D_{DRZ}	m	Innendurchmesser der Druckzelle
D_I	m	Indenterdurchmesser
D_{op}	m	Geeigneter Indenterdurchmesser
D_p	m	Durchmesser des Fadens
D_{Pos}	m	Innendurchmesser der Positioniereinheit
D_{Pr}	m	Probendurchmesser
DRZ	-	Druckzelle
E	N/m²	Elastizitätsmodul
E_{kin}	J	Kinetische Energie
$E_{kin,I}$	J	Kinetische Energie des Indenters
$E_{kin,U}$	J	Kinetische Energie des Indenters, welche für die Indentation zur Verfügung steht
E_P	J	Pulsenergie
Exp	-	Experimentelle Ergebnisse
E^*	N/m²	Effektiver Elastizitätsmodul
f	m	Brennweite
f_B	m	Abstands des Brennpunkts von der Oberfläche

F	N	Kraft
F_G	N	Gemessene Maximalkraft
F_{max}	N	Maximalkraft
F_S	N	Soll-Maximalkraft
FWHM	s	Volle Halbwertsbreite
h	m	Höhe
h_{DRZ}	m	Druckzellenhöhe
h_E	m	Höhe der Einbettung
h_{Fl}	m	Foliendicke
h_I	m	Segmenthöhe des Indenters in Abhängigkeit vom effektiven Radius
h_{Krit}	m	Kritische Probendicke
h_P	m	Probendicke
$\mathrm{h}_{s,0}$	m	Fallhöhe
$\mathrm{h}_{s,1}$	m	Rückprallhöhe
h_t	m	Schärfentiefe
I_0	W/m²	Laserintensität
k_f	N/m²	Fließspannung
K_{eff}	N/m	Federsteifigkeit des effektiven Einbettsystems
l_A	m	Horizontale Auslenkung des Pendels
l_{sw}	m	Maximaler Abstand der Stoßwellenfront von der Oberfläche in Richtung der Oberflächennormalen
l_e	m	Abstand zwischen zwei Eindrücken
l_p	m	Pendellänge
l_r	m	Randabstand
LiSE	-	Laserinduzierte Stoßwellen-Eindringprüfung
LSDW	-	Laserinduzierte Stoßwelle
LSP	-	Laser Shock Peening
m	kg	Masse
m_{eff}	kg	Masse des effektiven Einbettsystems
$m_{E'}$	kg	Masse der Einbettung unterhalb der Probe
m_G	kg	Fadenpendelmasse
m_I	kg	Indentermasse
m_P	kg	Probenmasse

m_{sw}	kg	Masse der Stoßwellenfront
M	Ns	Impuls
M_I	Ns	Übertragener Impuls auf den Indenter
M^2	-	Beugungsmaßzahl
n	-	Verfestigungsexponent
O_{sw}	m²	Oberfläche der Stoßwelle
O'_M	-	Anteil der Oberfläche der Stoßwelle, der im Mittel mit dem Oberflächensegment des Indenters interagiert
p	N/m²	Druck
r	-	Reflexionsgrad
R_c	m	Kontaktradius des Indenters
R_{eff}	m	Effektiver Radius
R_I	m	Indenterradius
R_{max}	m	Maximale Radius der Stoßwelle, bis zu dem ein Impuls auf die Indenteroberfläche übertragen werden kann
R_{sw}	m	Radius der Stoßwelle
s	m	Eindringtiefe
s_c	m	Kontakttiefe
s_i	m	Gemessene Eindringtiefe
$s_{i,norm}$	m/J	Normierte Eindringtiefe
s_l	m	Eindringtiefe unter Maximallast
s_p	m	Seitliche Materialanhäufungshöhe
$s_{p,norm}$	m/J	Normierte seitliche Materialanhäufungshöhe
s_t	m	Gesamttiefe
$s_{t,norm}$	m/J	Normierte Gesamttiefe
Sa	m	Mittlere arithmetische Oberflächenrauheit
t	s	Zeit
t_c	s	Druckberührzeit
t_{fsw}	s	Dauer für die Ausbildung der kugelförmigen Stoßwelle
t_p	s	Pulsdauer
t_{sw}	s	Ausbreitungsdauer der Stoßwelle
T	°C	Temperatur
T_m	°C	Schmelztemperatur

T_0	°C	Ausgangstemperatur
TEA	-	Transversal-angeregter-Atmosphärendruck-Laser
u	-	Stoßzahl
U_A	m	Messunsicherheit bei der Abstandsmessung
U_v	m/s	Messunsicherheit bei der Bestimmung der Geschwindigkeit
v_A	m/s	Auslenkgeschwindigkeit des Pendels
v_{dw}	m/s	Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle unter Energiezufuhr durch die Laserstrahlung
v_{sw}	m/s	Ausbreitungsgeschwindigkeit einer sphärischen Stoßwelle
$v_{s,0}$	m/s	Geschwindigkeit vor dem Stoß
$v_{s,1}$	m/s	Geschwindigkeit nach dem Stoß
v_{el}	m/s	Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen
$v_{0,I}$	m/s	Maximale Stoßgeschwindigkeit des Indenters
v'	-	Verhältnis aus Stoßgeschwindigkeit und charakteristischer Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen
v'_{max}	-	Maximales Verhältnis aus Stoßgeschwindigkeit und charakteristischer Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen
V_i	m³	Eindringvolumen
$V_{i,norm}$	m³/J	Normiertes Eindringvolumen
W_{eff}	J	Effektive Umformarbeit
W_{id}	J	Ideelle Umformarbeit
z	m	Abstand von der Oberfläche in Richtung der Oberflächennormen
z_f	m	Fokuslage
z_p	m	Abstand der Stoßwellenfront von der Oberfläche
α_E	°	Einfallswinkel
α'_M	-	Anteil des Impulses, der in Richtung der Oberflächennormalen des Indenters wirkt
β	°	Neigungswinkel der Keilfläche zur Indenteroberfläche
γ	-	Isentropenexponent
ΔD_{op}	m	Abweichung zwischen dem experimentell bestimmten und dem modellierten geeigneten Indenterdurchmesser
ΔR_{sw}	m	Dicke der Stoßwellenfront
Δt	s	Zeitintervall
ΔU_A	-	Relative Messunsicherheit bei der Bestimmung der Auslenkung des Pendels

Δx	m	Abstandsänderung
Δz	m	Höhenverschiebung des Stoßwellenursprungs
$\Delta\alpha_E$	°	Änderung des Einfallswinkels
ε	-	Dehnung
$\lvert\varepsilon_{eff}\rvert$	-	Betrag der elastischen Längsstauchung des effektiven Einbettsystems
$\bar{\varepsilon}_{pl}$	-	Mittlere plastische Dehnung
$\bar{\varepsilon}_{pl}$	1/J	Normierte mittlere plastische Dehnung
η_s	-	Schlagwirkungsgrad
θ_B	°	Brewster-Winkel
θ_D	°	Divergenzwinkel
κ_P	-	Korrelationskoeffizient
κ_{Var}	-	Variationskoeffizient
K_v	N/m²	Verfestigungskoeffizient
λ	m	Wellenlänge
ν	-	Poissonzahl
ν_I	-	Poissonzahl des Indenterwerkstoffs
ν_P	-	Poissonzahl des Probenwerkstoffs
ξ_0	-	Stoßwellengeometrie abhängige Konstante
ρ_I	kg/m³	Dichte des Indenterwerkstoffs
ρ_0	kg/m³	Dichte des Umgebungsmediums
σ_γ	N/m²	Fließgrenze
$\sigma_{\gamma,d}$	N/m²	Dynamische Fließgrenze
σ_m	N/m²	Zugfestigkeit
υ	-	Stoßwellengeometrieabhängige Konstante
φ	-	Umformgrad
$\dot{\varphi}$	s^{-1}	Umformgeschwindigkeit
Φ_V	-	Volumenanteil

1 Einleitung

Menschen versuchen seit jeher, die chemischen, physikalischen und technologischen Eigenschaften von Werkstoffen zu verstehen, um diese effektiv nutzen zu können [Hen09]. Erst seit dem 20. Jahrhundert entwickelte sich hieraus die Werkstoffwissenschaft, welche sich mit den Herstellungsprozessen und dem Verhalten von Werkstoffen im Einsatz auseinandersetzt. Die Erforschung geeigneter Werkstoffkombinationen und die Durchführung von Experimenten basieren seitdem vornehmlich auf Erfahrungswerten und den daraus prognostizierten Ergebnissen, um den Zeitaufwand und die Kosten für die Werkstoffentwicklung gering zu halten. Diese Herangehensweise verhindert jedoch eine objektive Untersuchung einer Vielzahl an Werkstoffkombinationen [Ell18]. Mit zunehmender Komplexität der Werkstoffe wird zusätzlich eine rationale Versuchsplanung immer weiter erschwert [Pot11].

Eine ressourcenschonende und effiziente Werkstoffentwicklung soll die Zeit- und Kostenintensität deutlich senken. Ein neuer Ansatz setzt auf kleinere und einfachere Probengeometrien [Mäd14]. Zur Charakterisierung solcher Proben ist die Härteprüfung geeignet. Ein weiterer Vorteil dieses Verfahrens ist, dass neben der Härte auf weitere Werkstoffkennwerte, wie bspw. die Zugfestigkeit, geschlossen werden kann. Die bisher industriell eingesetzten Härteprüfverfahren sind jedoch durch die Positioniergeschwindigkeit von Stempel und Verfahrachsen in ihrer Dynamik begrenzt. Um dennoch einen möglichst hohen Durchsatz zu erreichen, werden die Eindringgeschwindigkeit erhöht und die Abstände zwischen zwei Eindrücken sowie die Eindringtiefe minimiert. Hierdurch überlagern sich mehrere Effekte [Hin18], die eine Übertragung der ermittelten Werte auf makroskopische Werkstoffkennwerte verhindern.

In einigen Bereichen der Fertigung haben sich Lasersysteme für Hochdurchsatzverfahren bewährt, da diese gegenüber einer konventionellen Bearbeitung eine hohe Prozessgeschwindigkeit und Flexibilität aufweisen [Chr15]. So können u. a. mithilfe von TEA-CO_2-Lasern Stoßwellen im Nanosekundenbereich ohne Materialabtrag [Jas95] erzeugt werden, welche ferner für die Hochgeschwindigkeitsumformung eingesetzt werden können [Wie11].

Da eine zunehmende Nachfrage nach einer objektiveren, ressourcenschonenden und hochdurchsatzfähigen Werkstoffentwicklung besteht, wird im Rahmen dieser Arbeit der Grundstein für eine neuartige Indentationsprüfmethode gelegt, welche die Vorteile der Härteprüfung und die von Lasersystemen vereinen soll. Als vielversprechendster Ansatz werden laserinduzierte Stoßwellen genutzt, um hochfeste kugelförmige Indenter in ein Material eindringen zu lassen.

2 Stand der Forschung

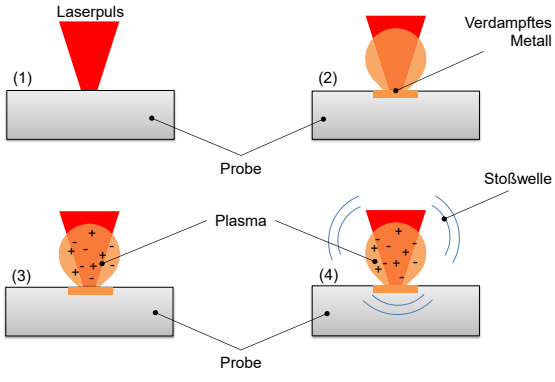
2.1 Mechanismen laserinduzierter Stoßwellen

2.1.1 Entstehung und Ausbreitung von Stoßwellen

Seit den 1970er-Jahren werden laserinduzierte Stoßwellen primär eingesetzt, um die mechanischen Eigenschaften von metallischen Werkstoffen zu verbessern [Fai72]. Den Grundstein für das Verfahren legten Askar'yan und Moroz [Ask63]. In ihrem Experiment zur Bestimmung der Partikelbewegung, die durch die Ablation des Materials verursacht wurde, entdeckten sie, dass der aus der Partikelbewegung berechnete Rückstoßdruck einige Größenordnungen über dem berechneten Photonendruck liegt. Dies wird darauf zurückgeführt, dass der Rückstoßdruck nur durch die Verdampfung des Materials verursacht wird.

Die dabei zugrunde liegenden Mechanismen einer laserinduzierten Stoßwelle, die auf der Materialverdampfung beruhen, sind in **Bild 2.1** dargestellt [Cal95]: Wenn die Intensität der Laserstrahlung den werkstoffspezifischen Schwellwert überschreitet, verdampft dieses. Der Metalldampf nimmt durch die weiter eintreffende Laserstrahlung Energie auf, wodurch er ionisiert wird. Es entsteht ein Plasma. Erfolgt die Energiezufuhr innerhalb weniger Nanosekunden, bildet sich ein starker Drucksprung zwischen dem heißen Plasma und dem kalten Umgebungsmedium aus, der sich als Stoßwelle in das Umgebungsmedium ausbreitet [Hoh69]. Dieser Vorgang wird als optischer Durchbruch bezeichnet [Bäu11, S. 225 ff.].

Bei ausreichend hoher Intensität erfolgt der optische Durchbruch auch in Abwesenheit einer initiierenden Verdampfung des Materials [Bäu11, S. 225 ff.]. In **Bild 2.2** ist die Schwellintensität zur Bildung des optischen Durchbruches in der Luft unter Normalbedingungen in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Es wird deutlich, dass die Schwelle für den optischen Durchbruch in der Luft mit steigender Wellenlänge abnimmt [Ali83]. Die optische Durchbruchschwelle zeigt die für die Fertigungstechnik nutzbaren Laserintensitäten auf, da das Entstehen der Stoßwelle oberhalb eines zu bearbeitenden Bauteils meistens unerwünscht ist [Hüg09, S. 163 ff.].

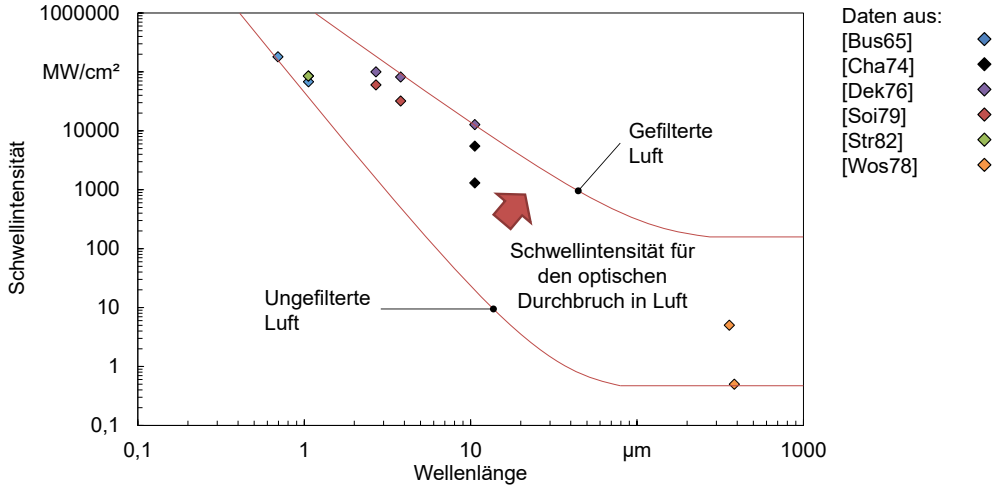


Quelle: Callies et al. (1995)

Bild 2.1: Mechanismus der Entstehung von laserinduzierten Stoßwellen: direkte Ablation ohne ein begrenzendes Medium nach [Cal95]

Eine Schwellintensität für den optischen Durchbruch lässt sich häufig nicht exakt angeben, da sie von vielen weiteren

Kenngrößen abhängt, wie der räumlichen und zeitlichen Energieverteilung des Laserstrahls, der Art und dem Druck des Umgebungsmediums und dem Gehalt an Aerosolen sowie anderen Verunreinigungen. Der Grad an Verunreinigungen in der Atmosphäre führt, unabhängig von der Wellenlänge, zu einer Herabsetzung der Schwellintensität um bis zu zwei Größenordnungen [Ali83], was wiederum in einer großen Varianz der Lage des Stoßwellenursprungs oberhalb eines Targets resultiert.



Quellen: Ali (1983) und Hügel et al. (2009)

Bild 2.2: Schwellintensität für das Erzielen eines optischen Durchbruches in der Luft unter Normalbedingungen in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach [Ali83] und [Hüg09, S. 164]

Die Entstehung des optischen Durchbruches mittels TEA-CO_2-Laser haben Barchukov et al. erstmals beschrieben [Bar73]. Das Besondere an diesem Phänomen ist, dass es zur Bildung der Stoßwelle über metallischen Oberflächen kam, ungeachtet der Tatsache, dass die Intensität $I_0 = 10^7$ W/cm² nicht ausreichte, um ohne Wechselwirkung mit der Oberfläche den optischen Durchbruch zu erzeugen [Bar74]. Ein Abtrag des Materials an der bestrahlten Oberfläche konnte nicht festgestellt werden. Als Auslöser der Plasmaentstehung wurde von Barchukov et al. daher das Verdampfen organischer Verunreinigungen an der Oberfläche vermutet [Bar74]. Wasser [Hal73], organische und anorganische Materialien [Lau13] haben einen hohen Absorptionsgrad von $a > 0{,}99$ bei einer Wellenlänge der Laserstrahlung von $\lambda = 10{,}6$ µm. Metallische Werkstoffe wie Aluminium ($r = 0{,}99$) [Rak98] oder Eisen ($r = 0{,}97$) [Ord88] weisen hingegen einen hohen Reflexionsgrad r bei dieser Wellenlänge auf.

Weiterführende Untersuchungen haben jedoch gezeigt, dass die Plasmaentstehung initial durch die Thermo- oder Feldemission von Elektronen aus der bestrahlten Oberfläche hervorgerufen wird [Hug97]. Die dadurch freigesetzten Elektronen nehmen nach der Theorie der inversen Bremsstrahlungsabsorption Energie durch die Laserstrahlung auf [Bäu11, S. 224 ff.]. Das Absorptionsvermögen der Elektronen steigt mit der Quadratwurzel der Wellenlänge der Laserstrahlung an [Zel66, S. 603 ff.]. Bei einem

CO_2-Laser mit einer Wellenlänge von λ = 10,6 µm wird davon ausgegangen, dass nahezu die gesamte Strahlung von den freien Ladungsträgern absorbiert wird [Ber98].

Die Strahlung wird innerhalb einer dünnen Plasmaschicht (in der Literatur auch als Ionisationsfront bezeichnet [Bäu11, S. 229 f.]) absorbiert. Die Energie, die für die Bildung und das Aufrechterhalten des Plasmas benötigt wird, kann nach Bäuerle vernachlässigt werden, da diese durch die Plasmaschicht absorbiert und in kinetische Energie umgewandelt wird [Bäu11, S. 706 ff.]. Durch das Plasmawachstum verdichtet sich das verdrängte Volumen des Umgebungsmediums in einer Stoßwellenfront [Bäu11, S. 711 ff.]. Zu Beginn propagieren Plasmaschicht und Stoßwellenfront gemeinsam entlang der optischen Achse des Lasers [Hüg09, S. 158 ff.]. Die bspw. bei CO_2-Lasern mit Intensitäten $I_0 > 10^8$ W/cm² erzeugte Stoßwelle wird in der Literatur als laserinduzierte Stoßwelle (engl. laser-supported detonation wave, LSDW) bezeichnet [Bäu11, S.229 f.]. Solange der Stoßwellenfront durch die Laserstrahlung Energie zugeführt wird, kann ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{dw} wie folgt approximiert werden [Zel66, S. 347]:

$$v_{dw} = \left[2 \cdot (\gamma^2 - 1) \cdot \frac{I_0}{\rho_0}\right]^{1/3} \tag{2.1}$$

Dabei ist ρ_0 die Dichte des Umgebungsmediums, durch das die Stoßwelle propagiert und γ ist der Isentropenexponent des Mediums vor der Stoßwellenfront. Der Isentropenexponent beschreibt das dimensionslose Verhältnis der Wärmekapazitäten von Gasen bei konstantem Druck und konstantem Volumen. Anhand von laserinduzierten Plasmen ermittelten Toftmann et al. [Tof03] experimentell einen Isentropenexponent von γ = 1,40 ± 0,07.

Mit zunehmender Ausbreitung des Plasmas nimmt dessen Innendruck rapide ab und die Ausdehnung verlangsamt sich. Erreicht die Masse des Plasmas diejenige des verdrängten Volumens des Umgebungsmediums, so löst sich die Stoßwelle von der Plasmaschicht [Bäu11, S. 711 ff.]. Die weitere Ausbreitung der Stoßwelle lässt sich über die Sedov'sche Stoßwellentheorie beschreiben [Sed59, S. 146 ff.]. Aus den Massen- und Energieerhaltungssätzen kann der Radius der Stoßwelle R_{sw} in Abhängigkeit von der Ausbreitungsdauer t_{sw} berechnet werden [Bäu11, S. 641]. In dem Point-Blast-Modell wird davon ausgegangen, dass ein homogenes Umgebungsmedium vorliegt und die Energie instantan freigesetzt wird [Bäu11, S. 710]. Es gilt:

$$R_{sw}(t_{sw}) = \xi_0(\gamma) \cdot \left(\frac{E_p}{\rho_0} \cdot {t_{sw}}^2\right)^{\upsilon} \tag{2.2}$$

Dabei sind ξ_0 und υ symmetrieabhängige Konstanten, E_p ist die Pulsenergie des Lasers. Der Isentropenexponent γ bezieht sich hier auf das Umgebungsmedium mit der Dichte ρ_0. Für eine sphärische Ausbreitung betragen die symmetrieabhängigen Konstanten υ = 0,2 und $\xi_0(\gamma) \approx 1$. Anhand des Massenerhaltungssatzes lässt sich für eine

sich sphärisch ausbreitende Stoßwelle die Dicke der Stoßwellenfront ΔR_{sw} approximieren [Bäu11, S. 710]:

$$\Delta R_{sw} \approx \left(\frac{E_p}{\rho_0} \cdot {t_{sw}}^2\right)^{0,2} \cdot 3 \cdot \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \tag{2.3}$$

Einen numerischen Ansatz zur Beschreibung der Ausbreitung der laserinduzierten Stoßwelle wählten Sai Shiva et al. [Sai17]. Sie modellierten die Stoßwellenausbreitung, welche auf einer Aluminiumoberfläche in Umgebungsluft und unter atmosphärischem Druck erzeugt wird, und verglichen die Ergebnisse mit experimentellen Daten. Sie induzierten Stoßwellen auf Aluminium mit einem Nd:YAG-Laser (Wellenlänge λ = 532 nm und Pulsdauer t_p = 7 ns). Für die Entstehung des Plasmas nahmen die Autoren als Grundlage das Modell der zwei Temperaturen (engl. two-temperature model) [Ani74] und berücksichtigten für das Plasma die Absorption der Laserstrahlung durch die inverse Bremsstrahlung.

Für laserinduzierte Stoßwellen ist bekannt, dass die Stoßwelle von einer planaren Form erst in eine zylindrische und schließlich in eine sphärische Form übergeht. Sai Shiva et al. haben festgestellt, dass der Übergang von planar zu zylindrisch sich über eine größere Zeitspanne erstreckt und der Übergang von zylindrisch zu sphärisch instantan erfolgt [Sai17]. Bei Stoßwellen, die mit einem Laser einer größeren Wellenlänge induziert werden, wird in der Literatur anstelle der sphärischen häufig eine ellipsoide Ausbreitungsform beschrieben [Kaw15]. Diese wird auf die wellenlängenabhängige Interaktion zwischen Laserstrahlung und Plasmaschicht entlang der optischen Achse des Laserstrahls zurückgeführt [Hüg09, S. 158 ff.].

Bei der seitlichen Ausbreitung der Stoßwelle auf einer Oberfläche entsteht eine Überlagerung der reflektierten Stoßwelle und der vorangehenden Stoßwelle. Die sogenannte Mach-Reflexion beruht darauf, dass die reflektierte Stoßwellenfront sich schneller durch die erhitzte Luftmasse der vorangehenden Stoßwelle bewegen kann und somit diese einholt, bis beide Stoßwellen zu einer werden [Bro95, S. 396 f.].

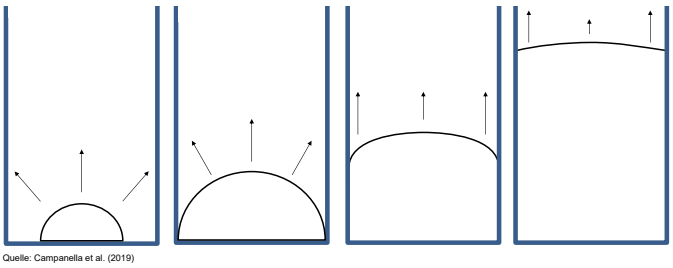


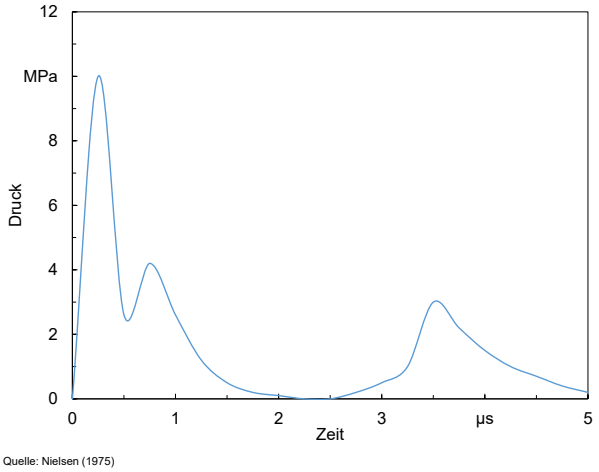
Bild 2.3: Veränderung der Ausbreitungsform einer sich zunächst sphärisch ausbreitenden Stoßwelle in einer zylindrischen Geometrie nach [Cam19]

Weitergehende Untersuchungen mit laserinduzierten Stoßwellen wurden von De Rosa et al. durchgeführt [DeR92]: An sich sphärisch ausbreitenden Stoßwellen zeigten die Autoren, dass in Abhängigkeit von den Laserparametern ein kritischer Einfallswinkel eingestellt werden kann, wodurch eine Machwelle erzeugt wird. Dieses Phänomen wurde ebenfalls von Corsi et al. in zylindrischen Hohlräumen festgestellt (siehe **Bild 2.3**),

in denen eine laserinduzierte Stoßwelle erzeugt wurde [Cor05]. Zum einen breitet sich die Stoßwelle in einem zylindrischen Hohlraum nicht sphäroidisch, sondern zylindrisch aus. Zum anderen expandiert die Stoßwelle dadurch schneller als in einem freien Raum.

Nielsen nutzte ebenfalls numerische Berechnungen zur Beschreibung der Entstehung und der Ausbreitung von LSDW [Nie75]. Im Gegensatz zu Barchukov et al. [Bar74] oder Pirri et al. [Pir72] geht er in seinem Model davon aus, dass die initiale Stoßwelle sich direkt auf der Targetoberfläche bildet. Das Target ist hier definiert als ein Körper, auf den eine energiereiche Laserstrahlung ausgerichtet ist, die eine Stoßwelle induziert, welche eine Wirkung in Form eines Impulsübertrags auf dem Körper entfaltet. Er begründet diese Annahme damit, dass sich bei der Bestrahlung der Oberfläche Unebenheiten in dieser bilden, welche er auf eine minimale Verdampfung des Materials zurückgeführt.

Nielsen konnte mit seinem Model simulativ zeigen, dass sich die Stoßwelle unter Umgebungsbedingungen mit der Zeit von einer Targetoberfläche ablöst und in Richtung Strahlquelle propagiert [Nie75]. Ab einem gewissen Abstand wird ein Teil der Stoßwelle zurück zur Oberfläche reflektiert. **Bild 2.4** zeigt hierzu den numerisch berechneten Druck-Zeit-Verlauf im Strahlzentrum auf der Targetoberfläche: Nach dem initialen Druckmaximum, verursacht durch das Plasma auf der Targetoberfläche, folgt unmittelbar ein zweites, kleineres Maximum, das durch eine Reflexion von der sich entfernenden Stoßwelle verursacht wird. Das in einigem zeitlichen Abstand folgende kleinste Maximum wird durch eine weitere Stoßwelle verursacht, die sich in einem größeren Abstand zur Targetoberfläche gebildet hat. Das zeitliche Auftreten der verschiedenen Maxima ist stark abhängig von der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle. Diese ist ihrerseits von der Intensität der Laserstrahlung und den Umgebungsbedingungen abhängig [Raĭ65].



Quelle: Nielsen (1975)

Bild 2.4: Numerische Berechnung des Druck-Zeit-Profils auf einem Target (im Zentrum und auf der Oberfläche $z = 0$) verursacht durch eine laserinduzierte Stoßwelle mit einer Intensität von $I_0 = 10^8$ W/cm² und einem Fokusdurchmesser von $d_F = 4{,}4$ mm [Nie75]

Pirri et al. haben 1972 ein analytisches Modell hergeleitet, das den Impulsübertrag der laserinduzierten Stoßwelle auf eine Targetoberfläche beschreibt [Pir72]. In ihrem Modell gehen sie im Gegensatz zu Nielsen davon aus, dass die Stoßwelle, anstatt sich direkt auf der Oberfläche zu bilden, in einem Abstand z_p in Abhängigkeit von der Pulsenergie E_P und der Strahlfläche auf dem Target A_L oberhalb der Oberfläche in Richtung der

optischen Achse des Laserstrahls entsteht. Für die Bestimmung des Abstands stellten sie folgende Näherung auf [Pir72]:

$$z_p = c_1 \cdot \left(\frac{E_P}{A_L}\right)^{c_2} \tag{2.4}$$

Dabei sind c_1 und c_2 Konstanten. Über die Plasma-Ausbreitungsgeschwindigkeit leiteten sie für $c_2 = 1/3$ ab. Dieser Wert entspricht dem Exponenten, der in Gleichung (2.1) von Zel'dovich et al. beschrieben wird [Zel66, S. 347]. Anhand unterschiedlicher Experimente bestimmten die Autoren für c_1 Werte zwischen 0,4 und 0,6.

Pirri erweiterte 1973 das Modell durch einen Kopplungskoeffizienten, um den Impulsübertrag für unterschiedlich große Targetoberflächen, die jeweils größer sind als der Strahldurchmesser, zu beschreiben [Pir73]. In dem erweiterten Modell ging Pirri davon aus, dass wie bei Nielsen sich die Stoßwelle direkt auf dem Target ausbildet. Zur Validierung des Modells wurden Ergebnisse aus Pendelversuchen herangezogen [Pir72]. Die Stoßwellen wurden mit einem CO_2-Laser mit einer minimalen Pulsdauer von 25 µs und Intensitäten im Bereich von $4 \cdot 10^6$ W/cm² bis $2 \cdot 10^8$ W/cm² auf einer Aluminiumplatte mit einem Durchmesser von $D_{Pr} = 24$ mm und einer Wolframplatte mit einem Durchmesser von $D_{Pr} = 38$ mm erzeugt. Die Genauigkeit des Modells hängt dabei von der Fläche des Targets ab: Je kleiner die Fläche des Targets relativ zur Querschnittsfläche des Laserstrahls, desto besser stimmt das analytische Modell mit den experimentell ermittelten Werten überein. Kleinere Targetdurchmesser als der Fokusdurchmesser wurden jedoch nicht untersucht.

Experimentelle Untersuchungen von Ready [Rea74] zeigen allerdings, dass die von Pirri [Pir73] gefundenen Zusammenhänge nicht von Mikro- auf Nanosekundenlaser übertragbar sind. Einen Erklärungsansatz hierfür liefern Hügel und Graf: Anders als Bäuerle [Bäu11, S.229 f.] gehen sie davon aus, dass bei der Bildung von LSDW die Pulsdauer zusätzlich zur Intensität berücksichtigt werden muss [Hüg09, S. 159]. Die Intensität ist zwar eine Funktion der Pulsdauer, Hügel und Graf beschreiben jedoch, dass sich eine LSDW oberhalb einer Targetoberfläche nur ausbildet, wenn neben einer Schwellintensität von $I_0 > 10^7$ W/cm² (vgl. $I_0 > 10^8$ W/cm² [Bäu11, S.229 f.]) die Pulsdauer unterhalb von $t_p < 1$ µs liegt.

Bei einer Pulsdauer $t_p < 1$ µs und einer Intensität $I_0 > 10^7$ W/cm² bildet sich im Umgebungsmedium eine Plasmaschicht aus, die einen nahezu vollständig abschirmenden Effekt hat [Hüg09, S. 159]. Dadurch wird ein Materialabtrag verhindert. Bei einer längeren Pulsdauer verdampft hingegen das Targetmaterial und absorbiert die Laserstrahlung. Als Folge entsteht ein optischer Durchbruch direkt an der Targetoberfläche. So beschreibt Nielsen, der identische Laserparameter wie Pirri et al. [Pir72] verwendete, Unregelmäßigkeiten auf den Targetoberflächen [Nie75]. Da bei

der Stoßwellenentstehung eine Abhängigkeit von der Pulsdauer vorliegt, kann das Modell von Pirri [Pir73] nicht auf die Ergebnisse von Ready [Rea74] übertragen werden. Eine modellhafte Beschreibung der Entstehung von LSDW, die ohne Abtrag auf einem Target gebildet werden, und ihrer Wirkung auf Targets ist bisher nicht im Stand der Forschung beschrieben [Kaw15].

2.1.2 **Einfluss der Umgebungsbedingungen**

Die Wirkung der Stoßwelle lässt sich deutlich erhöhen, wenn ein begrenzendes Medium auf die Oberfläche aufgebracht wird. Dieses Phänomen wird in der Literatur als „confined ablation“ bezeichnet, bspw. in [Fab90]. Das begrenzende Medium muss für die Laserstrahlung transparent sein. Für Wellenlängen im ultravioletten, sichtbaren und nahinfraroten Bereich ($0{,}1\ \mu m < \lambda < 3{,}0\ \mu m$) wird neben Glas und Quarz am häufigsten Wasser als begrenzendes Medium verwendet [Fox74]. Letzteres eignet sich am besten für eine industrielle Anwendung, da Verschleißerscheinungen an Glas und Quarz die erreichbaren Drücke über die Zeit mindern.

Durch ein begrenzendes Medium sind Drücke von bis zu 5 GPa erreichbar [Pey95]. Sie sind damit um den Faktor 20 höher als ohne begrenzendes Medium. Im genannten Wellenlängenbereich ($0{,}1\ \mu m < \lambda < 3{,}0\ \mu m$) wird jedoch nur ein kleiner Teil der Laserstrahlung durch die Plasmaschicht absorbiert. Um die Oberfläche des Grundmaterials vor Schädigungen zu schützen, wird eine Opferschicht aufgetragen [Fai79]. Der Maximaldruck wird durch diese Opferschicht um den Faktor 1,4 erhöht gleichzeitig verdoppelt sich dadurch jedoch die Streuung des Maximaldrucks [Fab11]. In aktuellen Studien wird daher die Nutzung von laserinduzierten Stoßwellen ohne das Aufbringen von Opferschichten untersucht. Um der auftretenden Materialschädigung entgegenzuwirken, wird hier mit kleineren Energien, kürzeren Pulsdauern und geringeren Fokusdurchmessern gearbeitet [Ive12]. Die erzielbare Oberflächengüte ist dabei durch die Pulsüberlappung und den Bahnabstand beeinflussbar.

Typische Begrenzungsmedien, wie Wasser oder Glas, sind für längere Wellenlängen ($\lambda \geq 9{,}4\ \mu m$) von CO_2-Lasern aufgrund ihrer guten Absorptionseigenschaft nicht nutzbar. Bisher sind keine praktisch einsetzbaren alternativen Begrenzungsmedien in diesem Wellenlängenbereich bekannt, welche direkt auf das Target aufgebracht werden können [Fen20]. Aus diesem Grund sind die technisch nutzbaren Drücke bei CO_2-Laserinduzierten Stoßwellen bisher deutlich niedriger als bei kurzwelligeren Lasern, die mit einem Begrenzungsmedium arbeiten können.

Bei CO_2-Lasern beschränken sich die Untersuchungen bisher entweder auf eine seitliche Begrenzung der Stoßwellenausbreitung oder auf Änderungen der Druckverhältnisse durch die Hinzugabe von Gasen, wie Argon, oder die Bearbeitung von Oberflächen bei Unterdruck. Während bei einem Umgebungsdruck von 1 mbar die Verdampfung des

Metalls die Plasmabildung dominiert, führt ein Umgebungsdruck von 10 mbar zur Ausbildung einer LSDW [Ade94], deren Gestalt starke Ähnlichkeit mit dem von Nielsen beschriebenen Fall aufweist.

Untersuchungen von Vollertsen et al. zeigen, dass durch die Erhöhung der Dichte durch den Einsatz von Argon als Umgebungsmedium ebenfalls eine Erhöhung des Druckstoßes erreicht werden kann [Vol09]. Mittels unterschiedlicher Druckzellgeometrien konnte hingegen gezeigt werden, dass die zeitliche Wirkung der Stoßwelle beeinflusst werden kann [Wie11, S. 55 ff.]. Begründen lässt sich dies durch die Veränderung der seitlichen Begrenzung der Stoßwellenausbreitung [Cor05], welche zu einer zeitlichen Verschiebung von Reflexionen der Stoßwelle an der Druckzellinnenwand führt.

2.2 Fertigungsverfahren auf Basis laserinduzierter Stoßwellen

Das bisher einzige industriell angewendete Verfahren auf Basis laserinduzierter Stoßwellen ist das Laser-Peening [Cla19]. In der deutschsprachigen Literatur wird für dieses Verfahren häufig der Begriff Laser-Schockhärten [Hüg09, S. 276 f.] (engl. Laser Shock Peening, LSP) verwendet. Dieser Begriff ist jedoch missverständlich, da bei diesem Verfahren nicht das Werkstück innerhalb kürzester Zeit aufgeheizt und durch Selbstabschreckung abkühlt wird, was eine Härtung der Randschicht zur Folge hätte [Bäu11, S. 535 ff.]. Stattdessen entsteht durch eine laserinduzierte Stoßwelle ein hoher Druck an der Werkstückoberfläche. Im Weiteren wird daher anstelle des Laser-Schockhärtens der Begriff Laser-Peening verwendet. Von der Wechselwirkungszone zwischen Laserstrahl und Werkstück propagiert die laserinduzierte Stoßwelle in das Werkstückinnere und bewirkt dort eine plastische Deformation des Gefüges. Dieser Vorgang führt zu einer Erhöhung der Druckeigenspannungen, welche die Ermüdungseigenschaften des Werkstücks positiv beeinflussen [Hüg09, S. 276 f.]. Aus diesem Grund wird dieses Verfahren bspw. an Turbinenschaufeln im Bereich des Flugzeugbaus oder an Getriebekomponenten wie Zahnräder oder Wellen eingesetzt [Cla19].

Immer häufiger werden laserinduzierte Stoßwellen für Mikroumformprozesse verwendet: Gao et al. stellten ein neues Verfahren namens „Microscale Dynamic Forming“ vor, mit dem es möglich ist, komplexe 3D-Formen in dünne Metallfolien mithilfe eines Nd:YAG-Lasers einzubringen [Gao09]. In Kupferfolien brachten sie quadratische Strukturen mit den Abmessungen 50 µm × 30 µm × 17 µm ein. Die Folien konnten bis zu einer Dicke von h_{Fl} = 15 µm erfolgreich umgeformt werden. Liu et al. erzeugten mit nur einem Puls Mikrokanäle mit den Abmessungen 260 µm × 50 µm in h_{FL} = 10 µm dicken Kupferfolien [Liu²10]. Alle diese Verfahren arbeiten mit einer Opferschicht, um eine Beschädigung der Oberfläche durch den Abtrag zu vermeiden. Damit das Aufbringen der Opferschicht und das anschließende Reinigen umgangen werden können, wird zurzeit an weiteren Prozessvarianten geforscht.

Der unerwünschte Effekt des Materialabtrags kann durch Erhöhung der Wellenlänge und der Intensität vermieden werden [Hug97]. Bergmann und Hügel führten Experimente mit einem TEA-CO_2-Laser mit einer Pulsdauer von $t_p = 120$ ns, einer Pulsenergie von $E_P = 10$ J und Laserspotdurchmessern d_L zwischen 1 mm und 10 mm unter Standardbedingungen an einem Aluminiumtarget durch. Bei einer Laserintensität von $I_0 = 0{,}1$ GW/cm^2 wurde kein Abtrag des Materials beobachtet [Ber98]. Ein TEA-CO_2-Laser (Pulsdauer $t_p = 100$ ns, Pulsenergie $E_P = 3$ J) erzeugt auf einer Metalloberfläche einen Druck von wenigen Megapascal [Wie08].

Erst seit kurzem wird erforscht, wie sich dieser Effekt bei Umformprozessen nutzen lässt. Die ersten untersuchten Prozessanwendungen sind das Streckziehen [Sch04] und das Tiefziehen [Wie08]. Mittels TEA-CO_2-Laser lassen sich bisher Stoßwellen prozesssicher mit einer Repetitionsrate von bis zu 30 Hz erzeugen [Wie11, S. 47]. Im Vergleich zu quasistatischen Umformprozessen führen Verfahren auf Basis laserinduzierter Stoßwellen zu einer besseren Umformbarkeit von Folienwerkstoffen [Wie11, S. 65]. Die Erhöhung des Formänderungsvermögens wird mit den hohen Umformgeschwindigkeiten und mit der Wärmeeinbringung durch die Laserstrahlung begründet, wobei die Mechanismen bisher noch nicht abschließend geklärt sind [Vee17].

Seither wurden die laserinduzierten Stoßwellen erfolgreich auf weitere Prozesse adaptiert, wie bspw. das mechanische Fügen [Vee14] und das Scherschneiden durch laserinduzierte Stoßwellen [Fen19]. Ein wesentliches Hindernis für die industrielle Adaption ist jedoch die derzeit noch hohe Standardabweichung der laserinduzierten Stoßwellendrücke. Der Druck streut relativ zum Mittelwert um bis zu 26 % [Wie11, S. 41]. Dies kann nicht gänzlich auf die Herausforderungen bei der hochdynamischen Messung des Druckstoßes zurückgeführt werden und muss daher noch eingehend untersucht werden.

2.3 Eindringversuche

2.3.1 **Bestimmung von Werkstoffeigenschaften**

Zur Charakterisierung von Metallen werden vor allem Härteprüfverfahren verwendet, bei denen ein Prüfkörper (im Weiteren Indenter genannt) eine Eindruckfläche unter einer definierten Last in einem Werkstoff erzeugt. Die meist hochfesten Indenter können eine sphärische, konische oder pyramidale Form aufweisen. Aus dem erzeugten Eindruck wird die Härte ermittelt, die den Widerstand eines Werkstoffs gegen das Eindringen eines Indenters beschreibt. Durch den Eindringvorgang (einfache Kompression) entsteht ein komplexes Dehnungsfeld unterhalb des Indenters, welches Informationen über das Spannungs-Dehnungs-Verhalten des Materials liefert [Joh70]. Das hat Wissenschaftler dazu veranlasst, neben der Härte weitere Werkstoffkennwerte abzuleiten.

Das Verformungsverhalten von metallischen Werkstoffen ist u. a. vom vorliegenden Gefüge abhängig, welches wiederum durch die werkstoff- und produktionsspezifische Historie beeinflusst ist. Ferner spielen die Umformgeschwindigkeit und die Temperatur eine entscheidende Rolle. Tabor hat sowohl theoretisch als auch experimentell gezeigt, dass für duktile Metalle die Härte etwa das Dreifache der Fließgrenze beträgt [Tab51, S. 50 f.]. Da der Eindringwiderstand von der Form des Indenters nur schwach abhängt, kann dieser Zusammenhang in erster Näherung vernachlässigt werden [Pop09, S. 13 f.]. Die Härteprüfung ist somit eine einfache Methode zur Abschätzung der Fließgrenze eines metallischen Werkstoffs.

Die erforderliche Spannung k_f zum Erreichen und Aufrechterhalten des plastischen Fließens für den einachsigen Spannungszustand lässt sich wie folgt beschreiben [Hol45]:

$$k_f(\varphi) = \mathrm{K}_V \cdot \varphi^n \tag{2.5}$$

Dabei ist φ der Umformgrad, K_V der Verfestigungskoeffizient und n der Verfestigungsexponent. Die letzten beiden Größen sind werkstoffspezifisch. Aus der Fließkurve eines jeweiligen Werkstoffs und dem Eindringvolumen V_i berechnet sich die ideelle Umformarbeit W_{id} [Ost98, S. 152 ff.]:

$$W_{id} = V_i \cdot \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} k_f(\varphi) \cdot d\varphi \tag{2.6}$$

Mithilfe der Theorie des elastischen Halbraums nach Popov lässt sich für die Indentation von sphärischen Indentern der Umformgrad φ als Funktion der Eindringtiefe s_i und des Kontaktradius R_c beschreiben [Pop09, S. 61 ff.]. Trauth et al. konnten zeigen, dass sich diese Beziehung auch auf plastische Deformationen mit sphärischen Indentern übertragen lässt [Tra13]:

$$\varphi = ln\left(1 + \frac{s_i}{2 \cdot R_c}\right) = ln\left(1 + \frac{s_i}{2 \cdot \sqrt{D_I \cdot s_i}}\right) \tag{2.7}$$

Bolshakov und Pharr untersuchten das Kontaktverhalten über die Eindringtiefe zwischen einem konischen Indenter und unterschiedlichen Materialien [Bol98]. Sie stellten fest, dass, bei Vernachlässigung der Materialaufwerfung oder des Materialeinzugs, die gemessene Kontaktfläche zwischen Indenter und Probe um bis zu 60 % von der realen Kontaktfläche abweicht.

Ob es bei der Indentierung zu einer Materialaufwerfung oder zu einem Materialeinzug kommt, hängt von den Verfestigungseigenschaften des Materials ab. Zwei unterschiedliche empirische Ansätze zur Beurteilung des materialspezifischen Verfestigungsverhaltens formulierten Matthews [Mat80] und Hill et al. [Hil89]. Im Weiteren wird auf die gebräuchlichere Beschreibung nach Hill et al. näher eingegangen. Sie entwickelten eine auf der Verformungstheorie [Hol45] basierende Analyse zur Untersuchung des Grenzverhaltens für duktile Werkstoffe (siehe Gleichung (2.5)). Hill

et al. fanden heraus, dass der Grad der Materialaufwerfung oder des Materialeinzugs durch einen dimensionslosen Parameter C beschrieben werden kann. Dieser hängt vom Verfestigungsexponenten n, dem Indenterradius R_I, dem Kontaktradius R_c sowie der Eindringtiefe s_i ab und wird durch folgende Funktion beschrieben [Hil89]:

$$C^2 = \frac{{R_c}^2}{2 \cdot R_I \cdot s_i} = \frac{5 \cdot (2-n)}{2 \cdot (4+n)} \tag{2.8}$$

Ein Wert von $C^2 < 1$ besagt, dass das Material eingezogen wird, und $C^2 > 1$ bedeutet, dass es zu einer Materialaufwerfung kommt. Hieraus haben Field und Swain einen Ansatz entwickelt, mit dem Spannungs-Dehnungs-Verlauf und Verfestigungsexponent direkt aus dem Kraft-Weg-Verlauf eines sphärischen Indenters bestimmt werden können [Fie95]. Taljat et al. wählten einen simulativen Ansatz, um das Eindringverhalten zu untersuchen [Tal04]. Sie stellten fest, dass neben dem Verfestigungsexponenten die Reibung zwischen Indenter und Werkstoff und die von Johnson [Joh70] aufgeführte Beziehung ($E/k_f \cdot \tan \beta$) notwendig sind, um Materialaufwerfung oder -einzug vorherzusagen.

Nach Chen et al. sind Kenntnisse über den E-Modul E, die Poissonzahl ν, die Fließspannung k_f und den Verfestigungsexponenten n notwendig, um Rückschlüsse auf das elastoplastische Materialverhalten zu ziehen [Che²07]. Doch selbst hierbei können bei speziellen Werkstoffen Konstellationen auftreten, bei denen die Eindrücke unter einer definierten Last zu einem gleichen Kraft-Weg-Verlauf führen, obwohl deren unabhängige Parameter verschieden sind. Die Werkstoffe, bei denen das möglich ist, werden von Chen et al. als „mystical materials“ bezeichnet [Che²07]. Dieser Effekt kann allerdings auch beobachtet werden, wenn mindestens ein unabhängiger Parameter nicht bekannt ist. Ein Verfahren, bei dem dies auftreten kann, ist die Nanoindentation [Liu³17], da hier aufgrund der kleinen Eindruckfläche auf den Kraft-Eindringtiefen-Verlauf zurückgegriffen wird.

Als Hauptgrund für gleiche Kraft-Eindringtiefen-Verläufe wird die Form der gewählten Indenter aufgeführt [Che98]. So wurde von Alkorta et al. gezeigt, dass sich bei fixer Indentergeometrie, aber unterschiedlichen Werkstoffen mit ausgeprägten elastoplastischen Eigenschaften gleiche Kraft-Weg-Verläufe ergeben [Alk05]. Diese Resultate widersprechen Ergebnissen von Dao et al.: Danach sei es möglich, anhand numerischer Anpassungen die elastoplastischen Werkstoffeigenschaften aus dem Kraft-Weg-Verlauf zu bestimmen [Dao01]. So haben Rodriguez et al. für unterschiedliche metallische Werkstoffe nachgewiesen, dass zwischen der Nanohärte und der Zugfestigkeit sowie der Streckgrenze ein linearer Zusammenhang besteht [Rod²03]. Diesen Zusammenhang haben Rodriguez et al. ebenso für Beschichtungen festgestellt [Rod²09]. Um für verschiedenste Werkstoffe eindeutige Ergebnisse zu erzielen, wird empfohlen, entweder unterschiedlich spitze Indentergeometrien (sogenannte: „plurale Indenter“) zu verwenden [Fut01] oder einen sphärischen Indenter unterschiedlich tief in ein Material eindringen zu lassen [Liu09].

Weitere Werkstoffkennwerte, die mit der Härte korrelieren und somit aus der Härteprüfung bestimmt werden können, ist u. a. der E-Modul [Pop09, S. 13 f.]. Erstmals wurde 1992 von Oliver und Pharr [Oli92] eine Methode zur Bestimmung des E-Moduls aus dem Kraft-Weg-Verlauf bei der Nanoindentation beschrieben. In späteren Veröffentlichungen haben sie die Methode verfeinert und die Grenzen des Verfahrens diskutiert [Oli04]. Weiterhin ist es Kruzic et al. gelungen, anhand von Härteprüfungen die Bruchfestigkeit für verschiedene keramische Biowerkstoffe zu bestimmen [Kru09]. Die Härteprüfung spielt außerdem eine zentrale Rolle in der tribologischen Charakterisierung von Werkstoffen, da tribologische Prozesse im Wesentlichen durch die Wechselwirkung von Mikrorauigkeiten bestimmt werden. So weisen technische Oberflächen Ähnlichkeiten mit der Form spitzer Indenter auf. Das Gesetz des abrasiven Verschleißes besagt, dass der Verschleiß umgekehrt proportional zur Härte des weicheren Kontaktpartners ist [Arc53]. Eine weitere Abwandlung der Härteprüfung stellt die Phybal$_{CHT}$-Methode dar [Kra15]. Hierbei werden die Verfestigungs- und Ermüdungseigenschaften metallischer Werkstoffe über wenige Kurzzeit-Indentationen bestimmt.

2.3.2 **Hochdurchsatz-Indentation**

In der Werkstoffentwicklung bedeutet der Begriff Hochdurchsatz, dass eine Methode die Fähigkeit besitzt, in kürzester Zeit eine Vielzahl an Daten zu erfassen und diese zu evaluieren [Mai07]. Die Methode ist dabei um mindestens eine Größenordnung schneller als vergleichbare konventionelle Verfahren [Mai07]. Ein alternatives Verfahren zur konventionellen Härteprüfung stellt die Hochdurchsatz-Nanoindentation dar. Diese wird zum Screening unterschiedlicher Dünnschichtwerkstoffe [Dwi08] und zum Mapping neuer Werkstoffe und Werkstoffkombinationen eingesetzt, um quantitative Werte für verschiedene mechanische Eigenschaften zu erhalten [Seb16].

Für eine Hochdurchsatz-Erfassung des Eindrucks können unterschiedliche Messmethoden genutzt werden. Mittels konfokal-chromatischen Sensors lassen sich u. a. die erzeugten Eindrücke während des Prozessablaufs automatisch erfassen [Str²17]. Dieser Ansatz berücksichtigt jedoch nicht, dass ein signifikanter Anteil des erzeugten Eindrucks im elastisch-plastischen Übergangsbereich liegen kann. Dies liegt vor, wenn Materialaufwerfung oder -einzug nach Entlastung untersucht wird. Wenn die Rückfederung im Verhältnis zum umgeformten Bereich groß ist, kann die Messung von Härteeindrücken zur Beschreibung der Fließgrenze oder des Verfestigungsexponenten ungeeignet sein [Kuc07]. Spannungs-Dehnungs-Verläufe lassen sich daher besser aus dem vollbelasteten Zustand ableiten [Che³18].

Der Vorteil der konventionellen Indentation besteht darin, dass über den Stempel der Kraft-Eindringtiefen-Verlauf häufig direkt ermittelt werden kann. Bei anderen dynamischen Verfahren, wie der Leeb-Rückprallprüfung [DIN16a], können hingegen

keine Informationen über die Eindruckgeometrie oder den Kraft-Eindringtiefen-Verlauf des Indenters erfasst werden. Bei der erwähnten Methode wird ein kugelförmiger Indenter aus einer definierten Höhe in einem Führungsrohr fallen gelassen. An dem Führungsrohr ist eine Spule montiert, wodurch beim Durchgang des Indenters während des Hin- und Rückfluges eine zur Geschwindigkeit proportionale Spannung induziert wird [Sch²10].

2.3.3 **Einfluss hoher Umformgeschwindigkeiten**

Schon seit dem Jahr 1883 ist bekannt, dass durch eine hohe Umformgeschwindigkeit die Umformbarkeit von metallischen Werkstoffen beeinflusst werden kann. Damals entdecke von Förster die Möglichkeit, definierte Formen mithilfe von Explosivstoffen in Eisenplatten einzuprägen [Ken83, S. 3 ff.]. Eine erste analytische Beschreibung der Umformung mit hohen Umformgeschwindigkeiten formulierten Zener et al. [Zen46].

Da für einen hohen Durchsatz ein Indenter entsprechend schnell in ein Material eingedrückt werden muss, führt dies zu hohen Umformgeschwindigkeiten. Dementsprechend muss bei der Hochdurchsatz-Indentation die Werkstoffempfindlichkeit gegenüber hohen Umformgeschwindigkeiten berücksichtigt werden. Die Umformgeschwindigkeit in einem Eindringversuch ist abhängig von dem Verhältnis der Eindringgeschwindigkeit zur Eindringtiefe [Pha²17]. Die rein mechanischen Indentationsmethoden sind jedoch häufig auf Umformgeschwindigkeiten $\dot{\varphi} < 10^2\ s^{-1}$ limitiert [Ker13]. Diese sind durch die Positioniergeschwindigkeit von Stempel und Verfahrachsen begrenzt, wobei zusätzlich systematische Fehler bei der Messung auftreten können [Hin18]. Die Hauptanforderungen an solche Prüfsysteme sind somit, ein ausreichend schnell ansprechendes System sowie ein Modell für die vorliegenden Prozessdynamiken zu entwickeln [Pha²17].

Die Abhängigkeit der Fließspannung von der Umformgeschwindigkeit kann über einen großen Bereich mit unterschiedlichen Messmethoden, wie der Split-Hopkinson-Bar-Methode für hohe Umformgeschwindigkeiten ($10^2\ s^{-1} \leq \dot{\varphi} \leq 10^4\ s^{-1}$) [Hop14] und dem einachsigen Druck- oder Zugversuch für niedrigere Umformgeschwindigkeiten ($10^{-6}\ s^{-1} \leq \dot{\varphi} \leq 10^2\ s^{-1}$) ermittelt werden [Ram08]. Die Spannungs-Dehnungs-Kurven werden häufig an großen Proben ermittelt, da die Verwendung kleiner Probengrößen zu prozesstechnischen Herausforderungen führt [Lui90]. Für einen ressourcenschonenderen Ansatz werden jedoch Methoden benötigt, mit denen auch an kleinen Proben Messungen durchgeführt und mit konventionellen Messverfahren vergleichbare Ergebnisse erzielt werden können [Mäd14].

2.3.4 **Kurzzeitbelastung von Kleinstproben**

Das Verständnis der Wirkung mechanischer Stoßprozesse erfordert die Kenntnis über das Stoßverhalten der beiden Stoßpartner [Jac10]. Die Hauptmerkmale eines Stoßes sind die

kurze Druckberührzeit und die hohen Spannungen, die im Zentrum des Kontaktbereichs zwischen den beiden Stoßpartnern entstehen. Für elastische Stöße lässt sich anhand der Hertz'schen Kontakttheorie die Druckberührzeit t_c zwischen einem Indenter und einer Probe bestimmen. Diese hängt vom E-Modul und der Poissonzahl des Indenters (E_I, ν_I) und der Probe (E_P, ν_P) sowie der maximalen Stoßgeschwindigkeit des Indenters $v_{0,I}$, dem Indenterdurchmesser D_I und der Dichte des Indenters ρ_I ab [Son90]:

$$t_c = 3{,}21 \cdot \left[(1-{\nu_I}^2) + (1-{\nu_P}^2) \cdot \frac{E_I}{E_P} \right]^{2/5} \cdot \frac{D_I}{2 \cdot \left(\frac{E_I}{\rho_I}\right)^{2/5}} \cdot {v_{0,I}}^{-1/5} \tag{2.9}$$

Die Herausforderung bei dem Verständnis eines Stoßes zwischen zwei Stoßpartnern und dessen Auswirkung auf die Umformung besteht darin, dass eine Vielzahl von Faktoren, wie die Werkstoffkombination, das Massenverhältnis der Stoßpartner, die Form des Indenters und die relative Auftreffgeschwindigkeit, darauf einen Einfluss haben [Ell²19, S. 270 f.].

So folgt bspw. der Umformvorgang energiegebundener Umformmaschinen den Stoßgesetzten [Sie05, S. T70 f.]. Hierbei ist bekannt, dass ein Herabsetzen des Massenverhältnisses der Schabottenmasse m_S zur Oberbärmasse m_B zu einem geringeren Schlagwirkungsgrad η_s führt [Ell²19, S. 270 f.]:

$$\eta_s = \frac{(1-u^2)}{1+\frac{m_B}{m_S}} \tag{2.10}$$

Dabei ist u die Stoßzahl. Um einen möglichst hohen Anteil der kinetischen Energie des Oberbärs in Umformarbeit umzuwandeln, wird in der Literatur bei energiegebundenen Pressmaschinen ein Massenverhältnis von $m_B/m_S < 0{,}1$ empfohlen [Sie05, S. T70 f.]. Das Massenverhältnis berücksichtigt dabei nicht die Probenmasse. Bei geringeren Oberbärmassen führt dies dazu, dass allein das empfohlene Massenverhältnis aus der Oberbärmasse zur Schabottenmasse keine geeignete Kennzahl ist, um die Schlagwirkung zu beurteilen [Tsc05, S. 266 ff.].

Die Stoßzahl u lässt sich für den Stoß zwischen zwei kugelförmigen Indentern oder zwischen einem kugelförmigen Indenter mit einem Halbraum nach Johnson approximieren [Joh85, S. 361 ff.]:

$$u \approx 3{,}8 \cdot \left(\frac{\sigma_{\gamma,d} \cdot (1-{\nu_P}^2)}{E_P}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\rho_I \cdot {v_{0,I}}^2}{2 \cdot \sigma_{\gamma,d}}\right)^{-1/8} \tag{2.11}$$

Dabei ist $\sigma_{\gamma,d}$ die dynamische Fließgrenze der Probe. Johnson stellte fest, dass die Stoßzahl bei einer größtenteils plastischen Deformation im Wesentlichen von der maximalen Stoßgeschwindigkeit $v_{0,I}$ abhängt ($u \sim {v_{0,I}}^{-1/4}$) [Joh85, S. 363].

Eine weitere Einflussgröße auf die Stoßzahl stellt die Dicke der Probe im Verhältnis zum Indenterdurchmesser dar. Dieser Zusammenhang lässt sich, neben dem Auftreten von

Biegeschwingungen bei dünnen Blechen [Pat17], mit der Druckberührzeit zwischen dem sphärischen Indenter und der Probe erklären: Durch die Einbringung des Eindrucks werden elastische Wellen erzeugt, die an der Unterseite der Probe reflektiert werden und zurück zum Eindruck gelangen [Son90]. Bei Stoßprozessen können diese Wellen der Eindringbewegung des Indenters entgegenwirken. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen v_{el} hängt dabei vom E-Modul E_P und der Dichte ρ_P der Probe ab [Wil20, S. 114 f.]:

$$v_{el} = \sqrt{\frac{E_P}{\rho_P}} \tag{2.12}$$

Die kritische Dicke h_{krit}, bei der die Eindringbewegung des Indenters gestört wird, berechnet sich aus dem Produkt der Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen v_{el} und der Druckberührzeit [Pat17]:

$$h_{krit} = v_{el} \cdot \frac{t_c}{2} \tag{2.13}$$

In der Literatur wird darauf verwiesen, dass die Bestimmung der kritischen Dicke über die Hertz'sche Kontakttheorie eine erste Näherung darstellt, da bei höheren Stoßgeschwindigkeiten ein Teil der Energie in innere Energie (Erwärmung und Reibungsverluste) umgewandelt wird [Son90].

Patil et al. bemerkten, dass die reale kritische Dicke unterhalb dieser theoretisch bestimmten kritischen Dicke liegt [Pat16]. Sie stellten experimentell fest, dass unabhängig von den untersuchten metallischen Werkstoffen zwischen der Dicke der Probe h_P und dem Indenterdurchmesser D_I ein kritisches Verhältnis von $h_P / D_I > 2$ überwunden werden muss, damit die Stoßzahl nicht negativ beeinflusst wird [Pat16]. Ausgehend von dem kritischen Verhältnis nach Patil et al. [Pat16] wird hier eine Probe als Kleinstprobe definiert, wenn ihre Abmaße weniger als doppelt so groß sind wie der Durchmesser des eindringenden Indenters.

2.3.5 **Indentationsgrößeneffekt**

Der Indentationsgrößeneffekt besagt, dass der Widerstand gegen das Eindringen eines Indenters zum einen bei geringer Eindringtiefe [McE98] und zum anderen bei kleiner Indentergröße zunimmt [Swa02]. Die beiden Effekte wurden in Nano- sowie Mikrohärteversuchen mit unterschiedlichen Eindringtiefen nachgewiesen [Pha10]. Generell gilt, dass beim Eindringen eines Indenters die Anzahl an Versetzungen durch die Umformung erhöht wird, wodurch ebenfalls die Versetzungsdichte zunimmt. Dieser Zuwachs an Versetzungen behindert deren Bewegung und erhöht daher die notwendige Fließspannung und somit die Härte.

Metallische Werkstoffe enthalten je nach Herstellung und Zusammensetzung unterschiedlich viele statistisch verteilte Versetzungen. Neben den vorhandenen

Versetzungen werden bei der Umformung geometrisch bedingte Versetzungen in der Randzone gebildet [Nix98]. Diese sind erforderlich, um die Kontinuität der Oberfläche beim Eindringen des Indenters in den Werkstoff aufrechtzuerhalten. Die zusätzlichen, geometrisch bedingten Versetzungen erhöhen die Fließspannung im Material und damit die gemessene Härte.

Die Theorie von Nix et al. legt nahe, dass das plastische Fließen sowohl von der Dehnung als auch von der Größe des im Material auftretenden Dehnungsgradienten beeinflusst wird [Nix98]. Kleinere Indentationen haben demnach im Verhältnis zur Größe der plastisch deformierten Zone höhere Dehnungsgradienten und resultieren daher in einigen Materialien in einer höheren gemessenen Härte. Das führt dazu, dass die ermittelten Härtewerte auf der Nano- und Mikroebene generell höher sind als auf der Makroebene [Sar85].

2.4 Fazit

Um den hohen Ressourcenbedarf bei der Werkstoffentwicklung zu reduzieren, bedarf es einer effizienten Erfassung von Werkstoffkennwerten an Kleinstproben. Aus dem Stand der Forschung geht hervor, dass sich Härteprüfverfahren im Nano- und Mikrometerbereich für das Charakterisieren von kleinen Proben eignen. Neben der Härtewertbestimmung wird versucht, anhand der Eindringtiefe als charakteristischem Wert auf weitere mechanische Werkstoffkennwerte wie die Zugfestigkeit zu schließen. Hierbei treten jedoch Fälle auf, bei denen an unterschiedlichen Werkstoffen mit voneinander abweichenden Werkstoffeigenschaften gleiche Eindringtiefen ermittelt werden. Es müssen somit geeignete charakteristische Werte identifiziert werden, um neben der Härte weitere Werkstoffkennwerte eindeutig beschreiben zu können. Die bisher industriell eingesetzten Härteprüfverfahren stoßen jedoch bei ihrer Prozessdynamik an ihre Grenzen. Im Gegensatz dazu sind Laserverfahren im Mikrobereich dynamischer als konventionelle mechanische Prozesse. So lassen sich Umformungen an dünnen Blechen mittels TEA-CO_2-Laser-induzierten Stoßwellen prozesssicher mit Repetitionsraten von bis zu 30 Hz durchführen.

Ein bereits industriell eingesetztes Verfahren, bei dem ebenfalls Stoßwellen erzeugt werden, ist das Laser-Peening. Bei diesem Verfahren ist die laserinduzierte Stoßwelle ein Resultat des Materialabtrags an der Targetoberfläche. Um diese zu schützen, wird eine Opferschicht aufgebracht, was jedoch den Prozess verlangsamt und zu einer höheren Streuung des Maximaldrucks führt. Ein Materialabtrag kann durch eine größere Wellenlänge $\lambda = 10{,}6$ µm, eine kurze Pulsdauer $t_p < 1$ µs und eine hohe Intensität $I_0 > 10^7$ W/cm² vermieden werden. Dieser Wellenlängenbereich wird jedoch bisher nicht industriell eingesetzt, da hier die erreichbaren Drücke gering und die Streuung der Druckwerte relativ zum Mittelwert von bis zu 26 % zu hoch sind. Die dem

zugrundeliegenden Zusammenhänge der identifizierten Kenngrößen (siehe **Bild 2.5**), die zu einer reproduzierbaren Prozessführung führen könnten, sind allerdings bisher nicht ausreichend erforscht und stellen aufgrund dessen ein wesentliches Hindernis für eine industrielle Adaption dar.

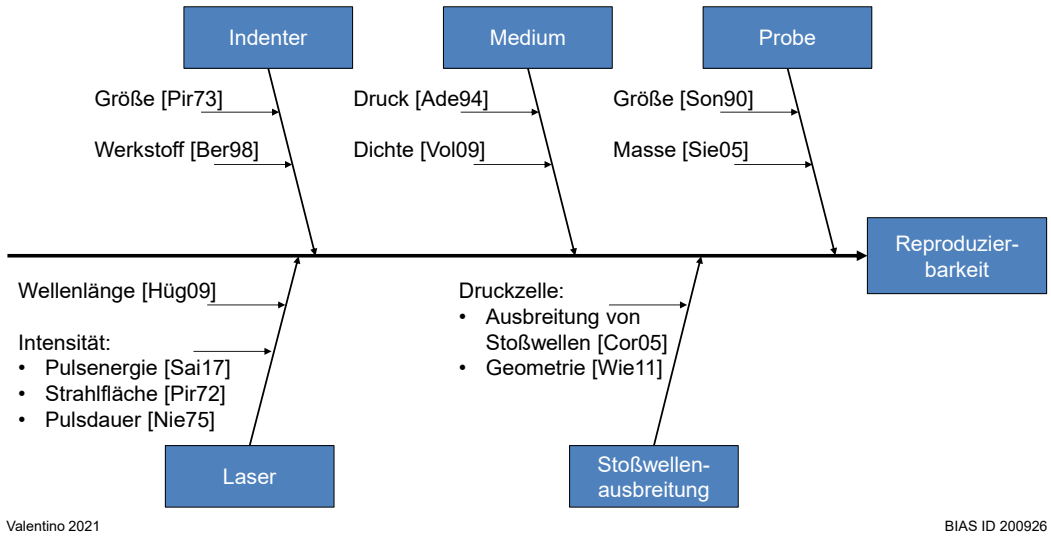


Bild 2.5: Übersicht der abgeleiteten Kenngrößen, die einen Einfluss auf die Reproduzierbarkeit des Prozesses haben könnten und deren Zusammenwirken bisher nicht ausreichend erforscht ist

3 Zielsetzung

Für eine ressourcenschonende Werkstoffcharakterisierung eignen sich Indentationsverfahren im Nano- und Mikrometerbereich, da an kleinen und einfachen Probengeometrien neben der Härte auf weitere mechanische Werkstoffkennwerte geschlossen werden kann. Die bisher industriell verwendeten Verfahren sind jedoch hinsichtlich ihrer Prozessgeschwindigkeit ausgereizt. Als Alternative können Laserverfahren eingesetzt werden, da sie dynamischer und flexibel anwendbar sind. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher ein neuartiger Ansatz verfolgt, bei dem laserinduzierte Stoßwellen genutzt werden, um hochfeste kugelförmige Indenter in ein Material eindringen zu lassen und anhand des erzeugten Eindrucks Werkstoffkennwerte zu ermitteln. Das Verfahren wird im Weiteren Laserinduzierte Stoßwellen-Eindringprüfung (kurz: LiSE) genannt. Als vielversprechendster Ansatz wird für die Erzeugung der Stoßwelle ein TEA-CO_2-Laser gewählt, da bei dessen Wellenlänge, einer Pulsdauer < 1 µs und einer Intensität $>10^7$ W/cm² kein Abtrag erzeugt wird, wodurch auch bei mehrfach hintereinander erzeugten Stoßwellen möglichst gleichmäßige Bedingungen auf der Targetoberfläche vorliegen. Weitere zugrunde liegende Zusammenhänge relevanter Kenngrößen, die zu einem reproduzierbaren Prozess führen, sind bisher nicht ausreichend erforscht. Das Ziel dieser Arbeit ist daher die Erlangung eines tiefgehenden Verständnisses laserinduzierter Stoßwellen und dessen Anwendung auf die Kurzzeit-Indentation, um hierdurch den Grundstein für eine neuartige Hochdurchsatz-Prüfmethode zu legen, welche auch an Kleinstproben angewendet werden kann.

Zur Zielerreichung werden folgende Arbeitshypothesen überprüft:

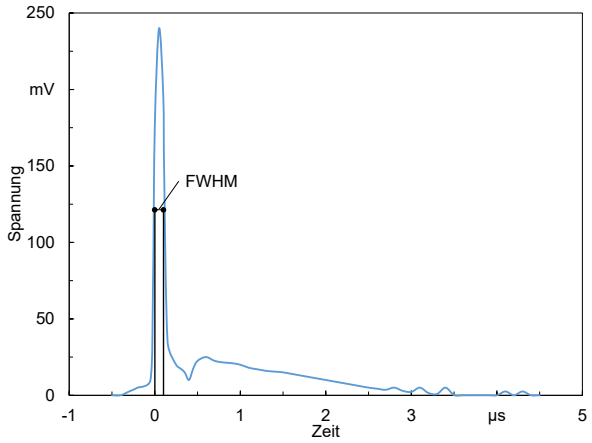
- Die relevanten Kenngrößen des Prozesses können identifiziert werden, indem ihre gemeinsame Wirkung auf die kinetische Energie des Indenters modelliert und diese mit den experimentellen Ergebnissen verglichen wird.
    - Ein geeigneter Indenterdurchmesser lässt sich unabhängig von den Werkstoffkennwerten der Probe ermitteln, da der Schlagwirkungsgrad effektiv durch das Massenverhältnis, die maximale Stoßgeschwindigkeit und die Dichte des Indenters beeinflusst wird.
    - Aus den relevanten Kenngrößen lassen sich Kriterien ableiten, welche zu einer Erhöhung der Reproduzierbarkeit des Prozesses führen.
- Die Eindruckgeometrie in einer Kleinstprobe wird nicht signifikant gegenüber der einer Referenzprobe verändert, falls Erstere mithilfe einer geeigneten Einbettung sowohl eine ausreichend große Masse gegenüber der Indentermasse als auch eine ausreichend große Federsteifigkeit gegenüber der Wirkung des Indenters aufweist.

4 Methoden und Werkstoffe

4.1 Versuchseinrichtung

4.1.1 TEA-CO_2-Laser

Als Strahlquelle wurde ein TEA-CO_2-Laser vom Typ ML105E der Firma SCLR Lasertechnik GmbH verwendet. Das Gasgemisch, welches zum Erzeugen des Laserstrahls genutzt wurde, bestand aus Wasserstoff mit einem Volumenanteil von $\Phi_V = 0{,}2$ %, Kohlenmonoxid ($\Phi_V = 2{,}0$ %), Kohlendioxid ($\Phi_V = 9{,}0$ %), Stickstoff ($\Phi_V = 13{,}0$ %) und Helium ($\Phi_V = 75{,}8$ %).



Quelle: SLCR Lasertechnik GmbH (2005)

Bild 4.1: Qualitative Darstellung der zeitlichen Energieverteilung der mittels TEA-CO_2-Laser erzeugten Laserstrahlung nach [SLC05] mit einer Pulsdauer von $t_p = 100$ ns

Die Laserstrahlung wurde mit einer Wellenlänge von $\lambda = 10{,}6$ µm über eine Pulsdauer von $t_p = 100$ ns emittiert. Die Pulsdauer bezieht sich auf die volle Halbwertsbreite (FWHM). **Bild 4.1** ist eine qualitative Darstellung der zeitlichen Energieverteilung des Laserpulses. Dieser unterliegt einem zeitlichen Jitter. Erst nach 4,5 µs ist kein Signal mehr messbar.

Die Querschnittsfläche des Laserstrahls ist quadratisch. Die Diagonale des Strahlquerschnitts wird im Weiteren „Laserdiagonale“ genannt. Die Strahlfläche wurde in Abhängigkeit von der Fokuslagenverschiebung und den verwendeten Brennweiten mittels Thermopapier (Typ UPP-110HG von Sony) bestimmt (siehe **Bild 4.2**).

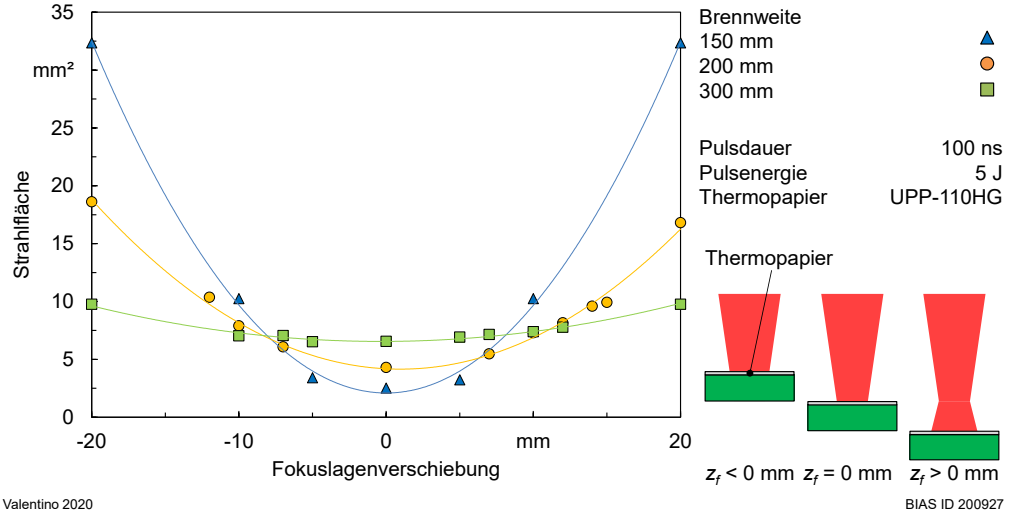


Bild 4.2: Veränderung der Strahlfläche in Abhängigkeit von der Fokuslagenverschiebung und den verwendeten Brennweiten

Das Thermopapier absorbiert die einfallende Laserstrahlung, was zu seiner Erwärmung führt. Dadurch bildet die temperaturempfindliche Schicht des Thermopapiers einen Farbstoff aus. Die verfärbte Fläche wurde mit einem Digitalmikroskop (Typ VHX-7000 von Keyence) aufgenommen. Von der verfärbten Fläche wurden die Längen- und Breitenlinie gemessen. Diese wurden so gelegt, dass sie sich im Zentrum der verfärbten Fläche orthogonal kreuzen. Aus dem Produkt Länge mal Breite wurde die Strahlfläche berechnet.

Eine positive Fokuslagenverschiebung bedeutet, dass der Fokus oberhalb des Targets (Überfokus) liegt und eine negative Fokuslagenschiebung, dass der Fokus unterhalb der Targetoberfläche liegt (Unterfokus). Die Beugungsmaßzahl beträgt $M^2 = 28{,}4$. Die räumliche Energieverteilung der Laserstrahlung ist nahezu homogen (sogenanntes Top-Hat-Strahlprofil) [SLC05]. Die Pulsenergie E_P lässt sich über Hochspannungsstufen und die Repetitionsrate ganzzahlig zwischen 2 Hz und 50 Hz einstellen.

Der Bearbeitungsraum des Lasers für den statischen Aufbau ist in **Bild 4.3** gezeigt. Für den dynamischen Aufbau wird ein Teleskop umgeschwenkt, wodurch der Strahlengang zu einem Kreuztisch (Typ KT310-200 von Steinmeyer-Mechatronik) umgeleitet wird (siehe **Bild 4.4**). Der Laserstrahl wurde jeweils über einen konkaven Fokussierspiegel mit unterschiedlichen einsetzbaren Brennweiten f von 150 mm bis 300 mm auf ein Target fokussiert.

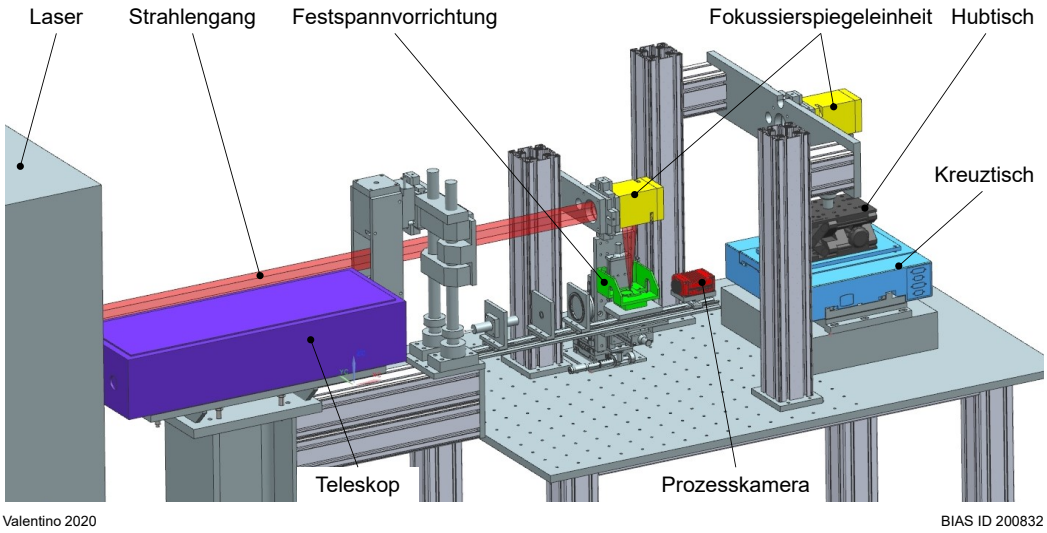


Bild 4.3: Bearbeitungsraum des TEA-CO_2-Lasers mit dem Strahlengang für den statischen Aufbau

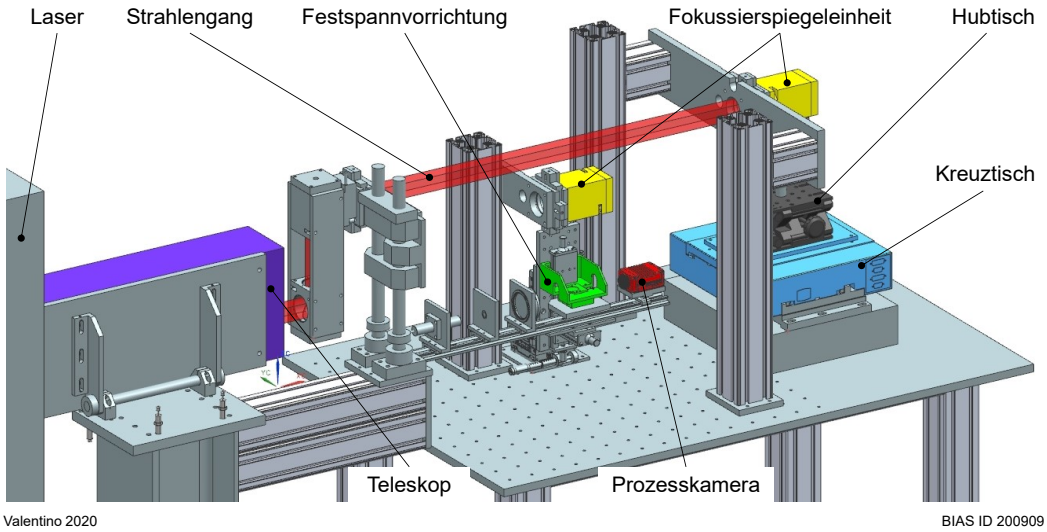


Bild 4.4: Bearbeitungsraums des TEA-CO_2-Lasers mit dem Strahlengang für den dynamischen Aufbau

4.1.2 Zug-Druck-Prüfmaschine Zwick/Roell Z250

Zug- und Druckversuche wurden an einer Zug-Druck-Prüfmaschine Z250 von Zwick/Roell durchgeführt (siehe **Bild 4.5** links). Diese besitzt eine maximale Prüfkraft von 250 kN. Die Traversengeschwindigkeit kann zwischen $5 \cdot 10^{-5}$ mm/min und 600 mm/min variabel eingestellt werden. Die Positionier- und Wiederholgenauigkeit an der Traverse beträgt ±2 µm.

Für die Zugversuche wurde ein inkrementaler Ansetzaufnehmer (Typ BTC-EXICLEL-001 von Zwick/Roell) verwendet, der Längenänderungen zwischen 0,2 mm und 13,5 mm aufnehmen kann. Bis zu einer Längenänderung von 300 µm beträgt die maximale Abweichung des Messwertes 1,5 µm. Bei einer größeren Längenänderung ist die maximale Abweichung kleiner als 0,5 % des Messwertes.

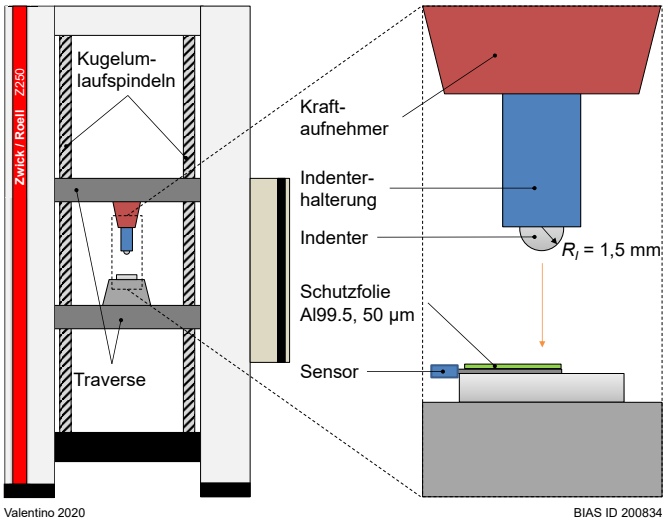


Bild 4.5: Aufbau der Zug-Druck-Prüfmaschine Z250 zur Validierung der gemessenen Kräfte mittels Piezosensor

Für die Indentationsversuche wurde ein kugelförmiger Indenter an einem Stempel befestigt (siehe **Bild 4.5** rechts). Die Indentation wurde an das Brinell-Härteprüfverfahren angelehnt [DIN15]. Zur Messung des Kraft-Zeit-Verlaufs wurde ein Kraftaufnehmer (Typ Xforce HP von Zwick/Roell) verwendet. Ab einer Nennkraft von 0,2 N beträgt die maximale Anzeigeabweichung 1 % des Messwerts, ab einer Nennkraft von 0,8 N beträgt die maximale Anzeigeabweichung 0,25 % des Messwerts.

4.2 Die laserinduzierte Stoßwellen-Eindringprüfung

4.2.1 Prozessablauf

Bei der LiSE erzeugt der TEA-CO_2-Laser eine Stoßwelle oberhalb eines Indenters. Die Stoßwelle verursacht einen Impulsübertrag auf den Indenter, wodurch dieser in eine zu testende Probe eindringt. Die Eindrücke wurden in dieser Arbeit ex situ durch ein Konfokalmikroskop aufgenommen (vgl. Abschnitt 4.3.6). Der schematische Prozessablauf ist in **Bild 4.6** dargestellt.

Die Aufnahme für die Proben richtete sich nach den Gestaltungsrichtlinien für Härteprüfgeräte gemäß [DIN16b]. Die Probe wurde zwischen einer Positioniereinheit und einem Auflagetisch eingespannt (siehe **Bild 4.7**). Der Auflagetisch bestand aus EN AW-6082 und hatte eine Höhe h = 10 mm. Bei Verwendung einer Druckzelle (vgl. Abschnitt 4.2.3) übernahm diese die Funktion der Positioniereinheit.

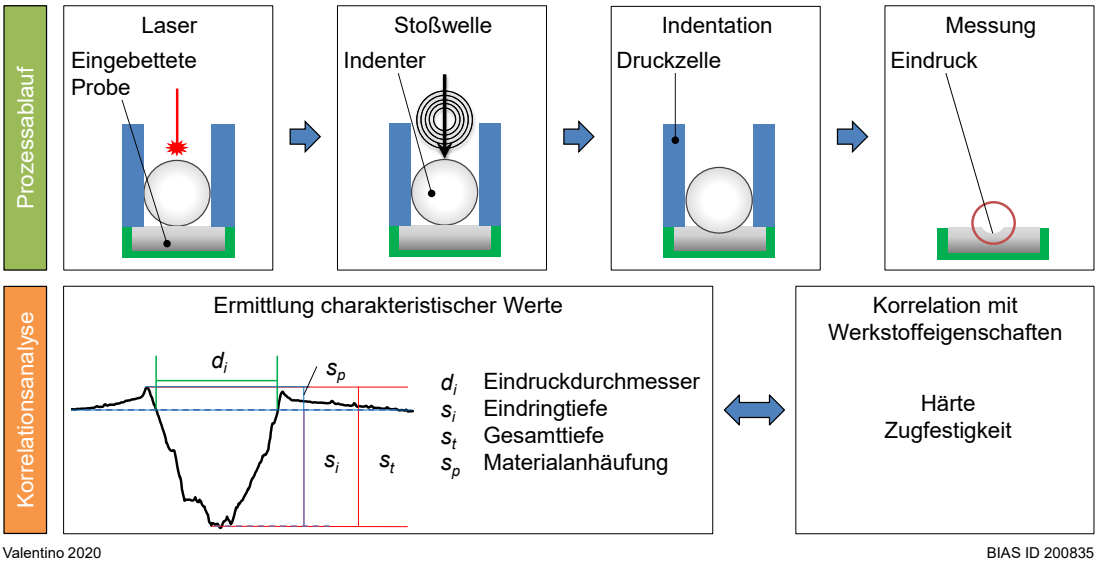


Bild 4.6: Schematische Darstellung des LiSE-Prozessablaufs zur Ermittlung charakteristischer Werte

Der Laserstrahl gilt als fokussiert, wenn auf der strahlzugewandten Seite des Indenters die Fokusebene des Laserstrahls und die Tangentialebene des Indenters eine gemeinsame Ebene ausbilden (siehe **Bild 4.7**). Zudem muss die optische Achse des Laserstrahls lotrecht zur Probenoberfläche und koaxial zur Mittellinie der Bohrung der Druckzelle bzw. der Positioniereinheit ausgerichtet sein.

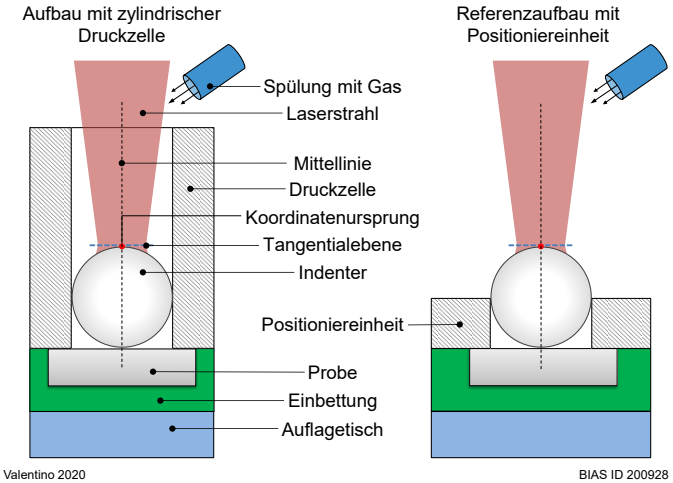
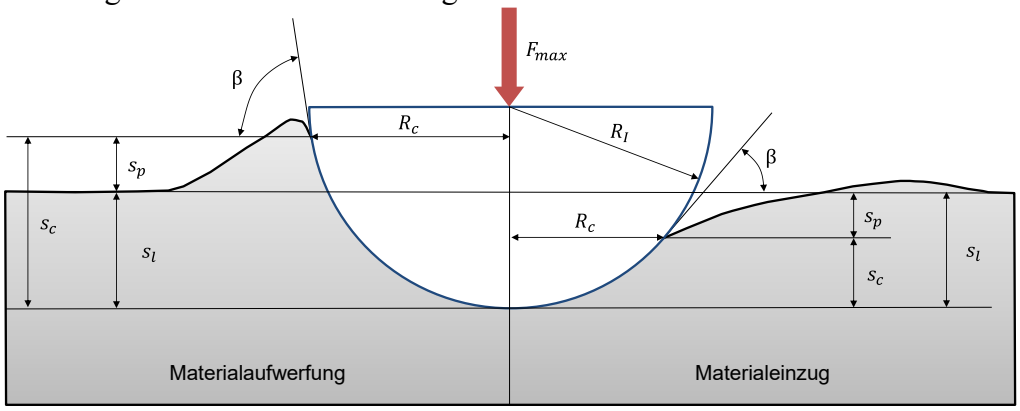


Bild 4.7: Links ist der Aufbau mit zylindrischer DRZ dargestellt, rechts der Referenzaufbau mit Positioniereinheit

4.2.2 Ermittlung charakteristischer Werte

Die unterschiedlichen Kontaktverhältnisse beim Eindringen eines starren kugelförmigen Indenters mit dem Indenterradius R_I bei einer maximalen Eindringtiefe s_l unter einer Maximalkraft F_{max} sind in **Bild 4.8** dargestellt. Die weiteren Größen sind der Kontaktradius R_c, die Kontakttiefe s_c und der Neigungswinkel β der Keilfläche zur Indenteroberfläche. Die Materialaufwerfung oder der Materialeinzug wird über die Höhe s_p beschrieben. Das Umformverhalten wandelt sich bei Zunahme der Eindringtiefe von einer rein elastischen hin zu einer plastisch dominierten Deformation [Joh85]. Beim Entfernen der Last kann sich daher die dargestellte Eindruckgeometrie durch elastische Rückfederung teilweise oder vollständig zurückformen.



Quelle: Taljat et al. (2004)

Bild 4.8: Darstellung der Materialaufwerfung (engl. pile-up) und des Materialeinzugs (engl. sink-in) bei einem sphärischen Indenter nach [Tal04]

Die in dieser Arbeit betrachteten charakteristischen Werte sind in **Tabelle 4.1** gelistet. Sie sind untergliedert in gemessene und berechnete Werte. Die gemessenen Werte wurden nach der Indentierung der Probe anhand des resultierenden Eindrucks bestimmt. Die berechneten Werten sind jeweils Funktionen der gemessenen Werte.

Die drei gemessenen Werte (siehe **Bild 4.6**) sind definiert als:

- Die Eindringtiefe s_i ist der vertikale Abstand zwischen dem tiefsten Punkt des Eindrucks und der ursprünglichen Position der Probenoberfläche.
- Der Eindruckdurchmesser d_i ist der maximale horizontale Abstand zweier Punkte des Eindrucks, die sich in der ursprünglichen Probenoberfläche befinden.
- Die Materialanhäufungshöhe s_p ist der vertikale Abstand zwischen dem höchsten Punkt der Materialanhäufung und der ursprünglichen Position der Probenoberfläche.

Die Gesamttiefe s_t ermittelte sich aus der gemessenen Eindringtiefe s_i und der Materialanhäufungshöhe s_p. Aus der Eindringtiefe s_i und dem Eindruckdurchmesser d_i wurde darüber hinaus das Eindringvolumen V_i berechnet:

$$V_i = \frac{\pi}{6} \cdot s_i \cdot \left(3 \cdot \left(\frac{d_i}{2}\right)^2 + {s_i}^2\right) \tag{4.1}$$

In Anlehnung an die Theorie des Halbraums nach Popov [Pop09, S. 62 ff.], wonach sich die mittlere Dehnung aus dem Verhältnis der Eindringtiefe zum Kontaktradius bestimmt, wurde hier der gemessene Eindruckdurchmesser d_i auf die gemessene Eindringtiefe s_i bezogen. Dieser charakteristische Wert wird im Weiteren als mittlere plastische Dehnung $\bar{\varepsilon}_{pl}$ bezeichnet:

$$\bar{\varepsilon}_{pl} = \frac{s_i}{d_i} \tag{4.2}$$

Tabelle 4.1: Auflistung der gemessenen und berechneten charakteristischen Werte

Gemessen	Berechnet
Eindruckdurchmesser d_i	Gesamttiefe s_t
Eindringtiefe s_i	Eindringvolumen V_i
Materialanhäufungshöhe s_p	mittlere plastische Dehnung $\bar{\varepsilon}_{pl}$

Die charakteristischen Werte wurden aus dem resultierenden Eindruck mithilfe von MATLAB R2018a (Programm-Code siehe Anhang, S. 128) bestimmt. Dazu wurde die Oberfläche durch Interpolation aus den Höhenwerten der äußeren Bereiche des aufgenommenen Höhenprofils ermittelt. Aus der Differenz zwischen der interpolierten Oberfläche und der realen Oberfläche wurde der zusammenhängende, kreisförmige Bereich des Eindrucks identifiziert und sein geometrischer Schwerpunkt bestimmt.

Im Eindruckbereich wurden acht gleichmäßig verteilte Profillinien durch den geometrischen Schwerpunkt des Eindrucks gelegt. Für jede Profillinie wurden die charakteristischen Werte Eindringtiefe s_i, Eindruckdurchmesser d_i und Materialanhäufungshöhe s_p bestimmt. Für jeden charakteristischen Wert wurde ein Mittelwert aus den jeweils acht gemessenen Werten berechnet.

Bei zu starker Abweichung des zu erwartenden Messwertes (vor allem bei Eindringtiefen $s_i < 0{,}2$ µm) wurden die charakteristischen Werte manuell mittels VK-Analyse-Modul von der Firma Keyence bestimmt.

Bestimmung des Grads der Korrelation

Die charakteristischen Werte wurden normiert auf die gemessene kinetische Energie $E_{kin,I}$ des Indenters, um sie unabhängig von den in **Bild 2.5** gezeigten Kenngrößen mit den Werkstoffkennwerten vergleichen zu können. Die entsprechenden Gleichungen sind im Weiteren dargestellt:

Normierter Eindruckdurchmesser $d_{i,norm}$:

$$d_{i,norm} = \frac{d_i}{E_{kin,I}} \tag{4.3}$$

Normierte Eindringtiefe $s_{i,norm}$:

$$s_{i,norm} = \frac{s_i}{E_{kin,I}} \tag{4.4}$$

Normierte Materialanhäufungshöhe $s_{p,norm}$:

$$s_{p,norm} = \frac{s_p}{E_{kin,I}} \tag{4.5}$$

Normierte Gesamttiefe $s_{t,norm}$:

$$s_{t,norm} = \frac{s_i + s_p}{E_{kin,I}} \tag{4.6}$$

Normiertes Eindringvolumen $V_{i,norm}$:

$$V_{i,norm} = \frac{\frac{\pi}{6} \cdot s_i \cdot \left(3 \cdot \left(\frac{d_i}{2}\right)^2 + {s_i}^2\right)}{E_{kin,I}} \tag{4.7}$$

Normierte mittlere plastische Dehnung $\bar{\varepsilon}_{pl,norm}$:

$$\bar{\varepsilon}_{pl,norm} = \frac{s_i}{d_i \cdot E_{kin;I}} \tag{4.8}$$

Der Grad der Korrelation zwischen den normierten charakteristischen Werten und den Werkstoffkennwerten wurde über die Pearson-Produkt-Moment-Korrelation (Pearson-Korrelation) berechnet (siehe Anhang S. 136).

Bei der Korrelation der charakteristischen Werte mit der Härte oder der Zugfestigkeit wurden teilweise nichtlineare, jedoch eineindeutige und stetige Zusammenhänge erwartet. Um die Pearson-Korrelation auch im nichtlinearen Fall anwenden zu können, wurde der Grad der Korrelation anhand der logarithmierten Werte berechnet. Dazu wurden die charakteristischen Werte *X* und die dazugehörigen Werkstoffkennwerte *Y* jeweils logarithmiert und gegeneinander aufgetragen.

4.2.3 **Druckzelle**

Das Ziel der Verwendung einer zylindrischen Druckzelle (DRZ) war es, den Druckstoß der Stoßwelle zu erhöhen, indem deren Ausbreitung so weit wie möglich eingeschränkt wurde (vgl. Abschnitt 2.1.1 und Abschnitt 2.1.2). Gleichzeitig sollte durch die Druckzelle eine hohe Reproduzierbarkeit (vgl. Abschnitt 4.2.7) erreicht werden, da sich einerseits die Bedingungen oberhalb des Indenters und andererseits die Führung des Indenters gezielt beeinflussen ließen. Dazu wurden unterschiedliche Innendurchmesser und Höhen zylindrischer Druckzellen untersucht. **Bild 4.9** zeigt schematisch Form und Ausbreitung des Plasmas und der Stoßwelle mit und ohne Druckzelle sowie die Abmessungen der untersuchten Druckzellen.

Die untersuchten Druckzellinnendurchmesser D_{DRZ} betrugen 3,02 mm, 3,05 mm, 3,07 mm, 3,10 mm und 3,15 mm. Der verwendete Indenterdurchmesser betrug jeweils D_I = 3,000 mm ± 0,001 mm. Um den Einfluss des Innendurchmessers der Druckzelle auf

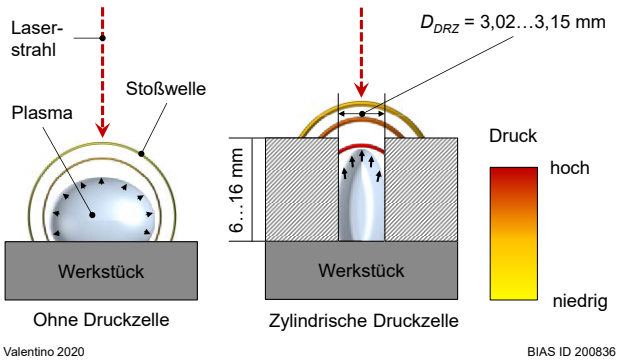


Bild 4.9: Schematische Darstellung der Form und Ausbreitung des Plasmas und der Stoßwelle mit und ohne DRZ

die Eindruckgeometrie beschreiben zu können, wurde als Kenngröße die Differenz zwischen den Durchmessern der Druckzelle und des Indenters gewählt. Zusätzlich wurden verschiedene Druckzellenhöhen zwischen 6 mm und 16 mm in 2-mm-Schritten untersucht. Soweit nicht anders ausgewiesen, wurde die zylindrische Druckzelle mit einer Höhe von h_{DRZ} = 10 mm und einem Innendurchmesser von D_{DRZ} = 3,02 mm verwendet.

4.2.4 Einfluss des Umgebungsmediums

Es wurde untersucht, ob eine Zuführung von Helium, Druckluft, Stickstoff oder Argon eine Veränderung des Druckstoßes der laserinduzierten Stoßwelle verursacht oder dessen Streuung beeinflusst. Zum einen wurden die Kraft-Zeit-Verläufe (vgl. Abschnitt 4.3.5) ermittelt und zum anderen wurden Eindrücke in Al99.5 erzeugt. Die Ergebnisse wurden denen ohne ein Zuführen von Gas gegenübergestellt. Die zylindrische Druckzelle wurde dabei auf zwei unterschiedliche Arten mit den jeweiligen Gasen geflutet. Einmal wurde das Gas kontinuierlich in die Druckzelle zugeführt (Dauerspülung) und einmal wurde die Druckzelle vor jedem Puls gespült (Vorspülung). Die Dichten der verwendeten Gase sind in **Tabelle 4.2** gelistet. Argon und Helium wurden ausgewählt, da ihre Dichte deutlich von derjenigen der Umgebungsluft abweicht. Wenn nicht anders angegeben, ist die Druckzelle kontinuierlich mit Druckluft gespült worden.

Tabelle 4.2: Dichten der zur Spülung der Druckzelle verwendeten Gase bei 15 °C nach [IFA20]

Gas	Helium	Stickstoff	Luft	Argon
Dichte	0,167 kg/m³	1,169 kg/m³	1,204 kg/m³	1,669 kg/m³

4.2.5 Positionierabweichungen

Um den Einfluss einer Positionierabweichung zwischen Laserstrahl und Indenter zu untersuchen, wurde einerseits der Aufbau mit Indenter relativ zum Laserstrahl in lateraler und vertikaler Richtung verschoben und andererseits der Einfallswinkel des Laserstrahls variiert.

Für die laterale Verschiebung wurde der Aufbau in Abständen von Δx_i = 0,1 mm in x- und y-Richtung bis zu einer Abstandsänderung von Δx = ±0,7 mm vom Koordinatenursprung verschoben. Da bei der Verschiebung in x- und y-Richtung zwischen den Messergebnissen keine signifikanten Unterschiede feststellbar waren, wurden diese

gemittelt über der lateralen Verschiebung aufgetragen. Der Koordinatenursprung ist der Berührungspunkt der Fokusebene mit dem Indenter, wenn diese in der Tangentialebene liegt und parallel zur Probenoberfläche ist (siehe **Bild 4.7**).

Für die Fokuslagenverschiebung (Verschiebung in vertikaler Richtung) wurde der Fokus vom Koordinatenursprung in 1 mm Schritten oberhalb des Targets als auch in das Target hinein verschoben.

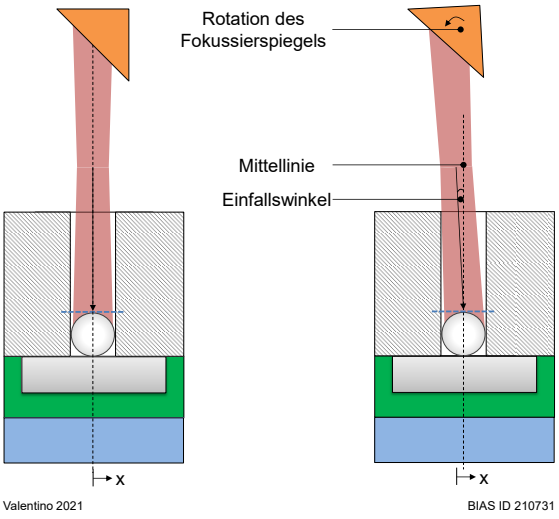


Bild 4.10: Schematische Darstellung der Änderung des Einfallswinkels durch Rotation des Fokussierspiegels

Der Einfallswinkel des Laserstrahls wurde in Schritten $\Delta\alpha_E = 0{,}4°$ durch Rotation des Fokussierspiegels geändert (siehe **Bild 4.10**). Mit der Rotation wurde der Aufbau in lateraler Richtung so verschoben, dass die Mittellinie der Bohrung der Druckzelle und die Indenteroberfläche immer einen gemeinsamen Schnittpunkt mit dem geometrischen Schwerpunkt der projizierten Strahlfläche aufweisen. Die projizierte Strahlfläche und ihr geometrischer Schwerpunkt wurden in Abhängigkeit vom Einfallswinkel mittels Thermopapier ermittelt (vgl. Abschnitt 4.1.1). Das Thermopapier lag dabei parallel zur Probenoberfläche auf.

Damit ausschließlich der Einfluss des Laserstrahlwinkels untersucht werden konnte und der divergierende Laserstrahl möglichst wenig mit der Druckzellenoberseite interagierte (Druckzellenhöhe $h_{DRZ} = 10$ mm), wurde die Fokuslage auf $z_f = 10$ mm verschoben. Es wurden Kraft-Zeit-Verläufe ermittelt (vgl. Abschnitt 4.3.5) und Eindrücke im Material mithilfe der LiSE erzeugt.

4.2.6 **Einfluss des Eindruckabstands**

Bei der quasistatischen Härteprüfung sind folgende Mindestabstände zwischen zwei Eindrücken definiert: vom Mittelpunkt des Eindrucks zum Mittelpunkt des zweiten Eindrucks das 3-fache des mittleren Eindruckdurchmessers und zwischen dem Mittelpunkt des Eindrucks und der Probenkante das 2,5-fache des mittleren Eindruckdurchmessers [DIN15]. Die Abstände zwischen zwei Eindrücken sowie zwischen Rand und Eindruck wurden analog zur DIN-Norm [DIN15] gemessen.

Zur Bestimmung des Mindestabstands zwischen zwei Eindrücken wurden Eindrücke mit unterschiedlichen Abständen l_e zueinander in EN AW-6082 T6 und S235 eingebracht. Aufgrund der unterschiedlichen Härte der beiden Werkstoffe (siehe **Tabelle A.1**) wurde ein normierter mittlerer Eindruckdurchmesser pro Abstand berechnet. Der normierte

mittlere Eindruckdurchmesser $\bar{d}_{i,norm}$ bestimmt sich aus dem Verhältnis von mittlerem Eindruckdurchmesser $\bar{d}_i$ zum Maximalwert $d_{i,max}$ der jeweiligen Abstandsmessreihe.

$$\bar{d}_{i,norm}(l_e) = \frac{\bar{d}_i(l_e)}{d_{i,max}} \tag{4.9}$$

Über eine Positionierung des Kreuztisches konnten mehrere Eindrücke automatisiert eingebracht werden. Für die Achsen des Kreuztisches wurde eine maximale Beschleunigung von 300 mm/s² eingestellt. In **Bild 4.11** sind die gemessenen maximalen Frequenzen aufgetragen, mit der die Eindrücke mit einem Abstand l_e zueinander mit dem hier verwendeten Kreuztisch (vgl. Abschnitt 4.1.1) eingebracht wurden.

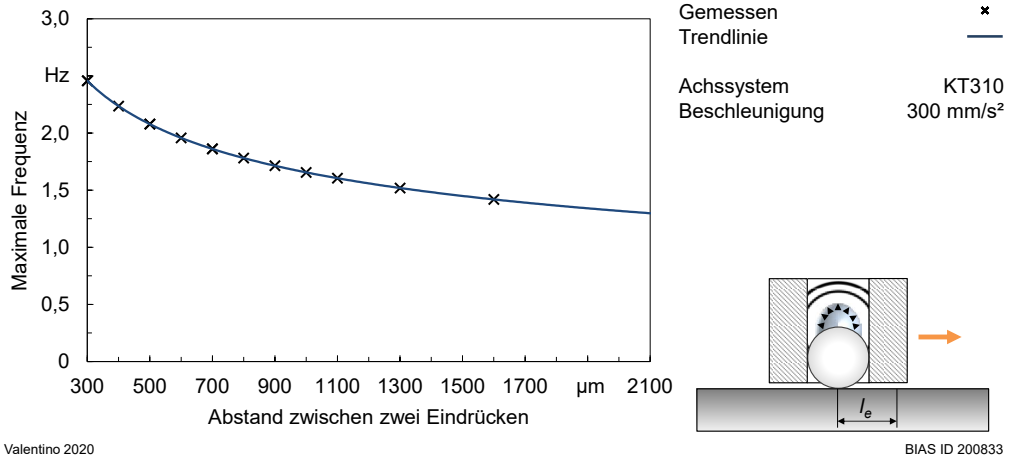


Bild 4.11: Maximale Frequenz mit der die Eindrücke in Abhängigkeit vom Abstand eingebracht wurden

Um eine Mindestbreite für die Kleinstproben abzuleiten, wurden Eindrücke mit verschiedenen Abständen l_r zum Rand eingebracht. Aus den eingebrachten Eindruckdurchmessern wurde ein gleitender Mittelwert des Eindruckdurchmessers in Abhängigkeit vom Randabstand bestimmt.

In beiden untersuchten Fällen wurde derjenige Abstand als Mindestabstand definiert, bei dem der mittlere Eindruckdurchmesser gerade noch nicht signifikant vom mittleren Eindruckdurchmesser abweicht. Eine Abweichung gilt hier als signifikant, sobald der Mittelwert außerhalb des Streubereichs (Standardabweichung) liegt. Um Eindrücke zu erzeugen, bei denen möglichst keine Beeinflussung vorliegt, wurde ein Abstand von mindestens dem 5-fachen des Eindruckdurchmessers zum Rand und zum nächsten Eindruck eingehalten.

4.2.7 **Reproduzierbarkeit**

Allgemein wird ein Prozess als reproduzierbar betrachtet, wenn eine Replikationsstudie zu vergleichbaren Ergebnissen kommt [Cur94]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Reproduzierbarkeit so nachgewiesen, dass aus den experimentellen Ergebnissen und anhand der Erkenntnisse in Abschnitt 6 diejenigen Kenngrößen abgeleitet wurden, bei denen eine geringe Streuung und ein kleiner Variationskoeffizient des übertragenen Impulses zu erwarten war. Der Variationskoeffizient ist der Quotient aus

Standardabweichung und Mittelwert. Er ist die normierte Darstellung der Varianz. Der Variationskoeffizient wurde herangezogen, um bei einer Veränderung der Laserparameter, die zu unterschiedlich großen Impulsüberträgen auf den Indenter führt, eine Vergleichbarkeit zu ermöglichen. Um eine Nachvollziehbarkeit zu schaffen, werden die abgeleiteten Kenngrößen in Abschnitt 8 diskutiert und ihre Auswirkungen auf die Reproduzierbarkeit dargestellt. Der experimentelle Aufbau und die Versuchsdurchführung sind ebenfalls in diesem Abschnitt protokolliert.

4.3 Messsysteme

4.3.1 Bestimmung der kinetischen Energie der Stoßwelle

Zur Bestimmung der durch eine laserinduzierte Stoßwelle auf einen Indenter übertragenen kinetischen Energie wurde ein Pendelversuchsaufbau konstruiert (siehe **Bild 4.12**). Dieser Aufbau diente dazu, Material- und Durchmessereinflüsse in Abhängigkeit von der vorliegenden Laserintensität zu detektieren.

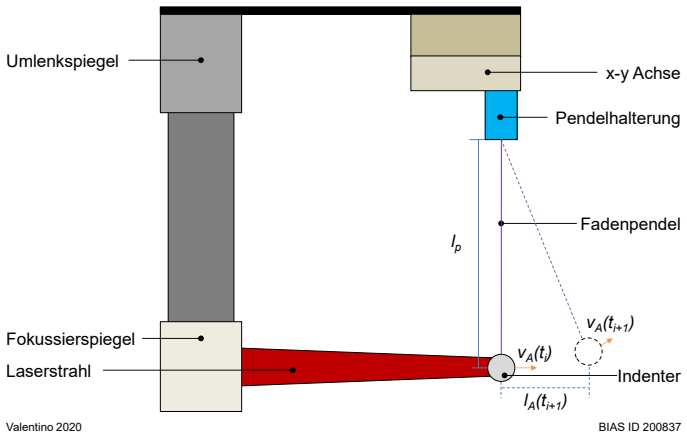


Bild 4.12: Schematische Darstellung des Pendelversuchsaufbaus

Die Indenter wurden jeweils an einem Faden mit einer Pendellänge von $l_p = 450$ mm befestigt. Der Faden hatte einen Durchmesser von $D_p = 0{,}09$ mm und wies eine Zugfestigkeit von $\sigma_m = 7100$ N/mm² auf. Mittels eines Nanosekundenlasers von IPG wurden in unterschiedliche Indenterwerkstoffe Sackbohrungen mit einer Tiefe von 0,5 mm und einem Durchmesser von 0,2 mm eingebracht. Ein Fadenende wurde in die Sackbohrungen geklebt. Aus der Masse des Fadens und der Masse des Indenters ermittelt sich die Fadenpendelmasse m_G. Die Auslenkung des Pendels wurde mit einer Hochgeschwindigkeitskamera Phantom V5.1 der Firma Vision Research aufgezeichnet. Mithilfe der Software der Kamera konnte die Auslenkung anhand der Kalibrierung der Pixel über den Durchmesser des Indenters bestimmt werden. Die Bildauflösung betrug für alle Aufnahmen $B = 0{,}077$ mm/px.

Das Fadenpendel schwingt idealerweise in einer vertikalen Ebene, die orthogonal zur optischen Achse der Hochgeschwindigkeitskamera liegt. Bei den Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera wurden zwei Arten von Abweichungen als dominante Einflüsse identifiziert, welche zu einer Unterbestimmung der Auslenkgeschwindigkeit führen können. Erstens führt eine schräge Auslenkung (siehe **Bild 4.13**) des Pendels von der vertikalen Ebene zu einer Verminderung der gemessenen Auslenkgeschwindigkeit. Bei den Aufnahmen wurde sichergestellt, dass sich das Pendel über eine horizontale

Auslenkung von l_A = 16 mm innerhalb der Schärfentiefe (h_t = 2 mm) der Kamera bewegt. Daraus ergibt sich eine relative Messunsicherheit ΔU_A für die Auslenkung von ΔU_A = 0,8 %:

$$\Delta U_A = \frac{\sqrt{{h_t}^2 + {l_A}^2} - l_A}{l_A} \tag{4.10}$$

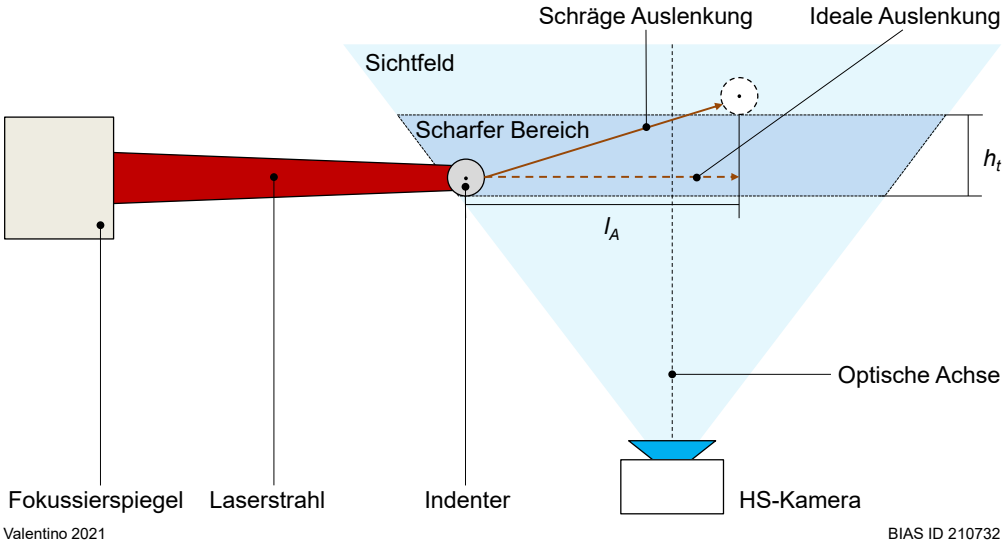


Bild 4.13: Darstellung der idealen und einer schrägen Auslenkung des Pendels

Zweitens führt die Bildauflösung der Kamera dazu, dass die Position des Indenters nicht exakt bestimmt werden kann. Es wurde davon ausgegangen, dass bei der Bestimmung der Pendelauslenkung zwischen zwei Bildern eine maximale Abweichung von 2 Pixeln auftreten kann. Die Auslenkgeschwindigkeit des Pendels wurde nach jedem dritten Bild ermittelt (siehe **Bild 4.14**). Die maximale Auslenkgeschwindigkeit v_A bestimmt sich aus der Rückextrapolation des jeweiligen Geschwindigkeit-Zeit-Verlaufs (unter der Annahme eines exponentiellen Verlaufs) und dessen Schnittpunkt mit der Ordinate.

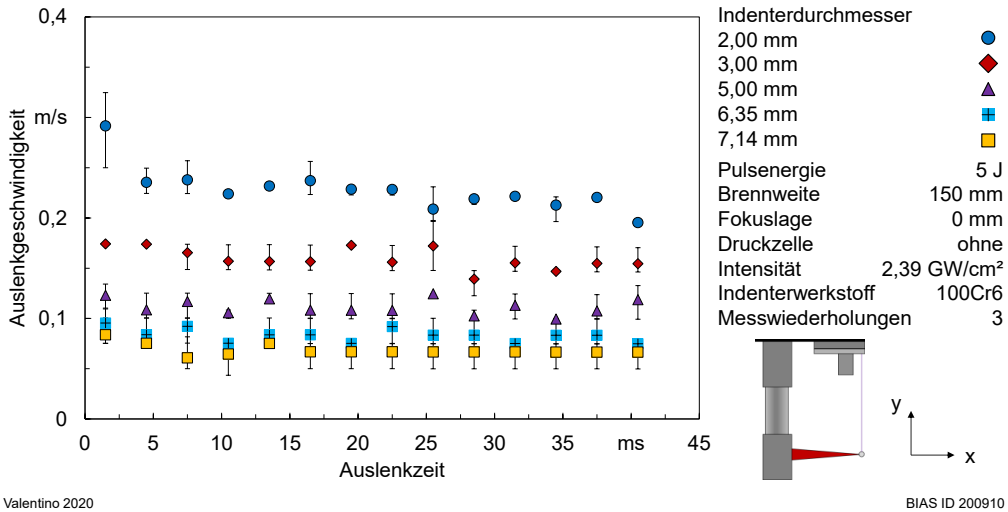


Bild 4.14: Auslenkgeschwindigkeit des Pendels über Ausbreitungsdauer für verschiedene Indenterdurchmesser

Für die Aufnahme wurde eine Bildrate von 1000 fps bei einer Belichtungszeit von 990 µs verwendet. Damit ergibt sich bei der Bestimmung der Geschwindigkeit des Pendels eine Messunsicherheit von U_v = 0,051 m/s:

$$U_v = \frac{Pixelabweichung \cdot Bildauflösung}{Zeitintervall} = \frac{2\ px \cdot 0{,}000077\ \frac{m}{px}}{3\ ms} = 0{,}051\ m/s \tag{4.11}$$

Aus der maximalen Auslenkgeschwindigkeit des Pendels v_A und der Fadenpendelmasse m_G wird die kinetische Energie E_{kin} bestimmt:

$$E_{kin} = \frac{1}{2} \cdot m_G \cdot {v_A}^2 \tag{4.12}$$

4.3.2 Untersuchung des Plasmas und der Stoßwellenausbreitung

Zur Untersuchung des Plasmas und der Stoßwellenausbreitung wurde die Schlierenmethode angewendet [Pan12, S. 23 ff.]. Der Messaufbau wird in **Bild 4.15** dargestellt. Die Aufnahmen erfolgten durch eine Hochgeschwindigkeitskamera der Firma Vision Research (Modell VEO 410L). Für die Bestimmung des Ursprungs der Stoßwelle und der Ausbreitungsgeschwindigkeit wurde eine Bildrate von 100 000 fps gewählt. Die Bildauflösung betrug jeweils 0,068 mm/px und die Belichtungszeit 1,02 µs. Für die Abstandsmessungen zwischen Target und Stoßwelle wird angenommen, dass bei dem Setzen von zwei Messpunkten eine maximale Abweichung von 2 Pixeln auftreten kann. Durch die Bildauflösung der Kamera ergibt sich hieraus eine Messunsicherheit für die Abstandsmessung von U_A = 0,14 mm. Aus Gleichung (4.11) berechnet sich für die Geschwindigkeitsmessung der Stoßwelle über ein Zeitintervall von 10 µs und einer maximalen Abweichung von 2 Pixeln eine Messunsicherheit von U_v = 28 m/s.

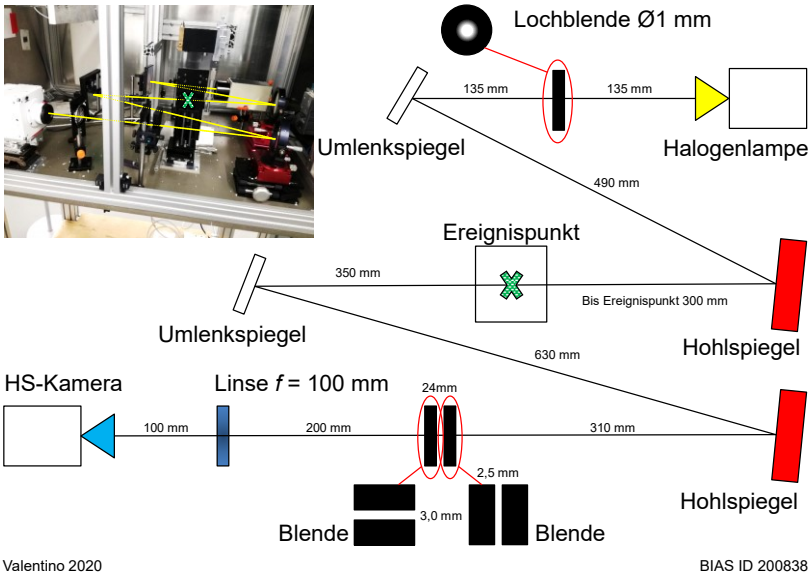


Bild 4.15: Messaufbau zur Charakterisierung der Stoßwellenausbreitung mittels Schlierenmethode

Aus der Literatur ergibt sich, dass laserinduzierte Stoßwellen aufgrund der Energiezufuhr durch die Laserstrahlung eine ellipsoide Ausbreitungsform annehmen (vgl.

Abschnitt 2.1.1). Bei der laserinduzierten Stoßwelle muss sich mit zunehmendem Radius der Stoßwelle R_{sw} der Brennpunkt f_B des Ellipsoids von der Oberfläche entfernen (siehe **Bild 4.16**), wenn eine sphärische Ausbreitung ($\upsilon = 1/5$, $\xi_0 \approx 1$) zugrunde gelegt wird:

$$R_{sw,i} = (l_{sw,i} - f_{B,i}) \tag{4.13}$$

Dabei ist $l_{sw,i}$ der gemessene maximale Abstand der Stoßwellenfront in Richtung der Oberflächennormalen.

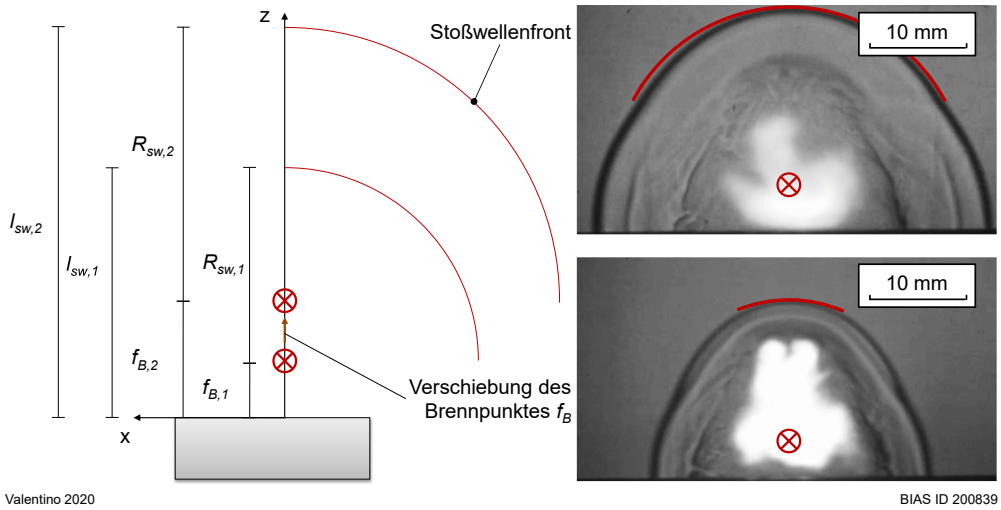


Bild 4.16: Verschiebung des Brennpunktes durch die zunehmende Ausbreitung der Stoßwelle

Wird die Gleichung (2.2) in Gleichung (4.13) eingesetzt und nach dem Abstand des Brennpunktes von der Oberfläche f_B aufgelöst, so lässt sich dieser in Abhängigkeit von der Ausbreitungsdauer t_{SW} beschreiben:

$$f_{B,i} = l_{sw,i} - \left(\frac{{t_{sw}}^2 \cdot \rho_0}{E_P}\right)^{1/5} \tag{4.14}$$

Durch Rückextrapolation der gemessenen Zeitreihen wurde der Ursprung der sphärischen Ausbreitung zum Zeitpunkt $t_{sw} = 0$ bestimmt. Für die Untersuchung des laserinduzierten Plasmas und der Ausbreitungsform der Stoßwelle wurde eine geringere Bildrate von 19 000 fps verwendet, wobei die Bildauflösung ebenfalls 0,068 mm/px betrug.

4.3.3 Temperaturmessung

Die durch die Laserstrahlung und das laserinduzierte Plasma in metallische Oberflächen erzeugten Temperaturen wurden mit einer Thermokamera VarioCAM hr head von InfraTec bestimmt. Die Aufnahmefrequenz der Thermokamera beträgt 60 Hz. Da die Thermokamera im Bereich der Wellenlänge der Laserstrahlung ($\lambda = 10{,}6$ µm) misst, wurden die erzeugten Temperaturen indirekt auf der Rückseite von Folien unterschiedlicher Dicke aus Reinaluminium (Al99.5) und dem Stahl X5CrNi18-10 gemessen, wie in **Bild 4.17** dargestellt.

Es wurden Foliendicken zwischen 10 µm und 200 µm gewählt. Für Al99.5 betrug die minimale Foliendicke 25 µm. Um die erzeugten Temperaturen zwischen Stahl und

Aluminium für eine Foliendicke von 10 µm vergleichen zu können, wurden die an der Rückseite gemessenen Temperaturen in Abhängigkeit von der Foliendicke rückextrapoliert.

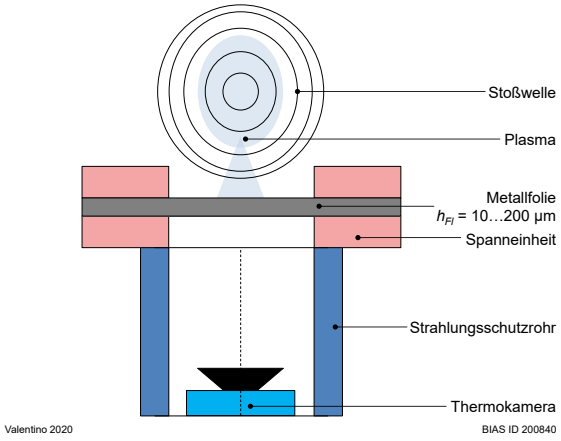


Bild 4.17: Messaufbau zur Bestimmung der durch Laserstrahlung und Plasma in metallische Oberflächen erzeugten Temperatur

Alle Folien wurden auf der Rückseite mit schwarzem Sprühlack beschichtet. Zur Kalibrierung der Thermokamera wurde an 100 µm dicken Folien aus Stahl und aus Aluminium jeweils ein Thermoelement auf der Rückseite angebracht. Die Vorderseite der Folien wurde mittels eines Lötkolbens auf eine definierte Temperatur von 220 °C gebracht. Mithilfe des Thermoelements wurde für die Thermokamera unabhängig vom Folienwerkstoff ein Emissionsfaktor von $e_{Th} = 0{,}91$ bestimmt. Mit Temperaturindikatorlacken von Omega wurden die Temperaturmessungen zusätzlich validiert. Die Lacke wurden auf der strahlabgewandten Seite der Folien aufgebracht. Sie trocknen nach dem Aufbringen bei Raumtemperatur und schmelzen bei einer definierten Temperatur, wodurch sich ihre Farbe verändert. Es wurden Lacke mit Schmelztemperaturen von 97 °C, 107 °C, 135 °C, 149 °C, 177 °C, 191 °C und 204 °C verwendet. Die Ansprechzeit der Temperaturindikatorlacke beträgt 1 ms.

4.3.4 Bestimmung der Stoßzahl

Die Stoßzahl u ist gleich dem Betragsverhältnis der relativen Geschwindigkeiten der Körper nach $v_{s,1}$ und vor $v_{s,0}$ dem Stoß bzw. der Rückprallhöhe $h_{s,1}$ und der Fallhöhe $h_{s,0}$ [Ell²19, S. 269 f.]. Ist die Geschwindigkeit v_p der Probe vor und nach dem Stoß $v_{p,0} = v_{p,1} = 0$, so gilt für die Stoßzahl u:

$$u = \sqrt{\frac{h_{s,1}}{h_{s,0}}} = \frac{v_{s,1}}{v_{s,0}} \tag{4.15}$$

Um die Stoßzahl bei der LiSE zu bestimmen, wurde ein Fallversuchsaufbau konstruiert. Der Fallversuch ist vergleichbar mit der Leeb-Prüfmethode [DIN16a]. Damit ein immer gleicher Fall des Indenters ermöglicht wird, wurde der Indenter über ein mechanisches Öffnungssystem fallen gelassen. Der Aufbau ist in **Bild 4.18** dargestellt. Die in den Fallversuchen ermittelte Auftreffgeschwindig-

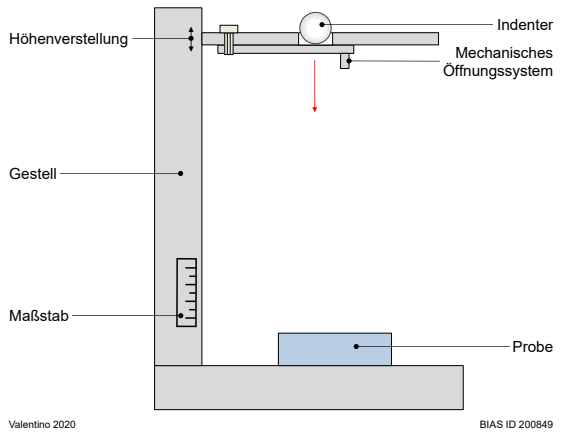


Bild 4.18: Aufbau des Fallversuchs zur Bestimmung der Stoßzahl

keit $v_{s,0}$ wurde der zugehörigen Rückprallgeschwindigkeit $v_{s,1}$ gegenübergestellt. Aus dem Geschwindigkeitsverhältnis wurde gemäß Gleichung (4.15) die Stoßzahl bestimmt.

Die Auftreffgeschwindigkeit wurde durch die potentielle Energie (Fallhöhe) bestimmt und durch die Messung der Auftreffgeschwindigkeit validiert, damit mögliche Verluste durch die Rotation der Kugel identifiziert werden konnten. Die Indenterbewegung wurde mit einer Hochgeschwindigkeitskamera Phantom V5.1 der Firma Vision Research aufgenommen. Es wurde eine Bildrate von 1000 fps bei einer Belichtungszeit von 990 µs verwendet. Damit ergab sich für die Bestimmung der Indentergeschwindigkeit eine Messunsicherheit von $U_{vs} = 0{,}051$ m/s und für die Bestimmung der Rückprallhöhe eine Messunsicherheit von $U_{hs} = 0{,}14$ mm.

4.3.5 Kraft-Zeit-Messung

Messaufbau

Der durch die Stoßwelle übertragene Druckstoß wurde mit einem piezoelektrischen Druckmesssensor der Firma Piezotech bestimmt. Die Sensorelemente bestanden aus einem metallbeschichteten piezoelektrischen Polyvinylfluorid-Polymer (PVDF). Die eingesetzten PVDF-Druckfolien waren 24 µm dick und detektieren Druckänderungen mit einer zeitlichen Auflösung bis in den Nanosekundenbereich. Durch den einwirkenden Druck wurde die PVDF-Folie gedehnt, was eine Ladungsverschiebung verursacht, welche proportional zum aufgebrachten Druck ist [Pie18]. Der Proportionalitätsfaktor wurde vom Hersteller bereitgestellt und betrug je nach verwendetem Sensor zwischen -21,0 pC/N und -24,0 pC/N. Die Drucksensoren besaßen einen quadratischen Messbereich von 1 mm². Die verschobenen Ladungen wurden durch einen Ladungs-Spannungs-Wandler 5015 der Firma Kistler in eine Spannung umgewandelt. Diese ist wiederum proportional zum Druck bzw. zur Kraft. Der Ladungsverstärker erlaubte es Kraftänderungen bis zu einer Grenzfrequenz von 400 kHz zu messen. Die Zeitreihen wurden mit einem Oszilloskop LT374 des Herstellers LeCroy mit einer Eingangsimpedanz von 1 MΩ aufgenommen. Eine schematische Darstellung des gesamten Messaufbaus zeigt **Bild 4.19**.

Die Maximalkraft und der übertragene Impuls wurden anhand der gemessenen Zeitreihen bestimmt. Aus der Kompressionsphase ergibt sich der Impuls. Dazu wurde der Kraft-Zeit-Verlauf bis zum Kraftmaximum integriert. Der Sensor selbst konnte nicht als Substrat dienen, da dieser ein hohes Absorptionsvermögen gegenüber der verwendeten Laserstrahlung aufwies. Daher war eine Schutzfolie oberhalb des Drucksensors erforderlich. Dazu wurde eine Aluminiumfolie (Al99.5) mit einer Foliendicke von 50 µm auf den Sensor gelegt. Der Einfluss der Foliendicke auf die Druckstoßmessung ist bereits durch Wielage untersucht worden [Wie11, S. 42]. Dabei wurden keine signifikanten Unterschiede aufgrund der Foliendicke festgestellt. Um einen möglichst luftspaltfreien

Kontakt zwischen Schutzfolie und Sensor zu garantieren, war der Einsatz eines Niederhalters erforderlich. Die Funktion des Niederhalters übernahm für die hier durchgeführten Versuchsreihen entweder eine Positioniereinheit oder eine Druckzelle.

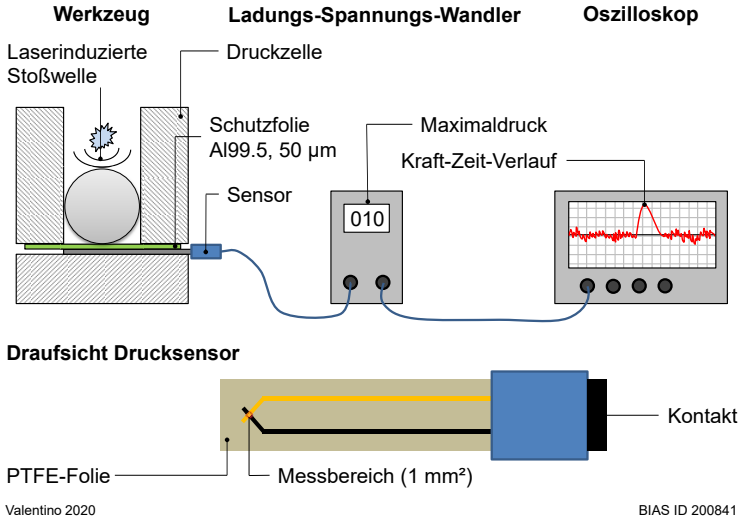


Bild 4.19: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der Druck- bzw. Kraft-Zeitreihen

Mit dem in **Bild 4.19** gezeigten Aufbau wurden ebenfalls die Kraft-Zeit-Verläufe der Indenter bestimmt. Auch hier wurde der Indenter auf eine Schutzfolie gelegt, die dazu diente, den Messsensor zu schützen und den vom Indenter ausgehenden Druck gleichmäßig auf den Messbereich der Folie zu verteilen. Es wurden weiche (Materialzustand 0 mit 19 HV0,05) und harte (Materialzustand H18 mit 46 HV0,05) Schutzfolien aus Al99.5 unterschiedlicher Dicke verwendet, um den Einfluss der Schutzfoliendicke auf die mittels Piezosensor gemessene Maximalkraft zu untersuchen (siehe **Bild 4.20**).

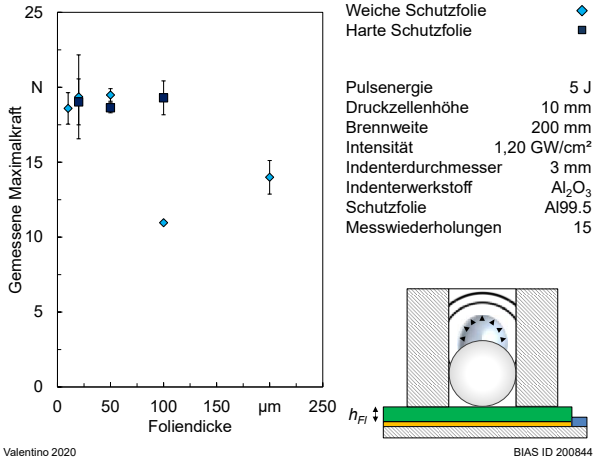


Bild 4.20: Einfluss der Foliendicke bei der Indentation auf die gemessene Maximalkraft

Bei den harten Schutzfolien wurde keine signifikante Änderung der Maximalkraft bei den untersuchten Foliendicken festgestellt. Bei den weichen Folien sank hingegen die gemessene Maximalkraft mit zunehmender Foliendicke. Da durch die Indentation eine Änderung der Foliendicke im Bereich des Eindrucks zu erwarten ist, wurde im Weiteren eine harte Schutzfolie mit einer Foliendicke von h_{Fl} = 50 µm verwendet.

Validierung der Kraft-Zeit-Messung mit Schutzfolie

Da sich zwischen dem Indenter und dem aufnehmenden Sensor eine Schutzfolie aus Aluminium befand, wurde geprüft, ob anhand des aufgenommenen Kraft-Zeit-Verlaufs

der vom Indenter ausgehende Impuls und damit auch die Maximalkraft bestimmt werden kann.

Die Validierung der Messmethode erfolgte in drei Stufen: Erstens wurde überprüft, ob die Bedingungen eines quasistatischen Normalstoßes erfüllt sind. Im quasistatischen Grenzfall entsprechen die Kontaktkräfte den statischen Kräften [Wil20, S. 115 ff.]. Die Kontaktkräfte können dann anhand der Bewegungsgleichung abgeleitet werden. Zweitens wurde der Einfluss der Schutzfolie unter werkstofftechnischen Aspekten betrachtet, indem die Auswirkungen von Mehrfachindentationen auf den Kraft-Zeit-Verlauf und den daraus ermittelten Impuls analysiert wurden. Der Messaufbau wurde dabei nicht verändert, sodass der Indenter immer in die gleiche Position der Schutzfolie drückte. Der ermittelte Impuls durfte sich nicht über die Anzahl der Eindrücke verändern. Drittens wurden Indentationen unter statischen Bedingungen mit der Zug-Druck-Prüfmaschine (vgl. Abschnitt 4.1.2) in denselben Messaufbau eingebracht und den Kraftmessungen und -berechnungen gegenübergestellt. Es wurde erwartet, dass sich die gemessene Maximalkraft mit zunehmender Anzahl an Eindrücken verändert, bis zu dem Punkt, an dem das Material nicht mehr weiter plastisch verformt werden kann. Für diesen Bereich wurde angenommen, dass der Indenter in einen elastischen Halbraum drückt. Der Stoß eines starren Indenters in einen elastischen Halbraum ist mit dem Stoß zweier elastischer Indenter vergleichbar [Wil20, S. 114 f.].

Aus dem übertragenen Impuls M_I auf den Indenter und der Masse des Indenters m_I lässt sich seine maximale Stoßgeschwindigkeit $v_{0,I}$ berechnen:

$$v_{0,I} = \frac{M_I}{m_I} \tag{4.16}$$

Die Impulsform wurde als ideal angenommen. Dadurch gelten für die Anfangsbedingungen:

$$s(t = 0) = 0,\ v(t = 0) = v_{0,I} \tag{4.17}$$

Dabei ist s die Eindringtiefe und v ist die Stoßgeschwindigkeit.

Damit die Bedingung eines quasistatischen Normalstoßes erfüllt ist, muss die maximale Stoßgeschwindigkeit $v_{0,I}$ viel kleiner als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elastischen Welle v_{el} sein (vgl. Abschnitt 2.3.4). Nach Hunter reicht es aus, dass dabei folgende Beziehung zwischen maximaler Stoßgeschwindigkeit $v_{0,I}$ und Ausbreitungsgeschwindigkeit der elastischen Welle v_{el} erfüllt ist [Hun57]:

$$v'_{max} = \left(\frac{v_{0,I}}{v_{el}}\right)^{3/5} \ll 1 \tag{4.18}$$

Für Aluminium ergibt sich eine charakteristische Ausbreitungsgeschwindigkeit der elastischen Welle von $v_{el} = 3110$ m/s ($E = 70000$ MPa und $\rho = 2{,}7$ g/cm³). Über

Pendelversuche wurde die maximale Stoßgeschwindigkeit abgeleitet. Es wurde angenommen, dass die maximale Stoßgeschwindigkeit $v_{0,I}$ hier der maximalen Auslenkgeschwindigkeit v_A des Pendels entspricht. Die Stoßgeschwindigkeit wurde für den Aufbau mit und ohne einer Druckzelle bestimmt.

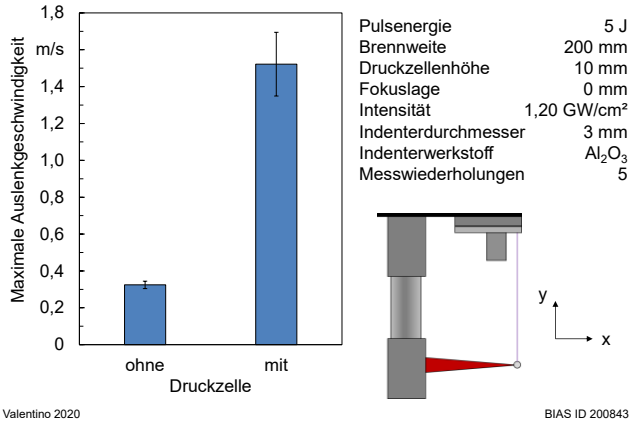


Bild 4.21: Bestimmung der Pendelgeschwindigkeit anhand des Pendelversuchs mit und ohne Druckzelle

Bild 4.21 zeigt die ermittelten Auslenkgeschwindigkeiten für die beiden Versuchsaufbauten. Nach Gleichung (4.18) ergibt sich mit der Druckzelle ein Verhältnis von $v' = 0{,}010$ und ohne Druckzelle ein Verhältnis von $v' = 0{,}004$. Die Werte für beide Versuchsaufbauten erfüllen damit die Bedingung $v'_{max} << 1$ eines quasistatischen Normalstoßes. Die Lösung der Bewegungsgleichung durch Willert liefert mit den Anfangsbedingungen aus Gleichung (4.17) die Maximalkraft F_{max} [Wil20, S. 115 f.]:

$$F_{max} = \left(\frac{125}{36} \cdot {m_I}^3 \cdot {v_{0,I}}^6 \cdot R_I \cdot {E^*}^2\right)^{1/5} \tag{4.19}$$

Der effektive E-Modul E^* berechnet sich über die Werkstoffkenndaten der Schutzfolie aus Aluminium (E_1, ν_1) und des Indenters (E_2, ν_2) [Pop09, S. 17 ff.]:

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1-{\nu_1}^2}{E_1} + \frac{1-{\nu_2}^2}{E_2} \tag{4.20}$$

Für die LiSE sind in **Bild 4.22** die gemessene Maximalkraft, der bestimmte Impuls sowie die aus Gleichung (4.19) berechnete Maximalkraft über der Anzahl der Eindrücke aufgetragen. Die gemessene Maximalkraft steigt mit zunehmender Anzahl an Eindrücken an.

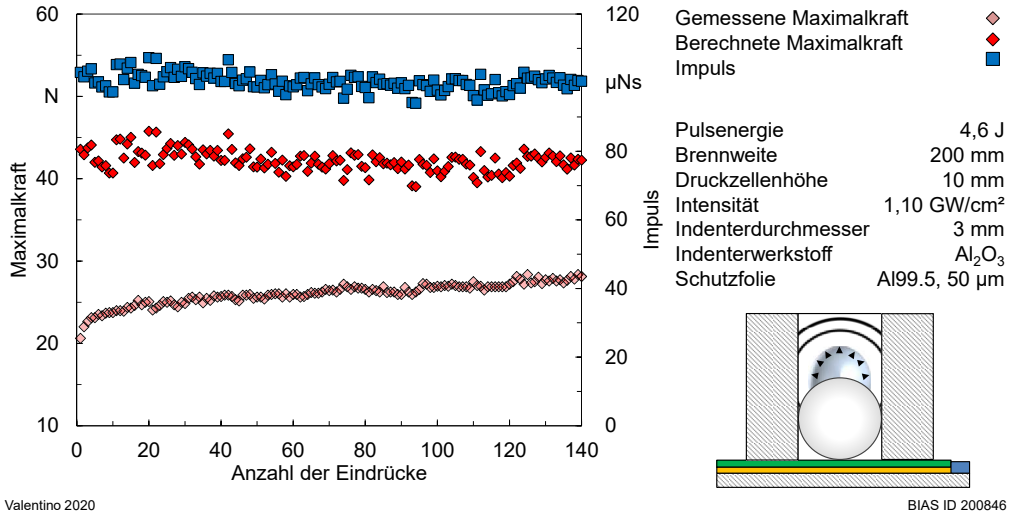


Bild 4.22: Veränderung der gemessenen Maximalkraft, des übertragenen Impulses und der berechneten Maximalkraft über die Anzahl der Eindrücke

Ab 100 Messungen nähert sich die gemessene Maximalkraft einem Wert von $F_{max} = 28{,}4\ \text{N} \pm 0{,}5\ \text{N}$. Der Impulsverlauf zeigt eine minimale Reduzierung des gemessenen Impulses über die Anzahl der Eindrücke. Im Mittel ergibt sich ein Impuls von $M_I = 100{,}3\ \mu\text{Ns}$ mit einer Standardabweichung von 2,5 µNs. Mittels der Gleichung (4.19) wird eine Maximalkraft von $F_{max} = 42{,}2\ \text{N} \pm 1{,}3\ \text{N}$ berechnet. Die Abweichung der gemessenen von der berechneten Maximalkraft beträgt in diesem Bereich 30 %. Bei jedem gemessenen Kraft-Zeit-Verlauf ergibt sich aus dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Ladungs-Spannungs-Wandlers eine Standard-abweichung von 0,3 N.

Die leichte Abnahme des Impulses über die Anzahl der Pulse wird auf eine Reduzierung der Pulsenergie zurückgeführt (siehe **Bild 4.23**). Zum einen setzt das Erzeugen der Laserstrahlung Wärme im Laser frei und zum anderen dissoziiert bei jeder Entladung ein Teil des Kohlenstoffdioxids in Kohlenstoffmonoxid und Sauerstoff, wodurch die Pulsenergie mit jedem Puls abnimmt. Im Mittel wird eine Abnahme der Pulsenergie von 0,05 mJ pro Puls bestimmt. Bis zu einer Pulsenergie von 5 J beträgt der Variationskoeffizient $\kappa_{var} = 0{,}005$. Ab einer Pulsenergie $E_p > 5$ J erhöht sich der Variationskoeffizient auf $\kappa_{var} = 0{,}013$.

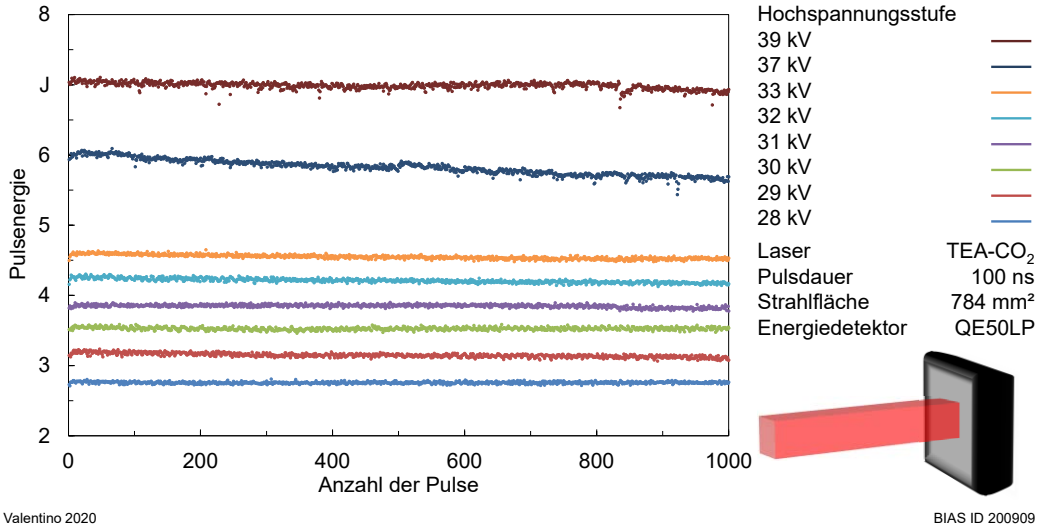


Bild 4.23: Veränderung der Pulsenergie über die Anzahl der Pulse

Zur Bewertung der gemessenen Maximalkraft (siehe **Bild 4.22)** wird in **Bild 4.24** die Änderung des Eindruckdurchmessers über der Anzahl an Eindrücken aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Änderung des Eindruckdurchmessers mit zunehmender Anzahl an Eindrücken an derselben Position abnimmt. Hier wird ein ähnlicher Verlauf wie bei der gemessenen Maximalkraft in **Bild 4.22** beobachtet. Nach 90 Eindrücken wird keine signifikante Änderung des Eindruckdurchmessers mehr festgestellt.

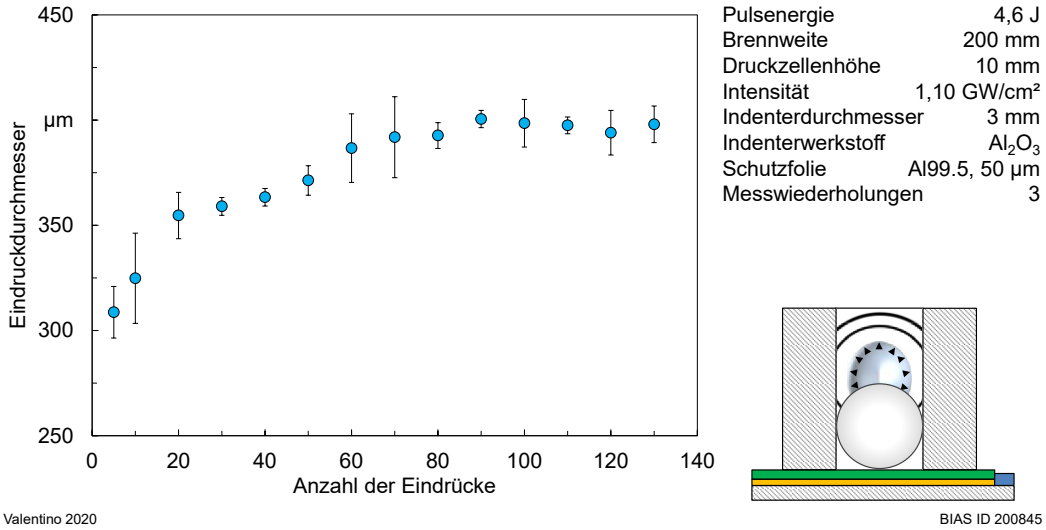


Bild 4.24: Veränderung des Eindruckdurchmessers über die Anzahl der Eindrücke an derselben Position

Für die Indentationen mit der Zug-Druck-Prüfmaschine wurde derselbe Indenter an einem Stempel befestigt und wie bei den LiSE-Kraftmessungen in den piezoelektrischen Druckmesssensor mit Schutzfolie gedrückt. An der Zug-Druck-Prüfmaschine wurde eine definierte Kraft von F_{max} = 30 N eingestellt und die Maximalkraft über den Drucksensor von Piezotech gemessen. In **Bild 4.25** ist erkennbar, dass der erste Wert minimal geringer als die an der Zug-Druck-Prüfmaschine eingestellte Maximalkraft ist. Bei Erhöhung der Anzahl der Eindrücke reduziert sich die gemessene Maximalkraft am Drucksensor, bis der Wert nach 70 Eindrücken um einen konstanten Mittelwert schwankt. Die relative Abweichung zwischen eingestellter Maximalkraft und gemessener Maximalkraft beträgt in diesem Bereich 30 %.

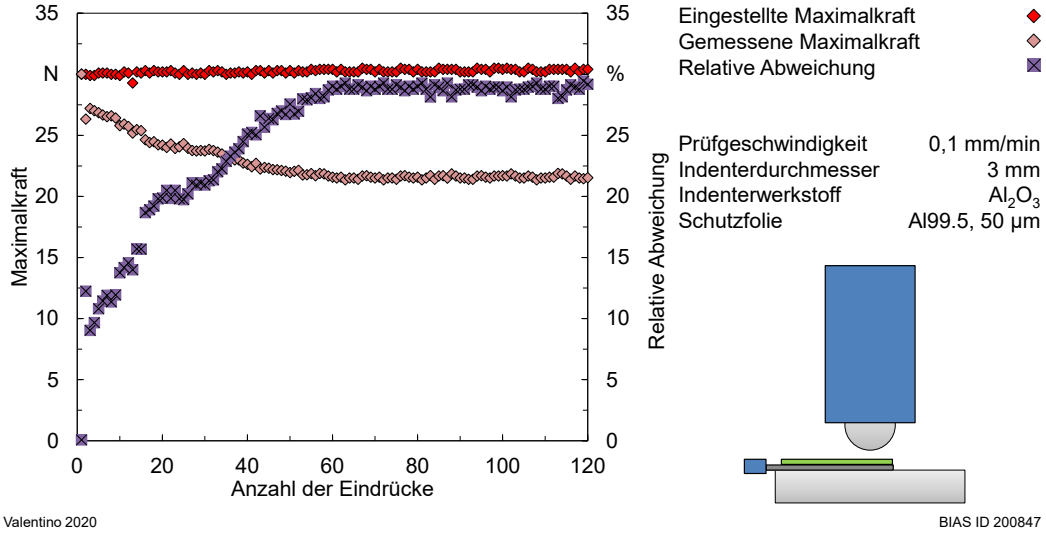


Bild 4.25: Vergleich der an der Zug-Druck-Prüfmaschine eingestellten Maximalkraft mit der über den Drucksensor gemessenen Maximalkraft

Zusätzlich wurde an der Zug-Druck-Prüfmaschine die eingestellte Soll-Maximalkraft F_S variiert und der am Drucksensor gemessenen Maximalkraft F_G gegenübergestellt (siehe **Bild 4.26**). Hierbei wurde dieselbe Schutzfolie wie zuvor verwendet. Es wurden jeweils

drei Messungen an derselben Position jeweils mit der gleichen Soll-Maximalkraft durchgeführt. Bei den Messungen wird nur eine geringe Streuung festgestellt. Zwischen der eingestellten Maximalkraft und der gemessenen Maximalkraft ergibt sich ein linearer Trend, woraus sich eine Kalibriergerade $F_S(F_G)$ ableitet. Die für die LiSE berechnete Soll-Maximalkraft im Verhältnis zur gemessenen Maximalkraft liegen auf der extrapolierten Geraden, wodurch die Messmethode validiert wird.

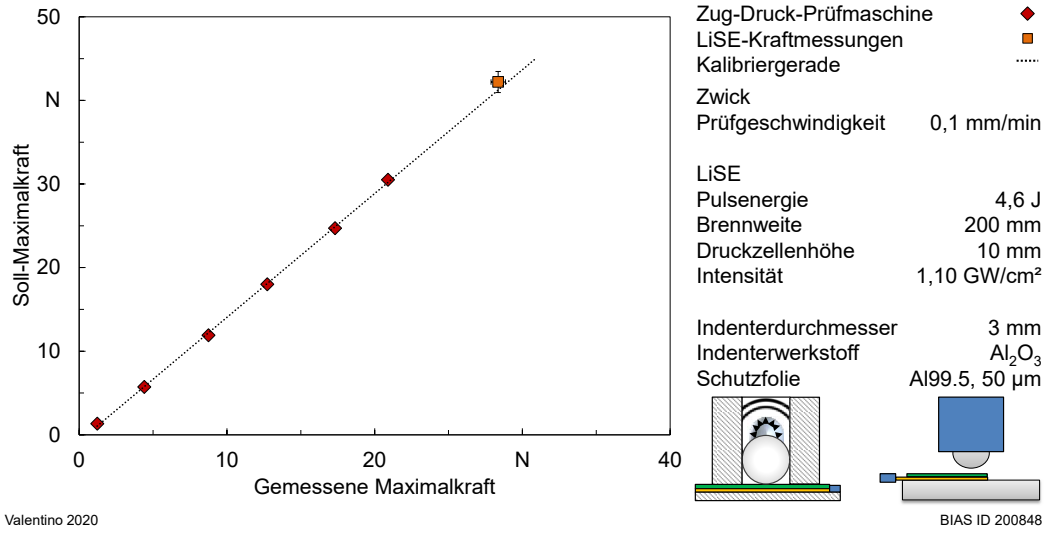


Bild 4.26: Unterschied zwischen gemessener Maximalkraft F_G und Soll-Maximalkraft F_S

4.3.6 Konfokalmikroskop

Die Oberflächentopografie der Proben wurde mittels Konfokalmikroskop (Modell VK-9700 von der Firma Keyence) charakterisiert. Die mittels LiSE erzeugten Eindrücke wurden mit einem Objektiv mit 20-facher Vergrößerung (1 px = 0,689 µm) aufgenommen. Mit dem Objektiv wurde ein Oberflächenbereich von 705 µm × 528 µm erfasst. Bei einem Höhenunterschied von 2 µm liegt die Messunsicherheit mit einem 20-fach-Objektiv bei 72 nm. Für die Bestimmung der Oberflächenrauheit wurde ein 50-fach-Objektiv (1 px = 0,139 µm) verwendet. In diesem Fall deckten die Bilder einen Oberflächenbereich von 285 µm × 215 µm ab. Nach Herstellerangaben beträgt die Messunsicherheit bei der Messung eines Höhenunterschieds von 2 µm mit diesem Objektiv 14 nm [Key09]. Die Oberflächenrauheit *Sa* wurde nach DIN EN ISO 25178 [DIN16c] mit der Software VK-Analyzer von Keyence ermittelt.

4.4 Werkstoffe

4.4.1 Indenterwerkstoffe

Bei den Versuchen wurden für die Indentations- und Pendelversuche Indenter mit Durchmessern von 1 mm bis 16 mm eingesetzt. In **Tabelle 4.3** sind die wichtigsten Kenndaten der untersuchten Indenterwerkstoffe zusammengestellt.

Tabelle 4.3: Werkstoffdaten der untersuchten Indenter aus den Datenblättern [Cer20], [IBC20] und [Klo18, S. 138 ff.]

Indenterwerkstoff	**Dichte**	**E-Modul**	**Poissonzahl**	**Härte**
Aluminium (Al99.98)	2,70 g/cm³	70 GPa	0,34	33 HV
Aluminiumoxid (Anteil: 99,2 %)	3,95 g/cm³	390 GPa	0,22	4000 HV
Kupfer (Cu-ETP)	8,92 g/cm³	130 GPa	0,34	86 HV
Messing (CW507L)	8,40 g/cm³	110 GPa	0,35	120 HV
Siliziumcarbid (Anteil: 99,9 %)	3,15 g/cm³	405 GPa	0,17	2200…2800 HV
Siliziumnitrid (Anteil: 95,0 %)	3,24 g/cm³	300 GPa	0,27	1600 HV
Wälzlagerstahl (100Cr6)	7,83 g/cm³	210 GPa	0,30	650…710 HV
Titan (Ti99.7)	4,51 g/cm³	105 GPa	0,33	149 HV
Wolframkarbid	14,90 g/cm³	630 GPa	0,22	1580 HV
Zirkonoxid	6,08 g/cm³	500 GPa	0,30	1600 HV

4.4.2 **Probenwerkstoffe**

Die Indentierung mittels LiSE und quasistatischen Eindringversuchen (vgl. Abschnitt 4.1.2) wurden an Proben durchgeführt, die eine Länge von 30 mm und eine Breite von 20 mm aufwiesen. Die Dicke der Probe lag je nach Werkstoff zwischen 3 mm und 5 mm. Die aus dem Eindruck ermittelten charakteristischen Werte wurden mit den Werkstoffeigenschaften Zugfestigkeit und Härte korreliert. Die in **Tabelle A.1** (siehe Anhang, S. 126) zusammengefassten Vickers- und Brinell-Härtewerte wurden mit einem Härteprüfer DuraScan 50 G5 der Firma Struers bestimmt. Bei der Brinell-Härteprüfung wurde ein Wolframkarbid-Indenter mit einem Durchmesser von 1 mm und einer Prüfkraft von 24,52 N 10 Sekunden lang in den Werkstoff gedrückt [DIN15]. Auf diese Weise wurden auf den unterschiedlichen Proben jeweils zehn Messungen im Abstand von 2 mm vorgenommen. Für die Härteprüfungen nach Vickers wurden ebenfalls zehn Messungen für jede Probe durchgeführt. Hierzu wurde eine Gewichtskraft von 9.807 N (HV1) über 15 s aufgebracht [DIN18]. Die Zugfestigkeit wurde aus Zugversuchen bestimmt, welche nach DIN EN 10002 an der Zug-Druck-Prüfmaschine (vgl. Abschnitt 4.1.2) durchgeführt wurden [DIN01]. Die Zugproben wiesen eine Gesamtlänge von $l_t = 155{,}0$ mm, eine Versuchslänge von $l_c = 57{,}0$ mm, eine Versuchsbreite $l_b = 12{,}5$ mm und eine Gesamtbreite von $l_B = 16{,}0$ mm auf.

Zusätzlich wurden mit der LiSE Untersuchungen an 120 unterschiedlichen Fe-C-Cr-Werkstoffzusammensetzungen (Dicke $h_P = 2$ mm, Seitenlänge 20 mm) sowie an 30 unterschiedlich wärmebehandelten Aluminiumlegierungen des Grundwerkstoffs

EN AW-6082 T6 (Durchmesser $D_{Pr} = 4$ mm, Dicke $h_P = 2{,}5$ mm) durchgeführt. Detaillierte Kennwerte dieser Werkstoffe sind im Anhang auf S. 128 zusammengefasst. Die Aluminium- wie auch die Stahlproben wurden eingebettet und poliert.

4.4.3 Probengrößeneinfluss

Der Einfluss der Probengröße auf das Indentierungsverhalten des LiSE-Verfahrens wurde an unterschiedlichen Probengrößen aus Al99.5 und S235 bestimmt. Die verwendeten Abmaße und Massen der beiden Werkstoffe sind in **Tabelle 4.4** zusammengefasst. Die Proben wurden in DuroCit kalt eingebettet (siehe **Tabelle 4.5**).

In Anlehnung an das Massenverhältnis für einen guten Schlagwirkungsgrad von energiegebundenen Pressmaschinen wurden hier die Massen der Referenzproben so gewählt, dass kein signifikanter Einfluss durch die Probenmasse zu erwarten war. Das Massenverhältnis war maximal 0,025 (vgl. Abschnitt 2.3.4). Die Aluminium-Referenzproben wiesen nach dem Polieren die Abmessungen 22,0 mm x 22,0 mm x 3,7 mm ($m_P = 4{,}9$ g) auf und die Stahl-Referenzproben aus S235 besaßen die Abmessungen 22,0 mm x 22,0 mm x 4,8 mm ($m_P = 18{,}3$ g). Zusätzlich wurden Stahlblöcke aus S235 mit den Abmaßen 29,9 mm x 30,0 mm x 29,1 mm ($m_P = 204{,}9$ g) verwendet.

Tabelle 4.4: Probengrößen von Al99.5 (Probenhöhe $h_P = 3$ mm) und S235 (Probenhöhe $h_P = 2$ mm) sowie Masse der eingebetteten Proben nach dem Polieren

Fläche	Probenmasse von Al99.5	Probenmasse von S235
2,0 mm × 2,0 mm	0,028 g	0,047 g
2,5 mm × 2,5 mm	0,044 g	0,067 g
3,0 mm × 3,0 mm	0,066 g	0,102 g
5,0 mm × 5,0 mm	0,189 g	0,371 g

4.4.4 Einbettmittel

Um den Einfluss des Einbettmaterials bei kleinen Probenmassen auf die Eindruckgeometrie zu identifizieren, wurden Einbettmittel mit verschiedenen Dichten und E-Moduln gewählt. Die untersuchten Einbettvarianten umfassten einerseits konventionelle kunststoffbasierte Einbettmittel und andererseits metallische Werkstoffe (siehe **Bild 4.27**). Der E-Modul für die kunststoffbasierten Einbettmittel

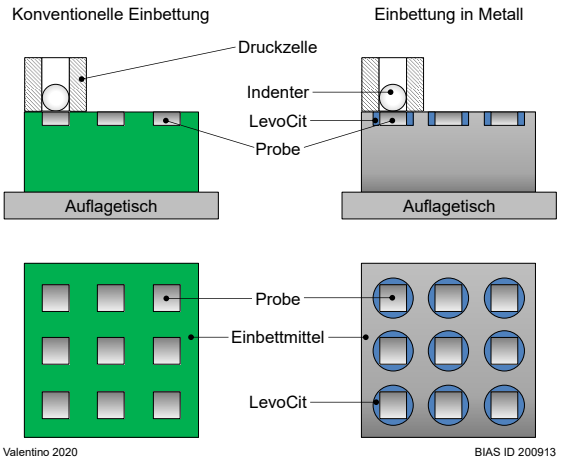


Bild 4.27: Schematische Darstellung der beiden Einbettvarianten

wurde mithilfe der Zug-Druck-Prüfmaschine Z250 (vgl. Abschnitt 4.1.2) nach [Wei18, S. 558 ff.] bestimmt. Ein 3-mm-Indenter wurde bis zu einer Maximalkraft von $F_{max} = 30$ N in das jeweilige Einbettmittel gedrückt. Über die Steigung wurde der E-Modul für das jeweilige Einbettmittel berechnet. Die Poissonzahl ν wurde für die nicht metallischen Einbettmittel nach [Esc02] zu $\nu = 0{,}30$ bestimmt. Die verwendeten Einbettmittel sind in **Tabelle 4.5** gelistet.

Um die metallischen Kleinstproben in die metallischen Einbettmittel einbetten zu können, wurden runde Sacklöcher mittels Fräsen eingebracht. Der Durchmesser der Sacklöcher entsprach der Diagonalen der Auflagefläche der metallischen Kleinstproben (siehe **Bild 4.27**). Die Kleinstproben waren jeweils um 100 µm höher als die eingebrachten Sacklöcher. Die Abmaße der Kleinstproben können **Tabelle 4.4** entnommen werden. Die Proben wurden in die metallische Einbettung gedrückt und mit dem schnellaushärtenden Kalteinbettmittel LevoCit seitlich befestigt (siehe **Bild 4.27**). Anschließend wurden die Proben poliert.

Tabelle 4.5: Verwendete Einbettmittel und deren Eigenschaften nach [Str³17] und [Esc02]

Einbettmittel	**Dichte**	**E-Modul**	**Poissonzahl**
EpoFix	1,14 g/cm³	3469 N/mm²	0,30
VersoCit-2	1,15 g/cm³	4185 N/mm²	0,30
LevoCit	1,14 g/cm³	-	0,30
ClaroCit	1,14 g/cm³	4419 N/mm²	0,30
DuroCit	1,57 g/cm³	5669 N/mm²	0,30
EN AW-6082 T6	2,70 g/cm³	70000 N/mm²	0,34
X8CrNiS 18-9	7,90 g/cm³	210000 N/mm²	0,27

Untersuchung des Einflusses der Einbettung auf die Eindruckgeometrie

Um die Einflüsse auf das Umformergebnis in Abhängigkeit von den Parametern des Einbettmaterials zu beschreiben, wurden zwei Kenngrößen definiert: das effektive Massenverhältnis m_{eff}/m_I und der Betrag der elastischen Längsstauchung $|\varepsilon_{eff}|$ des effektiven Einbettsystems.

Das effektive Massenverhältnis ist hier definiert als das Verhältnis der Masse m_{eff} des effektiven Einbettsystems zur Masse m_I des Indenters. Für die Masse m_{eff} des effektiven Einbettsystems wird hier die Annahme getroffen, dass sie sich aus der Masse der Probe m_P und der des Einbettsystems unterhalb der Probe $m_{E'}$ zusammensetzt:

$$m_{eff} = m_P + m_{E'} \tag{4.21}$$

Im Gegensatz zu dem im Stand der Forschung beschriebenen Massenverhältnis wird die Masse der Probe in dem effektiven Massenverhältnis berücksichtigt, da einerseits die Indentation lokal an der Probe erfolgt und andererseits die Masse des Indenters gering im Verhältnis zur Masse der Probe ist (vgl. Abschnitt 2.3.4).

Der Betrag der elastischen Längsstauchung $|\varepsilon_{eff}|$ des effektiven Einbettsystems ist hier definiert als das Verhältnis der aufgebrachten Maximalkraft F_{max} zur Federsteifigkeit K_{eff} des effektiven Einbettsystems und der Höhe der Einbettung h_E:

$$|\varepsilon_{eff}| = \frac{F_{max}}{K_{eff} \cdot h_E} \tag{4.22}$$

Die Maximalkraft F_{max} berechnet sich anhand von Gleichung (4.19) für den jeweils indentierten Werkstoff. Es wird angenommen, dass sich die Federsteifigkeit K_{eff} des effektiven Einbettsystems über die Auflagefläche der Kleinstprobe A_P, die Höhe der Kleinstprobe h_1, die Höhe der Einbettung unterhalb der Kleinstprobe h_2 sowie den effektiven E-Modul E^*, bestehend aus E-Modul und Poissonzahl der Kleinstprobe (E_1, ν_1) und des Einbettmaterials (E_2, ν_2) berechnet [Mes04, S. 134 ff.]:

$$\frac{1}{K_{eff}} = \frac{h_1 \cdot (1-\nu_1^2)}{E_1 \cdot A_P} + \frac{h_2 \cdot (1-\nu_2^2)}{E_2 \cdot A_P} + \frac{h_3 \cdot (1-\nu_3^2)}{E_3 \cdot A_P} \tag{4.23}$$

$$|\varepsilon_{eff}| = \frac{F_{max}}{h_E \cdot A_P} \cdot \left[\frac{h_1 \cdot (1-\nu_1^2)}{E_1} + \frac{h_2 \cdot (1-\nu_2^2)}{E_2} + \frac{h_3 \cdot (1-\nu_3^2)}{E_3} \right] \tag{4.24}$$

In Abhängigkeit von der Druckberührzeit t_c zwischen Indenter und Probe werden die Parameter des Auflagetisches (E_3, ν_3) ebenfalls berücksichtigt. Im Weiteren werden das Einbettmittel und der Auflagetisch unterhalb der Probe als Segmente bezeichnet.

Beim Stoßprozess ist die Druckberührzeit t_c zwischen Indenter und Probe auf eine kurze Zeitspanne begrenzt. Es wurde daher davon ausgegangen, dass je nach Ausbreitungsdauer der elastischen Wellen nicht alle Segmente einen Einfluss auf die Indentation haben. **Bild 4.28** zeigt die Druckberührzeiten für die beiden getesteten Probenwerkstoffe und die Dauer der Ausbreitung elastischer Wellen für die jeweils untersuchten Probenwerkstoff- und Segmentkombinationen. Vereinfacht wurde hier die Druckberührzeit zwischen Indenter und Probe nach der Hertz'schen Kontakttheorie mittels Gleichung (2.9) berechnet. Die Ausbreitungsdauer der elastischen Welle wurde aus der zurückgelegten Strecke in Richtung der Oberflächennormalen und der werkstoffspezifischen Ausbreitungsgeschwindigkeit des jeweiligen Segmentes nach Gleichung (2.12) berechnet. Für die kunststoffbasierten Einbettungen wurde die minimale Ausbreitungsdauer herangezogen. Alle Segmente, die innerhalb der Druckberührzeit lagen, wurden für die Berechnung der Masse und der Federsteifigkeit des effektiven Einbettsystems berücksichtigt.

In den kunststoffbasierten Einbettungen sind die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der elastischen Wellen deutlich langsamer als in den metallischen Werkstoffen, wodurch der

Auflagetisch keinen Einfluss auf die Indentation hat. **Bild 4.29** zeigt unter Berücksichtigung der Druckberührzeit und der Ausbreitungsdauer der elastischen Welle die zwei aus **Bild 4.28** abgeleiteten Szenarien, die bei den getesteten Kombinationen auftreten.

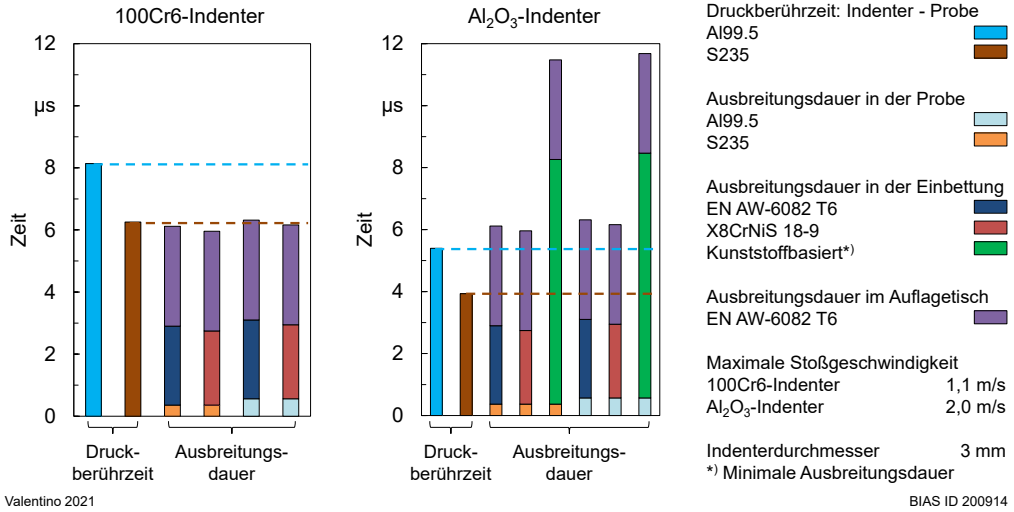


Bild 4.28: Anhand der Hertz'schen Kontakttheorie bestimmten Druckberührzeiten zwischen Indenter und Probe einerseits und die Ausbreitungsdauer der elastischen Welle in den jeweiligen Werkstoffen andererseits

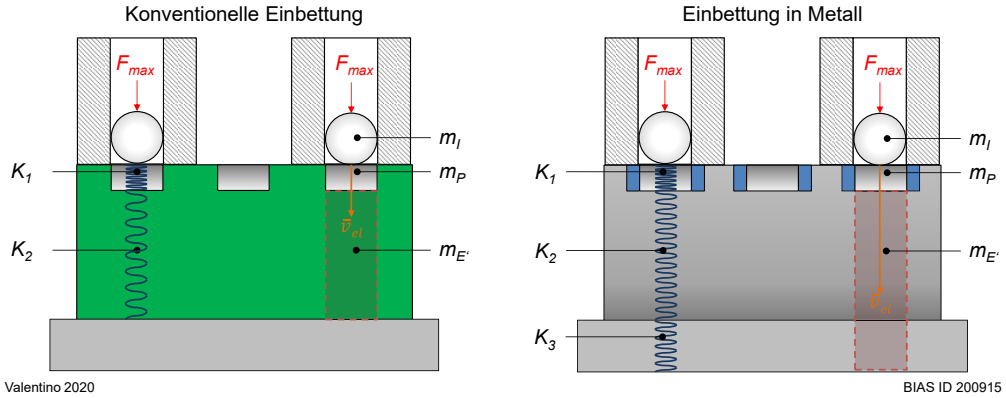


Bild 4.29: Aus der Druckberührzeit und der Ausbreitungsdauer der elastischen Welle abgeleitete Szenarien

5 Ergebnisse

5.1 Plasmabildung und Stoßwellenausbreitung

Anhand von Schlierenaufnahmen wird die Plasmabildung und die Ausbreitung der Stoßwelle untersucht, um den Ursprung der Stoßwelle zu bestimmen. **Bild 5.1** zeigt, dass zu Beginn nur das Wachstum des Plasmas beobachtet werden kann. Hierbei propagiert jedoch die Stoßwellenfront gemeinsam mit dem Plasma entlang der optischen Achse des Laserstrahls. Im weiteren Verlauf ($t > 7{,}8$ µs) löst sich die Stoßwellenfront vom Plasma und breitet sich ellipsenförmig aus. In **Bild 5.2** ist für drei verschiedene Fokuslagen die Veränderung der Lage des Brennpunkts der sich ausbreitenden Stoßwelle in Richtung der Oberflächennormalen über die Ausbreitungsdauer dargestellt.

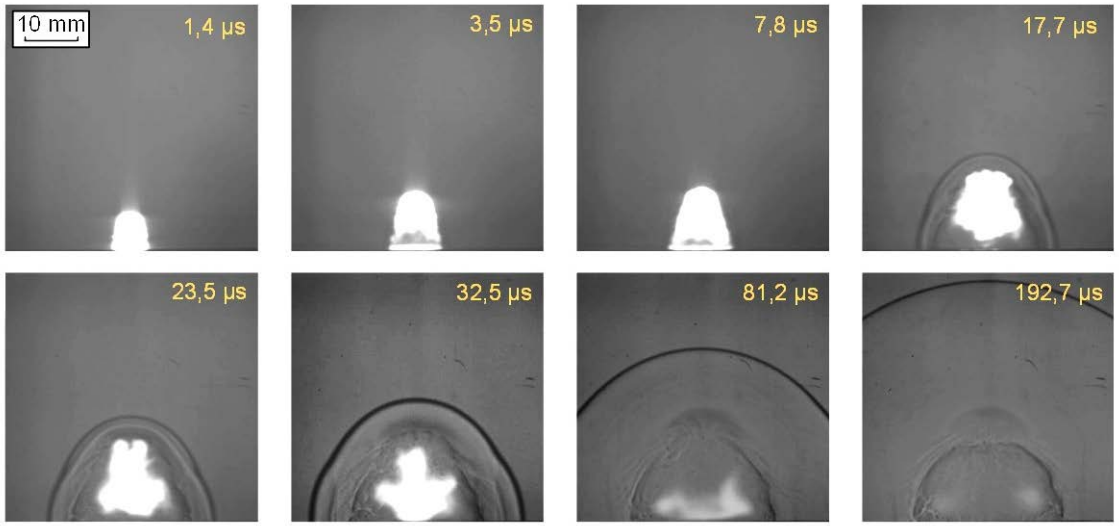


Bild 5.1: Die Schlierenaufnahmen zeigen die Ausbreitung von Plasma und Stoßwelle, die auf einem Block aus EN AW-6082 T6 mit einer Pulsenergie von $E_P = 5$ J erzeugt wurde

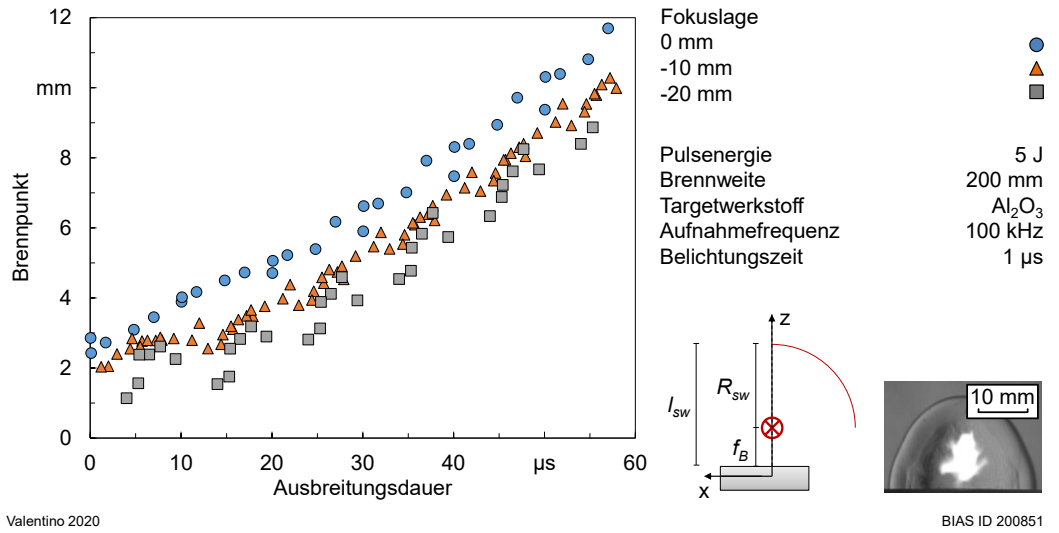


Bild 5.2: Bestimmung der Lage des Brennpunkts der sich ausbreitenden Stoßwelle anhand von Schlierenaufnahmen für drei verschiedene Fokuslagen

Unabhängig von der Fokuslage entfernt sich der berechnete Brennpunkt zu Beginn exponentiell von der Oberfläche. Ab einer Ausbreitungsdauer $t = 40$ µs verlangsamt sich, unabhängig von der Fokuslage, die Verschiebung des Brennpunkts weg von der Oberfläche. Ein Unterfokus führt zu einer Verschiebung der Lage des Stoßwellenursprungs entlang der Oberflächennormalen hin zur Targetoberfläche. Eine größere Fokuslagenverschiebung führt zu einer größeren Streuung der Messpunkte.

5.2 Thermische Wirkung von Laserstrahlung und Plasma auf Targets

Um den Einfluss des Indenterdurchmessers auf die Plasmabildung zu verstehen, wurden auf unterschiedlich großen Indentern Stoßwellen erzeugt. **Bild 5.3** zeigt die auf unterschiedlichen Indenterdurchmessern von $D_I = 1$ mm bis $D_I = 3$ mm ausgebildeten Plasmen. So bildet sich bei dem 3-mm-Indenter das Plasma ausschließlich auf der Indenteroberfläche. Hingegen wird bei dem 1-mm-Indenter nicht nur auf dem Indenter, sondern auch auf der Probe eine Plasmabildung beobachtet.

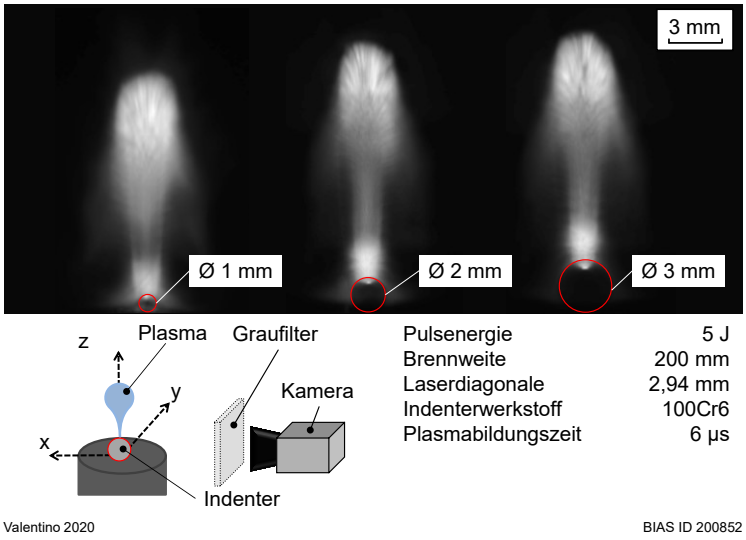


Bild 5.3: Einfluss des Indenterdurchmessers ($D_I = 1$ mm, 2 mm und 3 mm) auf die Plasmabildung

Es wird davon ausgegangen, dass die Energie der Laserstrahlung nicht vollständig in kinetische, sondern auch in thermische Energie umgewandelt wird. Um den Anteil der Pulsenergie zu bestimmen, welcher zur Erwärmung des Targets führt, wurden Temperaturmessungen an unterschiedlich dicken Folien durchgeführt. In **Bild 5.4** sind die experimentell an Al99.5 und an dem Stahl (X8CrNiS 18-9) bestimmten Maximaltemperaturen über der Foliendicke aufgetragen. Bei Stahl wird bei einer Foliendicke von 10 µm eine maximale Temperatur von $T_{max} = 184$ °C auf der Rückseite der Folie gemessen. Mit dem Temperaturindikatorlack wird ein Farbumschlag bei 191 °C festgestellt, wohingegen bei dem Temperaturindikatorlack für 204 °C kein Umschlag beobachtet wird. Bei Aluminium wird auf der Rückseite der 20 µm-Folie eine maximale Temperatur von $T_{max} = 94$ °C ermittelt. Anhand der Rückextrapolation des Temperaturverlaufs wird für eine Foliendicke von 10 µm eine maximale Temperatur von $T_{max} = 166$ °C berechnet. Die Maximaltemperaturen unterscheiden sich damit zwischen Aluminium und Stahl bei einer Foliendicke von 10 µm nur geringfügig.

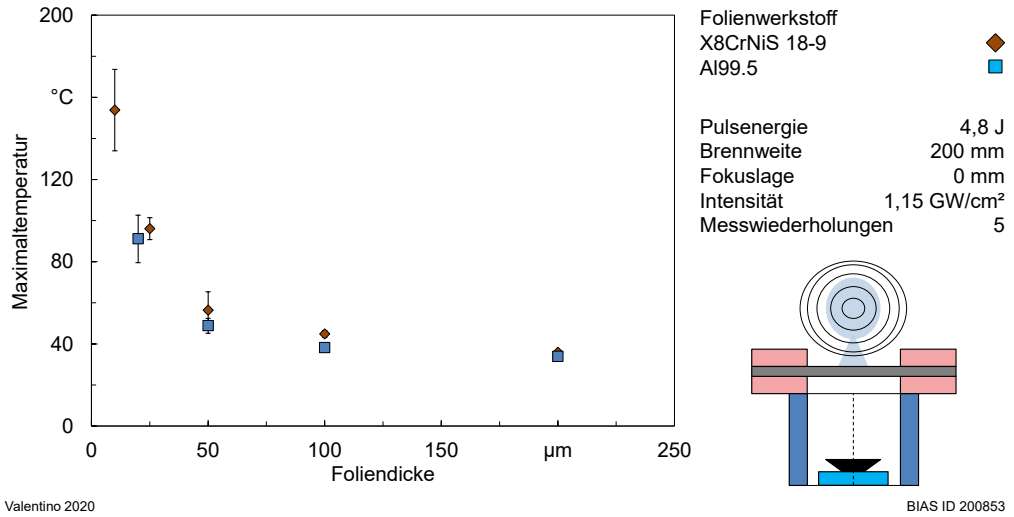


Bild 5.4: Gemessene Temperaturen an der Unterseite von Folien aus X8CrNiS 18-9 und Al99.5 in unterschiedlichen Dicken

5.3 Wirkung der Kenngrößen

5.3.1 Einfluss der zylindrischen Druckzellengeometrie

Durch den Einsatz einer zylindrischen Druckzelle sollen möglichst gleichbleibende Bedingungen für die Stoßwellenerzeugung geschaffen und der Druckstoß erhöht werden. **Bild 5.5** zeigt links die zeitaufgelösten Kraftmessungen ohne Indenter und rechts diejenigen mit Indenter. Die Druckzelle hat einen starken Einfluss auf die Form des gemessenen Kraft-Zeit-Profils. Beim Kraftverlauf ohne Indenter verdoppeln sich das Kraftmaximum und die Impulsdauer gegenüber dem Kraft-Zeit-Verlauf ohne Druckzelle.

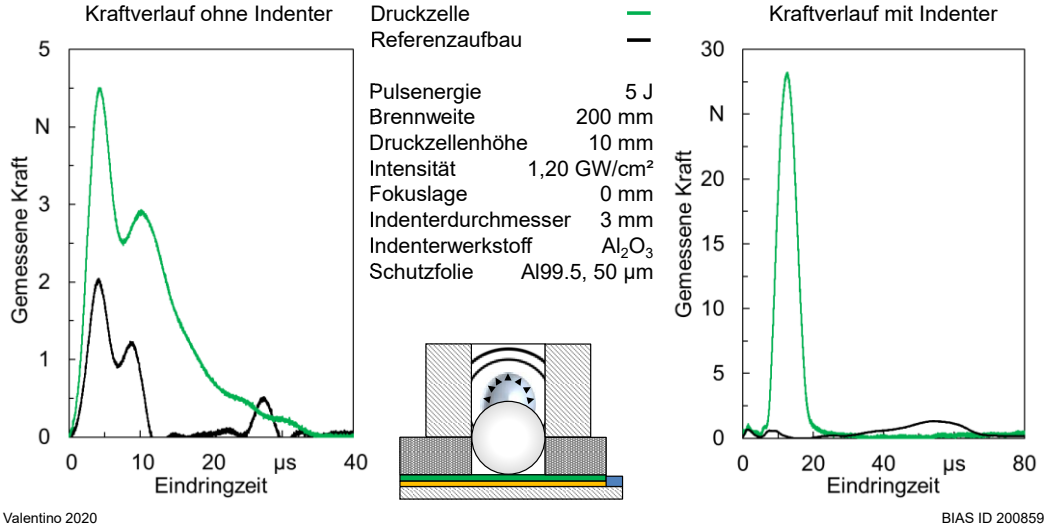


Bild 5.5: Beispielhafte Kraft-Zeit-Profile mit und ohne Druckzelle, gemessen ohne Indenter links und mit Indenter rechts

Nur bei der zylindrischen Druckzelle mit Indenter wird kein zweiter Anstieg beobachtet. Mit dem Indenter wird bei der Druckzelle eine Verzwanzigfachung der Maximalkraft im Vergleich zum Referenzaufbau beobachtet (siehe **Bild 5.5** rechts). Die Impulsdauer ist hingegen beim Referenzaufbau mit Indenter mehr als doppelt so lang. Bei beiden

zeitaufgelösten Kraftmessungen mit Indenter werden zwei kleine Kraftanstiege mit einer Dauer von jeweils etwa $\Delta t_{sw} = 2$ µs direkt vor dem vom Indenter-verursachten Kraftanstieg beobachtet. Diese kleinen Kraftanstiege werden auf die Interaktion der Stoßwelle mit der Schutzfolie oberhalb des Kraftsensors zurückgeführt. Die beiden kleinen Kraftpeaks korrelieren mit dem zeitlichen Abstand beim Kraftverlauf ohne Indenter. In **Bild 5.6** wird gezeigt, dass mit Druckzelle die übertragenen Impulse auf den Indenter annähernd einer Normalverteilung unterliegen.

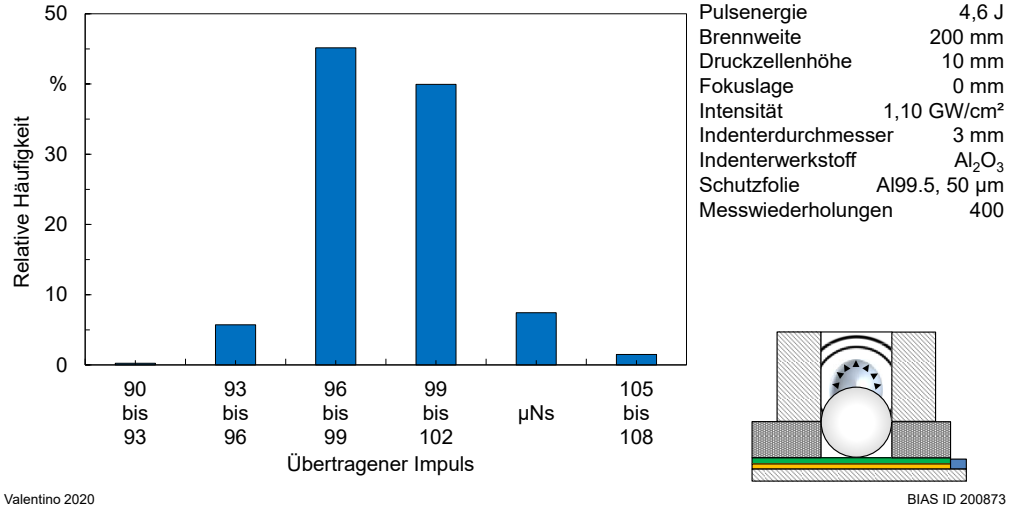


Bild 5.6: Darstellung der Wahrscheinlichkeitsverteilung für 400 Impuls-Messwerte bei einer Intensität von $I_0 = 1{,}15$ GW/cm² und einer Druckzellenhöhe $h_{DRZ} = 10$ mm

Bei einer Erhöhung der Druckzellenhöhe wird ein Anstieg des gemessenen Impulses beobachtet (siehe **Bild 5.7**), wobei die Streuung des Impulses ansteigt. Der Strahlengang des Lasers wird mit zunehmender Druckzellenhöhe zunehmend gestört. Es kommt zur Plasmabildung auf der Eintrittsseite der Druckzelle, wodurch die Stoßwellenbildung innerhalb der Kavität der Druckzelle negativ beeinflusst wird.

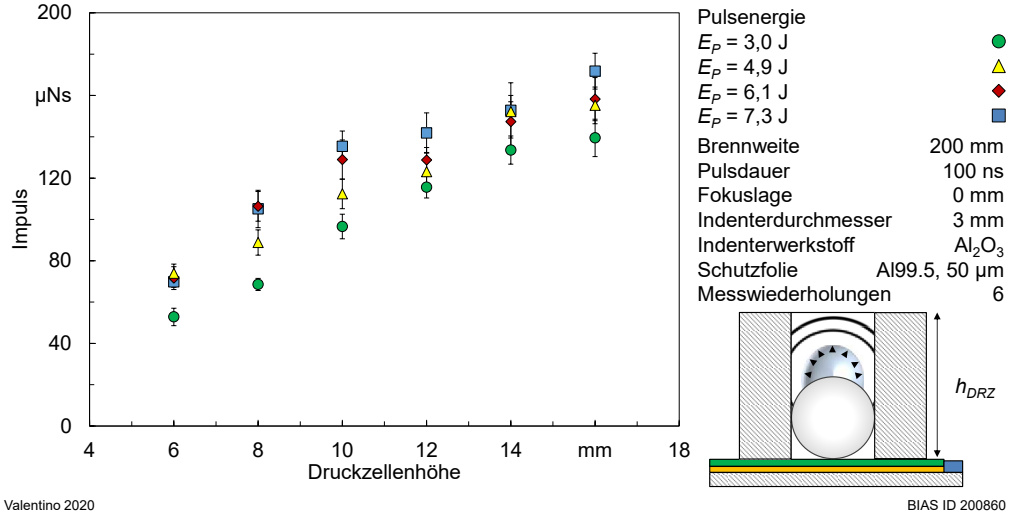


Bild 5.7: Einfluss der Druckzellenhöhe h_{DRZ} auf den übertragenen Impuls

Als weitere Druckzellengeometrie wurde der Innendurchmesser der Druckzelle anhand der eingebrachten Eindrücke untersucht. In **Bild 5.8** sind der Eindruckdurchmesser und

die Eindringtiefe über dem Abstand zwischen Druckzellinnendurchmesser und Indenterdurchmesser aufgetragen. Mit zunehmendem Abstand zwischen den beiden Durchmessern nehmen der Eindruckdurchmesser und die Eindringtiefe ab.

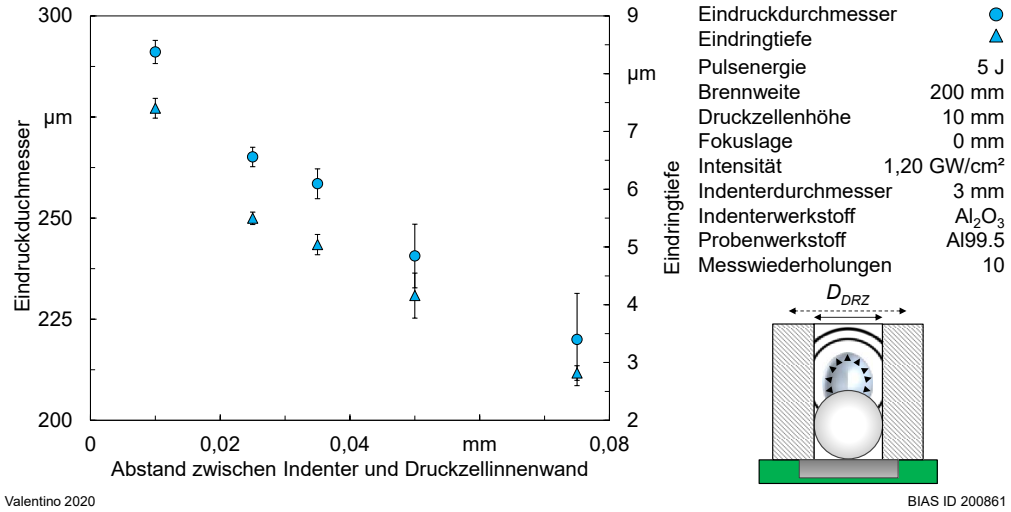


Bild 5.8: Einfluss des Abstands zwischen Indenter und Druckzellinnenwand auf den Eindruckdurchmesser und die Eindringtiefe

5.3.2 **Einfluss der Pulsenergie**

Eine weitere Möglichkeit, den von der Stoßwelle auf den Indenter übertragenen Impuls zu beeinflussen, bietet die Änderung der Pulsenergie. In **Bild 5.9** wird der Zusammenhang zwischen Pulsenergie und Impuls dargestellt. Bei Zunahme der Pulsenergie erhöht sich sowohl mit als auch ohne Druckzelle der Impulsübertrag auf den Indenter. Durch die Druckzelle wird der übertragene Impuls gegenüber den Versuchen ohne Druckzelle um den Faktor 5 erhöht. Dagegen steigt die Streuung des übertragenen Impulses mit der Druckzelle nicht in dem gleichen Maße. Im Mittel verdoppelt sich die Streuung mit einer Druckzelle gegenüber keiner Druckzelle.

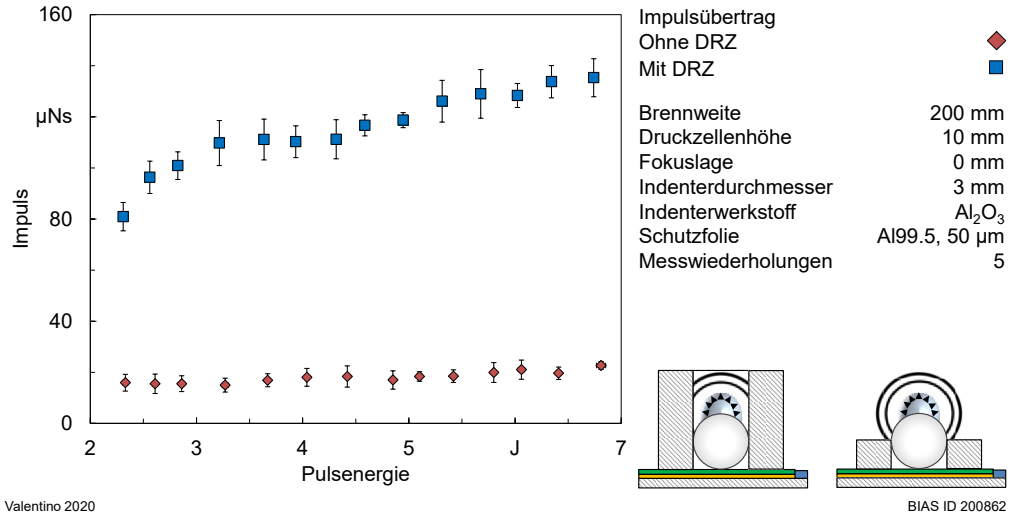


Bild 5.9: Übertragener Impuls auf den Indenter in Abhängigkeit von der Pulsenergie

Zusätzlich wurden mit unterschiedlichen Pulsenergien Eindrücke mittels LiSE in Al99.5 und in Härtevergleichsplatten aus Stahl und Aluminium eingebracht. In **Bild 5.10** sind

die Eindringtiefe und der Eindruckdurchmesser über der Pulsenergie aufgetragen. Der Eindruckdurchmesser wie auch die Eindringtiefe steigen mit zunehmender Pulsenergie an, wobei die Steigung des jeweiligen Verlaufs mit zunehmender Pulsenergie abnimmt.

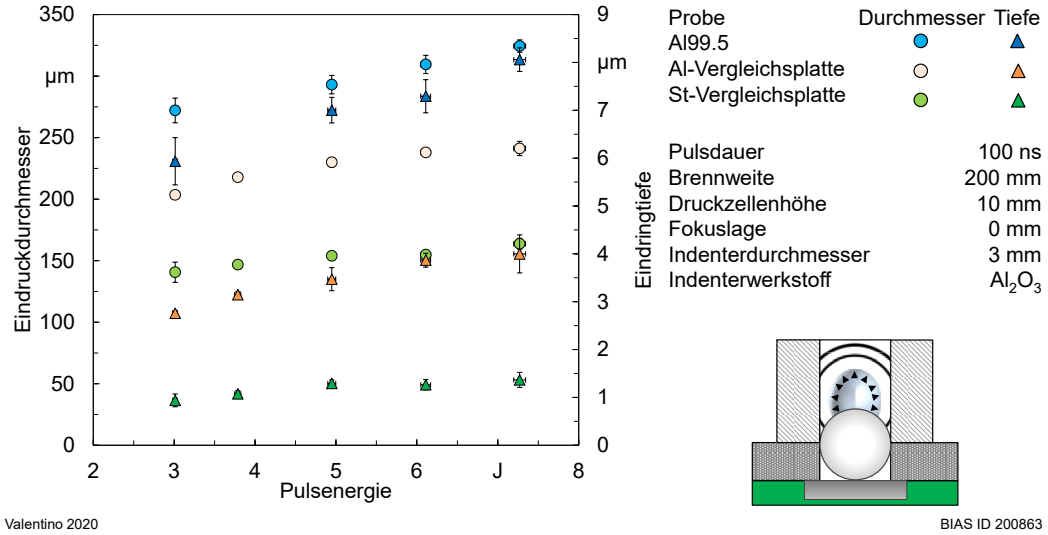


Bild 5.10: Eingebrachte Eindringtiefe und Eindruckdurchmesser in Al99.5 sowie in Härtevergleichsplatten aus Aluminium und Stahl in Abhängigkeit von der Pulsenergie

5.3.3 **Positionierabweichungen**

Positionierabweichungen zwischen Werkstück und Werkzeug können grundsätzlich einen Einfluss auf den Prozess und das Resultat des Prozesses haben. Als Fehlpositionierungen werden die laterale Verschiebung (siehe **Bild 5.11**), die Änderung des Einfallswinkels (siehe **Bild 5.12**) und die Fokuslagenverschiebung (vertikale Verschiebung; siehe **Bild 5.13**) betrachtet.

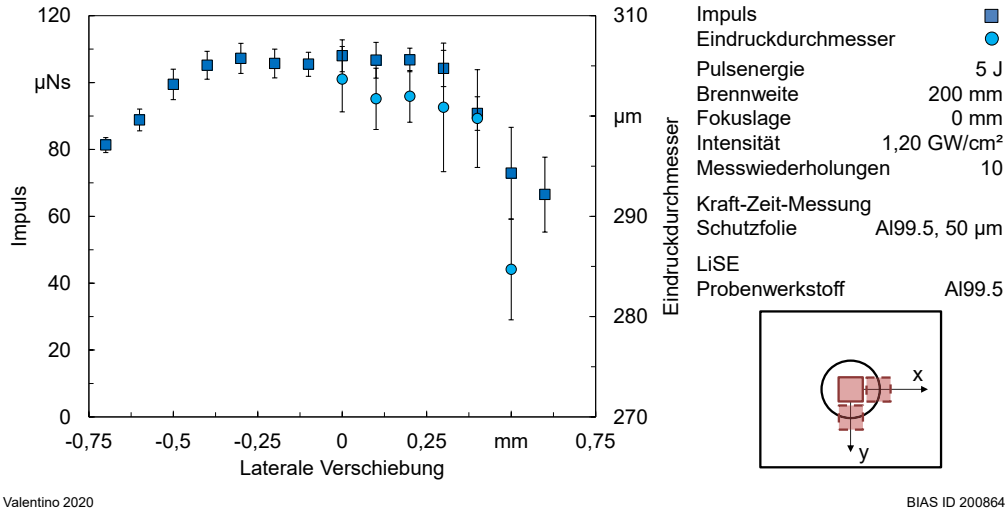


Bild 5.11: Einfluss der lateralen Verschiebung auf den Impuls und den Eindruckdurchmesser

In **Bild 5.11** sind die Änderung des Impulses sowie der Eindruckdurchmesser, jeweils erzeugt in Al99.5, über der lateralen Verschiebung aufgetragen. Der übertragene Impuls wie auch der Eindruckdurchmesser nehmen bei größerer lateraler Verschiebung ab, während die relative Standardabweichung zunimmt. Ab einer lateralen Verschiebung von

Δx = 0,3 mm nimmt der Impuls wie auch der Eindruckdurchmesser signifikant ab. Das Abfallen des Drucks kann auf zwei mögliche Prozesseinflüssse zurückgeführt werden. Durch die laterale Verschiebung verringert sich die Strahlfläche, die mit dem Indenter interagiert. Zudem verschiebt sich gleichzeitig der resultierende Einfallswinkel aufgrund der Kugelform des Indenters.

In **Bild 5.12** wird eine leichte Abnahme des Impulses wie auch des Eindruckdurchmessers über die Zunahme des Einfallswinkels beobachtet. Der Einfallswinkel wurde über den Fokussierspiegel verändert und die Position der Druckzelle sowie des Indenters angepasst. Ab einem Einfallswinkel von $\alpha_E = 2{,}6°$ wird eine signifikante Änderung des Impulses wie auch des Eindruckdurchmessers gegenüber der lotrechten Bestrahlung des Indenters beobachtet.

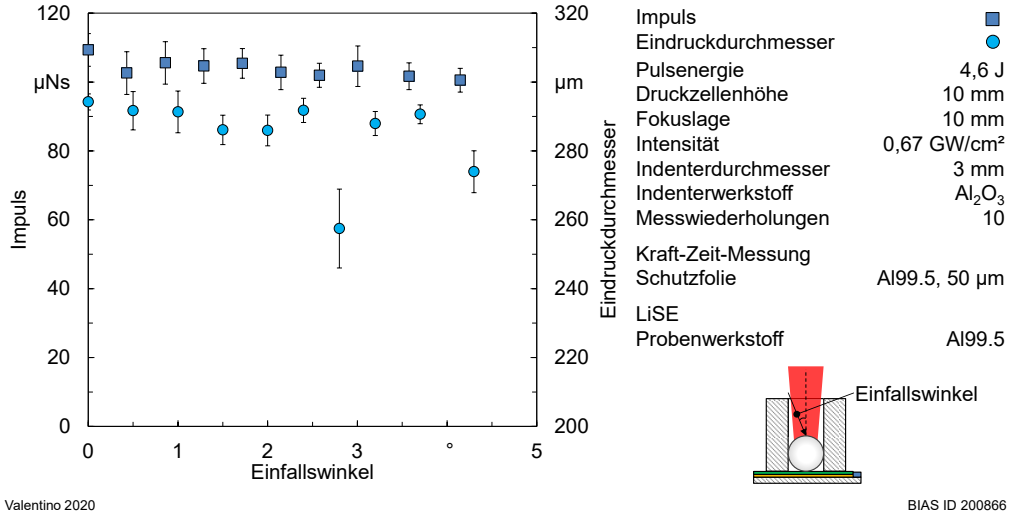


Bild 5.12: Einfluss des Einfallswinkels auf den übertragenen Impuls und den Eindruckdurchmesser

Als weitere Positionierabweichung wird die Fokuslagenverschiebung betrachtet. In **Bild 5.13** ist eine signifikante Änderung des Impulses und des Eindruckdurchmessers in Bezug auf die Position im Fokus ($z_f = 0$) ab einer Fokuslage von $z_f \leq$ -3 mm oder $z_f \geq 5$ mm zu beobachten. Bei einer weiteren positiven bzw. negativen Fokuslagenverschiebung vergrößern sich der Eindruckdurchmesser und der Impuls bis zu einem Maximum.

Das Maximum ist bei negativer Fokuslagenverschiebung niedriger als bei positiver Fokuslagenverschiebung. Begründet wird das Maximum bei negativer Fokuslagenverschiebung durch die zunehmende Interaktion der Strahlfläche mit der Druckzellenoberseite. Bei dem kleineren Maximum entspricht die Strahlfläche auf der Oberseite der Druckzelle 6 mm². Damit wird eine Fläche von 0,24 mm² auf der Oberfläche der Druckzelle bestrahlt. Bei positiver Fokuslagenverschiebung interagiert der Strahl zunächst nicht mit der Oberfläche der Druckzelle. Beim größeren Maximum ist die Laserdiagonale ($d_L = 2{,}80$ mm) kleiner als der Eintrittsdurchmesser der Druckzelle ($D_{DRZ} = 3{,}02$ mm). Der Abfall des übertragenen Impulses bei größerer positiver

Verschiebung, ab einer Fokuslage von $z_f = 12$ mm, kann somit nicht über die Strahlfläche erklärt werden. Begründet wird der Abfall des übertragenen Impulses damit, dass der Laserstrahl bei zunehmender positiver Fokuslagenverschiebung immer mehr mit der Druckzellinnenwand interagiert. Der Laserstrahl hat einen Divergenzwinkel von $\theta_D = 3{,}9°$. Der Einfallswinkel liegt bezogen auf die Druckzellinnenwand somit bei $\alpha_E = 86{,}1°$ und ist damit im Bereich des Brewster-Winkels von Messing $\theta_B = 89{,}0°$, wodurch der Absorptionsgrad a von Messing von $a(0°) = 0{,}02$ um eine Größenordnung auf $a(86{,}1°) = 0{,}14$ ansteigt [Que85].

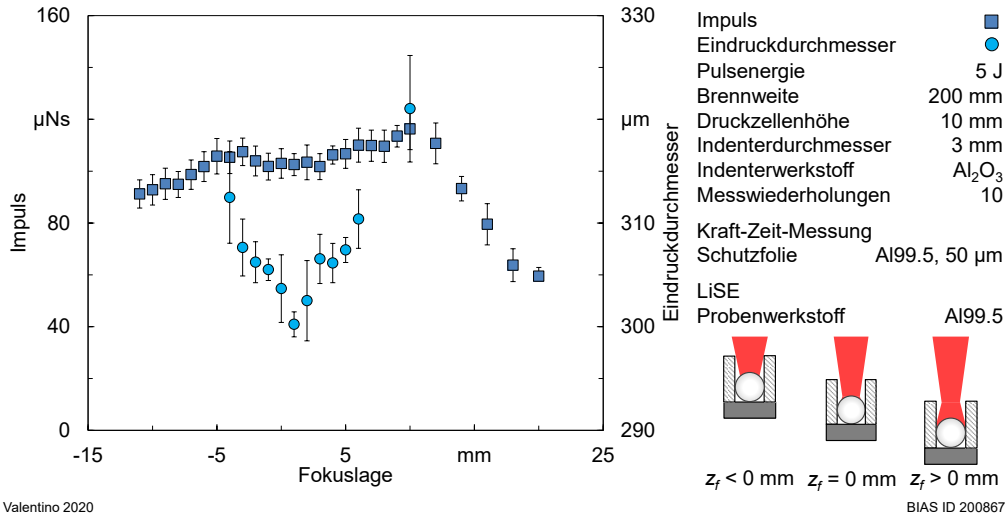


Bild 5.13: Einfluss der Fokuslagenverschiebung auf den übertragenen Impuls und den erzeugten Eindruckdurchmesser

5.3.4 Einfluss des Umgebungsmediums

Wielage konnte bereits zeigen, dass in Argon-Atmosphäre eine Steigerung der Druckwerte um 15 % im Vergleich im Vergleich zur normalen Raumluft (ohne zusätzliche Druckluft) erreicht werden kann [Wie11, S.54]. In diesem Zusammenhang wurde untersucht, inwiefern das unterschiedliche Zuführen eines Gases genutzt werden kann, um die Streuung des übertragenen Impulses zu beeinflussen. Der Einfluss unterschiedlicher Gase auf den übertragenen Impuls ist in **Bild 5.14** dargestellt.

Die Ergebnisse demonstrieren, dass durch den Einsatz von Argon, dessen Dichte höher ist als die von Luft, der Impuls der Stoßwelle erhöht wird. Der relative Impulsanstieg bei Zuführung von Argon gegenüber der Versuchsdurchführung in Raumluft bei Normaldruck ist vergleichbar mit dem von Wielage [Wie11, S.54] nachgewiesenen relativen Druckanstieg. Kein signifikanter Unterschied wird zwischen Stickstoff und Druckluft festgestellt. Die Vorspülung mit Gasen mit Ausnahme von Helium führt zu einer Verringerung der Streuung, sowohl gegenüber den Versuchen in normaler Raumluft als auch gegenüber einer Dauerspülung.

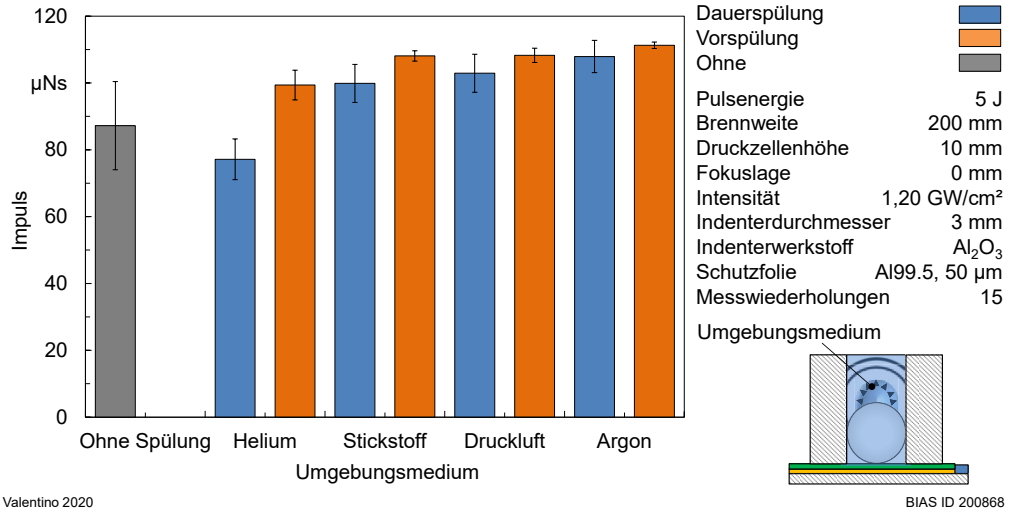


Bild 5.14: Einfluss des Umgebungsmediums und der Art der Spülung auf den übertragenen Impuls der Stoßwelle

5.3.5 Einfluss des Targetwerkstoffs

Zur Klärung des Einflusses des Targetwerkstoffs auf die Stoßwellenbildung und den damit verbundenen übertragenen Impuls wurden Pendelversuche (siehe **Bild 5.15**) sowie Kraftmessungen (siehe **Bild 5.16**) durchgeführt. Bei den Pendelversuchen wurden Indenter mit jeweils 4 mm Durchmesser aus unterschiedlichen Werkstoffen verwendet, welche in unterschiedlichen Indentermassen resultierten. **Bild 5.15** zeigt, dass der von der Stoßwelle übertragene Impuls bei konstantem Indenterdurchmesser unabhängig von dem Werkstoff und der Indentermasse ist. Zwischen den Werkstoffen sind bei der übertragenen Stoßwellenenergie keine signifikanten Unterschiede zu erkennen. Aus der Pendelmasse und der Auslenkgeschwindigkeit ergibt sich folgender Zusammenhang für den Impuls: $M = m_I \cdot v_0$.

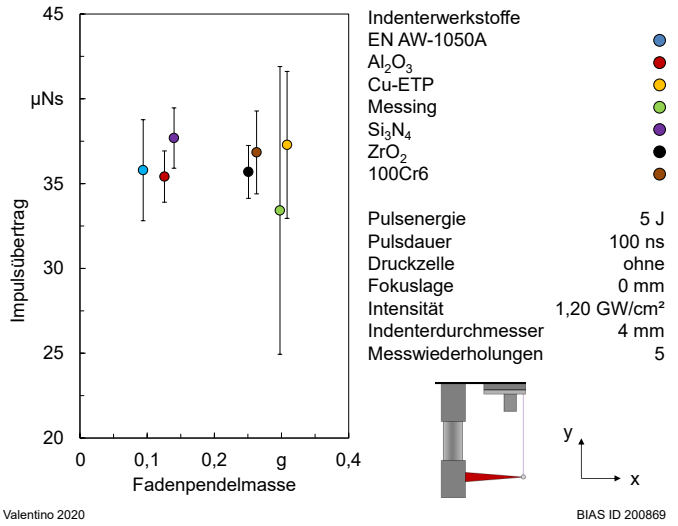


Bild 5.15: Einfluss des Indenterwerkstoffs auf den übertragenen Impuls, untersucht mit einem Indenterdurchmesser $D_I = 4$ mm

Für quasistatische Indentierungsverfahren eignen sich Indenterwerkstoffe, die eine hohe Festigkeit und Härte gegenüber dem zu prüfenden Werkstoff aufweisen. Daher wurde untersucht, wie sich die Indenterwerkstoffe in Abhängigkeit von ihrer Masse auf den Indentierungsprozess auswirken. Die nach Gleichung (4.19) berechnete Maximalkraft und der übertragene Impuls sind in **Bild 5.16** aufgetragen. Die Ergebnisse zeigen, dass die berechnete Maximalkraft mit zunehmender Indentermasse abnimmt. Im Gegensatz

zur Maximalkraft verändert sich der übertragene Impuls in Abhängigkeit von der Indentermasse nicht signifikant. Außerdem wurde an den untersuchten Indentern kein Abtrag bzw. keine Reduzierung der Masse nach 100 Pulsen mit einer Intensität von $I_0 = 1{,}2$ GW/cm² festgestellt.

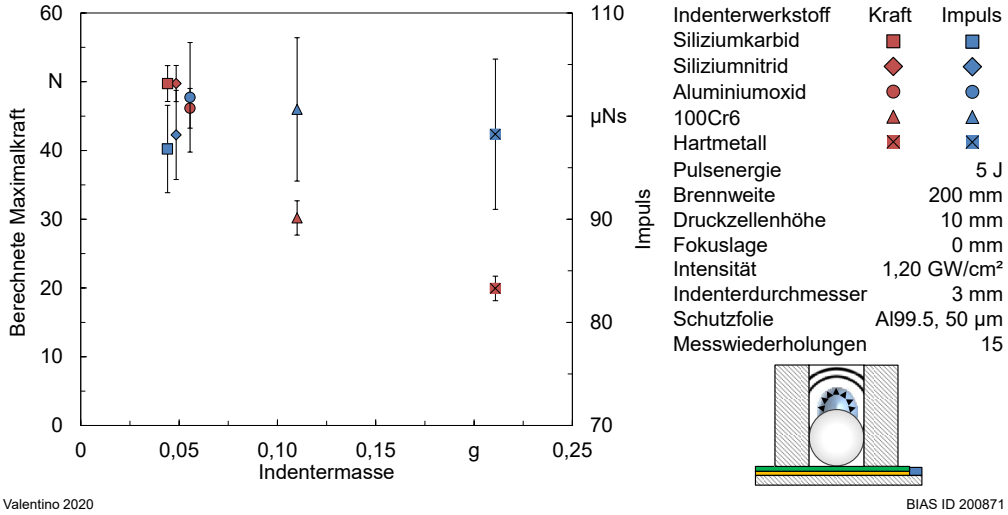


Bild 5.16: Einfluss des Indenterwerkstoffs auf den übertragenen Impuls und die Maximalkraft

5.3.6 **Einfluss des Indenterdurchmessers**

Eine Reduzierung des Indenterdurchmessers würde bei konstantem Impulsübertrag zu einer größeren kinetischen Energie führen. Allerdings wird angenommen, dass der durch die Stoßwelle auf den Indenter übertragene Impuls mit größerem Indenterdurchmesser ebenfalls zunimmt. Als Parameter wurden neben dem Indenterdurchmesser die Fokuslage und die Brennweite variiert.

Der Einfluss der Brennweite auf die von der Stoßwelle auf den Indenter übertragenen kinetischen Energie in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser ist in **Bild 5.17** dargestellt. Die Position des Indenters wird in Abhängigkeit von der Brennweite und dem Indenterdurchmesser so verschoben, dass der Fokus des Laserstrahls eine Tangentialebene mit dem Indenter bildet.

Die Ergebnisse zeigen, dass, unabhängig vom Indenterdurchmesser, bei einer größeren Brennweite eine höhere kinetische Energie auf den Indenter übertragen wird. In den direkten Pendelversuchen wird bei Indenterdurchmessern $D_I \leq 2$ mm eine Zunahme der kinetischen Energie festgestellt. Ein weiteres, kleineres Maximum wird je nach Brennweite bei Indenterdurchmessern von 4 mm bis 7 mm beobachtet. Bei weiterer Zunahme des Indenterdurchmessers sinkt die kinetische Energie ab.

Mit den Indentern aus gehärtetem 100Cr6 in unterschiedlichen Durchmessern wurden zusätzlich Eindrücke in Al99.5 und S235 eingebracht (siehe **Bild 5.18**). In den S235-Proben kann lediglich mit dem Indenterdurchmesser $D_I = 3$ mm ein Eindruck erzeugt werden. Hingegen wird in Al99.5 mit dem Indenterdurchmesser $D_I = 4$ mm der größte

Eindruckdurchmesser und mit dem Indenterdurchmesser D_I = 3 mm die größte Eindringtiefe eingebracht.

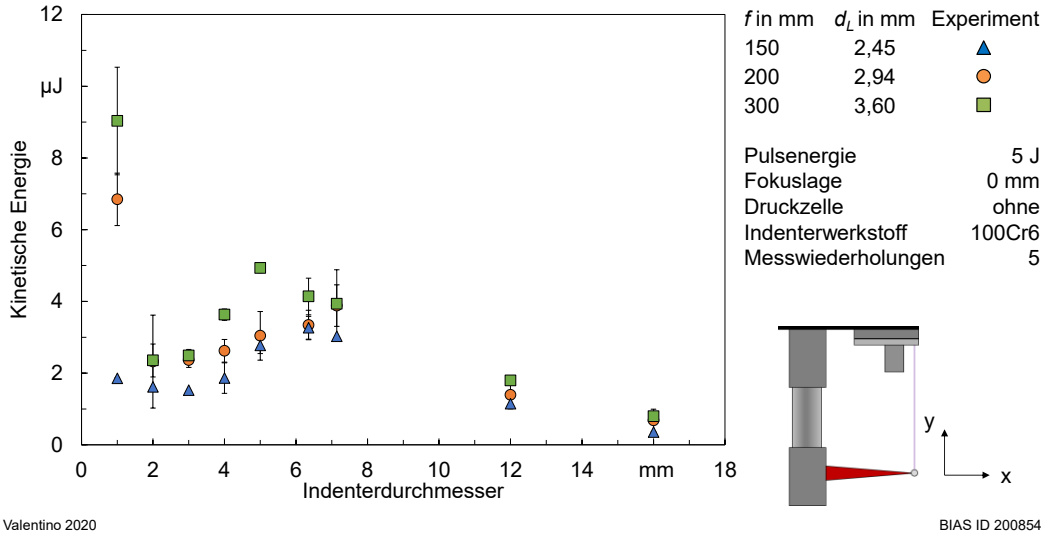


Bild 5.17: Einfluss der Brennweite f auf die übertragene kinetische Energie in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser

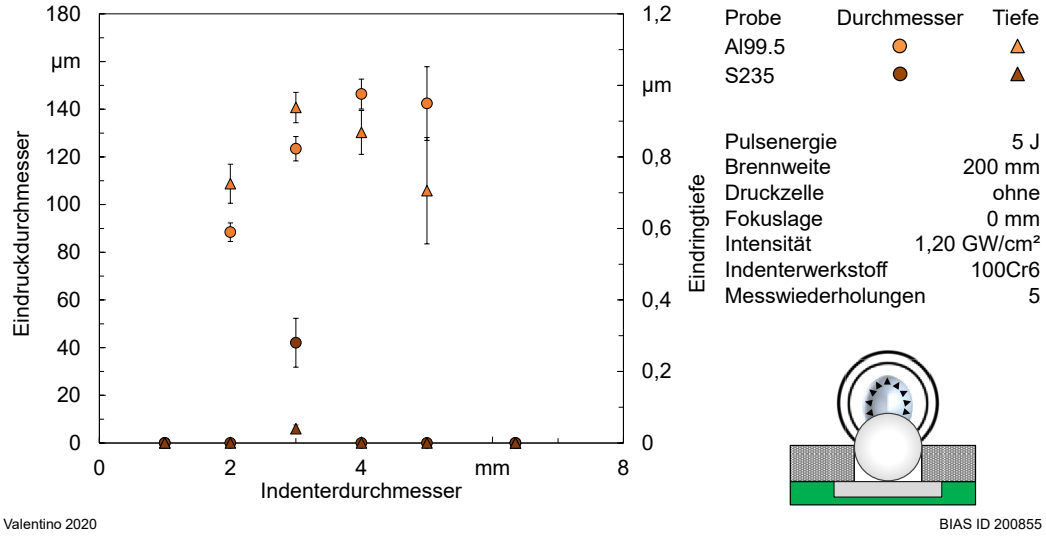


Bild 5.18: Eindruckdurchmesser und Eindringtiefe, erzeugt in Al99.5 und S235 mit unterschiedlichen Indenterdurchmessern bei einer Brennweite f = 200 mm

Der Einfluss einer Verschiebung des Fokus in das Target (hier: der Indenter) auf die übertragene kinetische Energie des Indenters in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser ist in **Bild 5.19** dargestellt. Insofern der Indenterdurchmesser größer ist als die Laserdiagonale, wird bei größeren Laserdiagonalen eine höhere kinetischen Energie übertragen als bei kleineren. Ist der Indenterdurchmesser kleiner als die Laserdiagonale, so wird eine Veränderung dieses Trends beobachtet. Hierbei scheint sich das Verhältnis umzudrehen, sodass eine kleinere Laserdiagonale bei einem kleineren Indenterdurchmesser zu einer höheren kinetischen Energie führt.

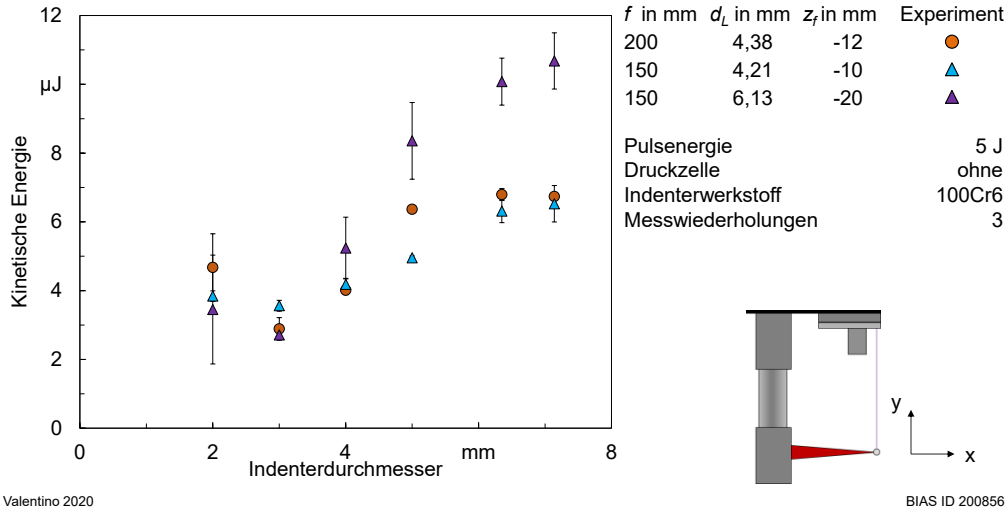


Bild 5.19: Einfluss der Fokuslage z_f auf die kinetische Energie des Indenters in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser

Der Einfluss der Fokuslagenverschiebung auf den in Al99.5 eingebrachten Eindruckdurchmesser ist in **Bild 5.20** in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser dargestellt. In **Bild 5.21** sind die jeweils gemessenen Eindringtiefen in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser dargestellt. Wenn die Laserdiagonale kleiner als der Indenterdurchmesser ist, dann führt ein größerer Unterfokus zu einer Erhöhung der Eindringtiefe und des Eindruckdurchmessers. Ist die Laserdiagonale hingegen größer als der Indenterdurchmesser, wird besonders bei der Laserdiagonalen $d_L = 6{,}13$ mm eine Reduzierung der Eindringtiefe und des Eindruckdurchmessers beobachtet. So wird bei einer Laserdiagonalen $d_L = 6{,}13$ mm und einer Fokuslage $z_f = -20$ mm mit dem Indenterdurchmesser $D_I = 2$ mm kein Eindruck mehr in Al99.5 erzeugt. Bei kleineren Laserdiagonalen wird hingegen mit demselben Indenterdurchmesser ein Eindruck eingebracht.

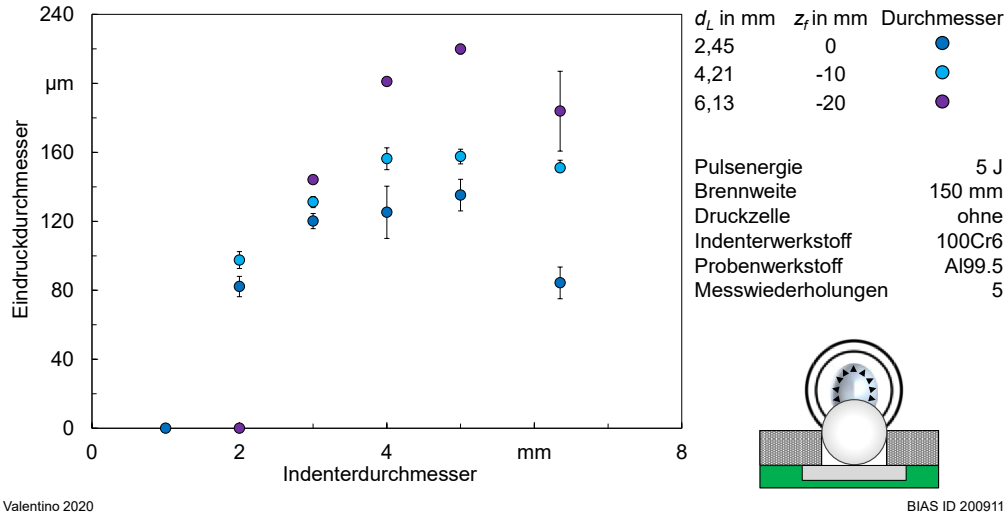


Bild 5.20: Einfluss der Fokuslage z_f auf den in Al99.5 erzeugten Eindruckdurchmesser in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser

Anstelle eines gehärteten 100Cr6-Indenters wurden zusätzlich Indenter aus Aluminiumoxid mit unterschieden Durchmessern verwendet, um Eindrücke in den Stahl S235

einzubringen. In **Bild 5.22** sind die Eindringtiefe und der Eindruckdurchmesser über dem Indenterdurchmesser aufgetragen. Auch in S235 führt eine Vergrößerung der Laserdiagonalen auf Aluminiumoxid-Indentern zu einer Erhöhung der Eindringtiefe und des Eindruckdurchmessers.

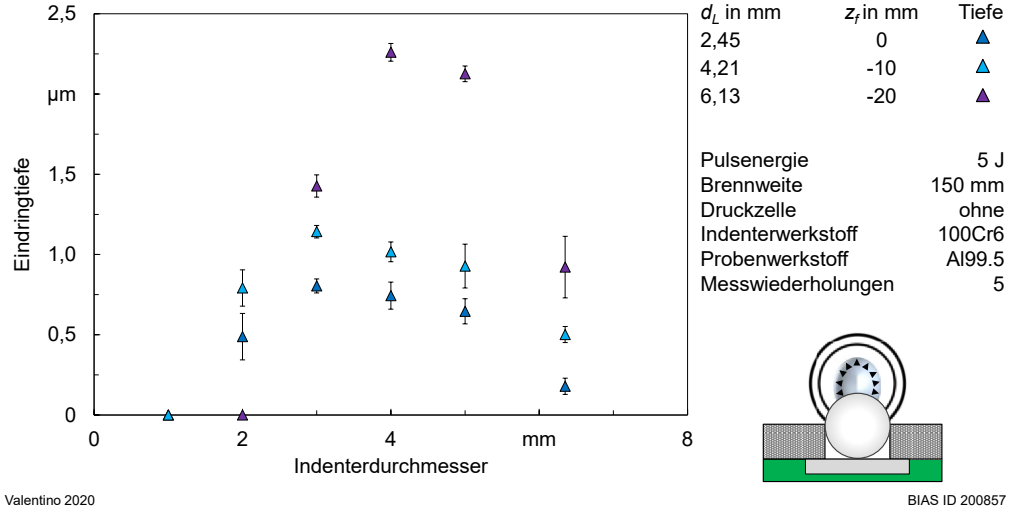


Bild 5.21: Einfluss der Fokuslage auf die in Al99.5 eingebrachte Eindringtiefe in Abhängigkeit vom Indenterdurchmessern

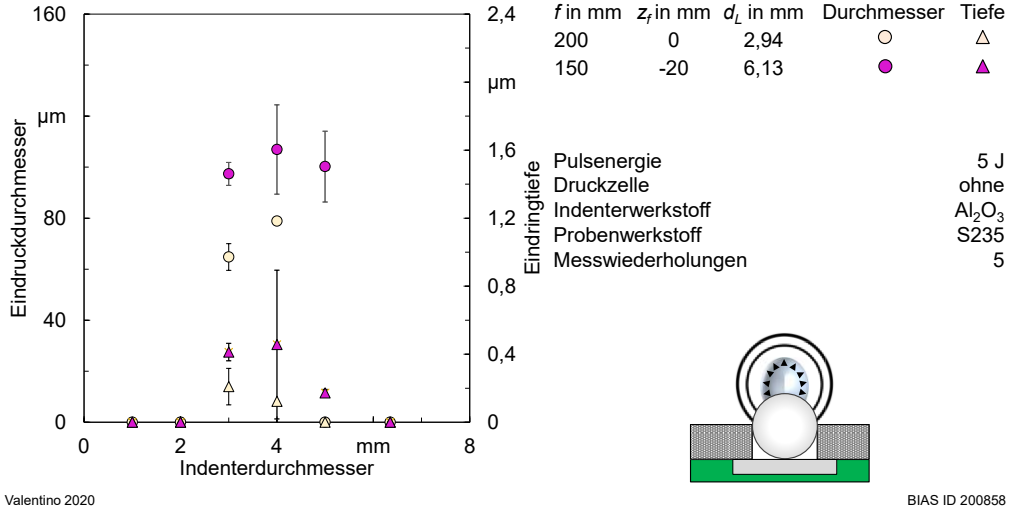


Bild 5.22: Eindruckdurchmesser und Eindringtiefe in S235, mit verschiedenen Indenterdurchmessern und mit unterschiedlichen Brennweiten f und Fokuslagen z_f eingebracht

5.4 Messen von charakteristischen Werten

5.4.1 Einfluss des Grundmaterials

Zur Bestimmung des Einflusses der Härte des Grundmaterials wurden Eindrücke in unterschiedlich harten Härtevergleichsplatten eingebracht. Der Eindruckdurchmesser und die Eindringtiefe sind in **Bild 5.23** über der Vickershärte aufgetragen. Der Eindruckdurchmesser und die Eindringtiefe nehmen bei zunehmender Vickershärte ab. Bei der LiSE steigt die Standardabweichung bei härteren Härtevergleichsplatten bzw. bei geringeren Eindruckdurchmessern und Eindringtiefen. Die Eindringtiefe weist eine höhere relative Standardabweichung auf als der Eindruckdurchmesser. Bis zu einer Härte

von 290 HV1 liegt der Variationskoeffizient des Eindruckdurchmessers im Bereich der Vickers-Härteprüfung. Mit zunehmender Härte nimmt die Streuung des gemessenen Eindruckdurchmessers zu. Ab einer Härte von 703 HV1 werden Artefakte im Eindruckbereich beobachtet (siehe **Bild 5.24**). Durch eine martensitische Phasenumwandlung des Restaustenits entsteht eine Volumenänderung im Gefüge [Ols72], wodurch es zu einer Aufwölbung der Oberfläche kommt.

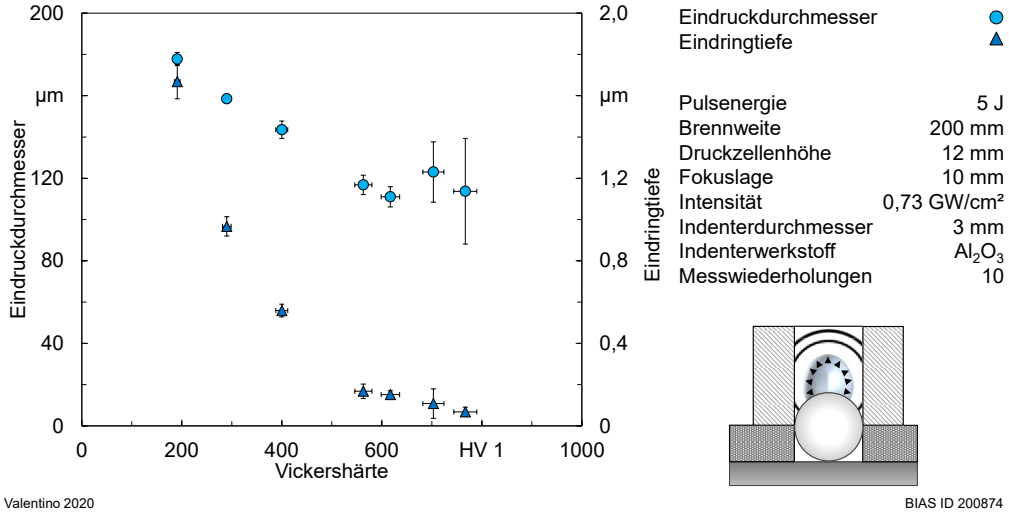


Bild 5.23: Messungen an Härtevergleichsplatten zur Bestimmung der Änderung des Eindruckdurchmessers und der Eindringtiefe in Abhängigkeit von der Härte

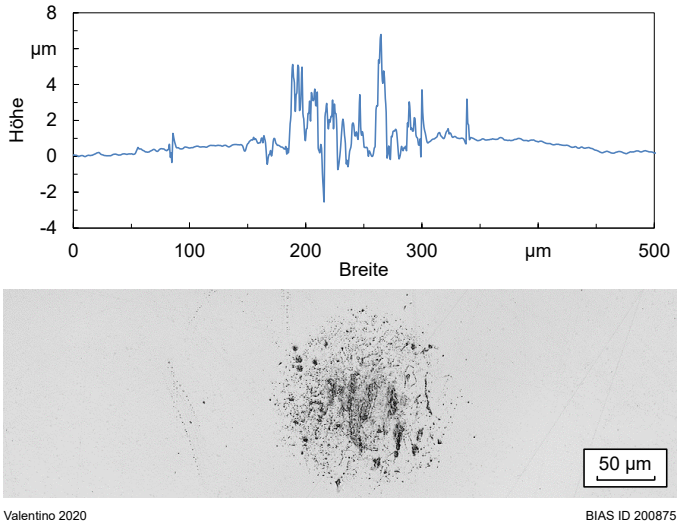


Bild 5.24: Aufwölbung der Oberfläche im Eindruckbereich an einer Härtevergleichsplatte aus hochlegiertem Stahl (703 HV1); Pulsenergie $E_P = 5$ J, Druckzellenhöhe $h_{DRZ} = 12$ mm und Fokuslage $z_f = 10$ mm

5.4.2 Mindestabstand des Eindrucks

Um zu verhindern, dass das Messergebnis eines Eindrucks bei kleineren Probengrößen verfälscht wird, muss einerseits ein Mindestabstand zwischen den Zentren zweier Eindrücke und andererseits ein Mindestabstand vom Zentrum des Eindrucks zum Probenrand eingehalten werden (vgl. Abschnitt 4.2.6). Es wurde daher untersucht, ab welchem Abstand im Verhältnis zum Eindruckdurchmesser eine signifikante Änderung des Messwertes bei der LiSE auftritt.

Bild 5.25 zeigt den Einfluss des Abstands zwischen Eindruckzentrum und Probenrand auf den Eindruckdurchmesser. Aus den Datenpunkten leitet sich eine Trendlinie ab, die den mittleren Eindruckdurchmesser in Abhängigkeit vom Abstand darstellt. Die Trendlinie schneidet die obere Grenze der angegebenen Streubreite bei einem Randabstand von $l_r = 885$ µm. Dieser Abstand entspricht dem 3-fachen Wert des mittleren Eindruckdurchmessers.

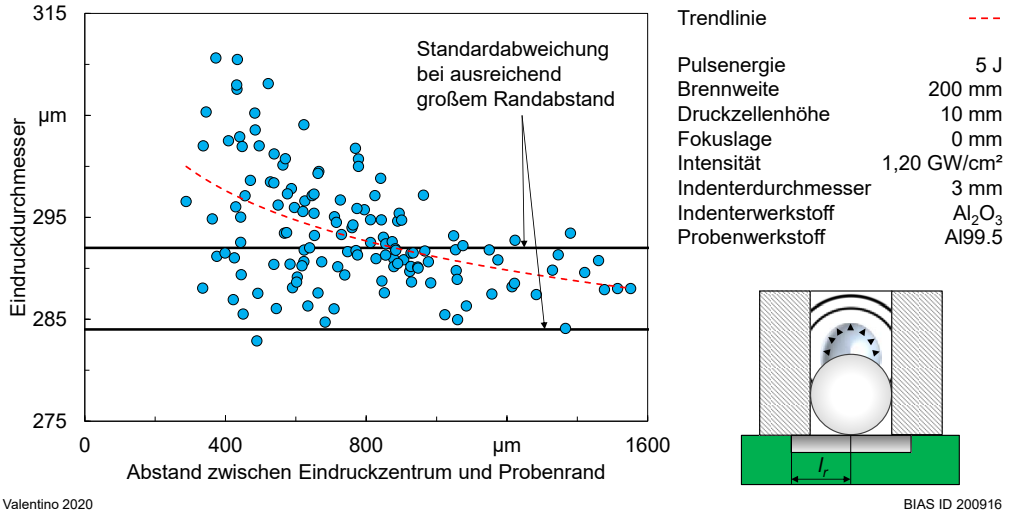


Bild 5.25: Einfluss des Abstands zwischen Eindruckzentrum und Rand auf den Eindruckdurchmesser

In **Bild 5.26** ist die Änderung des normierten Eindruckdurchmessers in Abhängigkeit vom Abstand zwischen zwei Eindrücken dargestellt. Je näher die Eindrücke beieinanderliegen, desto kleiner wird der Eindruckdurchmesser. Bei Aluminium wird eine kontinuierliche Abnahme des Eindruckdurchmessers bei der Reduzierung des Abstands zwischen zwei Eindrücken festgestellt. Eine signifikante Änderung des Eindruckdurchmessers bei Aluminium (EN AW-6082 T6) wird bei einem Abstand von $l_e = 300$ µm beobachtet. Aus dem Abstand l_e bezogen auf den mittleren Eindruckdurchmesser $\bar{d}_i$ ergibt sich ein Faktor $l_e/\bar{d}_i = 1{,}4$. Der zeitliche Abstand für das Erzeugen von zwei Eindrücken beträgt $\Delta t_e = 0{,}41$ s.

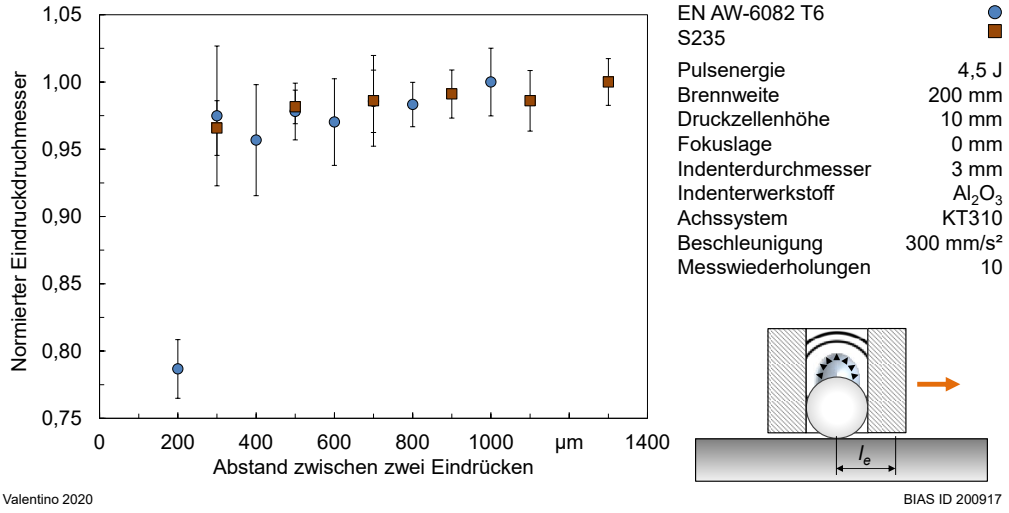


Bild 5.26: Einfluss des Abstands zwischen zwei Eindrücken, untersucht an EN AW-6082 T6 und S235

Beim Stahl (S235) wird eine signifikante Abnahme des Eindruckdurchmessers bei einem Abstand von l_e = 500 µm festgestellt. Aus dem mittleren Eindruckdurchmesser $\bar{d}_i$ und dem Abstand ergibt sich ein Faktor $l_e/\bar{d}_i$ = 3,6. Der zeitliche Abstand beträgt in diesem Fall Δt_e = 0,48 s. Unter der Annahme eines maximalen Eindruckdurchmessers von d_i = 450 µm und eines Mindestabstands nach [DIN15], der dem 3-fachen des mittleren Indenterdurchmessers entspricht, ergibt sich für den verwendeten Kreuztisch (vgl. Abschnitt 4.2.6) eine Grenzfrequenz von 1,5 Hz, mit der die Eindrücke maximal erzeugt werden können.

5.4.3 Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit der Probe

Bei der konventionellen Härteprüfung muss die Prüffläche metallisch blank und so beschaffen sein, dass der Eindruckdurchmesser einwandfrei gemessen werden kann. Die erforderliche Oberflächengüte hängt dabei von der Größe des auszumessenden Eindrucks ab. Werden bei der LiSE Eindrücke in unterschiedlich geschliffenen Proben erzeugt, so stellt sich in dem beobachteten Rauheitsbereich unabhängig vom Werkstoff mit zunehmender Rauheit ein Abfall des normierten Eindruckdurchmessers ein (siehe **Bild 5.27**).

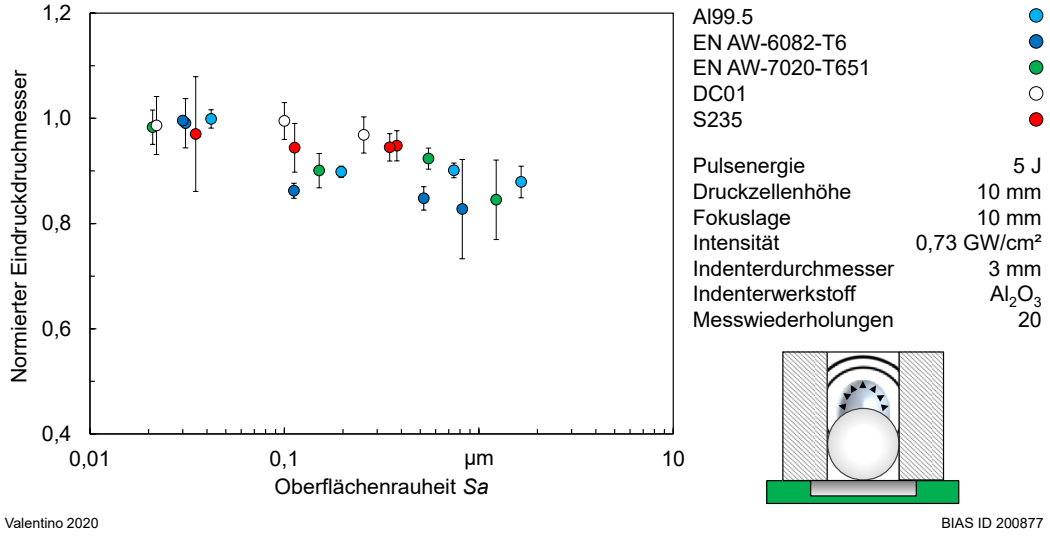


Bild 5.27: Einfluss der Oberflächenrauheit *Sa* auf den normierten Eindruckdurchmesser

Im Gegensatz zum Eindruckdurchmesser verändert sich die normierte Eindringtiefe nur geringfügig in Abhängigkeit von der Oberflächenrauheit (siehe **Bild 5.28**). Eine signifikante Abnahme der normierten Eindringtiefe wird erst bei einer Oberflächenrauheit von $Sa > 1$ µm festgestellt. Die normierten Werte beziehen sich bei dem jeweiligen Werkstoff auf die größte gemessene Eindringtiefe.

Die mittels LiSE in unterschiedlichen Aluminium- und Stahllegierungen erzeugten Eindringtiefen und Eindruckdurchmesser sind in **Bild 5.29** gegeneinander aufgetragen. Als Vergleich wird der Eindruckdurchmesser für einen perfekten Indenter (D_I = 3 mm), der sich nicht deformiert, über der Eindringtiefe aufgetragen. Es wird beobachtet, dass

bei kleineren Eindringtiefen der Eindruckdurchmesser im Verhältnis zur Idealgeometrie größer ist.

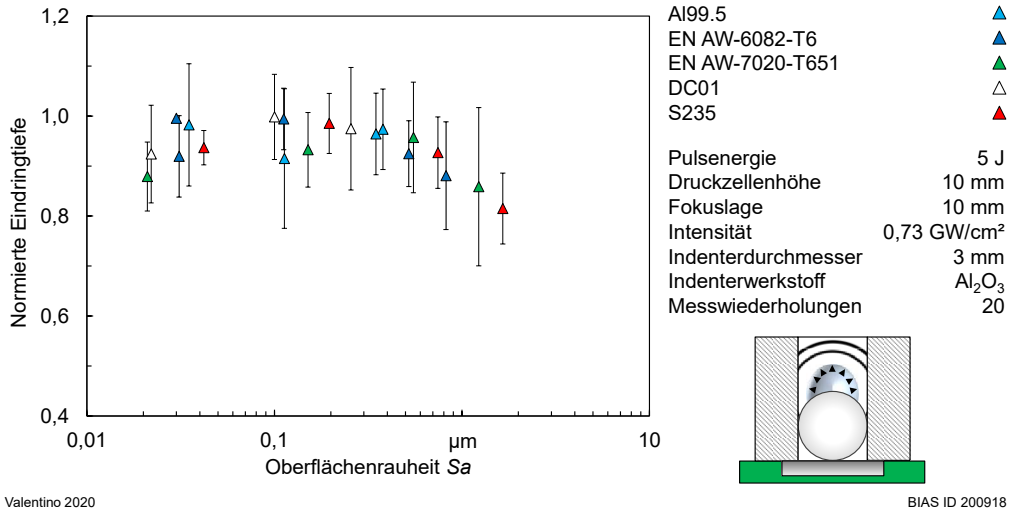


Bild 5.28: Einfluss der Oberflächenrauheit *Sa* auf den normierte Eindringtiefe

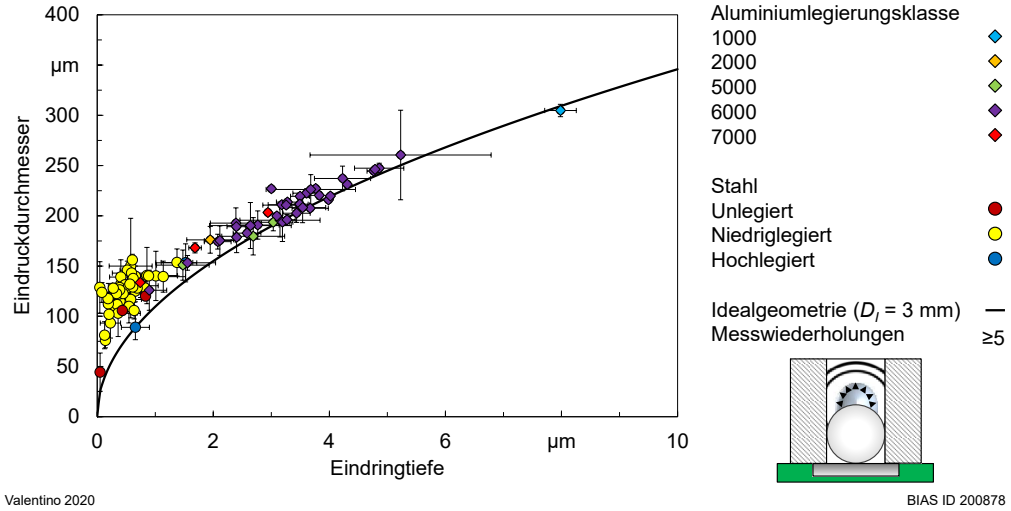


Bild 5.29: Vergleich des idealen Eindrucks bei einem Indenterdurchmesser D_I = 3 mm mit den gemessenen Eindrücken, erzeugt mit der LiSE

5.4.4 Korrelation mit Werkstoffkennwerten

Die Härte eines Werkstoffs ist ein wichtiger Werkstoffkennwert. Sie bietet eine gute Vergleichbarkeit im Hinblick auf eine Vielzahl von Funktionseigenschaften, wie bspw. der Verschleißfestigkeit oder der Dauerfestigkeit. Daher wird für die LiSE versucht, einen geeigneten charakteristischen Wert zu identifizieren, welcher die stärkste Korrelation mit der Härte aufweist.

Die Härte, bei der noch ein Eindruck erzeugt werden konnte, beträgt maximal 850 HV. In **Bild 5.30** ist der normierte Eindruckdurchmesser und in **Bild 5.31** die normierte Eindringtiefe jeweils über der Vickershärte aufgetragen.

Aus den jeweils logarithmierten Datenpunkten ergibt sich für die Korrelation des normierten Eindruckdurchmessers mit der Vickershärte eine Pearson-Korrelation von

κ_p = -0,94. Für die normierte Eindringtiefe und die Vickershärte berechnet sich eine Pearson-Korrelation von κ_p = -0,97. Für beide normierten charakteristischen Werte ergibt sich damit jeweils eine starke Korrelation mit der Härte.

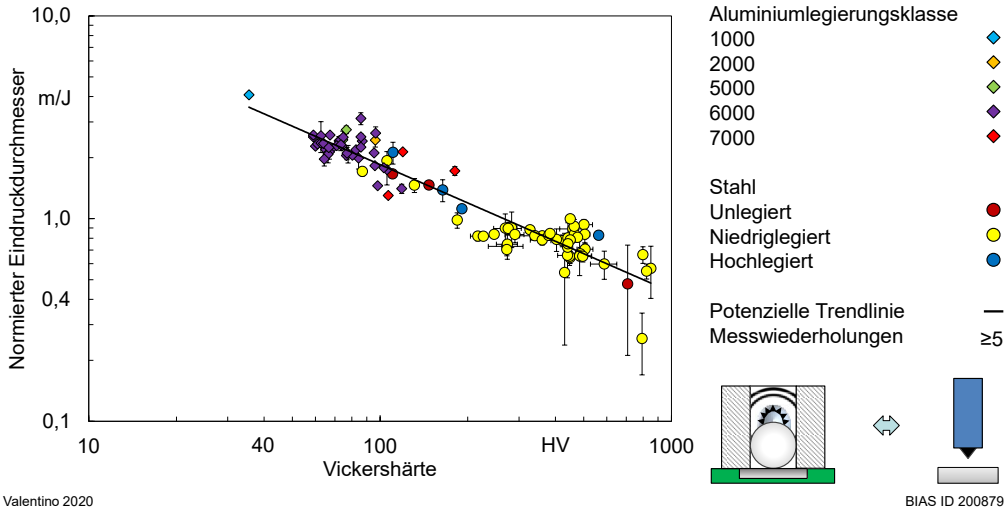


Bild 5.30: Logarithmische Darstellung des Zusammenhangs zwischen normiertem Eindruckdurchmesser und Vickershärte

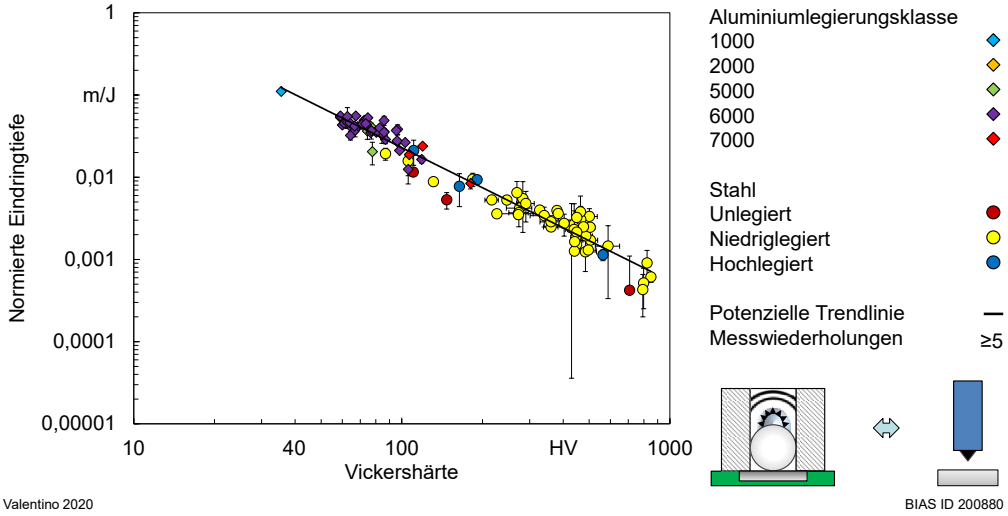


Bild 5.31: Logarithmische Darstellung des Zusammenhangs zwischen normierter Eindringtiefe und Vickershärte

Als weiterer charakteristischer Wert ist in **Bild 5.32** die normierte mittlere plastische Dehnung über der Vickershärte aufgetragen. Hier wird die stärkste Korrelation mit einer Pearson-Korrelation von κ_p = -0,98 festgestellt. Die Korrelation des normierten Eindringvolumens mit der Vickershärte ist hier nicht gezeigt. Hier wird eine Pearson-Korrelation von κ_p = -0,96 ermittelt.

Neben der Härte wird die Zugfestigkeit mit den charakteristischen Werten korreliert. In **Bild 5.33** ist der normierte Eindruckdurchmesser und in **Bild 5.34** die normierte Eindringtiefe jeweils über der Zugfestigkeit aufgetragen. Beide charakteristischen Werte nehmen mit zunehmender Zugfestigkeit ab.

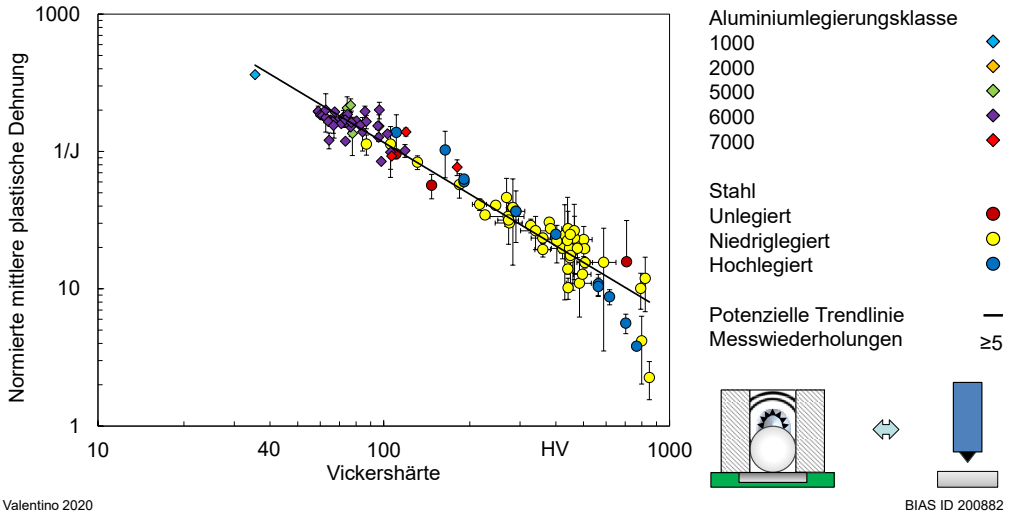


Bild 5.32: Logarithmische Darstellung des Zusammenhangs zwischen normierter mittlerer plastischer Dehnung und Vickershärte

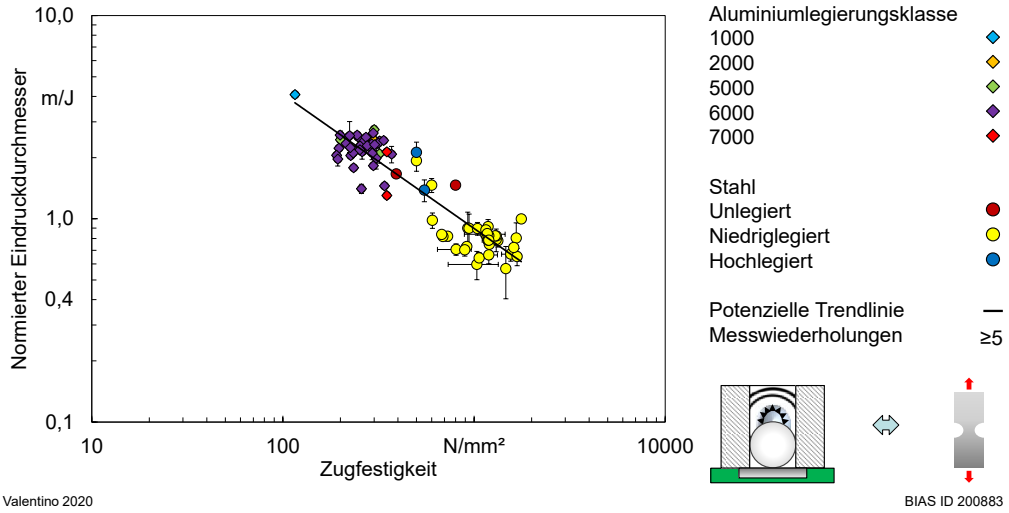


Bild 5.33: Logarithmische Darstellung des Zusammenhangs zwischen normiertem Eindruckdurchmesser und Zugfestigkeit

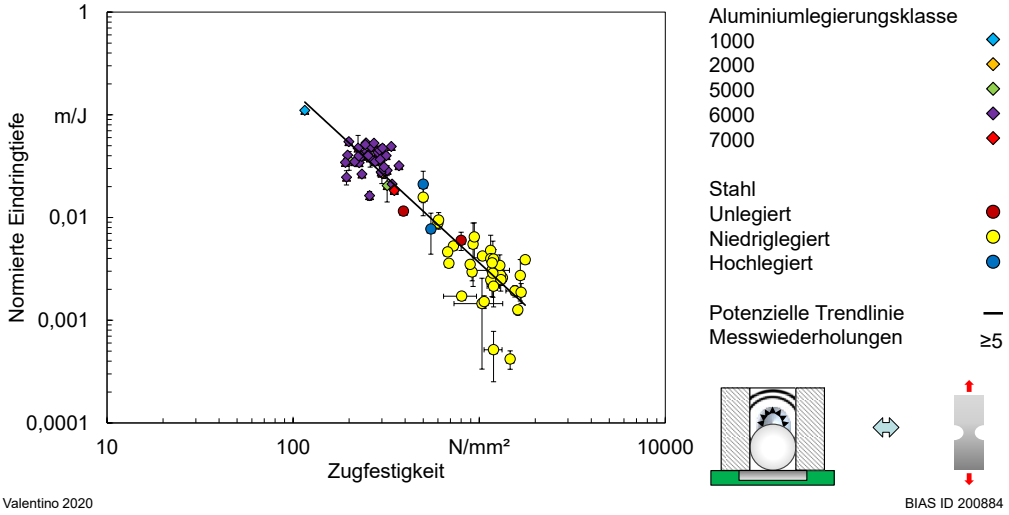


Bild 5.34: Logarithmische Darstellung des Zusammenhangs zwischen normierter Eindringtiefe und Zugfestigkeit

Aus den jeweils logarithmierten Werten ergibt sich sowohl für die Korrelation aus dem normierten Eindruckdurchmesser und der Zugfestigkeit als auch der normierten Eindringtiefe eine Pearson-Korrelation von κ_p = -0,93. Die Ergebnisse für das normierte Eindringvolumen und die normierte mittlere plastische Dehnung sind hier nicht gezeigt. Es wird für beide charakteristischen Werte ebenfalls eine Pearson-Korrelation von κ_p = -0,93 ermittelt.

Es ist bekannt, dass die seitliche Materialanhäufung bei einem Eindruck mit dem Fließverhalten korreliert (vgl. Abschnitt 2.3.1). In diesem Zusammenhang wird untersucht, ob die Gesamttiefe mit der Zugfestigkeit korreliert. In **Bild 5.35** ist die normierte Gesamttiefe über der Zugfestigkeit dargestellt. Für die Korrelation zwischen der normierten Gesamttiefe und der Zugfestigkeit ergibt sich eine Pearson-Korrelation von k_p = -0,94. An den hier untersuchten Werkstoffen können noch Eindrücke ermittelt werden, die eine maximale Zugfestigkeit von 1767 N/mm² aufweisen.

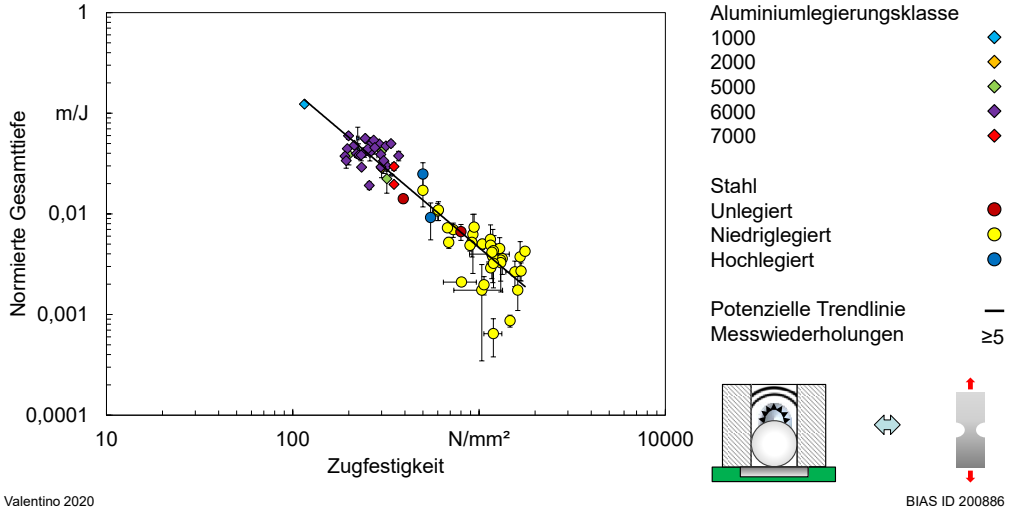


Bild 5.35: Logarithmische Darstellung des Zusammenhangs zwischen normierter Gesamttiefe und Zugfestigkeit

5.4.5 Vergleich des Stoßverhaltens bei Fallversuchen und bei der LiSE

Um das Stoßverhalten zwischen Indenter und Probe zu quantifizieren, wurden Fallversuche durchgeführt und die Ergebnisse denjenigen der LiSE gegenübergestellt. Die Auswirkung des Indenterdurchmessers auf die Stoßzahl in Abhängigkeit von der potentiellen Energie ist in **Bild 5.36** zu dargestellt.

Es wird beobachtet, dass bei einer höheren potentiellen Energie die Stoßzahl abnimmt.

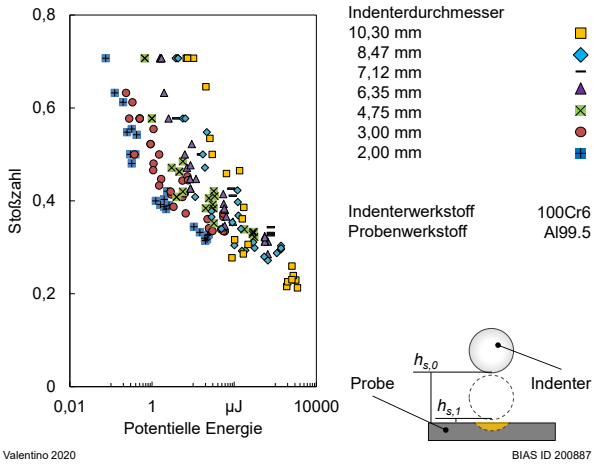


Bild 5.36: Einfluss des Indenterdurchmessers auf die Stoßzahl in Abhängigkeit von der potentiellen Energie

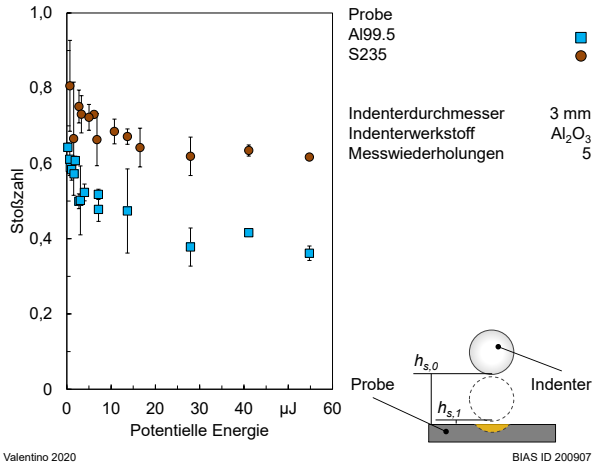


Bild 5.37: Änderung der Stoßzahl für unterschiedliche Probenwerkstoffe in Abhängigkeit von der potentiellen Energie

In **Bild 5.37** wird für einen Indenter aus Aluminiumoxid mit einem konstanten Durchmesser $D_I = 3$ mm die Veränderung der Stoßzahl über der potentiellen Energie aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Reduzierung der Stoßzahl unabhängig vom metallischen Werkstoff mit zunehmender potentieller Energie abnimmt.

Zum Vergleich des Fallversuchs mit der LiSE wurden Eindrücke in EN AW-1050A und den Stahl S235 eingebracht. In **Bild 5.38** werden die Messergebnisse des Fallversuchs denen der LiSE gegenübergestellt. Dabei werden für die beiden Verfahren bei gleicher potentieller Energie keine signifikanten Unterschiede festgestellt.

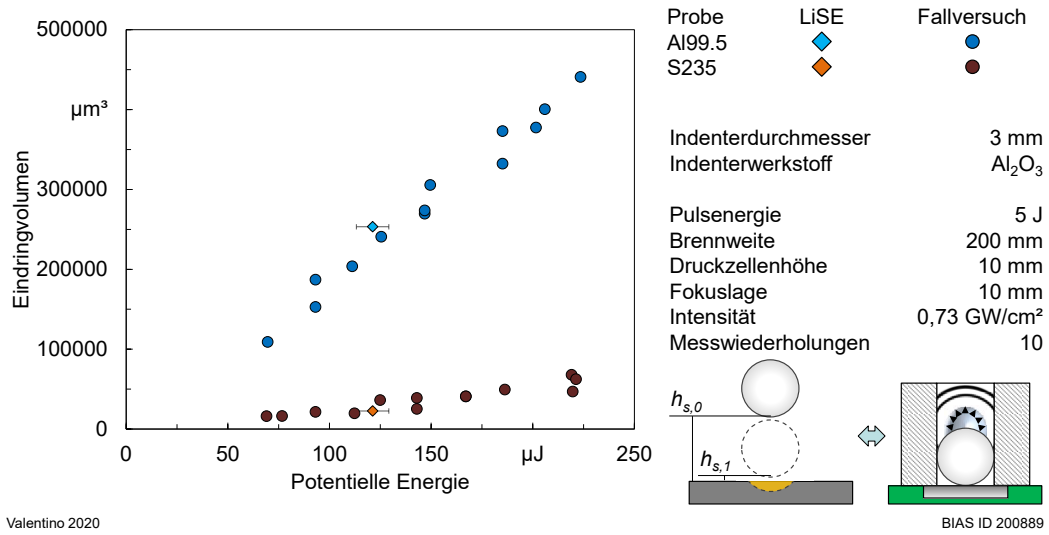


Bild 5.38: Vergleich des erzeugten Eindringvolumens zwischen Fallversuch und LiSE

5.4.6 Indentationen in Kleinstproben

Für Kleinstproben wurde untersucht, ob die Eindruckgeometrie bei der LiSE mithilfe einer geeigneten Einbettung vergleichbar mit dem einer ausreichend schweren und großen Referenzprobe ist (vgl. Abschnitt 4.4.3). In **Bild 5.39** ist der Eindruckdurchmesser und in **Bild 5.40** ist die Eindringtiefe über dem Betrag der elastischen Längsstauchung des effektiven Einbettsystems aufgetragen. In beiden Abbildungen ist zu erkennen, dass mit zunehmender elastischer Längsstauchung der Eindruckdurchmesser und die Eindringtiefe abnehmen.

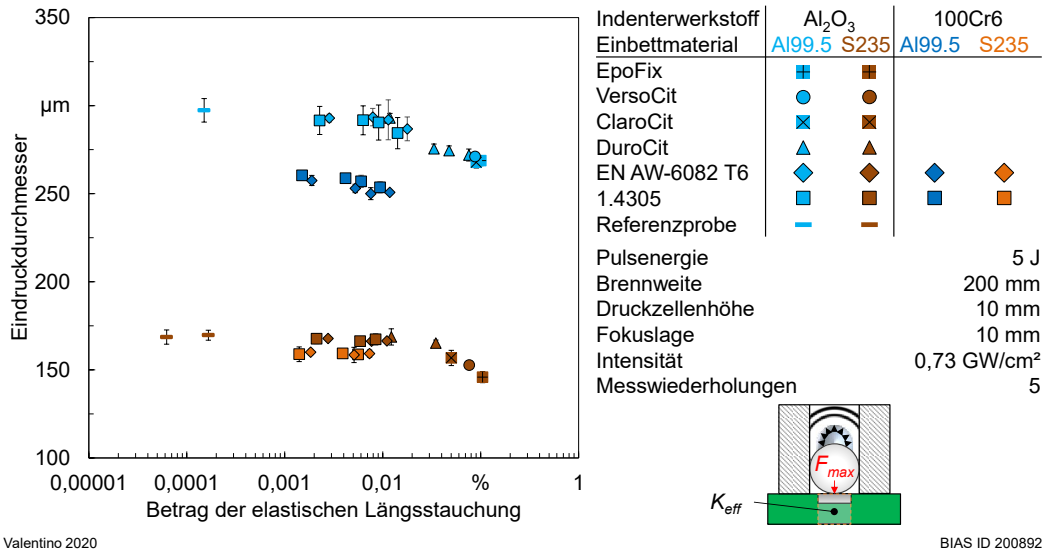


Bild 5.39: Eindruckdurchmesser in unterschiedlich eingebetteten Kleinstproben aus Al99.5 und S235 in Abhängigkeit vom Betrag der elastischen Längsstauchung des effektiven Einbettsystems

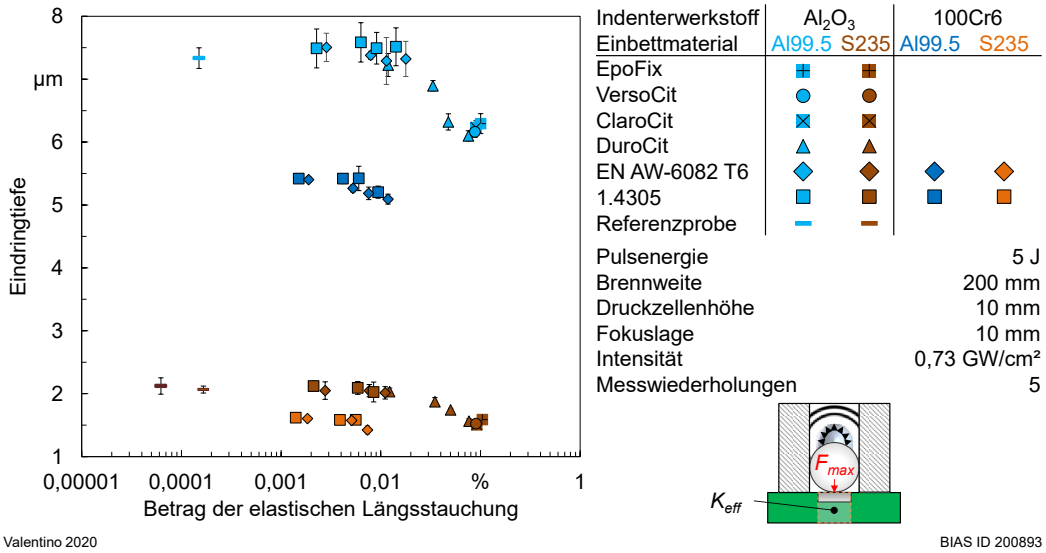


Bild 5.40: Eindringtiefe in Abhängigkeit in unterschiedlich eingebetteten Kleinstproben aus Al99.5 und S235 in Abhängigkeit vom Betrag der elastischen Längsstauchung des effektiven Einbettsystems

In **Bild 5.41** ist der Eindruckdurchmesser und in **Bild 5.42** ist die Eindringtiefe über dem effektiven Massenverhältnis aufgetragen. Hier führt ein größeres effektives Massenverhältnis zu einem Anstieg des Eindruckdurchmessers und der Eindringtiefe.

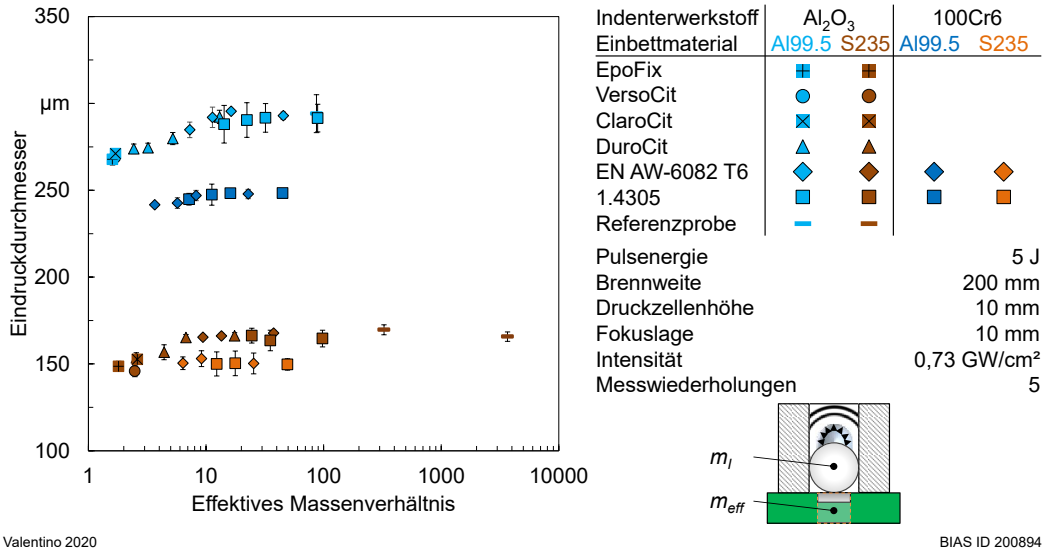


Bild 5.41: Eindruckdurchmesser in unterschiedlich eingebetteten Kleinstproben aus Al99.5 und S235 in Abhängigkeit vom effektiven Massenverhältnis

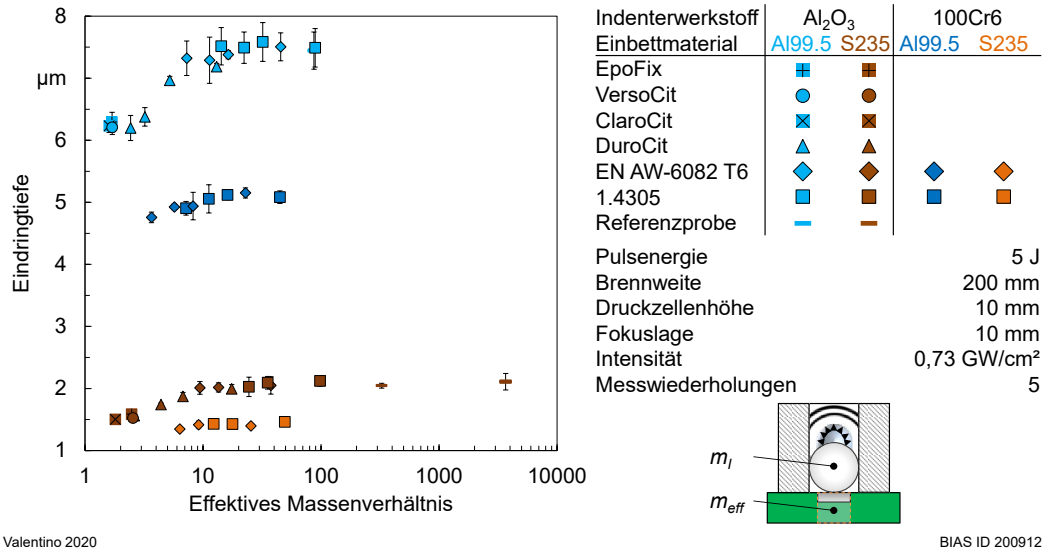


Bild 5.42: Eindringtiefe in unterschiedlich eingebetteten Kleinstproben aus Al99.5 und S235 in Abhängigkeit vom effektiven Massenverhältnis

6 Relevante Kenngrößen

6.1 Modellentwicklung

Um die Wirkung der relevanten Kenngrößen des Prozesses auf die kinetische Energie des Indenters zu beschreiben, wird ein analytisches Modell entwickelt. **Bild 6.1** skizziert die Vorgehensweise bei der Modellentwicklung. In das Modell fließen die Pulsenergie, die Pulsdauer, die Strahlfläche, die Dichte und der Isentropenexponent des Umgebungsmediums, der Durchmesser und die Dichte des Indenters sowie der Innendurchmesser der Positioniereinheit ein. Das Modell beschreibt die mittels TEA-CO_2-laserinduzierten Stoßwellen. Für den Gültigkeitsbereich des Modells wird die von Hügel und Graf gegebene Definition von LSDW herangezogen, wonach sich diese auf einer Targetoberfläche ausbilden, wenn die Pulsdauer $t_p < 1$ µs und die Intensität $I_0 > 10^7$ W/cm² sind (vgl. Abschnitt 2.1.1 und siehe **Bild 2.2**). Das Modell wird einerseits mithilfe der Pendelversuche und der Kraft-Zeit-Messungen ohne Druckzelle aus Abschnitt 5.3 und andererseits mithilfe der Schlierenaufnahmen aus Abschnitt 5.1 validiert.

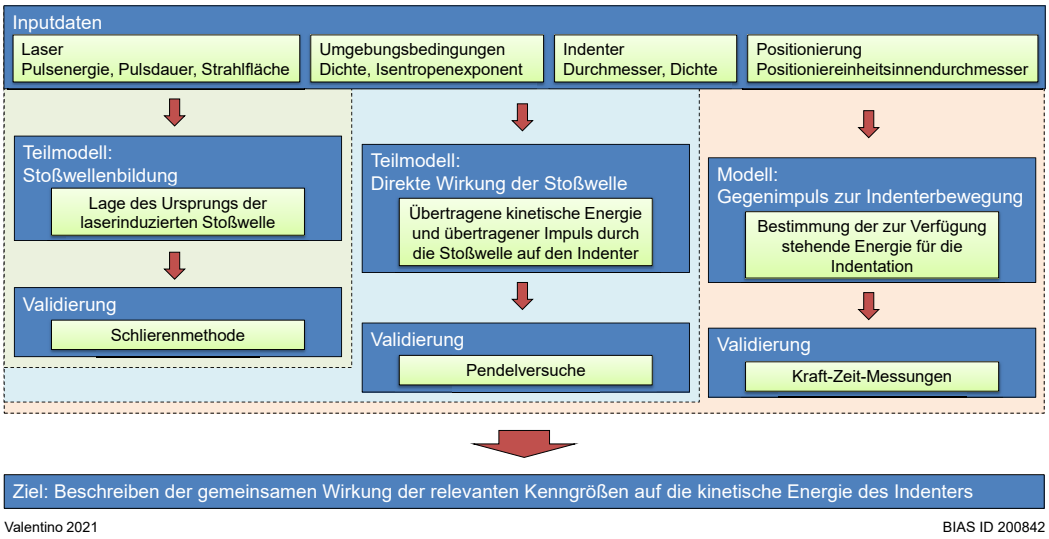


Bild 6.1: Schematische Darstellung der Modellentwicklung

Energieverluste bei der Stoßwellenentstehung

Bei der Ausbildung laserinduzierter Stoßwellen wird die Pulsenergie nicht vollständig in kinetische Energie umgewandelt: Die hier auftretenden Energieverluste können durch Reflexionen, durch die Aufrechterhaltung des Plasmas und durch die Erwärmung des Werkstoffs entstehen. Berechnungen von Wielage haben gezeigt, dass sich Verluste durch die laserbedingte Erwärmung metallischer Werkstoffe im Mikrojoule-Bereich befinden [Wie11, S. 78 ff.]. Die von Wielage für eine Aluminiumfolie angenommene Maximaltemperatur von $T_{max} = 220$ °C ist höher als die in **Bild 5.4** rückextrapolierte Maximaltemperatur von $T_{max} = 166$ °C für eine Foliendicke von $h_{Fl} = 10$ µm. Die an Stahl (X8CrNiS 18-9) gemessene Temperatur $T_{max} = 184$ °C ist um 18 °C höher als die

von Aluminium. Unter Annahme eines adiabatischen Systems für eine Foliendicke von $h_{Fl} = 10$ µm lässt sich die durch die Laserstrahlung in die Folie eingebrachte Wärme ΔQ_{Bl} aus der Temperaturänderung ΔT bestimmen [Mes04, S. 212 ff.]:

$$\Delta Q_{Bl} = c_P \cdot m_W \cdot \Delta T \tag{6.1}$$

Die Temperaturänderung ΔT in der Folie ist die Differenz aus Maximaltemperatur T_{max} und Ausgangstemperatur T_0. Dabei ist c_P die spezifische Wärmekapazität. Sie beträgt für Stahl $c_p = 0{,}47$ J/(g·K) und für Aluminium $c_p = 0{,}90$ J/(g·K) [Her12, S. 251]. Die erwärmte Masse m_W ergibt sich aus der Strahlfläche $A_L = 4{,}32$ mm², der Dicke der Folie $h_{Fl} = 10$ µm und der Dichte des Werkstoffs ρ_W:

$$m_W = A_L \cdot h_{Bl} \cdot \rho_W \tag{6.2}$$

Die in die Stahlfolie eingebrachte Wärmemenge beträgt $\Delta Q_{Fl} = 11{,}1$ mJ und die in die Aluminiumfolie eingebrachte Wärmemenge $\Delta Q_{Fl} = 6{,}4$ mJ. Die jeweils in die Metallfolien eingebrachte Wärmemenge liegt somit im Millijoule-Bereich, weshalb der Verlust durch die Erwärmung als vernachlässigbar klein angenommen wird.

Es wird ebenfalls angenommen, dass die Verluste durch Streuung und Reflexion vernachlässigbar sind, denn durch die Erwärmung des Materials in der Randzone entstehen Thermo- und Feldemissionen [Hug97]. Die dadurch auf der Oberfläche befindlichen freien Ladungsträger absorbieren die eintreffende Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 10{,}6$ µm fast vollständig [Ber98]. Die freien Elektronen nehmen Energie auf und bilden eine dünne Plasmaschicht. Diese propagiert entlang der optischen Achse des Laserstrahls (siehe **Bild 6.2**). Die Energie, die für die Bildung und das Aufrechterhalten des Plasmas benötigt wird, ist vernachlässigbar klein (vgl. Abschnitt 2.1.1). Es wird also angenommen, dass die Energie der Laserstrahlung vollständig in kinetische Energie der Elektronen umgewandelt wird.

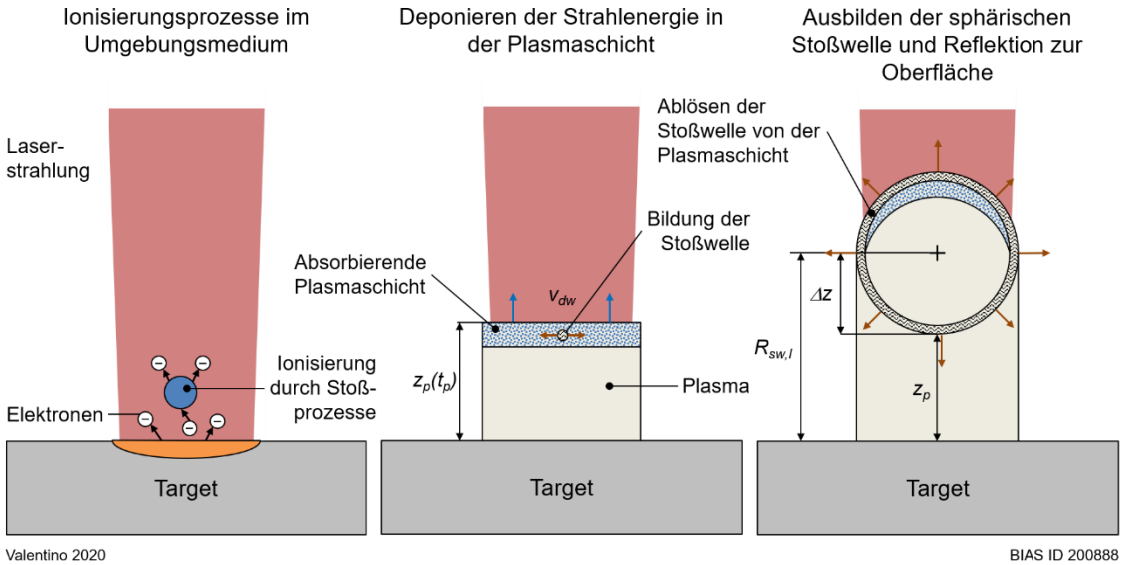


Bild 6.2: Schematische Darstellung des Prozessablaufs zur Erzeugung laserinduzierter Stoßwellen bei Intensitäten oberhalb von $I_0 > 10^7$ W/cm² und einer Pulsdauer unterhalb von 1 µs, nach [Wie11]

Stoßwellenbildung

Während der Pulsdauer t_p propagiert die Plasmaschicht mit der Geschwindigkeit v_{dw} gemäß Gleichung (2.1) (vgl. Abschnitt 2.1.1) entlang der optischen Achse und legt die Strecke z_p zurück:

$$z_p = v_{dw} \cdot t_p = \left[2 \cdot (\gamma^2 - 1) \cdot \frac{E_p \cdot {t_p}^2}{A_L \cdot \rho_0}\right]^{1/3} \tag{6.3}$$

Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Plasmas betrachtet wird, wird der von Toftmann et al. für Plasmen bestimmte Isentropenexponent von $\gamma = 1{,}40$ herangezogen [Tof03]. Für die Dichte von Luft wird $\rho_0 = 1{,}204$ kg/m³ angenommen (vgl. Abschnitt 4.2.4). In der Plasmaschicht wird das Umgebungsmedium verdichtet. Es wird angenommen, dass nach der Strecke z_p als Folge der Verdichtung und des Temperaturgradienten zur Umgebungstemperatur eine Stoßwellenfront entsteht (vgl. Abschnitt 2.1.1). Der Laserpuls unterliegt einem zeitlichen Jitter (vgl. Abschnitt 4.1.1), wodurch der Plasmaschicht über die angegebene Pulsdauer hinaus ($t_p = 100$ ns) Strahlungsenergie zugeführt wird und die Plasmaschicht weiter entlang der optischen Achse propagiert (siehe **Bild 4.1**). Es wird hier angenommen, dass die Stoßwelle im Zentrum der Plasmaschicht und auf der optischen Achse des Laserstrahls entsteht (siehe **Bild 6.2** und vgl. Point-Blast-Modell in Abschnitt 2.1.1). Zu Beginn propagiert die Stoßwelle gemeinsam mit der Plasmaschicht entlang der optischen Achse. Die Stoßwelle und die Plasmaschicht breiten sich daher mit der gleichen Geschwindigkeit aus, also $v_{sw} = v_{dw}$ (vgl. Abschnitt 2.1.1). Gleichzeitig expandiert die Stoßwelle orthogonal zur optischen Achse des Laserstrahls. Die Stoßwellenfront geht dabei von einer planaren Ausbreitungsform in eine energetisch günstigere sphärische Form über.

Je weiter sich die Stoßwellenfront von der optischen Achse des Laserstrahls entfernt, desto weniger Energie wird ihr durch die Laserstrahlung zugeführt. Die halbe Seitenlänge der Strahlfläche ist dabei die minimale Strecke, welche die Stoßwelle zurücklegt, bis zu der eine deutliche Abnahme der Intensität auftritt. Die Seitenlänge der Strahlfläche ergibt sich aus der Wurzel des Strahlfläche A_L. Es wird angenommen, dass die Stoßwelle nach der minimalen Strecke von einer planaren Ausbreitungsform in eine sphärische Form übergeht. Damit berechnet sich die Dauer für die Ausbildung der sich sphärisch ausbreitenden Stoßwelle t_{fsw} wie folgt:

$$t_{fsw} = \frac{\sqrt{A_L}}{2 \cdot v_{dw}} \tag{6.4}$$

Durch den Übergang von einer planaren Ausbreitungsform in eine sphärische Form verschiebt sich die Lage, an der die Stoßwelle zurück zum Target reflektiert wird, um den Betrag Δz (siehe **Bild 6.2**):

$$\Delta z = v_{dw} \cdot t_{fsw} \tag{6.5}$$

Durch Einsetzen von Gleichung (6.4) in Gleichung (6.5) lässt sich die Verschiebung der Lage Δz einfach ausdrücken:

$$\Delta z = \frac{\sqrt{A_L}}{2} \tag{6.6}$$

Die verdichtete Masse innerhalb der Stoßwellenfront m_{sw} ergibt sich aus der Pulsenergie E_P und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der sphärischen Stoßwellen v_{sw} (vgl. Abschnitt 2.1.1) zum Zeitpunkt t_{fsw}. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der sphärischen Stoßwellenfront v_{sw} berechnet sich aus der Ableitung von Gleichung (2.2):

$$m_{sw} = \frac{2 \cdot E_P}{\left(v_{sw}(t_{fsw})\right)^2} \tag{6.7}$$

Der von der Stoßwellenfront ausgehende Impuls ist gleichmäßig über die Oberfläche verteilt. Bei sphärischer Ausbreitung ist die Oberfläche O_{sw} der Stoßwelle abhängig vom Radius der Stoßwelle R_{sw} (siehe **Bild 6.3**):

$$O_{sw}(R_{sw}) = 4 \cdot \pi \cdot {R_{sw}}^2 \tag{6.8}$$

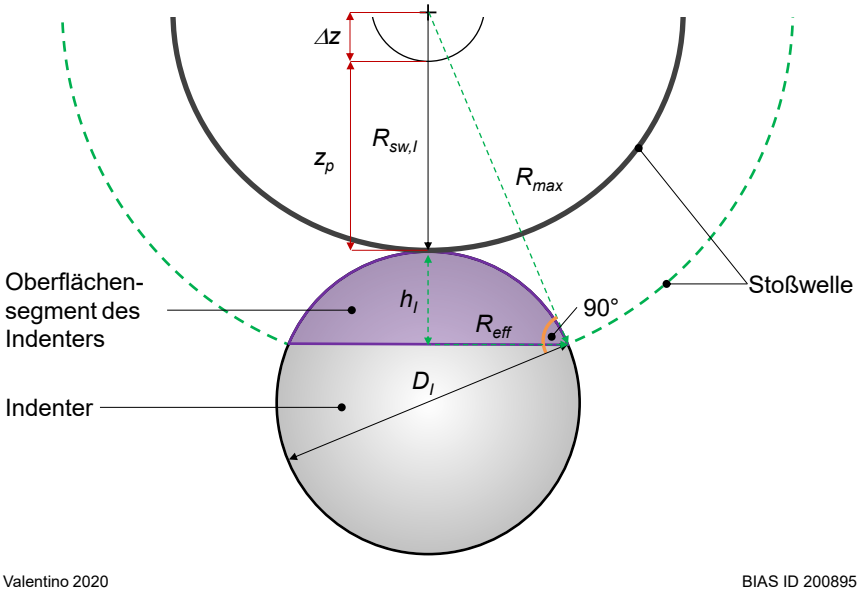


Bild 6.3: Darstellung der Kontaktbedingungen zwischen Stoßwelle und Indenter

Direkte Wirkung der Stoßwelle auf den Indenter

Der Anteil des Impulses der Stoßwelle, der auf den Indenter übertragen werden kann, hängt von der Oberfläche des Indenters und der Lage des Stoßwellenursprungs oberhalb der Indenteroberfläche z_p ab. Aus der Summe der Lage des Stoßwellenursprungs z_p und der Verschiebung Δz ergibt sich der Stoßwellenradius $R_{sw,I}$, unter dem die Stoßwelle zuerst auf den Indenter trifft:

$$R_{sw,I} = z_p + \Delta z = \left[2 \cdot (\gamma^2 - 1) \cdot \frac{E_p \cdot {t_p}^2}{A_L \cdot \rho_0}\right]^{1/3} + \frac{\sqrt{A_L}}{2} \tag{6.9}$$

Da angenommen wird, dass sich die Stoßwelle sphärisch ausbreitet und auf eine kugelförmige Indenteroberfläche trifft, kann nur ein Segment der Stoßwellenfront einen

Impuls auf ein Oberflächensegment des Indenters übertragen. Der maximale Stoßwellenradius R_{max}, bis zu dem ein Impuls auf die Indenteroberfläche übertragen werden kann, hängt vom Indenterdurchmesser D_I und vom Stoßwellenradius $R_{sw,I}$, unter dem die Stoßwelle zu Beginn auf den Indenter trifft, ab (siehe **Bild 6.3**):

$$R_{max} = \sqrt{\left(\frac{D_I}{2} + R_{sw,I}\right)^2 - \frac{{D_I}^2}{4}} = \sqrt{\left(\frac{D_I}{2} + \left[2 \cdot (\gamma^2 - 1) \cdot \frac{E_p \cdot {t_p}^2}{A_L \cdot \rho_0}\right]^{1/3} + \frac{\sqrt{A_L}}{2}\right)^2 - \frac{{D_I}^2}{4}} \quad (6.10)$$

Das Oberflächensegment, auf das ein Impuls durch die Stoßwelle übertragen wird, hat einen effektiven Radius R_{eff} und eine Segmenthöhe h_I:

$$R_{eff} = \frac{D_I \cdot R_{max}}{2 \cdot \left(R_{sw,I} + \frac{D_I}{2}\right)} \quad (6.11)$$

$$h_I = \frac{D_I}{2} - \sqrt{\frac{{D_I}^2}{4} - {R_{eff}}^2} \quad (6.12)$$

Über den Mittelwertsatz wird der Anteil der Stoßwellenoberfläche O'_M, der im Mittel mit der Indenteroberfläche interagiert, berechnet. Dazu werden die projizierten Flächen des Oberflächensegments des Indenter und der Stoßwelle betrachtet:

$$O'_M = \frac{1}{R_{eff}} \int_0^{R_{eff}} \frac{\pi \cdot x^2}{\pi \cdot \left[\sqrt{\left(\frac{D_I}{2} - \sqrt{\frac{{D_I}^2}{4} - x^2} + R_{sw,I}\right)^2 - \frac{{D_I}^2}{4}}\right]^2} dx \quad (6.13)$$

Die Gleichung (6.13) wird im Folgenden vereinfacht betrachtet. Der Anteil der Stoßwellenoberfläche O'_M, der im Mittel mit dem Oberflächensegment interagiert, wird anhand der halben Segmenthöhe h_I angenähert:

$$O'_M \approx \frac{\left[\frac{D_I \cdot h_I}{4} + \frac{{D_I}^2}{4} - \left(\frac{D_I}{2} - \frac{h_I}{2}\right)^2\right]}{2 \cdot \left[{R_{eff}}^2 + \left(R_{sw,I} + \frac{h_I}{2}\right)^2\right]} = \frac{3 \cdot D_I \cdot h_I - {h_I}^2}{8 \cdot \left[{R_{eff}}^2 + \left(R_{sw,I} + \frac{h_I}{2}\right)^2\right]} \quad (6.14)$$

Nur derjenige Anteil des Impulses kann von der sich sphärisch ausbreitenden Stoßwellenfront übertragen werden, der in Richtung der Oberflächennormalen des Indenters wirkt (siehe **Bild 6.3**). Über den Mittelwertsatz und die Subtraktion der beiden interagierenden Oberflächensegmente wird der mittlere Anteil des Impulses α'_M, der in Richtung der Oberflächennormalen des Indenters wirkt, berechnet. Der Stoß zwischen Stoßwelle und Indenter wird hier als ideal elastisch angenommen:

$$\begin{aligned} \alpha'_M = {} & \frac{1}{\arcsin\frac{R_{eff}}{R_{max}}} \cdot \int_0^{\arcsin\frac{R_{eff}}{R_{max}}} \cos\alpha_{sw}\, d\alpha_{sw} \\ & - \frac{1}{\arcsin\frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}} \cdot \int_0^{\arcsin\frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}} \cos\alpha_I\, d\alpha_I \\ = {} & \frac{\frac{R_{eff}}{R_{max}}}{\arcsin\frac{R_{eff}}{R_{max}}} - \frac{\frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}}{\arcsin\frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}} \end{aligned} \quad (6.15)$$

Aus Gleichung (6.7), Gleichung (6.14) und Gleichung (6.15) ergibt sich der Impuls M_I, der auf den Indenter übertragen wird:

$$M_I = \sqrt{2 \cdot m_{sw} \cdot E_P} \cdot O'_M \cdot \alpha'_M = \frac{5 \cdot \left(E_P{}^3 \cdot \rho_0{}^2 \cdot t_p\right)^{1/5} \cdot \sqrt{A_L}}{8 \cdot 2^{4/5} \cdot (\gamma^2 - 1)^{1/5}} \cdot \frac{3 \cdot D_I \cdot h_I - h_I{}^2 \cdot \left(\frac{\frac{R_{eff}}{R_{max}}}{\arcsin \frac{R_{eff}}{R_{max}}} - \frac{\frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}}{\arcsin \frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}} \right)}{R_{eff}{}^2 + \left(R_{sw,I} + \frac{h_I}{2}\right)^2} \tag{6.16}$$

Der Zusammenhang zwischen kinetischer Energie E_{kin} und Impuls M ist wie folgt:

$$E_{kin} = \frac{M^2}{2 \cdot m} \tag{6.17}$$

Dabei ist m die Masse des bewegten Körpers. Die kinetische Energie des Indenters $E_{kin,I}$ kann somit aus dem Impuls aus Gleichung (6.16) und der Masse des Indenters m_I bestimmt werden. Die Masse des Indenters m_I ist abhängig von der Dichte des Indenters ρ_I und dem Indenterdurchmesser D_I. Aufgrund der Kugelform des Indenters und der geringen Bewegung des Indenters bei der Indentation werden der Luftwiderstand und die Reibung zwischen dem Indenter und der Innenwand der Positioniereinheit vernachlässigt:

$$E_{kin,I} = \frac{\left(\sqrt{2 \cdot m_{sw} \cdot E_P} \cdot O'_M \cdot \alpha'_M\right)^2}{2 \cdot m_I} = \frac{75 \cdot \left(E_P{}^3 \cdot \rho_0{}^2 \cdot t_p\right)^{2/5} \cdot A_L}{128 \cdot 2^{3/5} \cdot \pi \cdot (\gamma^2 - 1)^{2/5} \cdot D_I{}^3 \cdot \rho_I} \cdot \left\{ \frac{\left(3 \cdot D_I \cdot h_I - h_I{}^2\right) \cdot \left(\frac{\frac{R_{eff}}{R_{max}}}{\arcsin \frac{R_{eff}}{R_{max}}} - \frac{\frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}}{\arcsin \frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}} \right)}{R_{eff}{}^2 + \left(R_{sw,I} + \frac{h_I}{2}\right)^2} \right\}^2 \tag{6.18}$$

Gegenimpuls zur Indenterbewegung

Der Indenter ist träger als die Stoßwelle, weshalb diese ihn überholt und auf seiner Unterseite einen Gegenimpuls zur Indenterbewegung verursacht (siehe **Bild 6.4**). Mittels Hochgeschwindigkeits-Schlierenaufnahmen wurde beobachtet, dass der Rückstoß des Indenters nach der Indentation umso größer ist, je größer die Differenz zwischen dem Indenterdurchmesser D_I und dem Innendurchmesser D_{Pos} der Positioniereinheit ist.

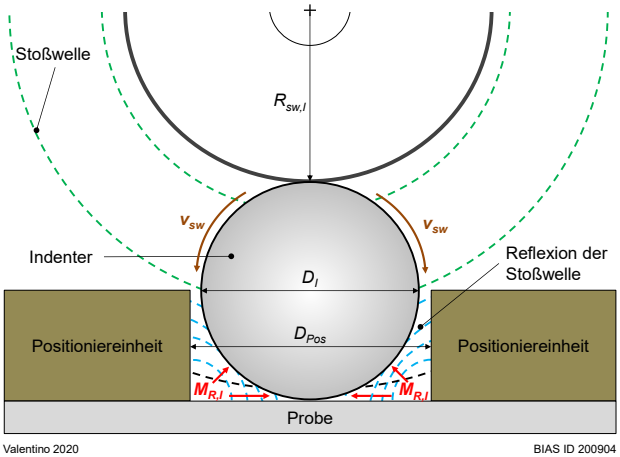


Bild 6.4: Darstellung des Mechanismus des Gegenstoßes auf der Unterseite des Indenters durch die Stoßwelle

Außerdem werden bei Kraft-Zeit-Messungen wie in **Bild 5.5** vor dem vom Indenter-verursachten Kraftanstieg zwei kleine Kraftanstiege mit einer Impulsdauer von etwa

$\Delta t_{sw} = 2$ µs beobachtet, welche auf die Stoßwelle zurückzuführen sind. Es wird angenommen, dass ein Gegenimpuls zur Indenterbewegung durch die Stoßwelle auf zwei unterschiedliche Arten verursacht wird. Zum einen läuft die Stoßwelle auf der Unterseite des Indenters zusammen: Der Anteil der Stoßwelle, der auf den Indenter trifft, aber keinen Impuls überträgt, propagiert entlang des Indenterumfangs. Zum anderen wird ein Teil der Stoßwelle an der Probenoberfläche unterhalb des Indenters reflektiert und trifft dann auf den Indenter. Es wird angenommen, dass der erste Effekt den dominanten Mechanismus darstellt, da entlang des Indenterumfangs die kürzeste Strecke zurückgelegt werden muss. In diesem Fall liegt die höchste Ausbreitungsgeschwindigkeit vor. Dieser Effekt wird daher im Weiteren zur Beschreibung des Gegenimpulses herangezogen.

Die zurückgelegte Strecke der Stoßwelle $l_{R,sw}$ berechnet sich über den Stoßwellenradius $R_{sw,I}$, unter dem die Stoßwelle auf den Indenter trifft (Gleichung (6.9)), und dem Indenterdurchmesser D_I:

$$l_{R,sw} = \sqrt{\left(\frac{D_I}{2} + R_{sw,I}\right)^2 + \frac{{D_I}^2}{4}} + \frac{\pi}{4} \cdot D_I \tag{6.19}$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_{sw} der Stoßwelle in Abhängigkeit von der zurückgelegten Strecke $l_{R,sw}$ leitet sich aus Gleichung (2.2) ab. Je kleiner der Indenterdurchmesser, desto höher ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle v_{sw} und damit auch der auf den Indenter wirkende Gegenimpuls $M_{R,I}$. Der Gegenimpuls $M_{R,I}$ bestimmt sich aus dem Produkt der Ausbreitungsgeschwindigkeit $v_{sw}(l_{R,sw})$ und der Masse $m_{sw,R}$ der Stoßwellenfront, die zwischen Innenwand der Positioniereinheit und Indenter entlang propagiert. Zur Bestimmung der Masse $m_{sw,R}$ wird der Massenanteil der Stoßwelle, der mit dem Indenter interagiert (siehe Gleichung (6.14) und Gleichung (6.15)) subtrahiert vom Massenanteil der Stoßwelle, der ohne Indenter in Abhängigkeit vom Innendurchmesser D_{Pos} der Positioniereinheit in die Positioniereinheit propagiert. Die Differenz der beiden Massenanteile wird dann mit der Gesamtmasse der Stoßwelle m_{sw} (siehe Gleichung (6.7)) multipliziert:

$$\begin{aligned} M_{R,I} &= v_{sw}\left(l_{R,sw}\right) \cdot m_{sw} \cdot \left[\frac{\frac{{D_{Pos}}^2}{4}}{\frac{{D_{Pos}}^2}{4} + \left(\frac{D_I}{2} + R_{sw,I}\right)^2} - {O'}_M \cdot {\alpha'}_M\right] \\ &= \frac{5 \cdot 2^{2/5} \cdot A_L \cdot \left({E_p}^7 \cdot {\rho_0}^3 \cdot {t_p}^4\right)^{1/10}}{4 \cdot \left(\gamma^2 - 1\right)^{2/5} \cdot \left[\sqrt{\left(\frac{D_I}{2} + R_{sw,I}\right)^2 + \frac{{D_I}^2}{4}} + \frac{\pi}{4} D_I\right]^{3/2}} \\ &\quad \cdot \left[\frac{\frac{{D_{Pos}}^2}{4}}{\frac{{D_{Pos}}^2}{4} + \left(\frac{D_I}{2} + R_{sw,I}\right)^2} - \frac{\left(3 \cdot D_I \cdot h_I - {h_I}^2\right) \cdot \left(\frac{\frac{R_{eff}}{R_{max}}}{\arcsin\frac{R_{eff}}{R_{max}}} - \frac{\frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}}{\arcsin\frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}}\right)}{{R_{eff}}^2 + \left(R_{sw,I} + \frac{h_I}{2}\right)^2}\right] \end{aligned} \tag{6.20}$$

Gleichung (6.21) beschreibt die kinetische Energie $E_{kin,U}$ des Indenters für die angenommen wird, dass sie als Energie für die Indentation zur Verfügung steht. Sie berechnet sich aus dem Impuls $M_{R,I}$ aus Gleichung (6.16) sowie Gleichung (6.20) und der Masse des Indenters m_I:

$$E_{kin,U} = \frac{\left(\sqrt{2 \cdot m_{SW} \cdot E_P} \cdot O'_M \cdot \alpha'_M - M_{R,I}\right)^2}{2 \cdot m_I} = \frac{75 \cdot 2^{4/5} \cdot \left(E_P{}^6 \cdot \rho_0{}^3 \cdot t_p{}^2\right)^{1/5} \cdot A_L}{16 \cdot \left(\gamma^2 - 1\right)^{2/5} \cdot \pi \cdot D_I{}^3 \cdot \rho_I} \cdot \left\{ \frac{5}{2} \cdot \rho_0{}^{1/10} \cdot \frac{\left(3 \cdot D_I \cdot h_I - h_I{}^2\right) \cdot \left(\frac{\frac{R_{eff}}{R_{max}}}{\arcsin\frac{R_{eff}}{R_{max}}} - \frac{\frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}}{\arcsin\frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}} \right)}{R_{eff}{}^2 + \left(R_{sw,I} + \frac{h_I}{2}\right)^2} - \frac{\sqrt{A_L} \cdot \left(E_p \cdot t_p{}^2\right)^{1/10}}{\left(\gamma^2 - 1\right)^{1/5} \cdot \left[\sqrt{\left(\frac{D_I}{2} + R_{sw,I}\right)^2 + \frac{D_I{}^2}{4}} + \frac{\pi}{4} \cdot D_I\right]^{3/2}} \right\}^2 \cdot \left[\frac{\frac{D_{Pos}{}^2}{4}}{\frac{D_{Pos}{}^2}{4} + \left(\frac{D_I}{2} + R_{sw,I}\right)^2} - \frac{\left(3 \cdot D_I \cdot h_I - h_I{}^2\right) \cdot \left(\frac{\frac{R_{eff}}{R_{max}}}{\arcsin\frac{R_{eff}}{R_{max}}} - \frac{\frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}}{\arcsin\frac{2 \cdot R_{eff}}{D_I}} \right)}{R_{eff}{}^2 + \left(R_{sw,I} + \frac{h_I}{2}\right)^2} \right] \tag{6.21}$$

Neben der Validierung von $E_{kin,U}$ in Abschnitt 7 wird die Gleichung (6.21) in Abschnitt 7 herangezogen, um einen geeigneten Indenterdurchmesser zu bestimmen.

6.2 Modellvalidierung

Die Modellvalidierung erfolgt einerseits mittels der Pendelversuche und Kraft-Zeit-Messungen in Abschnitt 5.3 und andererseits mittels der gemessenen Lage des Stoßwellenursprungs aus Abschnitt 5.1. Für die modellhafte Bestimmung der Lage des Stoßwellenursprungs wird die Gleichung (6.3) herangezogen. Da bei den Pendelversuchen die Stoßwelle keinen signifikanten Gegenimpuls zur Indenterbewegung verursacht, wird die Gleichung (6.16) für den übertragenen Impuls M_I und Gleichung (6.18) für die kinetische Energie des Indenters $E_{kin,I}$ herangezogen. Bei den Kraft-Zeit-Messungen wird hingegen mit der Gleichung (6.21) der Gegenimpuls der Stoßwelle zur Indenterbewegung berücksichtigt.

Einfluss des Indenterwerkstoffs

In **Bild 6.5** ist die mithilfe von Gleichung (6.18) berechnete kinetische Energie $E_{kin,I}$ des Indenters den experimentell ermittelten Werten aus **Bild 5.15** gegenübergestellt. Die kinetische Energie des Indenters ist normiert dargestellt und über der Dichte aufgetragen. Die kinetische Energie $E_{kin,I}$ des Indenters ist dazu ins Verhältnis zur Pulsenergie E_P gesetzt. Die berechneten und die in den Pendelversuchen ermittelten Werte stimmen gut

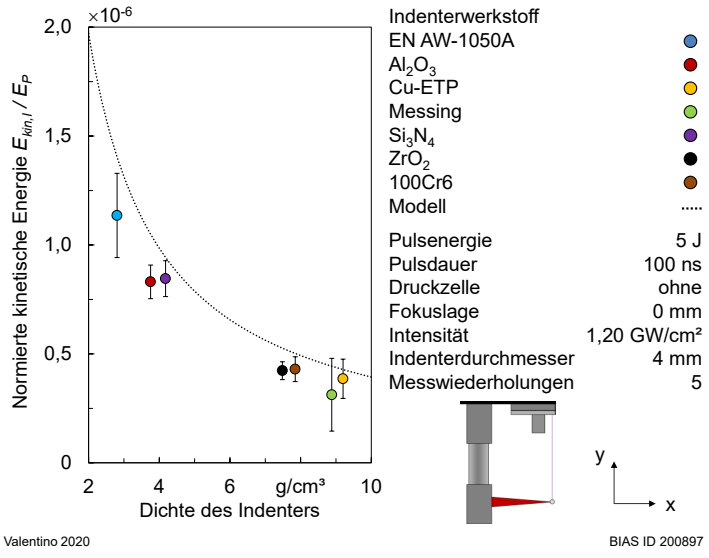


Bild 6.5: Einfluss der Dichte des Indenterwerkstoffs auf die normierte kinetische Energie $E_{kin,I}$ des Indenters mit einem Indenterdurchmesser von $D_I = 4$ mm

überein. Die experimentellen Werte sind im Mittel um 20 % niedriger als die durch das Modell berechneten Werte. Ein Grund für die systematische Abweichung zwischen Modell und Experiment ist die Vernachlässigung des Luftwiderstands und der Reibung durch die Aufhängung des Pendels. Die Darstellung der normierten kinetischen Energie für unterschiedliche Werkstoffe zeigt, dass eine geringe Dichte bei konstantem Indenterdurchmesser zu einer Erhöhung der kinetischen Energie des Indenters führt. Dies lässt sich damit erklären, dass bei einer höheren Indentermasse im Verhältnis zu der in der Stoßwellenfront befindlichen Masse ein größerer Anteil der kinetischen Energie der Stoßwelle in eine nicht-mechanische Energieform (Wärme) umgewandelt wird. Dadurch ist die kinetische Energie eines schwereren Indenters geringer als die eines leichteren. An keinem der untersuchten Werkstoffe wird ein signifikanter Unterschied zu dem in Gleichung (6.18) vorhergesagten Verlauf festgestellt. Verdeutlicht wird dies zusätzlich durch die Impuls- und Kraftmessungen in **Bild 5.16**. Hier wird kein signifikanter Unterschied zwischen den ermittelten Impulsen festgestellt, obwohl die Austrittsarbeit für keramische Werkstoffe höher ist als für metallische Werkstoffe [Yeo02]. Das bedeutet, dass die werkstoffabhängige Austrittsarbeit keinen wesentlichen Einfluss auf die übertragene kinetische Energie hat.

Einfluss der Fokuslagenverschiebung und der Verwendung unterschiedlicher Brennweiten

Zusätzlich wird das Modell anhand des experimentell bestimmten Einflusses der Fokuslagenverschiebung (siehe **Bild 5.19**) und der Verwendung unterschiedlicher Brennweiten (siehe **Bild 5.17**) validiert. Der normierte Impuls ist in **Bild 6.6** über dem normierten Indenterdurchmesser aufgetragen. Letzterer ist das Verhältnis aus Indenterdurchmesser D_I und Laserdiagonale d_L. Der normierte Impuls ist der Quotient aus übertragenem Impuls M_I und Pulsenergie E_P. Obwohl die Intensität durch eine größere Strahlfläche reduziert wird, nimmt bei konstanter Pulsenergie der übertragene Impuls auf den Indenter zu. Aus Gleichung (6.7) leitet sich ab, dass bei einer größeren Strahlfläche während des Plasmawachstums ein größeres Volumen des Umgebungsmediums und

damit eine größere Masse in der Stoßwellenfront verdichtet wird. Aufgrund des Zusammenhangs zwischen Energie, Masse und Geschwindigkeit (siehe Gleichung (4.12)) ist daher die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwellenfront bei einer größeren Strahlfläche geringer. Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit nicht linear mit der verdichteten Masse abnimmt, wird durch den Teil der Stoßwelle, der auf den Indenter trifft, ein größerer Impuls auf diesen übertragen.

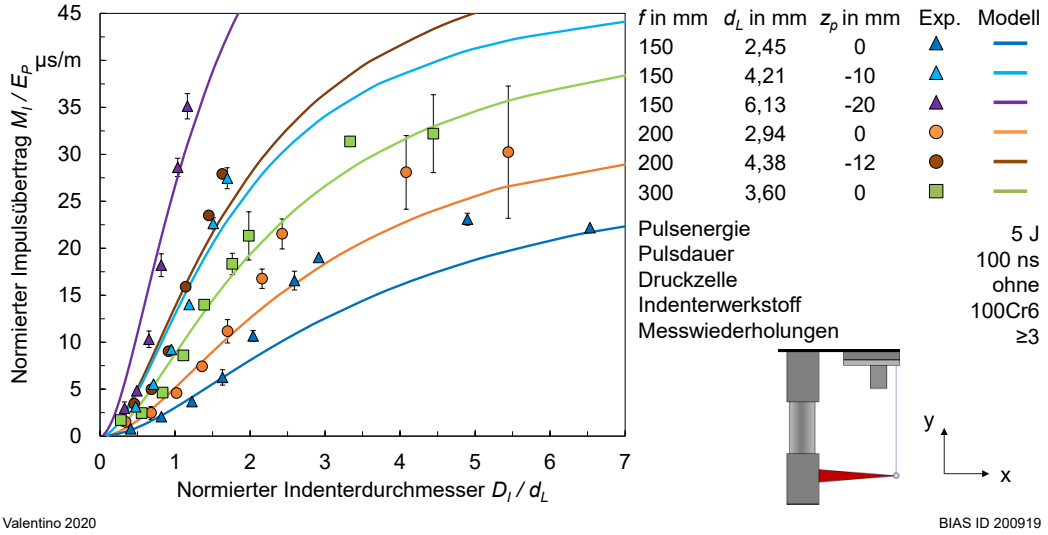


Bild 6.6: Einfluss der Brennweite und der Fokuslagenverschiebung auf den normierten Impulsübertrag, Vergleich zwischen Modell und experimentellen Ergebnissen (Exp.)

Die mithilfe von Gleichung (6.16) bestimmten Werte stimmen gut mit den experimentellen Werten überein. Primär werden größere Abweichungen vom Modell ermittelt, wenn der Indenterdurchmesser kleiner ist als die Laserdiagonale. Aus den Pendelversuchen wird bei Indenterdurchmessern kleiner als die Laserdiagonale ein höherer Impulsübertrag im Vergleich zum Modell festgestellt. Eine mögliche Erklärung liefern die Plasmaaufnahmen in **Bild 5.3**. Hier wurde auf Indentern mit unterschiedlichen Durchmessern jeweils ein Plasma erzeugt. Besonders bei dem 1-mm-Indenter zeigt sich, dass der Untergrund zur Plasmabildung beiträgt, wohingegen bei dem 3-mm-Indenter das Plasma sich ausschließlich auf der Indenteroberfläche bildet. Bei den Pendelversuchen wird somit davon ausgegangen, dass der Pendelfaden zur Stoßwellenbildung beiträgt. Bei direkter Bestrahlung des Fadens wird eine Abnahme der Fadenmasse von 0,7 µg ± 0,1 µg pro Puls bestimmt. Dieser besteht zu einem großen Teil aus Nylon. Bei Nylon erhöht sich die Absorption bei einer größeren Wellenlänge der Laserstrahlung [Rod89], sodass bei einer Wellenlänge von $\lambda = 10{,}6$ µm über 95 % der Laserstrahlung absorbiert werden [Lau13]. Die hohe Absorption und die geringe Schmelztemperatur von $T_M = 260$ °C [Wei18, S. 384] führen dazu, dass Material vom Faden durch die Laserstrahlung abgetragen wird. Aus dem induzierten Abtrag wird geschlossen, dass zum einen die Lage des Stoßwellenursprungs näher zur Indenteroberfläche verschoben und zum anderen abgetragenes Material durch das Plasma verbrannt wird. Beide Mechanismen

erklären die Erhöhung der übertragenen kinetischen Energie in den Pendelversuchen bei Indenterdurchmessern kleiner als die Laserdiagonale.

Einfluss der Pulsenergie

In **Bild 6.7** wird gezeigt, dass es anhand von Gleichung (6.21) möglich ist, den Einfluss der Pulsenergie auf die kinetische Energie des Indenters unter Berücksichtigung des Gegenimpulses darzustellen. Gleichung (6.21) und Experiment stimmen im Pulsenergiebereich von 2 J bis 7 J gut überein. Zusätzlich zeigt die Gegenüberstellung von Gleichung (6.21) und Gleichung (6.18), dass die Berücksichtigung des Impulses durch die Stoßwelle entgegengesetzt zur Indenterbewegung valide ist.

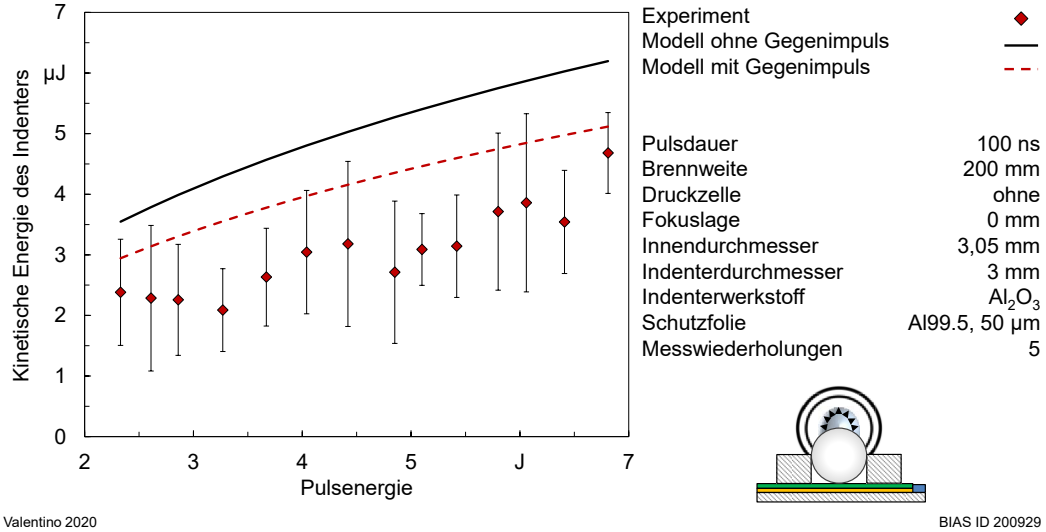


Bild 6.7: Vergleich zwischen Experiment und Modell mit und ohne Berücksichtigung des Gegenimpulses sowie dessen Einfluss auf die kinetische Energie des Indenters in Abhängigkeit von der Pulsenergie

Durch den Gegenimpuls reduziert sich die kinetische Energie des Indenters, welche für die Indentation zur Verfügung steht. Aus dem Verlauf lässt sich ableiten, dass sich der übertragene Impuls und damit die kinetische Energie des Indenters aufgrund einer höheren Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwellen erhöht (siehe Gleichung (2.2)). Die Zunahme der kinetischen Energie des Indenters ist degressiv. Dieser Zusammenhang wird auf die Vergrößerung des Abstands der Stoßwelle bei zunehmender Intensität zurückgeführt.

Lage des Stoßwellenursprungs

Bei den Schlierenaufnahmen in **Bild 5.1** zeigt sich, dass die Ausbreitung der Stoßwellenfront anfänglich eine zylindrische Form aufweist, die zunächst in eine ellipsoide und anschließend in eine sphärische Ausbreitungsform übergeht. Die Beobachtungen stimmen damit nicht mit den numerischen und experimentellen Ergebnissen von Sai Shiva et al. [Sai17] überein, die einen instantanen Übergang von der zylindrischen in eine sphärische Ausbreitungsform beschrieben haben (vgl. Abschnitt 2.1.1). Sie nutzten einen Nd:YAG-Laser mit einer Wellenlänge von

$\lambda = 515$ nm. Stattdessen sind die Beobachtungen vergleichbar mit der Beschreibung der ellipsoiden Ausbreitungsform der Stoßwelle von Kawaguchi et al., erzeugt mittels TEA-CO_2-Laser [Kaw15].

Die veränderte Ausbreitungsform der Stoßwelle bei einer größeren gegenüber einer kleineren Wellenlänge ist auf eine erhöhte Absorption in der Plasmaschicht zurückzuführen. Dies bestätigt die Annahme in Abschnitt 4.3.2, dass sich der Brennpunkt aufgrund der ellipsoiden Ausbreitungsform mit zunehmender Ausbreitungsdauer verändert.

Die mithilfe von **Bild 5.2** rückextrapolierte Lage des Stoßwellenursprungs ist in **Bild 6.8** dargestellt. Die angegebenen Streubalken stellen die minimale und maximale Streuung dar. Mit zunehmender negativer Fokuslagenverschiebung verschiebt sich die Lage des Stoßwellenursprungs koaxial zum Laserstrahl in Richtung Oberfläche. Allerdings nimmt die Streuung der Lage des Stoßwellenwellursprungs mit Verschiebung der Fokuslage zu. Der experimentell bestimmte Stoßwellenursprung wird mit dem aus Gleichung (6.3) und aus Gleichung (2.4) nach [Pir72] (verwendete Konstanten $c_1 = 0{,}4$ bzw. $c_1 = 0{,}6$ und $c_2 = 1/3$) verglichen. Der rechnerisch nach Gleichung (6.3) bestimmte Stoßwellenursprung stimmt gut mit dem Stoßwellenursprung aus **Bild 6.8** überein. Im Fokus weicht der berechnete Stoßwellenursprung um 4 % vom extrapolierten Stoßwellenursprung ab. Die Differenz zwischen berechnetem und gemessenem Abstand nimmt mit zunehmender Fokuslagenverschiebung zu. Allerdings liegen die berechneten Werte im Streubereich der Messwerte. Bei einer Fokuslagenverschiebung von $z_f = -20$ mm liegt die Abweichung des Modells von den experimentell bestimmten Werten bei 11 %. Die von Pirri et al. angegebenen Konstanten $c_1 = 0{,}4$ bzw. $c_1 = 0{,}6$ zur Bestimmung des Stoßwellenursprungs eignen sich, um den Bereich einzugrenzen, in dem sich der Stoßwellenursprung befindet.

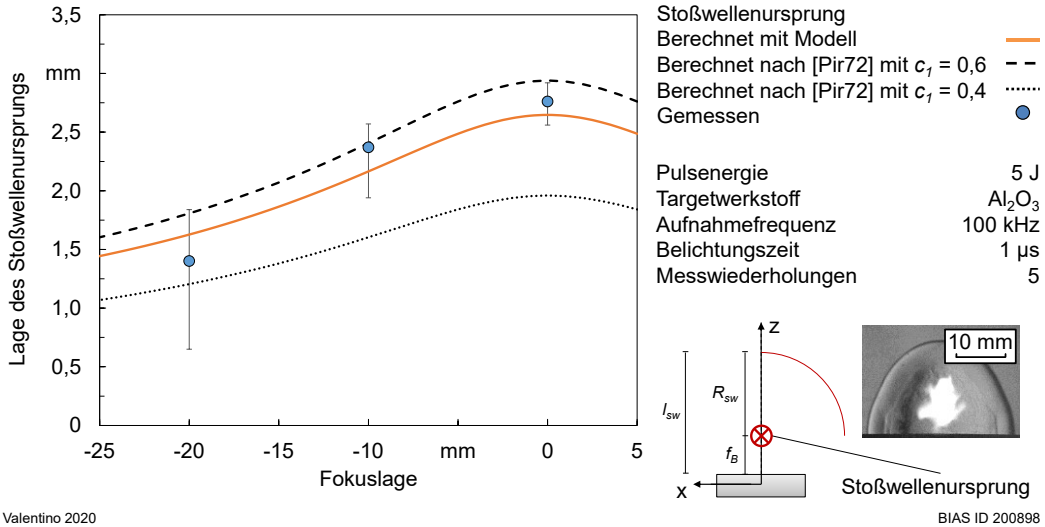


Bild 6.8: Vergleich zwischen der mittels Schlierenmethode gemessenem und der nach Gleichung (6.3) berechneten Lage des Stoßwellenursprungs

6.3 Wirkung der relevanten Kenngrößen auf die kinetische Energie

Die Intensität der Laserstrahlung ist eine relevante Kenngröße, die maßgeblich die Entstehung und Ausbreitung der Stoßwelle und damit die kinetische Energie des Indenters beeinflusst. Nach Gleichung (6.21) ist der Zusammenhang mit der Intensität neben den bereits beschriebenen Kenngrößen Pulsenergie und Strahlfläche ebenfalls durch die Pulsdauer gegeben. Mit einer längeren Pulsdauer wird zwar die Intensität reduziert, aber nach Gleichung (6.3) entfernt sich die Lage des Stoßwellenursprungs z_p proportional zur Pulsdauer t_p in koaxialer Richtung des Laserstrahls von der Targetoberfläche. Dadurch hat eine längere Pulsdauer einen negativen Effekt auf die übertragene kinetische Energie:

$$z_p \sim {t_p}^{2/3} \tag{6.22}$$

Nach der Definition von Hügel und Graf ist jedoch dieser Zusammenhang bis zu einer Pulsdauer $t_p = 1$ µs gültig (vgl. Abschnitt 2.1.1). Durch eine Pulsdauer $t_p > 1$ µs kann es zu einem Materialabtrag bspw. an metallischen Oberflächen kommen, wodurch Metalldampf entsteht, der die Laserstrahlung absorbiert und dadurch andere Mechanismen die Stoßwellenbildung steuern (vgl. Abschnitt 2.1.1).

Weitere relevante Kenngrößen, welche die kinetische Energie des Indenters beeinflussen, sind die Dichte und der Durchmesser des Indenters. Der Impulsübertrag der Stoßwelle auf den Indenter ist unabhängig vom Werkstoff (siehe **Bild 5.16**). Dadurch bestimmt bei konstantem Indenterdurchmesser seine Dichte die maximale Stoßgeschwindigkeit und damit seine kinetische Energie. Aufgrund der Energieerhaltung wird bei einer größeren Dichte des Indenters ein größerer Anteil der kinetischen Energie der Stoßwelle in Wärme umgewandelt.

Für eine reproduzierbare Indentierung ist ein Abtrag am Indenter nicht erwünscht, da eine Ablation, wie sie bei Polymeren oder organischen Materialien auftritt [Lau13], die Oberfläche des Indenters verändern würde. Demnach ist es sinnvoll, dass die Indenterwerkstoffe einen ausreichend hohen Reflexionsgrad gegenüber der Wellenlänge und hohe Schmelztemperatur aufweisen. Metallische Werkstoffe haben bei einer Wellenlänge $\lambda = 10{,}6$ µm einen Reflexionsgrad $r > 0{,}95$ (für Aluminium $r = 0{,}99$ [Rak98] oder für Eisen $r = 0{,}97$ [Ord88]). Technische Keramiken wie Aluminiumoxid weisen zwar einen deutlich niedrigeren Reflexionsgrad von $r > 0{,}09$ [Kis12] aber auch eine deutlich höhere Schmelztemperatur von $T_M = 2072$ °C als organische Materialien auf. Deshalb wird an keramischen Werkstoffen kein Abtrag durch mehrmalige Pulse festgestellt. Damit eignen sich besonders technische Keramiken als Indenterwerkstoffe, da sie einen hohen E-Modul und gleichzeitig eine geringe Dichte aufweisen. Außerdem verhindert ein hoher E-Modul des Indenters, dass dieser bei der Indentierung zu stark elastisch verformt wird.

In Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser werden bei konstanter Dichte des Indenters zwei gegenläufige Einflüsse auf die kinetische Energie des Indenters festgestellt. Für kleinere Indenterdurchmesser lässt sich dieser Zusammenhang über Gleichung (6.14) erklären. Die sich sphärisch ausbreitende Stoßwelle kann bei kleineren Indenterdurchmessern nur einen geringen Teil der kinetischen Energie auf den Indenter übertragen. Aus dem Modell leitet sich jedoch auch ab: Je geringer der Stoßwellenradius, unter dem die Stoßwelle zuerst auf den Indenter trifft, desto mehr verschiebt sich das Maximum der übertragenen kinetischen Energie hin zu kleineren Indenterdurchmessern.

Der Anteil der Stoßwellenoberfläche O'_M, der im Mittel mit der Indenteroberfläche interagiert, nimmt bei größerem Indenterdurchmesser zu. Bei einem größeren Indenterdurchmesser wird zwar ein größerer Impuls auf den Indenter übertragen, allerdings nimmt die kinetische Energie des Indenters nicht im gleichen Maße zu. Ein Grund ist, dass der auf den Indenter übertragene Impuls in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser degressiv bis zu einem Maximalwert zunimmt (siehe **Bild 6.6**). Zusätzlich wird mit der Zunahme des Indenterdurchmessers ein größerer Anteil der kinetischen Energie der Stoßwelle in Wärme umgewandelt. Der hier vorliegende Wirkzusammenhang ist damit vergleichbar mit dem zuvor beschriebenen Dichteeinfluss auf die kinetische Energie des Indenters bei konstantem Impulsübertrag. Verdeutlichen lässt sich der Wirkzusammenhang an einer Grenzwertbetrachtung: Da gemäß Gleichung (4.16) ein umgekehrt proportionaler Zusammenhang zwischen der Stoßgeschwindigkeit des Indenters und dem Indenterdurchmesser besteht, muss bei einem unendlich großen Indenterdurchmesser die Stoßgeschwindigkeit des Indenters $v_{0,I} = 0$ betragen. In diesem Fall ist die übertragene kinetische Energie auf den Indenter $E_{kin,U} = 0$. Stattdessen wird die kinetische Energie der Stoßwelle, insofern sie keine plastische Verformung an dem Indenter induziert, vollständig in Wärme umgewandelt.

Die beiden gegenläufigen Einflüsse auf die kinetische Energie des Indenters führen dazu, dass in den Experimenten in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser ein Maximum der übertragenen kinetischen Energie bei Indenterdurchmessern zwischen 4 mm und 7 mm beobachtet wird (siehe **Bild 5.17** und **Bild 5.19**).

Die Dichte des Umgebungsmediums ist eine weitere Kenngröße, die durch das Modell beschrieben wird. Versuche mit Argon als Umgebungsmedium haben bereits gezeigt, dass wegen der höheren Dichte des Argons durch die Stoßwelle ein höherer Druck übertragen werden kann [Vol09]. Bestätigt wird dies durch die Kraftmessungen in unterschiedlichen Umgebungsmedien (siehe **Bild 5.14**). Mithilfe des Modells lässt sich die Veränderung des übertragenen Impulses in Abhängigkeit von der Dichte des Umgebungsmediums gemäß Gleichung (6.3) beschreiben. Demnach verschiebt sich die Lage des Stoßwellenursprungs in koaxialer Richtung des Laserstrahls bei höherer Dichte

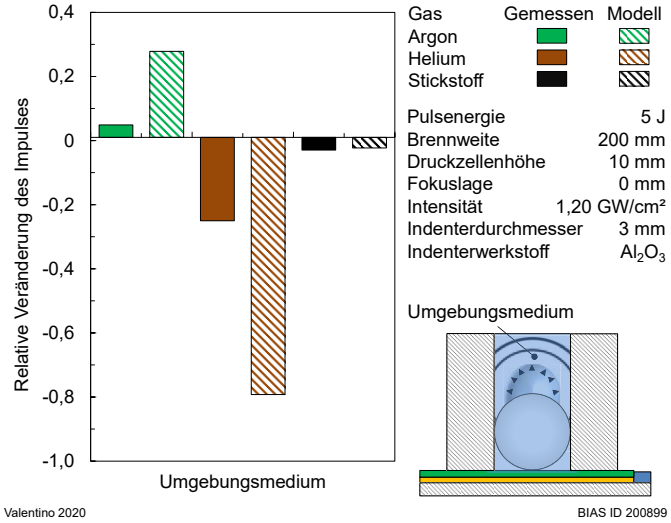


Bild 6.9: Veränderung des Impulses bei Verwendung verschiedener Umgebungsmedien im Vergleich zu Druckluft, Unterschiede zwischen gemessenen Werten (bei Dauerspülung) und dem Modell

des Umgebungsmediums hin zur Oberfläche. Werden die Dichten der verwendeten Gase in dem Modell berücksichtigt, entspricht in **Bild 6.9** die relative Änderung des übertragenen Impulses in Argon, Helium und Stickstoff gegenüber Druckluft von der Tendenz her der jeweils (bei einer Dauerspülung) experimentell bestimmten relativen Änderung. Stärkere Abweichungen gegenüber dem Modell treten bei Helium und Argon auf. Eine mögliche Ursache sind die größeren Dichteunterschiede der beiden Gase gegenüber dem Umgebungsmedium Luft. Durch das Spülen der Druckzelle mit diesen Gasen wird ein Teil der Umgebungsluft in die Druckzelle hineingesogen. Dadurch wird eine geringere Impulsänderung in den Experimenten im Vergleich zum Modell festgestellt.

Der Einfluss eines begrenzenden Mediums (vgl. Abschnitt 2.1.2), wie bspw. einer zylindrischen Druckzelle, ist in dem Modell nicht gänzlich berücksichtigt. Die zylindrische Druckzelle führt zu einem signifikanten Anstieg des Druckstoßes gegenüber dem Vorgang ohne Druckzelle (siehe **Bild 5.5**). Erklären lässt sich dies durch Mach-Reflexionen der Stoßwelle an der Druckzellinnenwand. Die damit verbundene Überlagerung der Stoßwelle mit ihrem reflektierten Anteil bewirkt durch die Superposition einen größeren Energieübertrag [DeR92]. Daher unterscheidet sich nach Corsi et al. [Cor05] die Stoßwelle in der Ausbreitungsform innerhalb einer Bohrung (zylindrische Ausbreitungsform) von der ohne begrenzendes Medium (sphärische Ausbreitungsform) (siehe **Bild 4.9**).

Aus Gleichung (6.21) leitet sich jedoch ab, dass ein größerer Abstand zwischen Innenwand der Positioniereinheit und Indenter einen größeren Gegenimpuls zur Indenterbewegung bewirkt. Es ist davon auszugehen, dass dieser Wirkzusammenhang sich ebenfalls auf die Druckzelle übertragen lässt. Neben Unzulänglichkeiten in der Lagerung und geringe Überlagerungen der Stoßwelle in der Druckzelle kann die Reduzierung der kinetischen Energie des Indenters durch einen Gegenimpuls begründet werden. So wird mit der Druckzelle vor dem Indenter-verursachten Druckanstieg ein kleiner Druckanstieg beobachtet (siehe **Bild 4.9**). Der kleine Druckanstieg wird durch den Teil der Stoßwelle verursacht, der entlang des Indenters propagiert. Ein weiteres Argument für einen Gegenimpuls ist, dass der Eindruckdurchmesser und die Eindringtiefe, wie in **Bild 5.8**

gezeigt, mit Zunahme des Innendurchmessers der Druckzelle im Verhältnis zum Indenterdurchmesser absinkt.

Aus Gleichung (6.21) und den experimentellen Ergebnissen werden zusammenfassend somit folgende relevante Kenngrößen abgeleitet:

- Eine größere Pulsenergie vergrößert zum einen den Abstand des Stoßwellenursprungs zur Targetoberfläche und erhöht zum anderen die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle. Bei Erhöhung der Pulsenergie bewirken diese entgegengesetzten Mechanismen eine degressive Zunahme der zur Verfügung stehenden kinetischen Energie des Indenters.
- Eine größere Strahlfläche führt bei konstanter Pulsenergie zu einem geringeren Abstand des Stoßwellenursprungs von der Indenteroberfläche und resultiert dadurch in einer Erhöhung der kinetischen Energie des Indenters.
- Die Pulsdauer beeinflusst die Lage des Stoßwellenursprungs oberhalb des Targets. Durch eine Verlängerung der Pulsdauer entfernt sich die Lage des Stoßwellenursprungs koaxial zur Strahlrichtung vom Target, wodurch sich die kinetische Energie des Indenters reduziert.
- Sofern kein Abtrag vorliegt, ist der Impulsübertrag der Stoßwelle auf den Indenter unabhängig vom Indenterwerkstoff. Dadurch führt eine geringe Indentermasse bei konstantem Indenterdurchmesser zu einer Erhöhung der kinetischen Energie des Indenters.
- Ein zu kleiner Indenterdurchmesser führt dazu, dass nur ein geringer Anteil der kinetischen Energie der Stoßwelle auf diesen übertragen werden kann. Ein zu großer Indenterdurchmesser führt dazu, dass ein größerer Anteil der kinetischen Energie der Stoßwelle in Wärme umgewandelt wird. Der Indenterdurchmesser, auf den die größte kinetische Energie übertragen werden kann, hängt von der Lage des Stoßwellenursprungs ab.
- Eine Erhöhung der Dichte des Umgebungsmediums verschiebt die Lage des Stoßwellenursprungs koaxial zum Laserstrahl in Richtung des Indenters, wodurch die kinetische Energie des Indenters erhöht wird.
- Die Begrenzung der Stoßwellenausbreitung führt durch Reflexionen der Stoßwelle an der Druckzellinnenwand zu einer Erhöhung der Maximalkraft und der Dauer der Kraftaufbringung, weshalb die zur Verfügung stehende kinetische Energie des Indenters ansteigt. Zusätzlich reduziert ein geringerer Abstand zwischen Indenter und Druckzellinnenwand den Anteil der Stoßwelle, der seitlich entlang des Indenters propagiert und dadurch einen Gegenimpuls zur Indenterbewegung bewirkt. Ein geringer Abstand zwischen Druckzellinnenwand und Indenter erhöht damit die kinetische Energie des Indenters, die für die Indentation zur Verfügung steht.

7 Geeigneter Indenterdurchmesser

Die Bestimmung eines geeigneten Indenterdurchmessers stellt die Basis für die Auslegung der LiSE dar. Der grundsätzliche Einfluss des Indenterdurchmessers auf den Eindruck in Abhängigkeit von den Laserparametern wurde durch die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit in Abschnitt 5.3.6 gezeigt. Es stellt sich die Frage nach der Möglichkeit, für einen unbekannten Werkstoff im Vorfeld der Prüfung einen geeigneten Indenterdurchmesser zu identifizieren. Mithilfe der effektiven Umformarbeit W_{eff} wird in dieser Arbeit geprüft, ob ein geeigneter Indenterdurchmesser unabhängig von den Probeneigenschaften bestimmt werden kann. Die effektive Umformarbeit W_{eff} ist hier definiert als das Produkt aus der kinetischen Energie $E_{kin,U}$ des Indenters, die für die Indentation zur Verfügung steht, und dem Schlagwirkungsgrad η_s:

$$W_{eff} = E_{kin,U} \cdot \eta_s \tag{7.1}$$

Die Hypothese ist, dass sich dieser Indenterdurchmesser unabhängig von den Werkstoffkennwerten der Probe ermitteln lässt, da der Schlagwirkungsgrad η_s effektiv durch das Massenverhältnis, die maximale Stoßgeschwindigkeit $v_{0,I}$ und die Dichte ρ_I des Indenters beeinflusst wird. Der Schlagwirkungsgrad η_s ist somit abhängig von den Massen der Stoßpartner und der Stoßzahl (vgl. Abschnitt 2.3.4).

Ausgehend von der oben genannten Hypothese und der Beschreibung der Stoßzahl u nach Gleichung (2.11), wird eine modifizierte Stoßzahl u_{mod} definiert:

$$u_{mod} = \left(v_{0,I} \cdot \frac{s}{m} \cdot \sqrt{\rho_I \cdot \frac{m^3}{kg}} \right)^{-1/4} \tag{7.2}$$

Durch Einsetzen von Gleichung (7.2) in Gleichung (2.10) lässt sich damit ein modifizierter Schlagwirkungsgrad $\eta_{s,mod}$ bestimmen:

$$\eta_{s,mod} = \frac{1-{u_{mod}}^2}{\left(1+\frac{m_I}{m_P}\right)} = \frac{1-\left(v_{0,I} \cdot \frac{s}{m} \cdot \sqrt{\rho_I \cdot \frac{m^3}{kg}} \right)^{-1/2}}{\left(1+\frac{m_I}{m_P}\right)} \tag{7.3}$$

Die maximale Stoßgeschwindigkeit $v_{0,I}$ des Indenters bestimmt sich mithilfe von Gleichung (4.16) über die Masse m_I des Indenters und dem Impuls $M_{R,I}$ des Indenters aus Gleichung (6.20). Die kinetische Energie des Indenters $E_{kin,U}$ berechnet sich nach Gleichung (6.21). Es wird erwartet, dass derjenige Indenterdurchmesser geeignet ist, bei dem die effektive Umformarbeit maximal ist. Damit ergibt sich durch das Einsetzen von Gleichung (6.21) und Gleichung (7.3) in Gleichung (7.1) die Berechnungsgrundlage für den geeigneten Indenterdurchmesser in Abhängigkeit von den relevanten Kenngrößen aus Abschnitt 6:

$$W_{eff} = \frac{\left(\sqrt{2 \cdot m_{sw} \cdot E_P} \cdot O'_M \cdot \alpha'_M - M_{R,I}\right)^2}{2 \cdot m_I} \cdot \frac{1 - \left(v_{0,I} \cdot \frac{s}{m} \cdot \sqrt{\rho_I \cdot \frac{m^3}{kg}}\right)^{-1/2}}{\left(1 + \frac{m_I}{m_P}\right)}$$

$$= \frac{75 \cdot 2^{4/5} \cdot \left(E_P{}^6 \cdot \rho_0{}^3 \cdot t_p{}^2\right)^{1/5} \cdot A_L \cdot m_P}{16 \cdot (\gamma^2 - 1)^{2/5} \cdot \pi \cdot D_I{}^3 \cdot \rho_I \cdot \left(\frac{4}{3} \pi \cdot D_I{}^3 \cdot \rho_I + m_P\right)}$$

$$\cdot \left\{ \frac{5}{2} \cdot \rho_0{}^{1/10} \cdot O'_M \cdot \alpha'_M - \frac{\sqrt{A_L} \cdot \left(E_p \cdot t_p{}^2\right)^{1/10}}{(\gamma^2 - 1)^{1/5} \cdot \left[\sqrt{\left(\frac{D_I}{2} + R_{sw,I}\right)^2 + \frac{D_I{}^2}{4}} + \frac{\pi}{4} D_I\right]^{3/2}} \cdot \left[\frac{\frac{D_{Pos}{}^2}{4}}{\frac{D_{Pos}{}^2}{4} + \left(\frac{D_I}{2} + R_{sw,I}\right)^2} - O'_M \cdot \alpha'_M \right] \right\}^2 \tag{7.4}$$

$$\cdot \left\{ 1 - \sqrt{\frac{16 \cdot (\gamma^2 - 1)^{2/5} \cdot \pi \cdot D_I{}^3 \cdot \rho_I \cdot \left[\sqrt{\left(\frac{D_I}{2} + R_{sw,I}\right)^2 + \frac{D_I{}^2}{4}} + \frac{\pi}{4} D_I\right]^{3/2}}{15 \cdot 2^{2/5} \cdot A_L \cdot \left(E_p{}^7 \cdot \rho_0{}^3 \cdot t_p{}^4\right)^{1/10} \cdot \left[\frac{\frac{D_{Pos}{}^2}{4}}{\frac{D_{Pos}{}^2}{4} + \left(\frac{D_I}{2} + R_{sw,I}\right)^2} - O'_M \cdot \alpha'_M \right] \cdot \frac{s}{m} \cdot \sqrt{\rho_I \cdot \frac{m^3}{kg}}} } \right\}$$

Zur analytischen Bestimmung des geeigneten Indenterdurchmessers müsste die effektive Umformarbeit W_{eff} nach dem Indenterdurchmesser abgeleitet und über eine Nullstellenberechnung das Maximum identifiziert werden. Diese Vorgehensweise ist bei der hier aufgestellten Gleichung (7.4) nicht zielführend, weswegen im Weiteren eine graphische Bestimmung des geeigneten Indenterdurchmessers gewählt wird.

Zur Überprüfung der Hypothese wird erstens eine Eindruckkennzahl abgeleitet, anhand derer sich ein geeigneter Indenterdurchmesser experimentell bestimmen lässt. Zweitens wird gezeigt, dass über eine normierte Darstellung die nach Gleichung (7.4) berechneten Werte in geeigneter Weise mit den experimentellen Daten verknüpft werden können. Drittens wird der Einfluss der Strahlfläche und der Pulsenergie auf den modellierten geeigneten Indenterdurchmesser bestimmt. Abschließend wird der Einfluss unterschiedlicher Indenterwerkstoffe und Probenwerkstoffe auf die geeignete Indentergeometrie dargestellt.

Eindruckkennzahl

Um einen Eindruck durch die optische Messtechnik eindeutig beschreiben zu können, muss der Eindruck möglichst viele Messpunkte in lateraler Richtung einerseits und eine größtmögliche Steigung zwischen den Messpunkten andererseits aufweisen [DIN95]. Die Steigung des Eindrucks lässt sich durch das Verhältnis aus Eindringtiefe zu Kontaktradius beschreiben. Eine geeignete Eindruckkennzahl muss entsprechend Informationen über die Tiefe und die Breite des Eindrucks enthalten. Ausgehend von der oben genannten Hypothese muss darüber hinaus nachgewiesen werden, dass sich die Eindruckkennzahl

in Abhängigkeit von der Indenter- und Probenwerkstoffkombination nicht ändert. In Anlehnung an die Gleichung zur Berechnung der ideellen Umformarbeit (vgl. Abschnitt 2.3.1) werden im Weiteren der Umformgrad, das Eindringvolumen und das Produkt aus beiden Größen in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser dargestellt und hieraus eine geeignete Eindruckkennzahl abgeleitet. Die Umformgrad wurde gewählt, da dieser die Steigung des Eindrucks beschreibt. Das Eindringvolumen enthält hingegen Informationen über die Breite und Tiefe des Eindrucks (vgl. Abschnitt 4.2.2).

In **Bild 7.1** ist der Umformgrad in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Betrachtung des Umformgrads φ nicht zielführend ist, da bei konstanten Laserparametern der Indenterdurchmesser, bei dem der Umformgrad maximal ist, je nach Indenter- und Probenwerkstoff variiert. So ist beim weicheren Probenwerkstoff Al99.5 der geeignete Indenterdurchmesser kleiner als beim härteren S235. In Anlehnung an die Theorie nach Popov (vgl. Abschnitt 2.3.1) erzeugen kleinere Indenterdurchmesser bei gleicher Eindringtiefe eine größere Formänderung im Vergleich zu einem größeren Indenterdurchmesser. Aus dem Modell (vgl. Abschnitt 6.3) leitet sich ab, dass bei kleineren Indenterdurchmessern die kinetische Energie $E_{kin,U}$ des Indenters abnimmt, wodurch nur kleinere Formänderungen eingebracht werden können. Ein wesentlicher Dehnungsanteil ist bei kleiner Formänderung elastisch. Bei härteren Werkstoffen führt dieser Zusammenhang dazu, dass bei kleinerem Indenterdurchmesser kein auswertbarer Eindruck erzeugt wird.

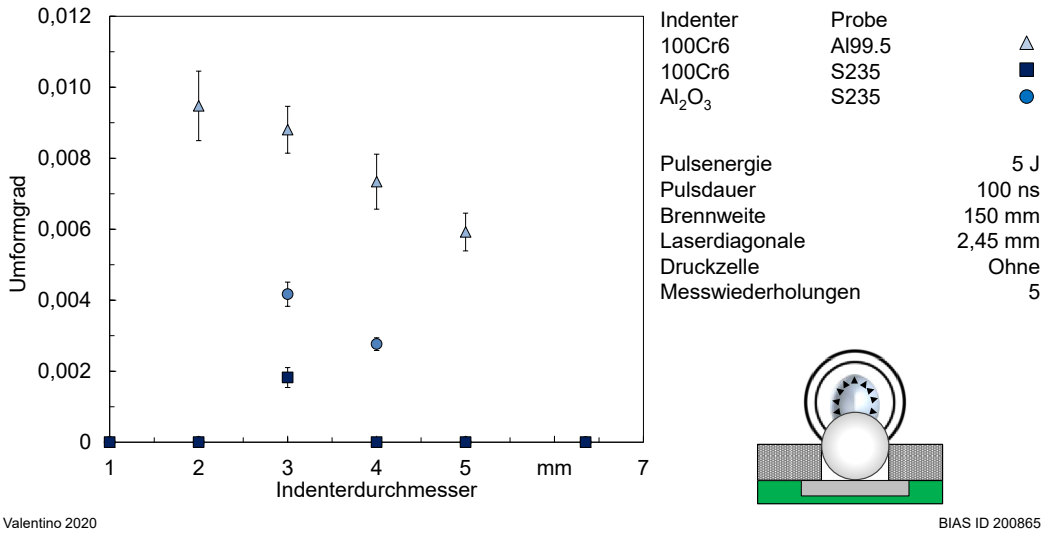


Bild 7.1: Veränderung des Umformgrads in Abhängigkeit von Indenterdurchmesser, Indenter- und Probenwerkstoff

Als weitere Größe wird das Eindringvolumen in **Bild 7.2** dargestellt. **Bild 7.2** veranschaulicht, dass der geeignete Indenterdurchmesser, bei dem ein maximales Eindringvolumen identifiziert wird, je nach Indenter- und Probenwerkstoff variiert. Im Gegensatz zum Umformgrad verschieben sich die Maxima des Eindringvolumens hin zu größeren Indenterdurchmessern. So wird bei gleicher Eindringtiefe mit einem größerem

Indenterdurchmesser ein größeres Eindringvolumen erzeugt als mit einem kleineren Indenterdurchmesser. Ein zu großer Indenterdurchmesser kann dazu führen, dass die in hochfesten Werkstoffen eingebrachte Formänderung zu gering ist, sodass entweder kein Eindruck erzeugt wird (rein elastische Dehnung) oder der eingebrachte Eindruck aufgrund eines zu geringen Umformgrads nicht mehr durch die optische Messtechnik erfasst werden kann.

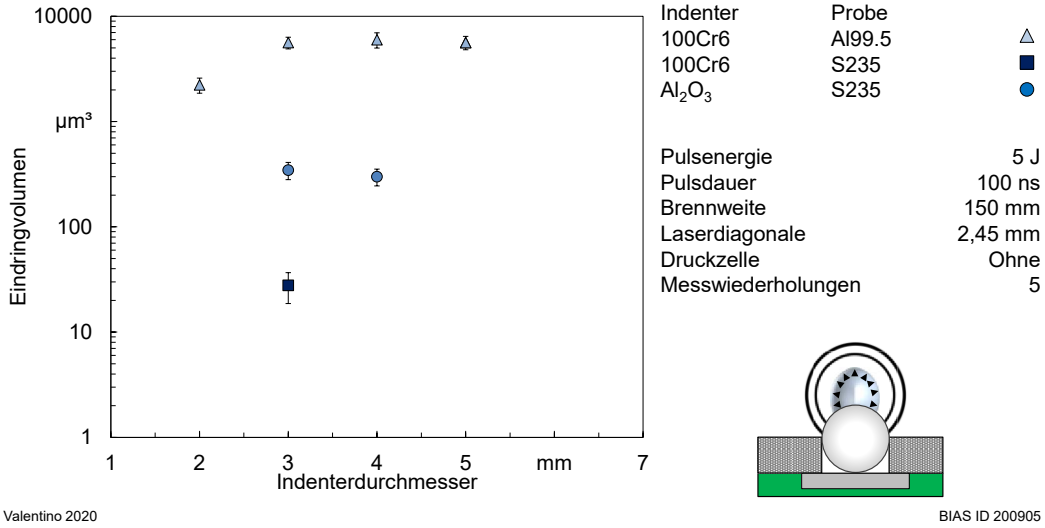


Bild 7.2: Veränderung des Eindringvolumens in Abhängigkeit von Indenterdurchmesser, Indenter- und Probenwerkstoff

Um die beiden entgegengesetzten Effekte aus **Bild 7.1** und **Bild 7.2** zu berücksichtigen, wurden der Umformgrad und das Eindringvolumen miteinander multipliziert und in **Bild 7.3** normiert in Abhängigkeit von dem Indenterdurchmesser dargestellt. Die normierten Werte sind jeweils bezogen auf den Maximalwert der Messreihe.

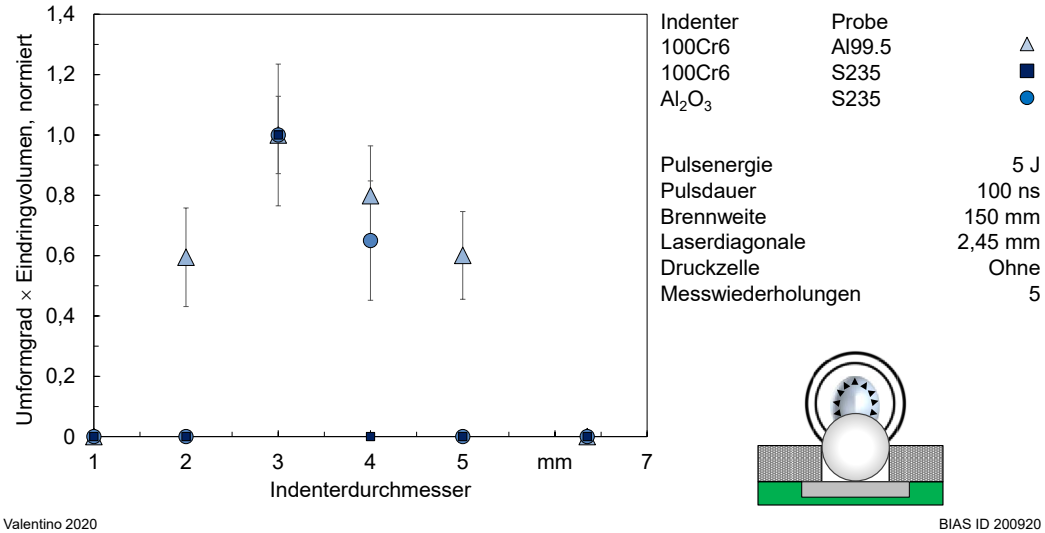


Bild 7.3: Veränderung des normierten Produktes aus Umformgrad und Eindringvolumen in Abhängigkeit von Indenterdurchmesser, Indenter- und Probenwerkstoff

Hierbei zeigt sich, dass sich die Lage des Maximums in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser für unterschiedliche Proben- und Indenterwerkstoffe nicht

verändert. Alle Maxima liegen bei den hier verwendeten Laserparametern bei einem Indenterdurchmesser von $D_I = 3$ mm. Dieses lässt sich auch bei einer Brennweite von $f = 150$ mm und einer Fokuslage von $z_f = 20$ mm feststellen. Nach den beschriebenen Kriterien leitet sich damit aus den Experimenten derjenige Indenterdurchmesser als geeignet ab, bei dem die Eindruckkennzahl – das Produkt aus Eindringvolumen und Umformgrad – maximal ist.

Vergleich der normierten Eindruckkennzahl mit der normierten effektiven Umformarbeit

Im Folgenden wird die normierte Eindruckkennzahl in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser mit der normierten effektiven Umformarbeit, berechnet nach Gleichung (7.4), in **Bild 7.4** verglichen. Die normierten Werte sind jeweils bezogen auf den Maximalwert der Messreihe. Die geeigneten Indenterdurchmesser des Modells liegen unterhalb der experimentell bestimmten Werte. Zwischen Experiment und Modell ist für die betrachteten Laserparameter ein ähnlicher Verlauf erkennbar.

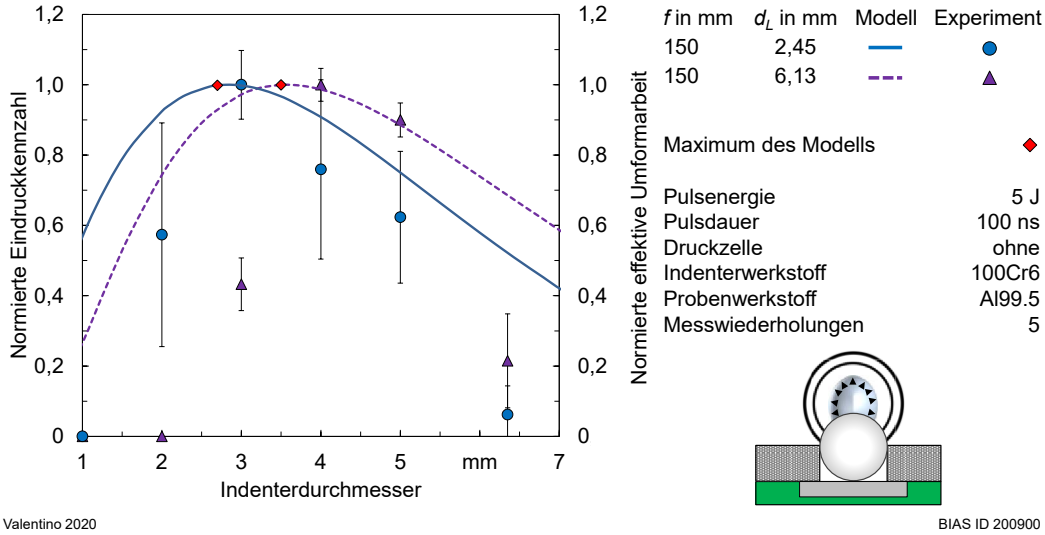


Bild 7.4: Vergleich der normierten Eindruckkennzahl mit der normierten effektiven Umformarbeit in Abhängigkeit vom Indenterdurchmesser

Abweichungen zwischen dem modellierten und dem experimentellen Verlauf werden primär bei Indenterdurchmessern D_I kleiner als der geeignete Indenterdurchmesser festgestellt. Bei 1 mm $\leq D_I \leq$ 2 mm liegt die normierten modellierten Werte oberhalb des experimentellen Wertes von $D_I = 6{,}35$ mm. Dennoch ist bei D_I =1 mm kein Eindruck identifiziert worden. Da der Gegenimpuls zur Indenterbewegung berücksichtigt wird, ist die Beobachtung möglicherweise auf das Größenverhältnis zwischen Laserdiagonalen und Indenterdurchmesser zurückzuführen. Bei kleineren Indenterdurchmessern als die Laserdiagonale könnte die nach Gleichung (6.21) berechnete kinetische Energie des Indenters höher sein als der reale Wert. In den Pendelversuchen werden zwar vor allem für Indenterdurchmesser $D_I \leq 2$ mm deutlich höhere kinetische Energien im Vergleich

zum Modell bestimmt. Hier wird jedoch davon ausgegangen, dass ein Abtrag am Pendel die Stoßwellenbildung beeinflusst (vgl. Abschnitt 6.2).

Wenn der Indenterdurchmesser nun kleiner ist als die Laserdiagonale, steht ein Teil der Laserstrahlung für die Bildung der Stoßwelle oberhalb des Indenters nicht zur Verfügung. Besonders bei einer gegenüber dem Indenterdurchmesser signifikant größeren Laserdiagonale könnte die Laserstrahlung eine Stoßwellenbildung auf der Probe seitlich des Indenters begünstigen und damit einen größeren Gegenimpuls ausüben. Dieser Zusammenhang liefert eine Erklärung, weshalb die Abweichung ΔD_{op} des geeigneten Indenterdurchmessers zwischen Experiment und Modell bei der kleineren Laserdiagonalen ($d_L = 2{,}45$ mm, $\Delta D_{op} = 0{,}2$ mm) geringer ist als bei der größeren ($d_L = 6{,}13$ mm, $\Delta D_{op} = 0{,}4$ mm). Im zweiten Fall ist der berechnete geeignete Indenterdurchmesser $D_{op}(d_L = 6{,}13\ \text{mm}) = 3{,}6$ mm deutlich kleiner als die Laserdiagonale.

Einfluss der Strahlfläche und der Pulsenergie

In **Bild 7.5** sind die ermittelten geeigneten Indenterdurchmesser in Abhängigkeit von der Strahlfläche aufgetragen. Die in dem Diagramm angegebene maximale Streuung für den experimentell bestimmten Indenterdurchmesser beruht auf der halben Differenz zwischen den jeweiligen untersuchten Indenterdurchmessern. Der geeignete Indenterdurchmesser steigt mit zunehmender Strahlfläche. Eine Zunahme der Abweichung wird bei kleineren Indenterdurchmessern festgestellt. Die Abweichung zwischen den experimentell und den analytisch bestimmten geeigneten Indenterdurchmessern beträgt maximal $\Delta D_{op} = \pm 0{,}4$ mm und liegt damit im Streubereich.

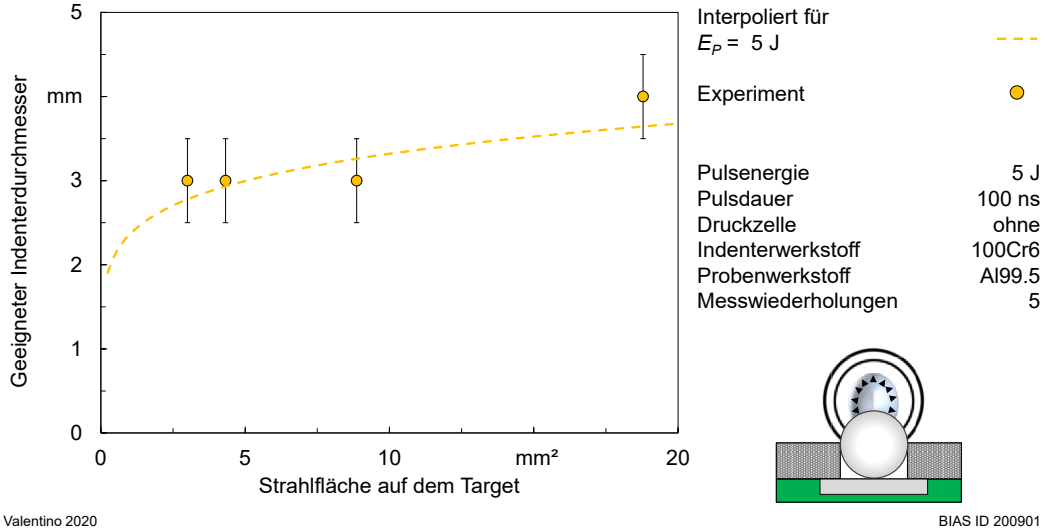


Bild 7.5: Einfluss der Querschnittsfläche auf den geeigneten Indenterdurchmesser

Eine deutliche Reduzierung des geeigneten Indenterdurchmessers wird bei einer Strahlfläche $A_L < 1$ mm² beobachtet. Wie in Abschnitt 6.3 beschrieben, führt eine Strahlfläche $A_L < 1$ mm² zu einer stärkeren Verschiebung der Lage des Stoßwellenursprungs. Die auf den Indenter übertragene kinetische Energie und damit auch die

maximale Stoßgeschwindigkeit nehmen bei konstanter Pulsenergie dann verstärkt ab. Durch den in Gleichung (7.3) beschriebenen Zusammenhang zwischen Stoßgeschwindigkeit und Stoßzahl erhöht sich Letztere stärker bei kleineren Stoßgeschwindigkeiten, wodurch sich der geeignete Indenterdurchmesser deutlich reduziert. Bei Reduzierung der Strahlfläche auf dem Target auf $A_L < 0{,}45$ mm² würde der geeignete Indenterdurchmesser auf $D_I < 1$ mm absinken. Hier werden Abweichungen vom berechneten geeigneten Indenterdurchmesser erwartet.

In den durchgeführten Experimenten konnte bei einem Indenterdurchmesser $D_I = 1$ mm kein Eindruck identifiziert werden. Neben dem Gegenimpuls wird dies zurückgeführt auf den überproportionalen Anstieg des Dehnungsgradienten und damit des Widerstands des Werkstoffs gegen das Eindringen eines Indenters bei kleinen Eindringtiefen und Indenterdurchmessern [Pha10]. Daraus schlussfolgernd müsste bei einer Strahlfläche $A_L < 0{,}45$ mm² der geeignete Indenterdurchmesser über dem modellierten Wert liegen.

In **Bild 7.6** ist der geeignete Indenterdurchmesser als Funktion der Pulsenergie aufgetragen. Hier zeigt sich, dass bei höheren Pulsenergien der geeignete Indenterdurchmesser zunimmt. Eine höhere Pulsenergie erhöht den Impulsübertrag (vgl. Abschnitt 5.3.2) und die maximale Stoßgeschwindigkeit. Dadurch steigt der geeignete Indenterdurchmesser mit zunehmender Pulsenergie an.

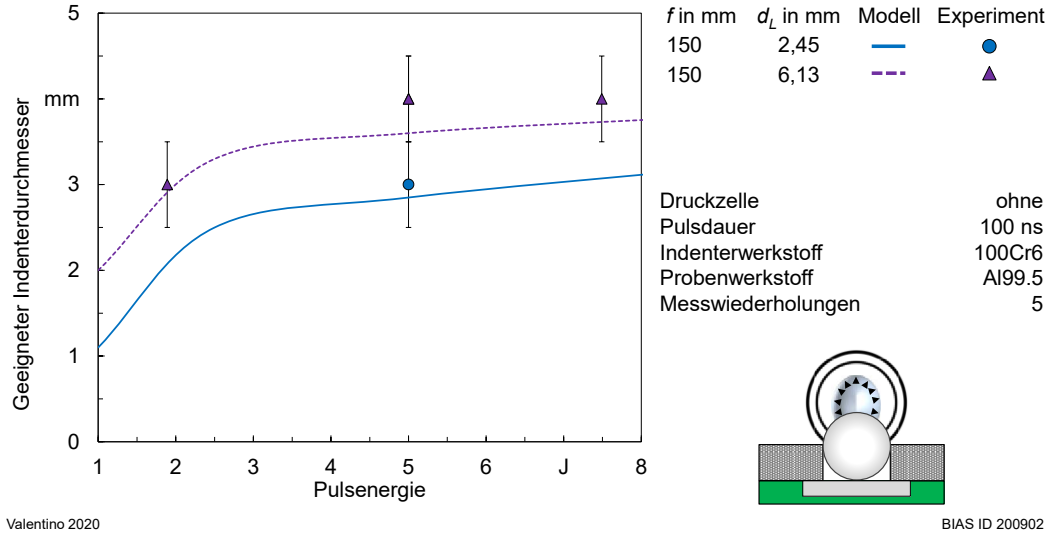


Bild 7.6: Einfluss der Pulsenergie auf den geeigneten Indenterdurchmesser bei unterschiedlichen Strahlflächen

Einfluss des Indenter- und Probenwerkstoffs

Bild 7.7 zeigt für zwei verschiedenen Laserdiagonalen den Einfluss unterschiedlicher Indenter- und Probenwerkstoffe auf den geeigneten Indenterdurchmesser. Aus den Experimenten wird weder bei verschiedenen Indenter- noch bei verschiedenen Probenwerkstoffen ein abweichender geeigneter Indenterdurchmesser ermittelt. Aus dem Modell ergibt sich hingegen eine kleine Veränderung des geeigneten Indenter-

durchmessers in Abhängigkeit vom Indenter- bzw. Probenwerkstoff. Die Veränderung des geeigneten Indenterdurchmessers liegt jedoch im Bereich der Streuung der experimentellen Werte.

Die Veränderung des geeigneten Indenterdurchmessers hat prozesstechnische Gründe. Die Änderung des berechneten geeigneten Indenterdurchmessers lässt sich durch das Massenverhältnis zwischen Probe und Indenter erklären. Durch bspw. eine schwerere Stahlprobe oder einem leichteren Al_2O_3-Indenter erhöht sich das Massenverhältnis zwischen Probe und Indenter und damit der Schlagwirkungsgrad. Ein höheres Massenverhältnis begünstigt die effektive Umformarbeit größerer und damit schwererer Indenter.

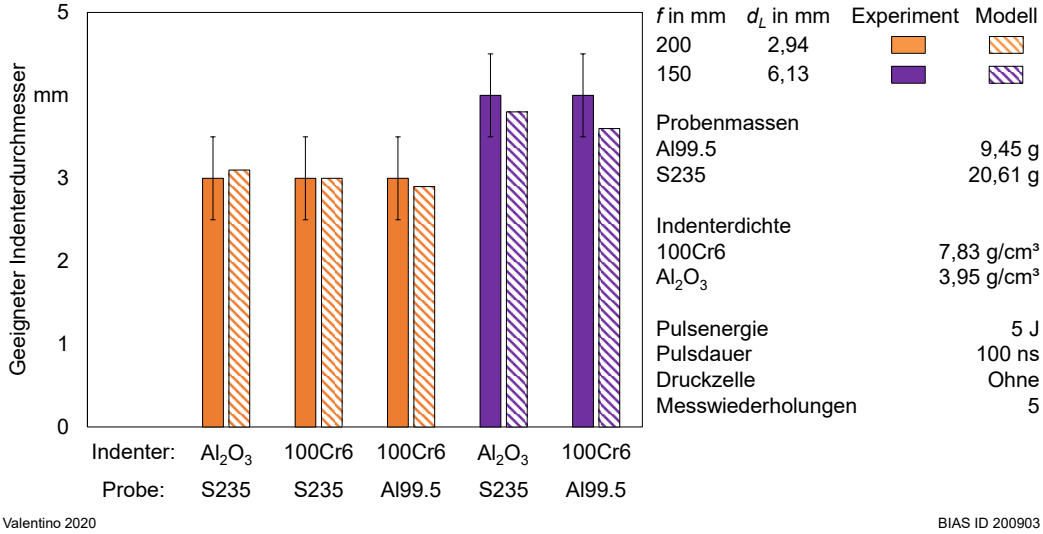


Bild 7.7: Einfluss des Indenter- und des Probenwerkstoffs auf den geeigneten Indenterdurchmesser

Es gilt somit festzuhalten:

Die Experimente validieren, dass der Schlagwirkungsgrad unabhängig von den Werkstoffkennwerten der Probe beschrieben werden kann. Für einen unbekannten Werkstoff ist es somit möglich, mittels Gleichung (7.4) durch das Produkt aus kinetischer Energie und dem modifizierten Schlagwirkungsgrad einen geeigneten Indenterdurchmesser zu identifizieren.

8 Reproduzierbarkeit

Die Grundvoraussetzung einer Prüfmethode ist ihre Reproduzierbarkeit. Um die Reproduzierbarkeit der LiSE im Rahmen dieser Arbeit nachzuweisen (vgl. Abschnitt 4.2.7), wurden auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse aus Abschnitt 6 und der protokollierten experimentellen Ergebnisse aus Abschnitt 5 bestätigende Versuche durchgeführt. Für die LiSE leiten sich aus dem Modell aus Abschnitt 6 und den experimentellen Ergebnissen vier veränderliche Kenngrößen ab, welche die Reproduzierbarkeit des übertragenen Impulses signifikant beeinflussen können. Diese sind die Begrenzung der Stoßwellenausbreitung mittels Druckzelle, die Fokuslage, die Pulsenergie und die Umgebungsbedingungen.

Begrenzung der Stoßwellenausbreitung mittels Druckzelle

Bei einer Vergrößerung des Abstands zwischen Druckzellinnenwand und Indenterdurchmesser nimmt die Streuung des übertragenen Impulses zu (siehe **Bild 5.8**). Dies wird auf zwei Ursachen zurückgeführt: Erstens wird der auf den Indenter übertragene Impuls durch dessen unzulängliche Lagerung reduziert. Bei einem Druckzellinnendurchmesser von D_{DRZ} = 3,02 mm und einer maximalen seitlichen Verschiebung des Laserstrahls vom Koordinatenursprung (vgl. Abschnitt 4.2.1) von Δx = 10 µm, ändert sich, vereinfacht betrachtet, der Einfallswinkel der resultierenden Kraftkomponente von der Stoßwelle auf den Indenter um $\Delta\alpha_E$ = 0,38°. Aus **Bild 5.12** leitet sich ab, dass dadurch der übertragene Impuls um bis zu 0,59 % reduziert werden kann. Mit zunehmendem Spiel zwischen Druckzellinnenwand und Indenter vergrößert sich die Streuung des übertragenen Impulses:

$$\alpha_E = 90° - \arcsin\left(\frac{\Delta x}{D_I}\right) \tag{8.1}$$

Zweitens kann der von dem Indenter ausgehende Impuls je nach Spiel und Lage des Indenters in der Druckzelle durch den Gegenimpuls der Stoßwelle (vgl. Abschnitt 6.1) stärker streuen. Ein möglichst kleiner Druckzellinnendurchmesser, welcher ausreichend Spiel zulässt, wird für eine hohe Reproduzierbarkeit benötigt. Bei der Verwendung eines Indenterdurchmessers D_I = 3 mm wurde dies hier mit einem Druckzellinnendurchmesser von D_{DRZ} = 3,02 mm erreicht (siehe **Bild 5.8**).

Pulsenergie

Aus Gleichung (6.21) leitet sich ab, dass die Streuung der Pulsenergie E_P mit der Streuung des Impulsübertrags M_I auf den Indenter korreliert. Näherungsweise lässt sich folgende Proportionalität herleiten:

$$M_I \sim (E_P)^{7/10} \tag{8.2}$$

Die Pulsenergie des verwendeten TEA-CO_2-Lasers weist einem Wert von 5 J im Mittel einen Variationskoeffizienten von $\kappa_{var} = 0{,}005$ auf (siehe **Bild 4.23**). Bei einer Pulsenergie > 5 J reduziert sich die Pulsstabilität und der Variationskoeffizient der Pulsenergie steigt auf $\kappa_{var} = 0{,}013$ an. Das bedeutet, dass mit zunehmender Pulsenergie die Streuung des übertragenen Impulses zunimmt. Allerdings muss bei konstantem Variationskoeffizienten der Pulsenergie der Variationskoeffizient des übertragenen Impulses abnehmen. **Bild 8.1** zeigt die Veränderung der Streuung und des Variationskoeffizienten des übertragenen Impulses in Abhängigkeit von der Pulsenergie.

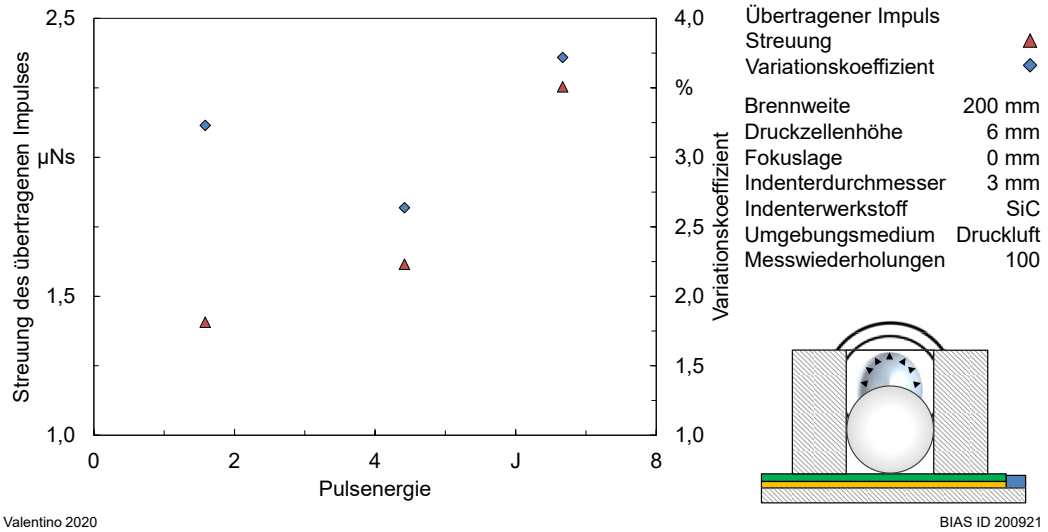


Bild 8.1: Einfluss der Pulsenergie auf die Streuung und den Variationskoeffizienten des übertragenen Impulses

Die Versuche bestätigen, dass mit zunehmender Pulsenergie die Streuung ansteigt. Wie erwartet ist der Variationskoeffizient bei einer Pulsenergie von 4,4 J geringer als bei einer Pulsenergie von 1,6 J. Dagegen liegt bei einer Pulsenergie von 6,7 J der Variationskoeffizient des übertragenen Impulses deutlich höher. Das ist darauf zurückzuführen, dass bei einer Pulsenergie $E_p > 5$ J bei dem hier verwendeten Laser die Streuung der Pulsenergie überproportional zunimmt (vgl. Abschnitt 4.3.5).

Die Streuung der Pulsenergie ist zwar verantwortlich für einen Teil der Streuung des übertragenen Impulses, sie erklärt aber nicht die Streuung der Lage des Stoßwellenursprungs. Im Fokus wird eine Streuung der Lage des Stoßwellenursprungs von $\Delta z_p = \pm 0{,}09$ mm in koaxialer Richtung des Laserstrahls festgestellt (siehe **Bild 6.8**). Aus dem Modell aus Abschnitt 6.1 leitet sich ab, dass ein proportionaler Zusammenhang zwischen der Änderung der Lage z_p des Stoßwellenursprungs und dem auf den Indenter übertragenen Impuls M_I besteht. Bei einer mittleren Pulsenergie von $E_P = 5{,}0$ J liegt die Pulsenergie maximal 3 % höher oder niedriger als der Mittelwert. Nach Gleichung (6.3) berechnet sich daraus eine maximale Abweichung der Lage des Stoßwellenursprungs von ±0,01 mm. Diese liegt deutlich unterhalb der beobachteten Streuung.

Dagegen kann die Streuung der Pulsdauer einen signifikanten Einfluss auf die Lage des Stoßwellenursprungs haben. In der Literatur werden Streuungen von bis zu $\Delta t_p = \pm 15$ ns für modengekoppelte TEA-CO_2-Laser angegeben [Bau72, S. 5]. Da die Lasertechnik in den letzten Jahrzehnten kontinuierlich verbessert wurde, ist davon auszugehen, dass aktuelle TEA-CO_2-Laser eine reduzierte Streuung aufweisen. Allerdings kann bereits eine Abweichung von ±5 ns von der Pulsdauer $t_p = 100$ ns die im Fokus beobachtete Streuung der Lage des Stoßwellenursprungs erklären.

Fokuslage

Bereits Wielage konnte zeigen, dass bei einer Fokuslagenverschiebung in das Target hinein die Plasmabildung ungleichmäßig wird [Wie11, S. 51 ff.]. Dagegen führte eine Verschiebung des Fokus oberhalb des Targets zu einer Stabilisierung der Plasmabildung. Die Schlierenaufnahmen in **Bild 6.8** bestätigen, dass eine Verschiebung der Fokuslage in das Target hinein die Streuung der Lage des Stoßwellenursprungs von $\Delta z_p = \pm 0{,}09$ mm im Fokus auf $\Delta z_p = \pm 0{,}42$ mm bei einer Fokuslage $z_f = -20$ mm erhöht.

Einen Erklärungsansatz für die stärkere Streuung der Lage des Stoßwellenursprungs bei Verschiebung der Fokuslage liefert die Intensitätsverteilung im Strahlquerschnitt. Diese ist nicht vollständig homogen über den Strahlquerschnitt verteilt (vgl. Abschnitt 4.1.1). Inhomogene Bereiche sind verstärkt bei einer Defokussierung des Laserstrahls erkennbar, da im Strahlquerschnitt der Abstand zwischen Intensitätsmaxima und -minima zunimmt. Diese Zunahme des Abstands kann bei einer Defokussierung dazu beitragen, dass die Bildung der Stoßwellenfront gestört wird. Verstärkt wird dieser Effekt, wenn der Fokus in das Innere des Targets verschoben wird. Die Plasmaschicht wandert stets in Richtung der optischen Achse des Laserstrahls [Hüg09, S. 158 ff.]. Dadurch propagiert die Plasmaschicht in Richtung eines größer werdenden Abstands zwischen Intensitätsmaxima und -minima.

Umgebungsbedingungen

Die Dichte des Umgebungsmediums hat ebenfalls einen direkten Einfluss auf die Streuung der Lage des Stoßwellenursprungs. Diese Kenngröße wird durch Gleichung (6.21) beschrieben. Daraus leitet sich ab, dass eine möglichst hohe Dichte des Umgebungsmediums bei möglichst geringer Streuung dieser die Reproduzierbarkeit erhöht. Die Streuung der Zusammensetzung bedeutet bei der Anwendung, dass andere Gase, wie bspw. Luft bei einer Spülung mit Argon, mit in die Druckzelle hinein transportiert werden.

Die Versuche bestätigen, dass das Umgebungsmedium und die Art der Spülung einen dominierenden Einfluss auf den übertragbaren Impuls haben, was daher gezielt genutzt werden kann (siehe **Bild 5.14**). Die größten Streuungen beim übertragenen Impuls treten

dann auf, wenn in einer Versuchsreihe nicht mit einem Gas gespült wird. In diesem Fall liegt der erste gemessene Impuls in dem Bereich des Impulses, der mit Druckluft als Spülung gemessen wird. Ohne Druckluft weisen alle weiteren Impulse eine hohe Streuung auf. Der Variationskoeffizient des übertragenen Impulses ist ohne Druckluftspülung daher um den Faktor 3 höher als derjenige bei einer Dauerspülung mit Druckluft (siehe **Bild 5.14**).

Es wird vermutet, dass sich vor der Stoßwellenerzeugung Rückstände auf der Indenteroberfläche befinden können, wie Öle oder Fette. Bereits Barchukov et al. führten als Begründung für das Entstehen von laserinduzierten Stoßwellen auf metallischen Oberflächen an, dass Rückstände eine Stoßwellenbildung begünstigen [Bar74]. Die Rückstände werden durch die Laserstrahlung abgetragen und können sich ohne Spülung mit Gasen im Strahlengang befinden, wodurch bei dem nächsten Puls eine spontane Stoßwellenentstehung weiter oberhalb des Targets begünstigt wird. Bei einer Spülung mit Gasen können jedoch auch Aerosole in den Strahlengang gelangen. Aerosole sind Schwebeteilchen, welche u. a. aus Wasser oder Öl bestehen und eine hohe Absorption bei der verwendeten Wellenlänge aufweisen [Hal73]. Daher kann die Streuung des übertragenen Impulses nochmal reduziert werden, wenn nur jeweils vor jedem Puls gespült (Vorspülung) wird.

Die Umgebungsbedingungen lassen sich gezielt gegenüber den Standardbedingungen modifizieren, wenn eine Druckzelle verwendet wird. Je nach Strahlfläche interagiert der divergente Laserstrahl mit der Oberseite der Druckzelle. Die Strahlfläche bei einem Top-Hat-Profil beschreibt, wie auch bei einem Gaußprofil, denjenigen Bereich, bis zu dem die Intensität I_0 auf einen Wert von I_0/e^2 abfällt [Neu12]. Daher erstreckt sich die gesamte Intensitätsverteilung der Laserstrahlung über einen größeren Bereich als die angegebene Strahlfläche. So kann es zur Plasmabildung auf der Eintrittsseite der Druckzelle kommen, obwohl dort der angegebene Strahlquerschnitt geringer ist als der Innendurchmesser der Druckzelle. Zu beobachten ist dies entweder bei einer Verschiebung der Fokuslage koaxial zur Oberflächennormalen der Probe (siehe **Bild 5.13**) oder bei einer Erhöhung der Pulsenergie (siehe **Bild 5.9**). Diese beiden Kriterien müssen daher ebenfalls für die Auslegung des Prozesses berücksichtigt werden.

Gesamtbetrachtung

Für eine reproduzierbare Versuchsdurchführung leitet sich somit die im Folgenden beschriebene Vorgehensweise ab. Die Druckzelle wird vor jedem Puls gespült und während der Stoßwellenerzeugung erfolgt keine Gaszufuhr. Um eine Plasmabildung auf der Eintrittsseite zu verhindern, wird die Fokuslage derart oberhalb des Targets eingestellt, dass sich der Fokus auf der Höhe der Eintrittsseite der Druckzelle befindet. Dabei muss gleichzeitig sichergestellt werden, dass der divergierende Laserstrahl nur

geringfügig mit der Druckzellinnenwand interagiert, da der Einfallswinkel der Laserstrahlung auf die Druckzellinnenwand im Bereich des Brewster-Winkels liegt [Que85]. Aus **Bild 5.13** leitet sich daher ab, dass bei einer Pulsenergie von $E_P = 5$ J für eine Druckzellenhöhe $h_{DRZ} = 10$ mm und einen Druckzellinnendurchmesser $D_{DRZ} = 3{,}02$ mm eine Fokuslagenverschiebung bis zu $z_f = 10$ mm möglich ist, ohne dass ein Abfall des übertragenen Impulses beobachtet wird.

Bild 8.2 zeigt den Vergleich zwischen der Dauerspülung und der Vorspülung mit Druckluft. Der Variationskoeffizient des übertragenen Impulses bei einer Vorspülung mit Druckluft beträgt $\kappa_{var} = 1{,}3$ % und bei einer Dauerspülung $\kappa_{var} = 1{,}7$ %. Im Vergleich dazu wird ein Variationskoeffizient des übertragenen Impulses von $\kappa_{var} = 20{,}9$ % ohne Druckzelle bei einer Pulsenergie von $E_P = 4{,}9$ J ermittelt (siehe **Bild 5.9**). Die Versuche ohne Druckzelle waren der Ausgangspunkt der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente. Der hierbei ermittelte Variationskoeffizient ist vergleichbar mit dem in der Literatur angegebenen Variationskoeffizienten des Maximaldrucks von $\kappa_{var} = 26$ % für TEA-CO_2-laserinduzierte Stoßwellen (vgl. Abschnitt 2.2). Bei den hier durchgeführten Kraft-Zeit-Messungen lag der Variationskoeffizient des Maximaldrucks bzw. der Maximalkraft stets in der gleichen Größenordnung wie der Variationskoeffizient des übertragenen Impulses (vgl. Abschnitt 4.3.5). Durch die Kenntnis der Wirkung der relevanten Kenngrößen auf den übertragenen Impuls können somit optimale Bedingungen abgeleitet werden, wodurch die Reproduzierbarkeit gegenüber dem bisherigen Stand der Forschung deutlich gesteigert wird.

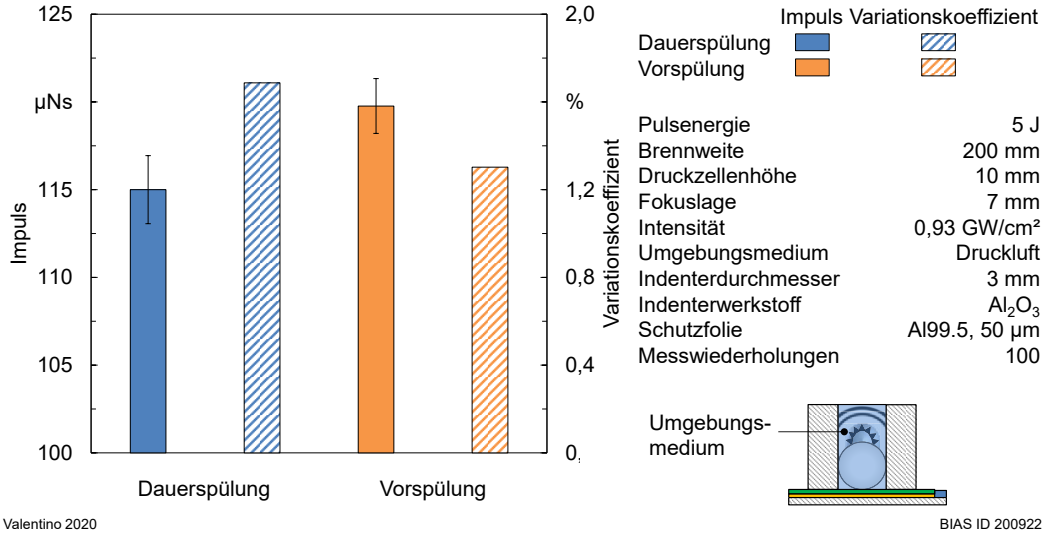


Bild 8.2: Einfluss der Art der Spülung auf den übertragenen Impuls unter optimalen Bedingungen

Werden die beschriebenen optimalen Bedingungen bei der Indentierung einer Härtevergleichsplatte aus Aluminium angewendet, so zeigt sich in **Bild 8.3**, dass mit der Druckluft-Vorspülung ein Variationskoeffizient des Eindruckdurchmessers von $\kappa_{var} = 1{,}6$ % mit der Dauerspülung und $\kappa_{var} = 1{,}8$ % erreicht wird.

Die aus dem Modell und den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit ermittelten Kenngrößen der Stoßwellenentstehung und der Indenterbewegung haben somit dazu beigetragen, die Reproduzierbarkeit deutlich zu erhöhen. Unter den hier betrachteten Kenngrößen haben die Umgebungsbedingungen den größten Einfluss auf die Reproduzierbarkeit des Prozesses. Diese Bedingungen können gezielt beeinflusst werden, wenn eine Druckzelle verwendet wird. Insgesamt kann nachgewiesen werden, dass mit Druckluft als Umgebungsmedium und einer Vorspülung der Druckzelle der Variationskoeffizient des übertragenen Impulses auf κ_{var} = 1,3 % reduziert werden kann.

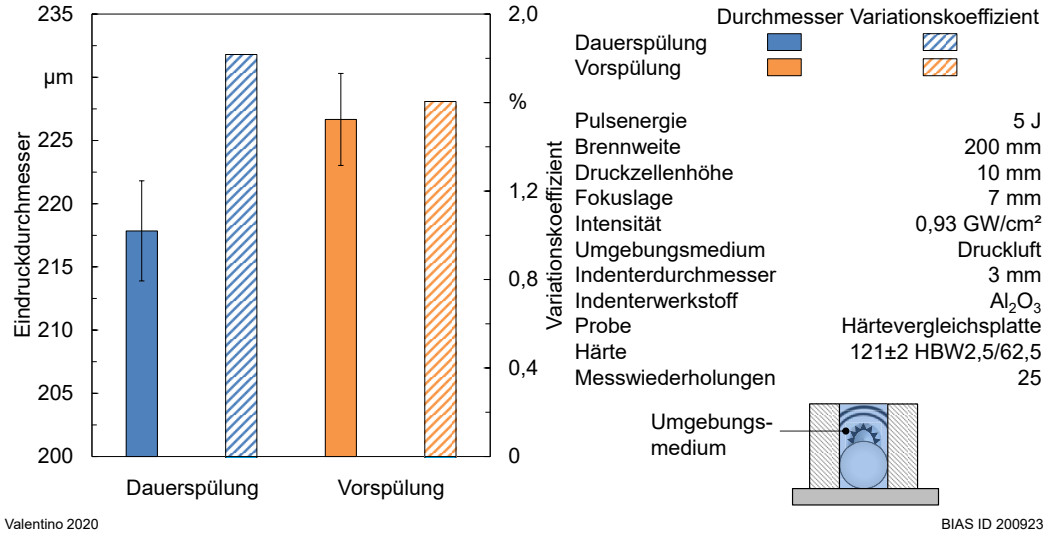


Bild 8.3: Wiederholungsmessungen des Eindruckdurchmessers an einer Härtevergleichsplatte unter optimalen Bedingungen

9 Indentierung von Kleinstproben

Ein ressourcenschonender Ansatz bei der Werkstoffentwicklung beruht auf der Verwendung kleiner und einfacher Probengeometrien [Mäd14]. Bei energiegebundenen Umformprozessen führt jedoch eine Reduzierung der Probenmassen bei konstanter Masse des Stoßpartners zu einem geringen Schlagwirkungsgrad (vgl. Abschnitt 2.3.4). Aus dem Stand der Forschung leiten sich für energiegebundene Umformprozesse zwischen zwei Stoßpartnern zwei Einflussgrößen ab, die durch ein Einbettsystem beeinflusst werden könnten. Dies sind zum einen das Massenverhältnis und zum anderen die Steifigkeit der Stoßpartner (vgl. Abschnitt 2.3.4). Um die identifizierten Korrelationen der charakteristischen Werte mit den Werkstoffkennwerten Härte und Zugfestigkeit aus Abschnitt 5.4.4 auf Kleinstproben zu übertragen, wird der Einfluss des Einbettsystems auf den Eindruck näher betrachtet. Hieraus werden Kriterien für die Auslegung der Einbettung von Kleinstproben abgeleitet.

In diesem Kapitel wird daher die Arbeitshypothese untersucht, dass die Eindruckgeometrie einer Kleinstprobe nicht signifikant gegenüber dem einer großen und schweren Referenzprobe beeinflusst wird, falls die Kleinstprobe mithilfe eines Einbettsystems sowohl eine ausreichend große Masse gegenüber der Indentermasse als auch eine ausreichend große Federsteifigkeit gegenüber der Wirkung des Indenters besitzt.

In **Bild 9.1** ist das normierte Eindringvolumen über der Federsteifigkeit des effektiven Einbettsystems dargestellt. Das Eindringvolumen wurde aus dem Eindruckdurchmesser aus **Bild 5.39** und der Eindringtiefe aus **Bild 5.40** berechnet und auf das maximale Eindringvolumen der jeweiligen Messreihe bezogen. Eine signifikante Reduzierung des normierten Eindringvolumens wird festgestellt, wenn der Betrag der elastischen Längsstauchung des effektiven Einbettsystems $|\varepsilon_{eff}| > 0{,}004$ % ist.

Die Darstellung bestätigt, dass der Ansatz valide ist, die Probe und die Einbettung als reihengeschaltetes Federsystem zu betrachten. Bei der Auslegung des Einbettsystems muss damit die Druckberührzeit zwischen Indenter und Werkstück berücksichtigt werden. Bereits Sondergaard et al. erklärten die Veränderung der Eindruckgeometrie in Abhängigkeit vom Verhältnis aus Probendicke zum Indenterdurchmesser mittels Druckberührzeit und Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen [Son90]. Sie gingen jedoch nur davon aus, dass bei einer zu dünnen Probe die an der Unterseite der Probe reflektierten elastischen Wellen der Eindringbewegung entgegenwirken [Son90].

Wird allein das Verhältnis aus der Dicke der hier untersuchten Kleinstproben zum verwendeten Indenterdurchmesser von $D_I = 3$ mm betrachtet, so liegt dieses unterhalb des von Patil et al. beschriebenen kritischen Wertes (vgl. Abschnitt 2.3.4). Trotzdem können

bei den Kleinstproben Eindrücke eingebracht werden, die keinen signifikanten Unterschied aufweisen zu denjenigen, die in die Referenzproben eingebracht wurden. Die bessere Umformbarkeit solcher Kleinstproben begründet sich durch die reduzierte elastische Längsstauchung durch ein geeignetes Einbettsystem. Eine Einbettung mit ausreichend hoher effektiver Federsteifigkeit weist eine geringere Nachgiebigkeit gegenüber der aufgebrachten Maximalkraft auf.

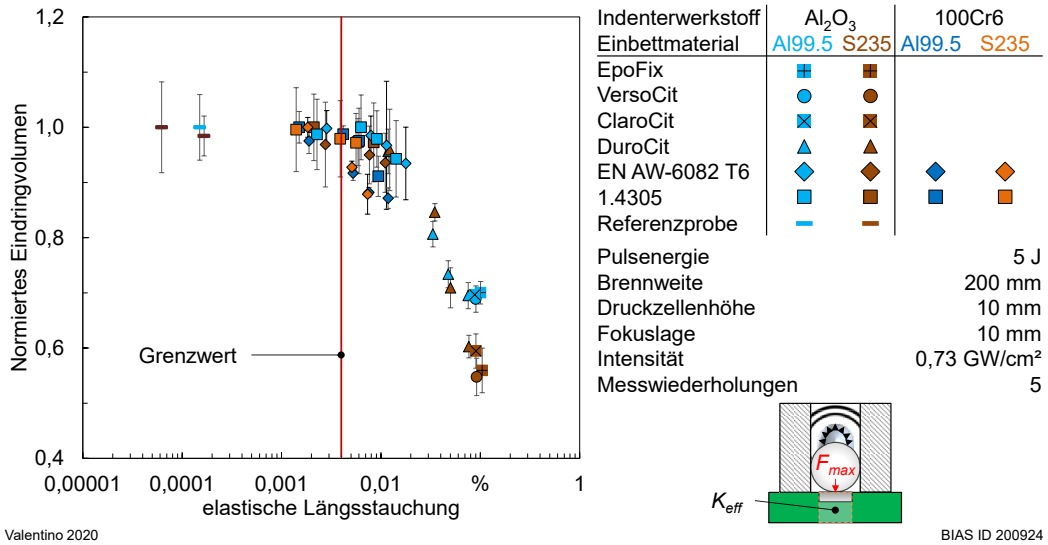


Bild 9.1: Veränderung des normierten Eindringvolumens in Abhängigkeit vom Betrag der elastischen Längsstauchung des effektiven Einbettsystems

Die hier dargestellten Ergebnisse erweitern die Beschreibungen von Sondergaard et al. [Son90] und Patil et al. [Pat16] insofern, als dass statt nur der Probendicke die Federsteifigkeit des Gesamtsystems gegenüber der aufgebrachten Maximalkraft maßgeblich ist, um eine Eindruckgeometrie zu erzeugen, welches nicht signifikant von dem der Referenzprobe abweicht.

Neben der Betrachtung der elastischen Längsstauchung lassen sich auch die Erkenntnisse aus energiegebundenen Umformprozessen bezüglich des Massenverhältnisses der Stoßpartner [Ell²19, S. 269 f.] auf die Indentation an Kleinstproben übertragen. In **Bild 9.2** ist das normierte Eindringvolumen über dem effektiven Massenverhältnis dargestellt. Das ermittelte effektive Massenverhältnis von $m_{eff}/m_I \geq 20$, ab dem keine signifikante Änderung des Eindringvolumens mehr festgestellt wird, liegt im oberen Bereich dessen, was für energiegebundene Pressmaschinen der in der Literatur als geeignetes Massenverhältnis für einen guten Schlagwirkungsgrad angegeben wird [Sie05, S. T70 f.].

Werden die beiden Verläufe aus **Bild 9.1** und **Bild 9.2** gegenübergestellt, so werden in den jeweiligen Grenzbereichen zwei Effekte beobachtet. Im ersten Fall ist das Massenverhältnis im Grenzbereich, aber der Betrag der elastischen Längsstauchung liegt deutlich oberhalb des Grenzwertes. Zu beobachten ist dies vor allem bei den kunststoffbasierten Einbettmitteln. Das Einbettsystem ist gegenüber der aufgebrachten Maximalkraft durch den Indenter zu nachgiebig, wodurch die Eindruckgeometrie signifikant gegenüber

derjenigen der Referenzprobe abweicht. Im zweiten Fall liegt der Betrag der elastischen Längsstauchung im Grenzbereich und das Massenverhältnis ist deutlich unterhalb des Grenzwertes. Dieser Fall tritt hier auf, wenn ein 100Cr6-Indenter in kleinere Proben eingedrückt wird. Durch den 100Cr6-Indenter wird im Vergleich zum Al_2O_3-Indenter eine geringe Maximalkraft aufgebracht. Die Masse des Indenters ist jedoch doppelt so hoch wie die des Al_2O_3-Indenters. Auch hier weicht die Eindruckgeometrie signifikant von derjenigen der Referenzprobe ab. Die beiden Beispiele demonstrieren, dass sowohl das Massenverhältnis als auch der Betrag der elastischen Längsstauchung zusammen betrachtet werden müssen, um das Einbettsystem auszulegen.

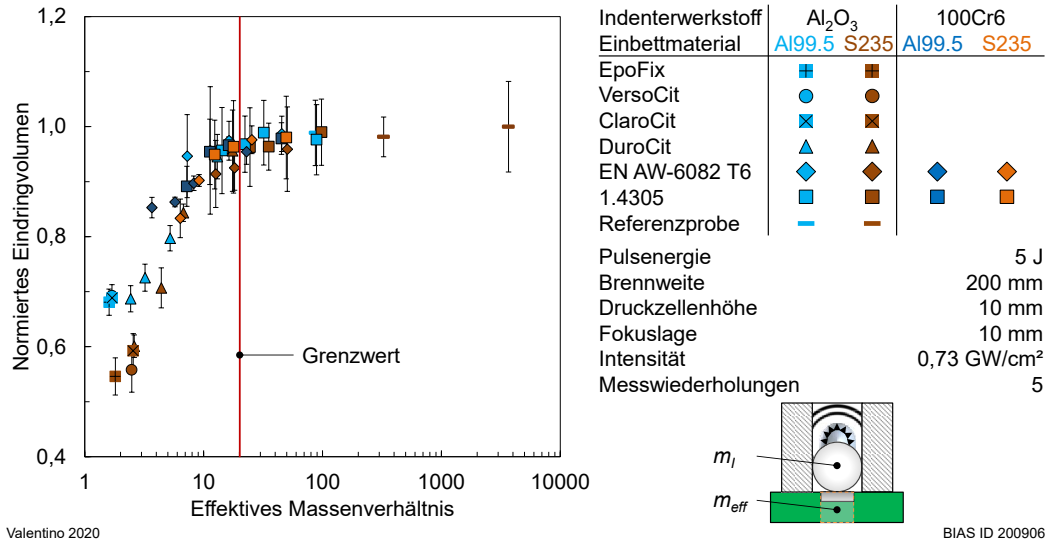


Bild 9.2: Veränderung des normierten Eindringvolumens in Abhängigkeit vom effektiven Massenverhältnis

Weiterhin wird in **Bild 9.2** festgestellt, dass die gemessenen Eindringvolumina der jeweils kleinsten Aluminiumproben (2 mm × 2 mm, siehe **Tabelle 4.4**) oberhalb des zu erwartenden Verlaufs liegen. Begründen lässt sich dies mit dem Einfluss des Randabstands auf den Eindruck. Liegen die Eindrücke wie in **Bild 5.25** zu nah am Rand, wird dem eindringenden Indenter ein geringeres mechanisches Widerstandsmoment entgegengesetzt und der Eindruckdurchmesser steigt an. Andersherum verhält es sich, wenn die Proben zu nah nebeneinanderliegen (siehe **Bild 5.26**). Durch bereits eingebrachte Kaltverfestigungen steigt der Widerstand gegen das Eindringen des Indenters an. Dadurch reduzieren sich der Eindruckdurchmesser und die Eindringtiefe.

Aus den Ergebnissen leitet sich daher eine Mindestbreite für die Kleinstproben ab. Es kann gezeigt werden, dass mindestens der 3-fache Abstand des Eindruckdurchmessers vom Rand eingehalten werden muss, damit keine signifikante Beeinflussung des Eindrucks festgestellt wird. Dieser Wert ist vergleichbar mit den in [DIN15] angegebenen Abständen.

Zusammenfassend ergibt sich folgende Erkenntnis:

An Kleinstproben können Eindrücke erzeugt werden, die keinen signifikanten Unterschied zu Eindrücken an Makroproben aufweisen, solange zwei Bedingungen gleichzeitig erfüllt sind:

- Das Massenverhältnis aus der Masse des effektiven Einbettsystems m_{eff} zur Indentermasse $m_I \geq 20$ ist.
- Der Betrag der elastischen Längsstauchung des effektiven Einbettsystems $|\varepsilon_{eff}| \leq 0{,}004$ % ist.

10 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, den aus Stoßwellenentstehung und Kurzzeit-Indentation bestehenden Prozess so zu beherrschen, dass hierdurch der Grundstein für eine neuartige reproduzierbare Prüfmethode gelegt wird, welche auch an Kleinstproben angewendet werden kann. Basierend auf dem Stand der Forschung wurde als erfolgversprechendster Ausgangspunkt für die Stoßwellenerzeugung ein TEA-CO_2-Laser mit einer Pulsdauer von 100 ns gewählt, wodurch bei einer Intensität $> 10^7$ W/cm² ein Abtrag von metallischen Werkstoffen oder technischen Keramiken vermieden wird.

Um die Grundlage für eine potenzielle industrielle Anwendbarkeit zu schaffen, musste die Streuung des Stoßwellendrucks deutlich reduziert werden. Im Sinne der Zielsetzung dieser Arbeit wurden Zusammenhänge mit Werkstoffkennwerten identifiziert, kontaktmechanische Zusammenhänge betrachtet, experimentelle Untersuchungen durchgeführt und ein analytisches Modell abgeleitet, um den Einfluss und die Wechselwirkungen der zahlreichen Kenngrößen auf die kinetische Energie des Indenters zu beschreiben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde gezeigt, dass sich anhand charakteristischer Werte der Eindruckgeometrie die Härte und die Zugfestigkeit bestimmen lassen. Mithilfe eines geeigneten Einbettsystems wurden zudem Eindrücke in Kleinstproben eingebracht, deren Eindruckgeometrie nicht signifikant gegenüber dem der Referenzproben abwich. Anhand der Ergebnisse wurden zwei Kriterien identifiziert, mit denen es möglich ist, ein geeignetes Einbettsystem für Kleinstproben abzuleiten. Diese sind einerseits das Massenverhältnis zwischen Einbettsystem und Indenter, welches ≥ 20 sein muss und andererseits das Verhältnis aus aufgebrachter Maximalkraft und Federsteifigkeit des effektiven Einbettsystems, welches $\leq 0{,}004$ % sein muss.

Mit der hier erarbeiteten Prüfmethode lassen sich bei einem Eindruckdurchmesser von 450 µm unter Einhaltung der Mindestabstände zwischen zwei Eindrücken bis zu 90 Eindrücke pro Minute einbringen.

Um den Prozess gezielt auszulegen, wurde ein analytisches Modell mit den relevanten Kenngrößen hergeleitet und dessen Ergebnisse den experimentellen Ergebnissen gegenübergestellt. Die relevanten Kenngrößen sind dabei die Intensität der Laserstrahlung, die Umgebungsbedingungen, die Dichte und der Durchmesser des Indenters sowie die Begrenzung der Stoßwellenausbreitung mittels einer Druckzelle. Das analytische Modell, welches ohne Eigenparameter auskommt, erweitert den Stand der Forschung durch das Verständnis der Energieübertragung von laserinduzierten Stoßwellen auf sphärische Indenter. Darüber hinaus erlaubt das Modell, ohne die Kenntnis der Werkstoffkennwerte einer Probe einen geeigneten Indenterdurchmesser abzuleiten. Es

konnte hierbei gezeigt werden, dass bei einem ausreichend großen Massenverhältnis zwischen Probe und Indenter der geeignete Indenterdurchmesser allein von den relevanten Kenngrößen abhängt.

Zusätzlich ermöglichte die Kenntnis der relevanten Kenngrößen, welche die Entstehung der Stoßwelle und die Bewegung des Indenters beeinflussen, die Reproduzierbarkeit des Prozesses deutlich zu steigern, sodass der Variationskoeffizient des Impulses von 21 % auf unter 2 % reduziert wurde. Mit der vorliegenden Dissertation wurde somit die Basis für eine neuartige Prüfmethode geschaffen, welche auf der Indentierung von hochfesten Indentern mittels laserinduzierter Stoßwellen basiert.

Literaturverzeichnis

[Ade94] Aden, M.: Plasmadynamik beim laserinduzierten Verdampfungsprozess einer ebenen Metalloberfläche. Dissertation. RWTH Aachen (1994)

[Ali83] Ali, A.W.: On laser air breakdown, threshold power and laser generated channel length. Washington D.C., 1983.

[Alk05] Alkorta, J.; Martínez-Esnaola, J.M.; Gil Sevillano, J.: Absence of one-to-one correspondence between elastoplastic properties and sharp-indentation load-penetration data. Journal of Materials Research 20 (2005) 432–437

[Ani74] Anisimov, S.; Kapeliovich, B.; Perel'Man, T.: Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics 39 (1974) 776–781

[Ask63] Askar'yan, G.; Moroz, E.: Pressure on Evaporation of Matter in a Radiation Beam. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics 16 (1963) 1638

[Bar73] Barchukov, A.I.; Bunkin, F. V; Konov, V.I.; Prokhorov, A.M.: Low-threshold Breakdown of Air Near a Target by CO2 Radiation and the Associated Large Recoil Momentum. ZhETF Pis ma Redaktsiiu 17 (1973) 294–296

[Bar74] Barchukov, A.I.; Bunkin, F. V; Konov, V.I.; Lyubin, A.A.: Investigation of Low-Threshold Gas Breakdown Near Solid Targets by CO2 Laser Radiation. Soviet Physics 39 (1974) 42–45

[Bar²19] Baron, C.; Springer, H.: Property-Driven Development of Metallic Structural Materials by Combinatorial Techniques on the Example of Fe–C–Cr Steels. Steel Research International 90 (2019)

[Bau72] Baumhacker, H.; Brinkschulte, H.; Fill, E.: Ein aktiv modengekoppelter TEA-CO2-Laser mit Pulsselektionssystem. Garching, 1972

[Bäu11] Bäuerle, D.: Laser Processing and Chemistry. 4. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2011)

[Ber98] Bergmann, H.W.; Hügel, H.: Modellierung und Diagnose des Abtragsprogesses. Strahltechnik Bd. 6, eds. G. Sepold, M. Geiger. BIAS Verlag Bremen (1998) 35–44

[Bol98] Bolshakov, A.; Pharr, G.M.: Influences of pileup on the measurement of mechanical properties by load and depth sensing indentation techniques. Journal of Materials Research 13 (1998) 1049–1058

[Bro95] Bródy, F.; Vámos, T.: The Neumann compendium. World Scientific. (1995)

[Bus65] Buscher, H.T.; Tomlinson, R.G.; Damon, E.K.: Frequency dependence of optically induced gas breakdown. Physical Review Letters 15 (1965) 847–849

[Cal95] Callies, G.; Berger, P.; Huge, H.: Time-resolved observation of gas-dynamic discontinuities arising during excimer laser ablation and their interpretation. Journal of Physics D: Applied Physics 28 (1995) 794–806

[Cam19] Campanella, B.; Legnaioli, S.; Pagnotta, S.; Poggialini, F.; Palleschi, V.: Shock Waves in Laser-Induced Plasmas. Atoms 7 (2019) 1–14

[Cer20] CeramTec: Keramische Werkstoffe - Hochleistungskeramik für den Maschinen- und Anlagenbau (2020)

[Cha74] Chan, C.H.; Moody, C.D.: Solutions of the classical Boltzmann equation for He and Ne gas breakdown. Journal of Applied Physics 45 (1974) 1105–1111

[Che98] Cheng, Y.T.; Cheng, C.M.: Scaling approach to conical indentation in elastic-plastic solids with work hardening. Journal of Applied Physics 84 (1998) 1284–1291

[Che²07] Chen, X.; Ogasawara, N.; Zhao, M.; Chiba, N.: On the uniqueness of measuring elastoplastic properties from indentation: The indistinguishable mystical materials. Journal of the Mechanics and Physics of Solids 55 (2007) 1618–1660

[Che³18] Chen, H.; Cai, L.X.: Theoretical Conversions of Different Hardness and Tensile Strength for Ductile Materials Based on Stress–Strain Curves. Metallurgical and Materials Transactions A: Physical Metallurgy and Materials Science 49 (2018) 1090–1101

[Chr15] Chryssolouris, G.; Stavropoulos, P.; Salonitis, K.: Process of Laser Machining. In A.Y.C. Nee (ed). HandBook of Manufacturing Engineering and Technology (2015) 1601–1628

[Cla19] Clauer, A.H.: Laser shock peening, the path to production. Metals 9 (2019) 1–29

[Coh88] Cohen, J.: Set Correlation and Contingency Tables. Applied Psychological Measurement 12 (1988) 425–434

[Cor05] Corsi, M.; Cristoforetti, G.; Hidalgo, M.; Iriarte, D.; Legnaioli, S.; Palleschi, V.; Salvetti, A.; Tognoni, E.: Effect of laser-induced crater depth in laser-induced breakdown spectroscopy emission features. Applied Spectroscopy 59 (2005) 853–860

[Cur94] Currie, L.A.; Svehla, G.: Nomenclature for the presentation of results of chemical analysis. Pure & Applied Chemistry 66 (1994) 595–608

[Dao01] Dao, M.; Chollacoop, N.; Van Vliet, K.J.; Venkatesh, T.A.; Suresh, S.: Computational modeling of the forward and reverse problems in instrumented sharp indentation. Acta Materialia 49 (2001) 3899–3918

[Dek76] Deka, B.K.; Dyer, P.E.; James, D.J.; Ramsden, S.A.: Gas Breakdown Threshold Measurements Using A Pulsed HF/DF Laser. Optics Communications 19 (1976) 292–296

[DeR92] De Rosa, M.; Famà, F.; Palleschi, V.; Singh, D.P.; Vaselli, M.: Derivation of the critical angle for Mach reflection for strong shock waves. Physical Review A 45 (1992) 6130–6132

[DIN95] DIN 1319-1:1995-01: Grundlagen der Meßtechnik – Teil 1: Grundbegriffe, (1995)

[DIN01] DIN EN 10002-1:2001-12: Metallische Werkstoffe - Zugversuch - Teil 1: Prüfverfahren bei Raumtemperatur, (2001)

[DIN15] DIN EN ISO 6506-1:2015-02: Metallische Werkstoffe - Härteprüfung nach Brinell - Teil 1: Prüfverfahren, (2015)

[DIN16a] DIN EN ISO 16859-1:2016-02: Metallische Werkstoffe - Härteprüfung nach Leeb - Teil 1: Prüfverfahren, (2016)

[DIN16b] DIN 51200:2016-08: Werkstoffprüfmaschinen - Gestalten und Anwenden von Aufnahmevorrichtungen für Proben in Härteprüfgeräten, (2016)

[DIN16c] DIN EN ISO 25178-1:2016-12: Geometrische Produktspezifikation (GPS) - Oberflächenbeschaffenheit: Flächenhaft - Teil 1: Angabe von Oberflächenbeschaffenheit, (2016)

[DIN18] DIN EN ISO 6507-1:2018-07: Metallische Werkstoffe - Härteprüfung nach Vickers - Teil 1: Prüfverfahren, (2018)

[Dwi08] Dwivedi, A.; Wyrobek, T.J.; Warren, O.L.; Hattrick-Simpers, J.; Famodu, O.O.; Takeuchi, I.: High-throughput screening of shape memory alloy thin-film spreads using nanoindentation. Journal of Applied Physics 104 (2008) 073501

[Ell18] Ellendt, N.; Mädler, L.: Hochdurchsatzexploration evolutionärer Konstruktionswerkstoffe. HTM - Journal of Heat Treatment and Materials 73 (2018) 3–12

[Ell²19] Eller, C.: Technische Mechanik Kinematik und Kinetik. 13. Auflage, Springer Vieweg (2019)

[Esc02] Eschl, J.: Die mechanischen Eigenschaften von Stereolithographiematerialien während der Aushärtung. Dissertation. Universität Stuttgart (2002)

[Fab90] Fabbro, R.; Fournier, J.; Ballard, P.; Devaux, D.; Virmont, J.: Physical study of laser-produced plasma in confined geometry. Journal of Applied Physics 68 (1990) 775–784

[Fab11] Fabbro, R.; Peyre, P.; Berthe, L.; Sollier, A.; Bartnicki, E.: Physics and Applications of Laser Shock Processing of Materials. Proceedings of SPIE 3888 (2011) 155–164

[Fai72] Fairand, B.P.; Wilcox, B.A.; Gallagher, W.J.; Williams, D.N.: Laser shock-induced microstructural and mechanical property changes in 7075 aluminum. Journal of Applied Physics 43 (1972) 3893–3895

[Fai79] Fairand, B.P.; Clauer, A.H.: Laser generation of high-amplitude stress waves in materials. Journal of Applied Physics 50 (1979) 1497–1502

[Fen19] Fenske, H.; Vollertsen, F.: Laser shock punching: principle and influencing factors. Production Engineering 13 (2019) 399–407

[Fen20] Fenske, H.; Czotscher, T.: Tailoring the Pressure Profile of TEA-CO2 Laser-Induced Shock Waves for Mechanical Forming and Separation Processes. Lasers in Manufacturing and Materials Processing 7 (2020) 1–14

[Fie95] Field, J.S.; Swain, M. V: Determining the mechanical properties of small volumes of material from submicrometer spherical indentations. Journal of Material Res. 10 (1995)

[Fox74] Fox, J.A.: Effect of water and paint coatings on laser-irradiated targets. Applied Physics Letters 24 (1974) 461–464

[Fut01] Futakawa, M.; Wakui, T.; Tanabe, Y.; Ioka, I.: Identification of the constitutive equation by the indentation technique using plural indenters with different apex angles. Journal of Materials Research 16 (2001) 2283–2292

[Gao09] Gao, H.; Ye, C.; Cheng, G.J.: Deformation behaviors and critical parameters in microscale laser dynamic forming. Journal of Manufacturing Science and Engineering, Transactions of the ASME 131 (2009) 0510111–05101111

[Hal73] Hale, G.M.; Querry, M.R.: Optical Constants of Water in the 200-nm to 200-μm Wavelength Region. Applied Optics 12 (1973) 555

[Hen09] Hentschel, K.: Von der Materialforschung zur materials science. Geschichte der Materialforschung. Gesellschaft Deutscher Chemiker (2009)

[Her12] Hering, E.; Martin, R.; Stohrer M.: Physik für Ingenieure. 11. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2012)

[Hil89] Hill, R.; Storakers, B.; Zdunek, A.B.: A theoretical study of the Brinell hardness test. Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences 423 (1989) 301–330

[Hin18] Hintsala, E.D.; Hangen, U.; Stauffer, D.D.: High-Throughput Nanoindentation for Statistical and Spatial Property Determination. JOM 70 (2018) 494–503

[Hol45] Hollomon, J.H.: Tensile Deformation. Metals Technoloogy (1945) 268–290

[Hop14] Hopkinson, B.: A method of measuring the pressure produced in the detonation of high explosives or by the impact of bullets, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 213 (1914) 437-456

[Hug97] Hugenschmidt, M.: Absorptionsverhalten und Energieübertragung gepulster Laserstrahlung auf Werkstoff. Laser - Von der Wissenschaft zur Anwendung (1997) 67–76

[Hüg09] Hügel, H.; Graf, T.: Laser in der Fertigung. 2. Auflage, Vieweg+Teubner Verlag (2009)

[Hun57] Hunter, S.C.: Energy Absorbed by Elastic Waves During Impact. Journal of the Mechanics and Physics of Solids 5 (1957) 162–171

[IBC20] IBC Wälzlager GmbH: Werkstoffe. (2020) Abgerufen 14. September 2020 von https://www.ibc-waelzlager.com/files/IBC_Waelzlagerwerkstoffe.pdf

[IFA20] IFA, Institut für Arbeitsschutz der Deutschen Gesetzlichen Unfallversicherung. GESTIS-Stoffdatenbank (2020) Abgerufen 14. September 2020, von http://gestis.itrust.de/nxt/gateway.dll/gestis_de/000000.xml?f=templates$fn=default.htm$vid=gestisdeu:sdbdeu$3.0

[Ive12] Ivetic, G.; Meneghin, I.; Troiani, E.; Molinari, G.; Ocaña, J.; Morales, M.; Porro, J.; Lanciotti, A.; Ristori, V.; Polese, C.; Plaisier, J.; Lausi, A.: Fatigue in laser shock peened open-hole thin aluminium specimens. Materials Science and Engineering A 534 (2012) 573–579

[Jac10] Jackson, R.L.; Green, I.; Marghitu, D.B.: Predicting the coefficient of restitution of impacting elastic-perfectly plastic spheres. Nonlinear Dynamics 60 (2010) 217–229

[Jas95] Jaschek, R.: Einfluss des Gasdruckes und Charakterisierung der Strahl-Stoff-Wechselwirkungen während der Oberflächen-Randschichtbehandlung von Metallen mit TEA-CO2-Laserstrahlung. Dissertation. Universität Erlangen (1995)

[Joh70] Johnson, K.L.: The correlation of indentation experiments. Journal of the Mechanics and Physics of Solids 18 (1970) 115–126

[Joh85] Johnson, K.L.: Contact Mechanics. Journal of the American Chemical Society 37 (1985)

[Kaw15] Kawaguchi, K.; Yonezawa, K.; Nakajima, M.; Horioka, K.: Two-Step Spheroidal Shock Wave Driven by TEA CO2 Laser. Plasma and Fusion Research: Rapid Communications 10 (2015) 3–4

[Ker13] Kermouche, G.; Grange, F.; Langlade, C.: Local identification of the stress-strain curves of metals at a high strain rate using repeated micro-impact testing. Materials Science and Engineering A 569 (2013) 71–77

[Ken83] Kennedy, D.R.: History of the Shaped Charge Effect - The First 100 Years. 100th Anniversary of the Discovery of the Shaped Charge Effect (1983)

[Key09] Keyence Deutschland GmbH, Technisches Datenblatt 3D-Laserscan-Farbmikroskope, Modellreihe VK-9700 Generation II (2009) 27

[Kis12] Kischkat, J.; Peters, S.; Gruska, B.; Semtsiv, M.; Chashnikova, M.; Klinkmüller, M.; Fedosenko, O.; MacHulik, S.; Aleksandrova, A.; Monastyrskyi, G.; Flores, Y.; Masselink, W.T.: Mid-infrared optical properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride. Applied Optics 51 (2012) 6789–6798

[Klo18] Klocke, F.: Fertigungsverfahren 1 - Zerspanung mit geometrisch bestimmter Schneide. 9. Auflage, Springer Vieweg (2018)

[Kra15] Kramer, H.; Klein, M.; Eifler, D.: Cyclic hardness test PHYBAL$_{CHT}$: A new short-time procedure to estimate fatigue properties of metallic materials. In: Characterization of Minerals, Metals, and Materials 2015. Springer International Publishing (2015) 49–56

[Kru09] Kruzic, J.J.; Kim, D.K.; Koester, K.J.; Ritchie, R.O.: Indentation techniques for evaluating the fracture toughness of biomaterials and hard tissues. Journal of the Mechanical Behavior of Biomedical Materials 2 (2009) 384–395

[Kuc07] Kucharski, S.; Mróz, Z.: Identification of yield stress and plastic hardening parameters from a spherical indentation test. International Journal of Mechanical Sciences 49 (2007) 1238–1250

[Lau13] Laumer, T.; Stichel, T.; Sachs, M.; Amend, P.; Schmidt, M.: Qualification and modification of new polymer powders for laser beam melting using Ulbricht spheres. Proceedings of the 6th International Conference on Advanced Research and Rapid Prototyping (2013) 255–260

[Liu09] Liu, L.; Ogasawara, N.; Chiba, N.; Chen, X.: Can indentation technique measure unique elastoplastic properties? Journal of Materials Research 24 (2009) 784–800

[Liu²10] Liu, H.; Shen, Z.; Wang, X.; Wang, H.; Tao, M.: Micromould based laser shock embossing of thin metal sheets for MEMS applications. Applied Surface Science 256 (2010) 4687–4691

[Liu³17] Liu, M.; Lin, J.Y.; Lu, C.; Tieu, K.A.; Zhou, K.; Koseki, T.: Progress in indentation study of materials via both experimental and numerical methods. Crystals 7 (2017)

[Lui90] Lui, H.: Einfluß von Probengröße und Umformgeschwindigkeit auf die Aufnahme von Fließkurven. Steel Research 61 (1990) 21-25

[Mai07] Maier, W.F.; Stowe, K.; Sieg, S.: Combinatorial and high-throughput materials science. Angewandte Chemie - International Edition 46 (2007) 6016–6067

[Mäd14] Mädler, L.: Is High-throughput screening for structural materials / metals possible?. Proceedings of the 4th International Conference on Nanomanufacturing (2014) 1–3

[Mat80] Matthews, J.R.: Indentation hardness and hot pressing. Acta Metallurgica 28 (1980) 311–318

[McE98] McElhaney, K.W.; Vlassak, J.J.; Nix, W.D.: Determination of indenter tip geometry and indentation contact area for depth-sensing indentation experiments. Journal of Materials Research 13 (1998) 1300–1306

[Mes04] Meschede, D.: Gerthesen Physik. 25. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2004)

[Neu12] Neumann, V.: Zusammenstellung wellenoptischer Berechnungsgleichungen für den realen Laserstrahl. Infomaterial des Laserinstituts der Hochschule Mittweida, (2012)

[Nie75] Nielsen, P.E.: Hydrodynamic calculations of surface response in the presence of laser-supported detonation waves. Journal of Applied Physics 46 (1975) 4501–4505

[Nix98] Nix, W.D.; Gao, H.: Indentation Size Effects in Crystalline Materials: A Law For Strain Gradient Plasticity. J Mech Phys Solids 46 (1998)

[Oli92] Oliver, W.C.; Pharr, G.M.: An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments. Journal of Materials Research 7 (1992) 1564–1583

[Oli04] Oliver, W.C.; Pharr, G.M.: Measurement of hardness and elastic modulus by instrumented indentation: Advances in understanding and refinements to methodology. Journal of Materials Research 19 (2004) 3–20

[Ols72] Olson, G.B.; Cohen, M.: A mechanism for the strain-induced nucleation of martensitic transformations. Journal of The Less-Common Metals 28 (1972) 107–118

[Ord88] Ordal, M.A.; Bell, R.J.; Alexander, R.W.; Newquist, L.A.; Querry, M.R.: Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths. Applied Optics 27 (1988) 1203

[Ost98] Ostermann, F.: Umformtechnische Grundlagen. In Anwendungstechnologie Aluminium. Springer-Verlag (1998)

[Pan12] Panigrahi, P.K.; Muralidhar, K.: Schlieren and Shadowgraph Methods in Heat and Mass Transfer. Springer Verlag (2012)

[Pat16] Patil, D.; Higgs, C. F.: Critical plate thickness for energy dissipation during sphereplate elastoplastic impact involving flexural vibrations. Journal of Tribology (2016)

[Pat17] Patil, D.; Fred Higgs, C.: Experimental Investigations on the Coefficient of Restitution for Sphere-Thin Plate Elastoplastic Impact. Journal of Tribology 140 (2017)

[Pea95] Pearson, K.: Skew Variation in Homogeneous Matterial. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. A 186 (1895) 343–414

[Pey95] Peyre, P.; Fabbro, R.; Mixte, L.U.; No, R.; Prieur, A.; Cedex, A.; Received, F.: Laser shock processing: a review of the physics and applications. Optical and Quantum Electronics 27 (1995) 1213–1229

[Pha10] Pharr, G.M.; Herbert, E.G.; Gao, Y.: The Indentation Size Effect: A Critical Examination of Experimental Observations and Mechanistic Interpretations. Annual Review of Materials Research 40 (2010) 271–292

[Pha²17] Phani, P.S.; Oliver, W.C.: Ultra high strain rate nanoindentation testing. Materials 10 (2017)

[Pie18] Piezotech: TDS PVDF Shock Gauges - Piezoelectric Sensors. (2018) Abgerufen 14. September 2020 von https://www.piezotech.eu/export/sites/piezotech/.content/medias/downloads/Documentation/documentation-2018/TDS-piezotech-PVDF-shock-gauges-2018.pdf

[Pir72] Pirri, A.N.; Schlier, R.; Northam, D.: Momentum transfer and plasma formation above a surface with a high-power CO2 laser. Applied Physics Letters 21 (1972) 79

[Pir73] Pirri, A.N.: Theory for momentum transfer to a surface with a high-power laser. Physics of Fluids 16 (1973) 1435–1440

[Pop09] Popov, V.L.: Kontaktmechanik und Reibung. 3. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2009)

[Pot11] Potyrailo, R.; Rajan, K.; Stoewe, K.; Takeuchi, I.; Chisholm, B.; Lam, H.: Combinatorial and high-throughput screening of materials libraries: Review of state of the art. ACS Combinatorial Science 13 (2011) 579–633

[Que85] Querry, M. R.: Optical constants, Contractor Report CRDC-CR-85034. University of Missouri, Kansas City (1985)

[Raĭ65] Raĭzer, Y.: Heating of a Gas by a Powerful Light Pulse. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics 21 (1965) 1009

[Rak98] Rakić, A.D.; Djurišić, A.B.; Elazar, J.M.; Majewski, M.L.: Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices. Applied Optics 37 (1998) 5271

[Ram08] Ramesh, K.T.: High Rates and Impact Experiments. Handbook of Experimental Solid Mechanics (2018) 929–953

[Rea74] Ready, J.F.: Impulse produced by the interaction of CO2 TEA laser pulses. Applied Physics Letters 25 (1974) 558–560

[Rod89] Rodgers, J.E.; Lee, S.: NIRA Primary Wavelength Investigations of Nylon Yams. Textile Research Journal 59 (1989) 513–518

[Rod²03] Rodriguez, R.; Gutierrez, I.: Correlation between nanoindentation and tensile properties Influence of the indentation size effect. 361 (2003) 377–384

[Rod²09] Rodriguez, J.; Rico, A.; Otero, E.; Rainforth, W.M.: Indentation properties of plasma sprayed Al2O3-13% TiO2 nanocoatings. Acta Materialia 57 (2009) 3148–3156

[Sai17] Sai Shiva, S.; Leela, C.; Chaturvedi, S.; Sijoy, C.D.; Prem Kiran, P.: Development of numerical model to investigate the laser driven shock waves from aluminum target into ambient air at atmospheric pressure and its comparison with experiment. AIP Conference Proceedings 1793 (2017) 1–5

[Sar85] Sargent, P.M.: Use of the Indentation Size Effect on Microhardness for Materials Characterization. ASTM Special Technical Publication (1985) 160–174

[Sch04] Schulze Niehoff, H.; Vollertsen, F.: Non-thermal Laser Forming of Sheet Metal. 1st International conference on High Speed forming (2004) 181–190

[Sch²10] Schwenk, D.: Leeb Hardness-Calibration-Machine. IMEKO (2010) 369–372

[Seb16] Sebastiani, M.; Moscatelli, R.; Ridi, F.; Baglioni, P.; Carassiti, F.: High-resolution high-speed nanoindentation mapping of cement pastes: Unravelling the effect of microstructure on the mechanical properties of hydrated phases. Materials and Design 97 (2016) 372–380

[Sed59] Sedov, L.I.: Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, 4. ed. New York: Academic Press Inc (1959)

[Sie05] Siegert, K.; Dannenmann, E.: Fertigungsmittel – 4 Werkzeugmaschinen zum Umformen. In: Grote KH., Feldhusen J. (eds), 23. Auflage, Dubbel. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2005)

[SLC05] SLCR Lasertechnik GmbH: Pulsdauer des ML105 TEA-CO_2 Lasers (2005)

[Soi79] Soileau, M.J.: Air breakdown by pulsed-laser radiation in. Applied Physics Letters 34 (1979) 309–311

[Son90] Sondergaard, R.; Chaney, K.; Brennen, C.E.: Measurements of solid spheres bouncing off flat plates. Journal of Applied Mechanics, Transactions ASME 57 (1990) 694–699

[Spr12] Springer, H.; Raabe, D.: Rapid alloy prototyping: Compositional and thermo-mechanical high throughput bulk combinatorial design of structural materials based on the example of 30Mn-1.2C-xAl triplex steels. Acta Materialia 60 (2012) 4950–4959

[Str82] Stricker, J.; Parker, J.G.: Experimental investigation of electrical breakdown in nitrogen and oxygen induced by focused laser radiation at 1.064 μ. Journal of Applied Physics 53 (1982) 851–855

[Str²17] Streicher, A.: “Spektra-kuläre” Messungen mit konfokal-chromatischen Sensoren. mpa 5 (2017) 22–24

[Str³17] Fa. Struers GmbH: Kalteinbetten - Kalteinbettsysteme für sämtliche materialografische Anwendungen (2017) Abgerufen 08. Oktober 2020 von https://www.struers.com/-/media/Library/Brochures/German/Cold-Mounting.pdf.

[Swa02] Swadener, J.G.; George, E.P.; Pharr, G.M.: The correlation of the indentation size effect measured with indenters of various shapes. Journal of the Mechanics and Physics of Solids 50 (2002) 681–694

[Tab51] Tabor, D.: The Hardness of metals. Oxford University Press (1951)

[Tal04] Taljat, B.; Pharr, G.M.: Development of pile-up during spherical indentation of elastic-plastic solids. International Journal of Solids and Structures 41 (2004) 3891–3904

[Tof03] Toftmann, B.; Schou, J.; Lunney, J.G.: Dynamics of the plume produced by nanosecond ultraviolet laser ablation of metals. Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics 67 (2003)

[Tön19] Tönjes, A.: Empirische Methode zur schnellen Charakterisierung von Wärmebehandlungszuständen hochfester Aluminiumlegierungen. Dissertation. Universität Bremen (2019)

[Tra13] Trauth, D.; Klocke, F.; Schongen, F.; Shirobokov, A.: Analyse und Modellierung der Schlagkraft beim elektro - dynamischen Festklopfen zur kraftbasierten Prozessauslegung. Verlag Meisenbach GmbH III (2013) 1–8

[Tsc05] Tschätsch, H.: Praxis der Umformtechnik. 8. Auflage, Vieweg+Teubner Verlag (2005)

[Vee14] Veenaas, S.; Wielage, H.; Vollertsen, F.: Joining by laser shock forming: realization and acting pressures. Production Engineering 8 (2014) 283–290

[Vee17] Veenaas, S.; Vollertsen, F.: Crack formation on metal foils during high dynamic and quasi-static bulge test. Journal of Physics: Conference Series 896 (2017)

[Vol09] Vollertsen, F.; Niehoff, H.S.; Wielage, H.: On the acting pressure in laser deep drawing. Production Engineering 3 (2009) 1–8

[Wei18] Weißbach, W.; Dahms, M.; Jaroschek, C.: Werkstoffe und ihre Anwendungen. 20. Auflage, Springer Vieweg (2018)

[Wie08] Wielage, H.; Niehoff, H.S.; Vollertsen, F.: Forming Behaviour in Laser Shock Drawing. 3rd International Conference on High Speed Forming (2008) 1–10

[Wie11] Wielage, H.: Hochgeschwindigkeitsumformen durch laserinduzierte Schockwellen. Strahltechnik Bd. 44, eds. F. Vollertsen, R. Bergmann. BIAS Verlag Bremen (2011)

[Wil20] Willert, E.: Stoßprobleme in Physik, Technik und Medizin. 1. Auflage, Springer Vieweg (2020)

[Wos78] Woskoboinikow, P.; Mulligan, W.J.; Praddaude, H.C.; Cohn, D.R.: Submillimeter-laser-induced air breakdown. Applied Physics Letters 32 (1978) 527–529

[Yeo02] Yeo, Y.C.; King, T.J.; Hu, C.: Metal-dielectric band alignment and its implications for metal gate complementary metal-oxide-semiconductor technology. Journal of Applied Physics 92 (2002) 7266–7271

[Zel66] Zel'dovich, Y.B.; Raizer, Y.P.; Hayes, W.D.; Probstein, R.F.; Landshoff, R.: Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena. 2. Auflage, Academic Press (1966)

[Zen46] Zener, C.; Hollomon, J.H.: Problems in Non-Elastic Deformation. Journal of Applied Physics 17 (1946) 69–82

Veröffentlichungsliste

Stand 24.05.2021

In die Arbeit eingeflossene Beiträge in Zeitschriften mit peer review

Czotscher, T
Material Characterisation by New Indentation Technique Based on Laser-Induced Shockwaves
Lasers in Manufacturing and Materials Processing (2018) 1-19 (online)

Fenske, H; Czotscher, T
Tailoring the Pressure Profile of TEA-CO2 Laser-Induced Shock Waves for Mechanical Forming and Separation Processes.
Lasers in Manufacturing and Materials Processing 7 (2020) 1–14

Steinbacher, M; Alexe, G; Baune, M; Bobrov, I; Bösing, I; Clausen, B; Czotscher, T; Epp, J; Fischer, A; Langstädtler, L; Meyer, D; Raj Menon, S; Riemer, O; Sonnenberg, H; Thomann, A; Tönjes, A; Vollertsen, F; Wielki, N; Ellendt, N
Descriptors for High Throughput in Structural Materials Development
High-Throughput (2019), 8, 22; doi:10.3390/ht8040022

Valentino, T; Höhmann, M; Schünemann, K; Wentzler, J; Wünderlich, T; Radel, T; Vollertsen, F
Time-resolved force measurements to determine positioning tolerances for impulse-based indentations
Lasers in Manufacturing and Materials Processing 140 (2021)

Valentino, T
Analytical model to determine the relevant parameters governing the transferred momentum to spherical indenters by laser-induced shock waves
Optics and Lasers in Engineering 145 (2021) 106670

Weitere Beiträge in Zeitschriften mit peer review

Czotscher, T; Wielki, N; Vetter, K; Vollertsen, F; Meyer, D
Rapid Material Characterisation of Deep-alloyed Steels by Shock Wave Based Indentation Technique and Deep Rolling
Nanomanufacturing and Metrology (2019). doi.org/10.1007/s41871-019-00036-4

Czotscher, T
Analysis of TEA-CO2-laser induced plasma to establish a new measurement technique
Journal of Laser Applications 30, 3 (2018) 032604-1-5

Beiträge auf Konferenzen mit peer review

Czotscher, T; von Hehl, A; Radel, T; Tönjes, A
Correlation between Shock Wave-induced Indentations and Tensile Strength
Proc. of 23rd International Conference on Material Forming (ESAFORM 2020), Procedia Manufacturing
47 (2020) 756-760 (online), doi.org/10.1016/j.promfg.2020.04.230

Czotscher, T; Baguer, D O; Vollertsen, F; Piotrowska-Kurczewski, I; Maass, P
Connection between shock wave induced indentations and hardness by means of neural networks
Proc. of the 22nd International Conference on Material Forming (ESAFORM 2019).
AIP Conf Proc 2113:1–6. doi: 10.1063/1.5112634

Czotscher, T; Wünderlich, T
Energy of Laser Induced Shockwaves
Proc. of the 5th Intern. Conf. on New Forming Technology (ICNFT 2018) MATEC Web of Conferences 190, 02006 (2018) doi.org/10.1051/matecconf/201819002006 (online)

Czotscher, T; Vollertsen, F
Plasma Induced On Indenter Balls
Proc. of the 8th International Conference on High Speed Forming, Columbus OH/USA (ICHSF 2018) o. S.

Czotscher, T
Influence of focal position on laser-induced plasma and hardness indentations
Proc. of the 36th Intern. Congress on Applications of Laser & Electro-Optics (ICALEO 2017) Atlanta GA USA (2017) paper no. M903

Czotscher, T; Vollertsen, F
Analysis of melting and melt expulsion during nanosecond pulsed laser ablation
Proc. of the 9th International Conference on Photonic Technologies (LANE 2016).
Physics Procedia 83 (2016) 53-61

Czotscher, T
Forming behaviour of micro-structured aluminium sheets
WGP Congress 2016 - Progress in Production Engineering, eds. Jens P. Wulfsberg, M. Fette, T. Montag. Advanced Material Research TransTech Publications, Pfaffikon/Switzerland (2016) ISSN: 1022-6680

Rathmann, L; Czotscher, T; Radel, T; Vollertsen, F
Investigation on water as lubricant in combination with a structured tool surface in micro metal
International Deep Drawing Research Group (IDDRG) 2020

Veenaas, S; Vollertsen, F; Czotscher, T
Joining by laser induced shock waves of aluminum and plastics
Proc. of the 22nd International Conference on Material Forming (ESAFORM 2019). AIP Conf Proc 2113:1–6. doi: 10.1063/1.5112634

Beiträge auf Konferenzen

Czotscher, T; Vollertsen, F
Process stability of laser induced plasma for hardness measurements
Lasers in Manufacturing (LIM17) eds.: L. Overmeyer, U. Reisgen, A. Ostendorf, M. Schmidt (2017) USB

Beiträge in Zeitschriften

Czotscher, T; Mattulat, T
Laser processing of aluminium sheets with low heat related deformations for deep drawing
Journal for Technology of Plasticity 42, 2 (2017) 1-10

Czotscher, T
Umformen, Fügen, Schneiden und Messen mit nur einem Laser - die abtragsfreie Laserschockbearbeitung
Laser Magazin 4 (2017) 6-8

Czotscher, T; Veenaas, S; Vollertsen, F
Possibilites to characterise laser induced shockwaves
Journal for Technology of Plasticity 42, 1 (2017) 1-7

Czotscher, T; Stephen, A; Vollertsen, F
Elektronenoptische Weitwinkellinsen fertigen
UMFORMtechnik 2 (2017) 13

Czotscher, T; Vollertsen, F
Hoch transmissive metallische Sensorkomponenten hergestellt durch Laserperforieren und Umformen von Feinblechen
Laser Magazin 3 (2016) 13-14

Mittelstädt, C; Blanke, N; Czotscher, T; Freiße, H; Halisch, C; Schultz, V; Simic, A; Stephen, A; Tyralla, D; Vetter, K; Bergmann, R B
Aktuelle Forschungsthemen zum Laserstrahleinsatz
Schweißen und Schneiden 70, 9 (2018) 650-657

Simons, M; Rusche, T; Radel, T; Czotscher, T; Vollertsen, F
UKP-Laserbasierte Herstellung von Netzen unterschiedlicher Transmissionsgrade
wt-online

Valentino, T; Radel, T; Vollertsen, F
Hochgeschwindigkeits-Härteprüfung
mo Magazin für Oberflächentechnik 74, 8/9 (2020) 48-51

Vorträge

Czotscher, T
Prozessbeobachtung von laserschockbasierten Prozessen mittels Schlierenverfahren
11. Laseranwenderforum (LAF 2018) Bremen (28.11.2018)

Studentische Arbeiten

In der vorliegenden Arbeit sind Ergebnisse enthalten, die im Rahmen der Betreuung folgender studentischer Arbeiten entstanden sind:

Akram, W
Influence of radiation angle and position accuracy of systems on hardness indentation reproducibility, 2018

Ehrlich, T
Defintion einer Qualitätszahl für Härtemessverfahren, 2019

Gauchan, S
Untersuchung der laserinduzierten Schockwelle anhand des Pendelversuchs, 2018

Höhmann, M; Schünemann, K; Wentzler, J; Wünderlich, T
Prozesseinflüsse auf die laserinduzierte Härtemessung, 2019

Mohsin, L
Influence of Geometry and Surface Properties on Laser-Induced Plasma, 2017

Muthusamy, G
Process monitoring of laser-induced plasma in dependence of laser-impact angle, 2017

Shilong, W; Siemer, T
Thermischer Einfluss laser-induzierter Schockwellen für die Härtemessung, 2017

Sohaliya, B
Correlation between laser-induced indenations on material surface and hardness measurements, 2017

Von Schwerdtner, F
Beeinflussung des Druckstoßes durch Einschränkung der Schockwellenausbreitung, 2018

Wirtz, C
Nutzarbeit bei der laserinduzierten Schockwellen-Eindringprüfung, 2020

Wünderlich, T
Energieübertragung von laserinduzierten Schockwellen auf Prüfkörper, 2017

Anhang

Inhaltsverzeichnis

A1 Härte- und Zugfestigkeitswerte verwendeter Werkstoffe..... 127

A2 MATLAB-Code zur Bestimmung der charakteristischen Werte. 129

A3 Bestimmung charakteristischer Korrelationen..... 136

A4 Anmerkung..... 137

A1 Härte- und Zugfestigkeitswerte verwendeter Werkstoffe

Durch das Leibniz-Institut für Werkstofforientierte Technologien in Bremen wurden 30 ausscheidungshärtbare und wärmebehandelte Aluminiumlegierungen und die dazugehörigen Zugfestigkeiten und Härtewerte bereitgestellt [Tön19]. Während des Abschreckens in Wasser wurden die Proben in ein zirkulierendes Wasserbad mit einer Temperatur von 20 °C getaucht. Die Polymerabschreckung erfolgte in ähnlicher Weise wie die Wasserabschreckung. Während der Luftkühlung wurden die Proben langsam mit einem Luftgebläse abgekühlt. Sowohl die Zugproben als auch die kleinen Rundproben wurden jeweils in derselben Charge wärmebehandelt. Diese wurden genauso wie die Zugflachproben (l_t = 170,0 mm und l_b = 12,5 mm) durch Erodieren aus einem gewalzten Blech herausgetrennt und wärmebehandelt.

Außerdem wurden 120 unterschiedliche Fe-C-Cr-Werkstoffzusammensetzungen durch das Max-Planck-Institut für Eisenwerkstoffe in Düsseldorf mit entsprechenden Härtewerten und Zugfestigkeiten bereitgestellt, die in [Bar²19] aufgeführt sind. Die Fe-C-Cr-Werkstoffe sind dabei in ihrem Kohlenstoff- und Chromgehalt variiert worden. Die Zugversuche erfolgen nach dem Rapid-Alloy-Prototyping-Verfahren [Spr12].

Tabelle A.1: Härte und Zugfestigkeit der am BIAS metallographisch untersuchten Proben

Werkstoff	Härte in HV1	Zugfestigkeit in MPa
Al99.5 (EN AW-1050)	35	116
EN AW-2024	95	-
EN AW-5083	78	320
EN AW-5182	74	-
EN AW-5754	77	-
EN AW-6016	86	-
EN AW-6082 T4	97	-
EN AW-6082 T6	106	340
EN AW-7020	120	350
EN AW-7050	181	-
AlMg0,4	87	320
X5CrNi18-10	164	-
100Cr6	131	-
C15	110	-
C45	147	-
C45 gehärtet	708	-
DC04	106	281
S235	127	391
X5CrNi18-10	111	-

Tabelle A.2: Wärmebehandelte Proben (Grundzustand EN AW-6082 T6). Die Lösungstemperatur T_s, die Lösungszeit t_s, das Abschreckmedium QM, die Alterungstemperatur T_a und die Alterungszeit t_a wurden nach einem D-optimalen Versuchsplan variiert [Tön19]

No.	T_s in °C	t_s in h	QM	T_a in °C	t_a in h	Härte in HV1	Zugfestigkeit in MPa
1	500	0,25	Wasser	100	20	72	263
2	500	0,25	Wasser	240	2	77	226
3	500	0,25	Gas	100	2	69	196
4	500	0,25	Gas	170	11	59	247
5	500	0,25	Gas	240	20	59	199
6	500	0,25	Polymer	240	20	60	285
7	500	2,13	Polymer	100	2	65	243
8	500	4	Wasser	100	2	67	244
9	500	4	Wasser	240	20	61	291
10	500	4	Gas	100	20	67	260
11	500	4	Gas	240	2	63	316
12	500	4	Polymer	100	20	66	370
13	500	4	Polymer	170	2	95	233
14	530	0,25	Polymer	100	11	103	234
15	530	2,13	Gas	170	20	96	297
16	530	4	Gas	100	2	73	337
17	530	4	Polymer	240	2	84	308
18	560	0,25	Wasser	100	2	80	191
19	560	0,25	Wasser	240	20	64	194
20	560	0,25	Gas	100	20	75	272
21	560	0,25	Gas	240	2	74	253
22	560	0,25	Polymer	170	20	119	258
23	560	0,25	Polymer	240	11	71	276
24	560	2,13	Polymer	240	11	64	214
25	560	4	Wasser	100	20	86	307
26	560	4	Wasser	240	2	83	253
27	560	4	Gas	100	11	73	302
28	560	4	Gas	240	20	63	223
29	560	4	Polymer	100	2	77	293
30	560	4	Polymer	240	20	67	225

A2 MATLAB-Code zur Bestimmung der charakteristischen Werte

```
% After running the application it will create a figure, showing the different steps that have been made to calculate
the parameters of the indentation (e.g. the intersection of actual surface of the sample and an interpolated surface
level Matrix), these will also be displayed and additionally be saved to a file (csv format) with the same name as the
original csv file, with the extension “Erg”.
close all;      % close all figure windows except those created by imtool
imtool close all; % close all figure windows created by imtool
workspace;                  % make sure the workspace panel is showing
indenterDiameter = inputdlg('Please enter the indenter diameter in mm','Ball Diameter',1,{'3'});
% selection of the “Druckreflektionszelle” that has been used for the indentation
confinement = [
   "ohne", ...
   "DRZ_HK_de4_da6_h3.65", ...
   "DRZ_B_d3_h6", ...
   "DRZ_B_d3_h7.8", ...
   "DRZ_B_d3_h8", ...
   "DRZ_B_d3_h10", ...
   "DRZ_B_d3_h12", ...
   "DRZ_B_d3_h14", ...
   "DRZ_B_d3_h16", ...
   "DRZ_B_d3_h8_o", ...
   "DRZ_P_de3_da8_f10_h11", ...
   "DRZ_P_de3_da6_f5_h6"];
confForceArr0 = [0,0,0,0,0,0,0,0,0,0, 23.296, 0,0];
confForceArr5 = [0,0,0,0,0,0,0,0,0,0, 27.911, 0,0];
confForceArrNeg10 = [0,0,0,0,0,0,0,0,0,0, 12.437, 0,0];
confForceArr10 = [0,0,0,0,0,0,0,0,0,0, 28.624, 0,0];
[conf, ok] = listdlg('PromptString','Select a confinement unit:',...
   'SelectionMode','single',...
   'InitialValue', 10, ...
   'ListString',confinement);
confForce = 0;
Fokuslage = inputdlg('Please enter the focal position mm','Focal Position',1,{'10'});
if indenterDiameter{1,1} == '3'
   if Fokuslage{1,1} == '0'
      confForce = confForceArr0(conf);
   elseif Fokuslage{1,1} == '10'
      confForce = confForceArr10(conf);
   elseif Fokuslage{1,1} == '5'
      confForce = confForceArr5(conf);
   end
end
% read the Confocal Microscopy Image of the indentation (height profile in BMP file format, % processed in VK
Analyzer, Version 3.4.0.1)
image1 = uigetfile('*.bmp','Select the bmp image file');
rgbImage = imread(image1);
% read the Confocal Microscopy Image of the indentation, corresponding with the above Image (height profile in csv
file format, processed in VK Analyzer, Version 3.4.0.1)
data1 = uigetfile('*.csv','Select the csv file corresponding to the picture');
[filepath,filename,ext] = fileparts(data1);
[num,txt,raw] = xlsread(data1);
xlsname = cat(2, filename, '.xlsx');
if exist(xlsname, 'file') == 2
else
   xlswrite(xlsname,raw);
end
% define cells where the height profile data are located ind the csv file
data = xlsread(xlsname, 'A53:BZT1588');
% unit length scaling the value of parameters to µm (indenter diameter, X, Y, Z axis values from csv file)
indenterDiameterDouble = str2double(indenterDiameter{1,1})*1000;
XY_calibrationNM = xlsread(xlsname, 'B41:B41');
XY_calibration = XY_calibrationNM/1000;
Z_calibrationNM = xlsread(xlsname, 'B42:B42');
Z_calibration = Z_calibrationNM/1000;
% scale the intensity of the input data in the range [0, 1]
scale = (data - min(data(:))) ./ (max(data(:)) - min(data(:)));
```

```
gray = im2uint8(scale);
% convert the image (BMP file format) into grayscale image
grayImage = rgb2gray(rgbImage);
% get the dimensions of the image for further calculations
[imageHeight,imageWidth] = size(grayImage);
% display generated images
figure;
subplot(3,4,1);
imshow(rgbImage, []);
title('Heigth Profile (BMP file)', 'FontSize', 12);
subplot(3,4,2);
imshow(gray,[]);
title('Heigth Profile (csv file)', 'FontSize', 12);
% Set Image Intensity Limits Automatically (Contrast Adjustment)
gray2  = imadjust(gray, stretchlim(gray),[0 1]);
% create binary image by using threshold value (this binary image is only used find the centroid of the indentation
and to estimate it's actual radius)
avg = 0.5*mean(gray2(:))/255;
binaryImage = imcomplement(imbinarize(gray2,avg));
% remove all small objects around the indentation
objectsRemoved = bwareaopen(binaryImage, round(pi*(imageHeight/18)^2));
% find the centroids
props = regionprops(objectsRemoved, 'Centroid', 'EquivDiameter');
xyCentroids = [props.Centroid];
xCentroids = xyCentroids(1:2:end);
yCentroids = xyCentroids(2:2:end);
% count white pixels to estimate radius of the indentation (with safety factor 1,75)
numWhitePixels = sum(objectsRemoved(:));
estimRadius = round(1.75*sqrt(numWhitePixels/pi));
% create circular mask: Centroid = Center, with estimated radius
[xgrid, ygrid] = meshgrid(1:imageWidth, 1:imageHeight);
mask1 = ((xgrid-xCentroids).^2 + (ygrid-yCentroids).^2) <= estimRadius.^2;
m1PixelValues = sum(gray2(mask1));
% plot over the original image
subplot(3,4,1);
hold on;
visboundaries(mask1, 'color','g');
% calculate the minimal border distance from centroid
borderDistances = [yCentroids, (imageHeight-yCentroids), xCentroids, (imageWidth-xCentroids)];
minBorderDistance = min(borderDistances);
% create circular Mask: Centroid = Center, minimal Border Distance = radius
mask2 = ((xgrid-xCentroids).^2 + (ygrid-yCentroids).^2) <= (minBorderDistance).^2;
m2PixelValues = sum(gray2(mask2));
m2PixelCount = pi*minBorderDistance^2;
% plot over the original image
subplot(3,4,1);
hold on;
visboundaries(mask2, 'color','b');
% create cirucla 4 masks in the corners of the image, which will serve to create a 3D-Matrix % that represents the
average sample surface level around the indentation. The Matrix will be created by calculation of the mean intensity
values (i.e. Z-coordinate values which represent the height) of the 4 masks and interpolation through these points
(corresponding X-,Y, coordinates are the actual corner coordinates of the Image).
propHeight = 16;
maskP1 = ((xgrid-(imageWidth-(imageHeight/propHeight))).^2 + (ygrid-(imageHeight/propHeight)).^2) <=
(imageHeight/propHeight).^2;
maskP2 = ((xgrid-(imageHeight/propHeight)).^2 + (ygrid-(imageHeight/propHeight)).^2) <=
(imageHeight/propHeight).^2;
maskP3 = ((xgrid-(imageHeight/propHeight)).^2 + (ygrid-(imageHeight-(imageHeight/propHeight))).^2) <=
(imageHeight/propHeight).^2;
maskP4 = ((xgrid-(imageWidth-(imageHeight/propHeight))).^2 + (ygrid-(imageHeight-
(imageHeight/propHeight))).^2) <= (imageHeight/propHeight).^2;
subplot(3,4,1);
hold on;
visboundaries(maskP2, 'color','g');
visboundaries(maskP1, 'color','g');
visboundaries(maskP4, 'color','g');
visboundaries(maskP3, 'color','g');
```

```
hold off;
% sum the intensity values in each mask
mP1PixelValues = sum(gray2(maskP1));
mP2PixelValues = sum(gray2(maskP2));
mP4PixelValues = sum(gray2(maskP4));
mP3PixelValues = sum(gray2(maskP3));
pixelAmountMask = pi*(imageHeight/propHeight).^2;
% Use mean intensity value as Z-Coordinate of corner points for the surface level matrix a safety factor is applied to
make sure the matrix is not located above the actual surface
safetyF = 0.98;
zP2 = safetyF*(mP2PixelValues/pixelAmountMask)/255;
zP1 = safetyF*(mP1PixelValues/pixelAmountMask)/255;
zP4 = safetyF*(mP4PixelValues/pixelAmountMask)/255;
zP3 = safetyF*(mP3PixelValues/pixelAmountMask)/255;
pX = [imageWidth,1,1,imageWidth];
pY = [1,1,imageHeight,imageHeight];
pZ = [zP1,zP2,zP3,zP4];
% interpolate matrix to through the calculated points
interpMat = griddata(pX,pY,pZ,xgrid,ygrid);
% convert grayscale image into matrix with double precision values
surfaceProfile = smoothdata(im2double(gray2));
% plot together interpolated matrix and matrix representing the actual sample surface
subplot(3,4,[7,8,11,12]);
mesh(xgrid,ygrid,surfaceProfile,'FaceColor','b', 'FaceAlpha',0.5, 'EdgeColor','none');
title('Surface Plot and Interpolated Surface Level Matrix (3D)', 'FontSize', 11);
hold on;
mesh(xgrid,ygrid,interpMat);
hold off;
% calculate the intersection between actual sample surface and interpolated matrix to get the indentation contours at
surface level
intersectMat = surfaceProfile-interpMat;
level = [0,0];
subplot(3,4,3);
[contMatrix,h] = contour(intersectMat,level);
title('Indentation Contours at Surface Level', 'FontSize', 11);
set(gca,'ydir','reverse')
% extract the X,Y-Coordinates of the intersection from contour function use getContourLineCoordinates© (file with
the function must be located in the same folder to make the code work)
contourTable = getContourLineCoordinates(contMatrix);
xCoordinates = contourTable{:,3};
yCoordinates = contourTable{:,4};
% convert column vectors containing coordinates to row vectors and creating a third row vector (same size)
containing only ones
xCoordinatesRow = round(xCoordinates).';
yCoordinatesRow = round(yCoordinates).';
zOnes = ones([1, numel(xCoordinatesRow)]);
% create a new binary matrix that only contains the intersection contours (ones)
[~,iy] = ismember(yCoordinatesRow,1:imageHeight);
[~,ix] = ismember(xCoordinatesRow,1:imageWidth);
s = size(zOnes,1);
out = zeros([imageHeight,imageWidth,s]);
out(sub2ind(size(out),repmat(iy,1,s),repmat(ix,1,s),repelem(1:size(zOnes,1),numel(zOnes)))) = zOnes';
% final binary image that is used to calculate the size  of the indentation
finalBinaryImage = mat2gray(out);
subplot(3,4,4);
imshow(finalBinaryImage);
title('Indentation Contours at Surface Level (Binary)', 'FontSize', 11);
% set pixels outside the circular ROI (estimated Radius with safety factor) to 0 circle from the center
ROI = (xgrid-xCentroids).^2+(ygrid-yCentroids).^2 > estimRadius^2;

% set black color to pixels located outside the mask
finalBinaryImage(ROI) = 0;
% dilate the image
object = imdilate(finalBinaryImage,strel('disk',1));
subplot(3,4,5);
imshow(object);
title('Dilated Image', 'FontSize', 12);
% fill holes in the binary image
```

```
fillHole = imfill(object,'holes');
% remove all small objects around the indentation
objectsRemoved3 = bwareaopen(fillHole, round(pi*(imageHeight/18)^2));
% get the coordinates of the boundary of the indentation and plotting the boundary over the image in BMP format
structBoundaries = bwboundaries(objectsRemoved3);
xy = structBoundaries{1};
xCoordinatesInd = xy(:, 2);
yCoordinatesInd = xy(:, 1);
subplot(3,4,1);
hold on;
plot(xCoordinatesInd, yCoordinatesInd, 'LineWidth', 1);
% mask the image by keeping the part of the image that's inside the mask, zero outside mask
blackMaskedObject = gray;
blackMaskedObject(~objectsRemoved3) = 0;
% compute the area, equivalent diameter, centroid and center of mass
measurements = regionprops(objectsRemoved3, blackMaskedObject, ...
    'Area','Centroid','WeightedCentroid','MajorAxisLength','MinorAxisLength','EquivDiameter');
area = measurements.Area;
centroid = measurements.Centroid;
centerOfMass = measurements.WeightedCentroid;
equivDiameter = measurements.EquivDiameter;
majorAxis = measurements.MajorAxisLength;
minorAxis = measurements.MinorAxisLength;
t = struct2table(measurements);
% X,Y- coordinates of centroid of image
xCentroid = centerOfMass(:,1);
yCentroid = centerOfMass(:,2);
% find the column and row number nearest to the centroid
xCentroidColumn = int32(xCentroid);
yCentroidRow = int32(yCentroid);
% put up crosses at the centroid and the center of mass
subplot(3,4,6);
imshow(objectsRemoved3);
title('Centroid and center of mass', 'FontSize', 12);
hold on;
plot(centroid(:,1), centroid(:,2), 'r*','MarkerSize', 15, 'LineWidth', 2);
plot(centerOfMass(:,1), centerOfMass(:,2), 'b*','MarkerSize', 10, 'LineWidth', 2);
% displaying the height profile (csv file) with planar vectors (X-,Y- Coordinates) that pass through the centroid of the
indentation vertically, horizontally and diagonally. From the intensity values (i.e. the height values/ Z-Coordinates)
corresponding to the points that belong to the vectors, 2 dimensional intensity profiles are created.
subplot(3,4,9);
imshow(gray);
% (X,Y-) coordinates for planar vector, passing through the centroid vertically
topPoint = 1;
bottomPoint = imageHeight;
hold on;
plot([xCentroidColumn(1), xCentroidColumn(1)], [topPoint, bottomPoint], 'b-', 'LineWidth', 1);
% (X,Y-) coordinates for planar vector, passing through the centroid
% horizontally
leftPoint = 1;
rightPoint = imageWidth;
hold on;
plot([leftPoint, rightPoint], [yCentroidRow(1), yCentroidRow(1)], 'b-', 'LineWidth', 1);
% (X,Y-) coordinates for planar vectors, passing through the centroid
% diagonally
xFirst = 1;
xLast = imageWidth;
yFirst = 1;
yLast = imageHeight;
hold on;
plot([xFirst, xCentroidColumn(1), xLast], [yFirst, yCentroidRow(1), yLast], 'b--', 'LineWidth', 1);
hold on;
plot([xFirst, xCentroidColumn(1), xLast], [yLast, yCentroidRow(1), yFirst], 'b--', 'LineWidth', 1);
title('Intensity profile lines (2D)', 'FontSize', 12);
hold off;
% create planar vecors from above generated points
xi = [xCentroidColumn;xCentroidColumn];
```

```
yi = [topPoint;bottomPoint];
xj = [leftPoint;rightPoint];
yj = [yCentroidRow;yCentroidRow];
xm = [xFirst;xCentroidColumn;xLast];
ym = [yFirst;yCentroidRow;yLast];
xn = [xFirst;xCentroidColumn;xLast];
yn = [yLast;yCentroidRow;yFirst];
% convert the values in the vectors to double precision values
xi = double(xi);
yi = double(yi);
xj = double(xj);
yj = double(yj);
xm = double(xm);
ym = double(ym);
xn = double(xn);
yn = double(yn);
% get the intensity profiles (i.e. height profiles) along the planar vectors
profile1 = improfile(data,xi,yi);
profile2 = improfile(data,xj,yj);
profile3 = improfile(data,xm,ym);
profile4 = improfile(data,xn,yn);
% the value 40 determines the width of the smoothing window
prof1 = smoothdata(profile1,'gaussian',40);
prof2 = smoothdata(profile2,'gaussian',40);
prof3 = smoothdata(profile3,'gaussian',40);
prof4 = smoothdata(profile4,'gaussian',40);
% selection of the intensity values before and after center point of profile
profile1_midpoints = prof1(yCentroidRow-5:yCentroidRow+5);
profile2_midpoints = prof2(xCentroidColumn-5:xCentroidColumn+5);
profile3_midpoints = prof3(xCentroidColumn-5:xCentroidColumn+5);
profile4_midpoints = prof4(xCentroidColumn-5:xCentroidColumn+5);
% calculate the minimum intensity value (i.e. minimal height)
midpoint1 = mean(profile1_midpoints);
midpoint2 = mean(profile2_midpoints);
midpoint3 = mean(profile3_midpoints);
midpoint4 = mean(profile4_midpoints);
midpoint = min([midpoint1,midpoint2,midpoint3,midpoint4]);
% break all profiles from center point of object
pr1 = prof1(1:yCentroidRow);
pr2 = prof1(yCentroidRow:end);
pr3 = prof2(1:xCentroidColumn);
pr4 = prof2(xCentroidColumn:end);
pr5 = prof3(1:xCentroidColumn);
pr6 = prof3(xCentroidColumn:end);
pr7 = prof4(1:xCentroidColumn);
pr8 = prof4(xCentroidColumn:end);
% calculate maximum intensity values (i.e. max. height)
maxpoint1 = max(pr1);
maxpoint2 = max(pr2);
maxpoint3 = max(pr3);
maxpoint4 = max(pr4);
maxpoint5 = max(pr5);
maxpoint6 = max(pr6);
maxpoint7 = max(pr7);
maxpoint8 = max(pr8);
max1 = mean([maxpoint1,maxpoint3,maxpoint5,maxpoint7]);
max2 = mean([maxpoint2,maxpoint4,maxpoint6,maxpoint8]);
maxpoint = mean([max1,max2]);
% depth of indentation including the pile-up height
p_depth1 = maxpoint - midpoint;
% remove zeroes from the array of the intensity values
prof1(prof1==0) = [];
prof2(prof2==0) = [];
prof3(prof3==0) = [];
prof4(prof4==0) = [];
% intensity values at the surface level of material
surface_intensity1 = prof1(1:10);
```

```
surface_intensity2 = prof2(1:20);
surface_intensity3 = prof3(1:30);
surface_intensity4 = prof4(1:30);
surface_intensity5 = prof1(end-9:end);
surface_intensity6 = prof2(end-19:end);
surface_intensity7 = prof3(end-29:end);
surface_intensity8 = prof4(end-29:end);
surface_point1 = mean(surface_intensity1);
surface_point2 = mean(surface_intensity2);
surface_point3 = mean(surface_intensity3);
surface_point4 = mean(surface_intensity4);
surface_point5 = mean(surface_intensity5);
surface_point6 = mean(surface_intensity6);
surface_point7 = mean(surface_intensity7);
surface_point8 = mean(surface_intensity8);
surface_point =
mean([surface_point1,surface_point2,surface_point3,surface_point4,surface_point5,surface_point6,surface_point7,su
rface_point8]);
% calculate the depth of indentation
p_depth2 = surface_point - midpoint;
% calculate the pile-up height
pile_height = p_depth1 - p_depth2;
% plot the intensity profile
subplot(3,4,10);
plot(profile2, 'LineWidth', 2);
grid on;
title('2D Intensity profile along line', 'FontSize', 12);
ylabel('Gray level', 'FontSize', 12);
xlabel('Pixels along line', 'FontSize', 12);
hold off;
% the indentation evaluation
P_area = area*(XY_calibration^2);  % penetration area over pixels(µm)
P_depth = p_depth2*Z_calibration; % depth of indentation(µm)
P_diameter = equivDiameter*XY_calibration;  % diameter of indentation(µm)
r = P_diameter/2;              % one-half the penetration diameter(µm)
full_depth = p_depth1*Z_calibration; % depth of indentation including the pile-up height(µm)
pile_up_height = pile_height*Z_calibration; % the pile-up height(µm)
% Calculate the depth of penetration using formula of conventional Brinell method
d = P_diameter;  % the penetration diameter in µm
D = indenterDiameterDouble;   % the ball diameter in mm
depth = (D/2) - sqrt((D/2)^2-(d/2)^2); % the theoretical depth in µm
depthConv = depth;  % the theoretical penetration depth(using formula) in µm
Table = table(indenterDiameterDouble,P_area,P_diameter,P_depth,full_depth,pile_up_height,depthConv);
depthDiff = P_depth - depthConv;
% Report the evaluated results if there is a known force
if confForce == 0
   message = sprintf('Area of indentation(µm²) = %.2f\nEquivalent diameter of indentation(µm) = %.2f\nDepth of
indentation(µm) = %.2f\nDepth of indentation including the pile_up height(µm) = %.2f\nThe pile-up height(µm) =
%.2f\nDepth of indentation using formula(µm) = %.2f\nDifference between measured and calculated depth(µm) =
%.2f', ...
   P_area, P_diameter, P_depth, full_depth, pile_up_height, depthConv, depthDiff);
   msgbox(message);
   header = ["Eindruckfläche [µm²]", "Eindruckdurchmesser [µm]", "Gemessene Tiefe [µm]","Höhe PileUp [µm]",
"Theoretische Tiefe aus Kugeldurchmesser [µm]", "max. Kraft [N]"];
   L = [P_area, P_diameter, P_depth, pile_up_height, depthConv, confForce];
ergName = cat(2, filename, 'Erg', '.csv');
   result = fopen(ergName, 'w');
   for c = 1:4
      fprintf(result,'%s', header(c));
      fprintf(result,'%c', ';');
   end
   fprintf(result,'%s\n', header(5));
   for c = 1:4
      fprintf(result,'%.2f', L(c));
      fprintf(result,'%c', ';');
   end
   fprintf(result,'%0.2f', L(5));
```

```
    fclose('all');
else
    message = sprintf('Area of indentation(µm²) = %.2f\nEquivalent diameter of indentation(µm) = %.2f\nDepth of
indentation(µm) = %.2f\nDepth of indentation including the pile_up height(µm) = %.2f\nThe pile-up height(ÂµÂµm) =
%.2f\nDepth of indentation using formula(µm) = %.2f\nDifference between measured and calculated depth(µm) =
%.2f', ...
    P_area, P_diameter, P_depth, full_depth, pile_up_height, depthConv, depthDiff);
    msgbox(message);
    header = ["Eindruckflaeche [µm²]", "Eindruckdurchmesser [µm]", "Gemessene Tiefe [µm]","Höhe PileUp [µm]",
"Theoretische Tiefe aus Kugeldurchmesser [µm]", "max. Kraft [N]"];
    L = [P_area, P_diameter, P_depth, pile_up_height, depthConv, confForce];
    ergName = cat(2, filename, 'Erg', '.csv');
    result = fopen(ergName, 'w');
    for c = 1:5
        fprintf(result,'%s', header(c));
        fprintf(result,'%c', ';');
    end
    fprintf(result,'%s\n', header(6));
    for c = 1:5
        fprintf(result,'%.2f', L(c));
        fprintf(result,'%c', ';');
    end
    fprintf(result,'%0.2f', L(6));
    fclose('all');
end
```

A3 Berechnung des Korrelationskoeffizienten

Aus dem Eindruck werden charakteristische Werte ermittelt und über eine Korrelationsanalyse diejenigen identifiziert, die Rückschlüsse auf mechanische Werkstoffeigenschaften zulassen. Die Korrelation zwischen ermittelten charakteristischen Werten *X* und den Werkstoffkennwerten *Y* wird über die Pearson-Produkt-Moment-Korrelation (Pearson-Korrelation) berechnet. Über die Pearson-Korrelation wird ein Korrelationskoeffizient κ_p ermittelt, welcher eine quantitative Bewertung für den Grad des linearen Zusammenhangs zwischen zwei Variablen erlaubt [Pea95].

$$\kappa_p = \frac{\sum_{i=1}^{i}(x_i-\bar{x})\cdot(y_i-\bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{i}(x_i-\bar{x})^2}\cdot\sqrt{\sum_{i=1}^{i}(y_i-\bar{y})^2}} \tag{A.1}$$

Der Korrelationskoeffizient κ_p ist dimensionslos und kann Werte zwischen -1 und +1 annehmen. Hier sind x_i und y_i einzelne gepaarte Messwerte aus den jeweiligen Datensätzen (charakteristische Werte *X* und Werkstoffkennwert *Y*) und i ist die Gesamtzahl der Paarungen; $\bar{x}$ und $\bar{y}$ sind die Mittelwerte der Messwerte aus den Datensätzen *X* und *Y*.

Bei $\kappa_p = 1$ besteht ein perfekt positiver Zusammenhang zwischen den beiden Messgrößen und bei $\kappa_p = -1$ existiert ein perfekt negativer Zusammenhang zwischen den beiden Messgrößen. Nimmt der Korrelationskoeffizient den Wert $\kappa_p = 0$ an, so liegt keine Korrelation vor. Nach Cohen liegt eine schwache Korrelation vor, wenn der Korrelationskoeffizient sich auf einen Wert zwischen -0,1 und 0,1 beläuft [Coh88]. Korrelationskoeffizienten $\kappa_p > 0{,}5$ und $\kappa_p < -0{,}5$ bedeuten eine starke Korrelation. Korrelationskoeffizienten, die sich zwischen einer starken und einer schwachen Korrelation befinden, beschreiben eine moderate Korrelation.

A4 Anmerkung

Die in den Bildern unten links in der Ecke gemachten Angaben verweisen auf den Urheber des Bildes und das Jahr, in dem das jeweilige Bild erstellt wurde.

Reihe Strahltechnik im BIAS Verlag

Bisher erschienen:

Herausgegeben von Frank Vollertsen, Ralf Bergmann

Hannes Freiße
Hartpartikelverstärkte Oberfläche für das Trockentiefziehen eines hochlegierten Stahls
Strahltechnik Bd. 72, Bremen, 2020, ISBN 978-3-933762-66-5

Markus Prieske
Eignung von CVD-Diamantschichten für die Trockenumformung von Aluminium
Strahltechnik Bd. 71, Bremen, 2020, ISBN 978-3-933762-65-8

Hamza Messaoudi
Thermal conditions for laser chemical micro processing of metals
Strahltechnik Band 70, Bremen 2020, ISBN 978-3-933762-64-1

Tim Radel
Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen mit Schwingungsüberlagerung
Strahltechnik Band 69, Bremen 2020, ISBN 978-3-933762-63-4

Silke Huferath-von Lüpke
Produktionsbegleitende Messeinrichtung basierend auf digitaler Holografie
Strahltechnik Band 68, Bremen 2019, ISBN 978-3-933762-62-7

Salar Mehrafsun
Dynamisches Prozessverhalten bei der laserinduzierten thermochemischen Mikrostrukturierung von Metallen
Strahltechnik Band 67, Bremen 2018, ISBN 978-3-933762-61-0

Vijay V. Parsi Sreenivas
Material modifications due to nonlinear effects created by multiphoton absorption in single crystalline silicon
Strahltechnik Band 66, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-60-3

Peer Woizeschke
Eigenschaften laserstrahlgefügter Mischverbindungen aus Aluminium und Titan in Abhängigkeit der Kantengeometrie und Halbzeugstruktur
Strahltechnik Band 65, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-59-7

Henry Köhler
Schwingfestigkeit laserauftraggeschweißter legierter Stähle
Strahltechnik Band 64, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-58-0

Jörg Volpp
Dynamik und Stabilität der Dampfkapillare beim Laserstrahltiefschweißen
Strahltechnik Band 63, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-57-3

Colin Dankwart
High resolution of wave fields from measurements with unknown sensor positions and unknown phase shifts of the object wave
Strahltechnik Band 61, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-55-9

Edwin N. Kamau
Dynamic wave field synthesis: enabling the generation of field distributions with a large space-bandwidth product
Strahltechnik Band 60, Bremen 2016, ISBN 978-3-933762-54-2

Felix Möller
Wechselwirkung zwischen Lichtbogen und Laserstrahl beim Fügen von Aluminium
Strahltechnik Band 59, Bremen 2016, ISBN 978-3-933762-53-3

Simon Kibben
UV-laserbasierte Oberflächenfluorierung von Polymeren
Strahltechnik Band 58, Bremen 2016, ISBN 978-3-933762-52-8

Heiko Brüning
Prozesscharakteristiken des thermischen Stoffanhäufens in der Mikrofertigung
Strahltechnik Band 57, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-51-1

Michael Schwander
Lokale Diamantsynthese durch einen laserbasierten atmosphärischen CVD-PVD-Prozess
Strahltechnik Band 56, Bremen 2016, ISBN 978-3-933762-50-4

Marius Gatzen
Durchmischung beim Laserstrahltiefschweißen unter dem Einfluss niederfrequenter Magnetfelder
Strahltechnik Band 55, Bremen 2015, ISBN 978-3-933762-49-8

Frank Vollertsen, Hendrik Tetzel (Hrsg.)

Thermal Forming and Welding Distortion, Proceedings of the IWOTE‘14
Strahltechnik Band 54, Bremen 2014, ISBN 978-3-933762-48-1

Zhuo Tang
Heißrissvermeidung beim Schweißen von Aluminiumlegierungen mit einem Scheibenlaser
Strahltechnik Band 53, Bremen 2014, ISBN 978-3-933762-47-4

Martin Grden
Simulation thermischen Biegens mittels Gebietszerlegung
Strahltechnik Band 52, Bremen 2014, ISBN 978-3- 933762-46-7

Jens Sakkiettibutra
Modellierung thermisch bedingter Formänderungen und Eigenspannungen von Stählen zum Aufbau von geregelten Prozessen
Strahltechnik Band 51, Bremen 2013, ISBN 978-3-933762-45-0

Frank Buschenhenke
Prozesskettenübergreifende Verzugsbeherrschung beim Laserstrahlschweißen am Beispiel einer Welle-Nabe-Verbindung
Strahltechnik Band 50, Bremen 2013, ISBN 978-3-933762-44-3

Daniel Reitemeyer
Stabilisierung der Fokuslage beim Schweißen mit Faser- und Scheibenlasern
Strahltechnik Band 49, Bremen 2013, ISBN 978-3-933762-43-6

Steffen Neumann
Einflussanalyse beim single mode Faserlaserschweißen zur Vermeidung des Humping-Phänomens
Strahltechnik Band 48, Bremen 2012, ISBN 978-3-933762-42-9

Mostafa Agour
Determination of the complex amplitude of monochromatic light from a set of intensity observations
Strahltechnik Band 47, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-41-2

Andreas Stephen
Elektrochemisches Laser-Jet-Verfahren zur Mikrostrukturierung von Metallen
Strahltechnik Band 46, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-40-5

Michael Koerdt
Herstellung von integriert-optischen Sensorstrukturen in Polymersubstraten basierend auf Brechzahländerungen durch ultraviolette Laserstrahlung
Strahltechnik Band 45, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-39-9

Hanna Wielage
Hochgeschwindigkeitsumformen durch laserinduzierte Schockwellen
Strahltechnik Band 44, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-38-2

Claus Thomy
Dynamisches Prozessverhalten beim Laserstrahl-MSG-Hybridschweißen
Strahltechnik Band 43, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-37-5

Thomas Seefeld
Laser-Randschichtschmelzen mit erhöhter Prozessgeschwindigkeit am Beispiel von Aluminium-Zylinderlaufbahnen
Strahltechnik Band 42, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-36-8

Frank Vollertsen (Hrsg.)

Thermal Forming and Welding Distortion
Strahltechnik Band 41, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-35-1

Frank Vollertsen, Daniel Reitemeyer (Hrsg.)

Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends
Strahltechnik Band 40, Bremen 2010, ISBN 978-3-933762-34-4

Claas Falldorf
Bestimmung der komplexwertigen Amplitude von Wellenfeldern auf Basis des Prinzips der Selbstreferenz
Strahltechnik Band 39, Bremen 2010, ISBN 978-3-933762-33-7

Marc Baumeister
Dynamische Laser-Mikroperforation mit single-mode Faserlaser
Strahltechnik Band 38, Bremen 2009, ISBN 978-3-933762-31-3

Zhenyu Hu
Analyse des tribologischen Größeneffekts beim Blechumformen
Strahltechnik Band 37, Bremen 2009, ISBN 978-3-933762-30-6

Frank Vollertsen, Thomas Seefeld (Eds.)

Laserbearbeitung: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends
Strahltechnik Band 36, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-28-3

Torsten Baumbach
Untersuchungen zur vergleichenden, digitalen Holografie mit aktiver Wellenfrontmodifikation
Strahltechnik Band 35, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-27-6

Knut Partes
Hochgeschwindigkeitsbeschichten mit dem Laserstrahl
Strahltechnik Band 34, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-26-9

Hendrik Schulze Niehoff
Entwicklung einer hochdynamischen, zweifachwirkenden Mikroumformpresse
Strahltechnik Band 33, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-25-2

Thorsten Bothe
Grundlegende Untersuchungen zur Formerfassung mit einem neuartigen Prinzip der Streifenprojektion und Realisierung in einer kompakten 3D-Kamera
Strahltechnik Band 32, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-24-5

Frank Vollertsen, Jens Sakkiettibutra (Hrsg.)

Thermal Forming and Welding Distortion
Strahltechnik Band 31, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-23-8

Herausgegeben von Frank Vollertsen

Michael Kreimeyer
Verfahrenstechnische Voraussetzungen zur Integration von Aluminium-Stahl-Mischbauweisen in den Kraftfahrzeugbau
Strahltechnik Band 30, Bremen 2007, ISBN 978-3-933762-20-7

Carsten Wochnowski
UV-laser-basierte Erzeugung von planaren, polymeren Bragg-Multiplexer-Strukturen
Strahltechnik Band 29, Bremen 2007, ISBN 978-3-933762-19-1

Herausgegeben von Frank Vollertsen, Werner Jüptner

Frank Vollertsen, Thomas Seefeld (Hrsg.)
Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends
Strahltechnik Band 28, Bremen 2006, ISBN 978-3-933762-18-4

Frank Vollertsen (Hrsg.)
Prozessskalierung
Strahltechnik Band 27, Bremen 2005, ISBN 978-3-933762-17-7

Frank Vollertsen, Thomas Seefeld (Hrsg.)
Thermal Forming
Strahltechnik Band 26, Bremen 2005, ISBN 978-3-933762-16-0

Volker Kebbel
Untersuchung zur Erzeugung und Propagation ultrakurzer optischer Bessel-Impulse
Strahltechnik Band 25, Bremen 2004, ISBN 978-3-933762-15-3

Frank Vollertsen, Ferdinand Hollmann (Ed.)
Process Scaling
Strahltechnik Band 24, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-14-6

Emil Schubert
Untersuchungen zum Leichtbau mit Hilfe lasergestützter Mischbauweise
Strahltechnik Band 23, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-13-9

Christoph von Kopylow
Durchstimmbare Mikrokristall-Laser für die absolute Distanzinterferometrie
Strahltechnik Band 22, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-12-2

Carmen Theiler
Aufbau gradierter Nickelbasis-Chromkarbid-Verbundwerkstoffe durch Laserstrahl-Pulverbeschichten
Strahltechnik Band 21, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-11-5

Herausgegeben von Gerd Sepold, Werner Jüptner

Thomas Kreis (Hrsg.)
Werkzeug Laser – Industrieller Fortschritt durch wissenschaftliche Forschung
Strahltechnik Band 20, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-10-8

Gerd Sepold, Thomas Seefeld (Hrsg.)
Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends
Strahltechnik Band 19, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-09-2

Gerd Sepold, Florian Wagner, Jürgen Tobolski
Kurzzeitmetallurgie
Strahltechnik Band 18, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-08-5 (vergriffen)

Frank Elandaloussi
Modellgestützte Detektion und Analyse von Materialfehlern an technischen Objekten nach dem Prinzip „Erkennung durch Synthese“
Strahltechnik Band 17, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-07-8

Ingo Zerner
Prozessstabilisierung und Ergebnisse für das Laserstrahlfügen von Aluminium-Stahl-Verbindungen
Strahltechnik Band 16, Bremen 2001, ISBN 978-3-933762-05-4

Daniel Holstein
Ortsaufgelöste Charakterisierung von mechanischen Eigenschaften laserstrahlgeschweißter Verbindungen
Strahltechnik Band 15, Bremen 2001, ISBN 978-3-933762-04-7

Bernd Grubert
Untersuchung neuartiger Resonatorkonzepte für koaxiale Wellenleiterlaser
Strahltechnik Band 14, Bremen 2001, ISBN 978-3-933762-03-0

Martin Klassen
Prozessdynamik und resultierende Prozessinstabilitäten beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen
Strahltechnik Band 13, Bremen 2000, ISBN 978-3-933762-02-3

Ingo Engler
Verfahrenskombination Laserstrahlschweißen und -richten am Beispiel einer Titan-Leichtbaustruktur
Strahltechnik Band 12, Bremen 1999, ISBN 978-3-933762-01-6

Ulrike Mieth
Erscheinungsbild von Materialfehlern in holografischen Interferogrammen
Strahltechnik Band 11, Bremen 1998, ISBN 978-3-933762-00-9

Werner Jüptner (Hrsg.)
Laser von der Wissenschaft zur Anwendung
Strahltechnik Band 10, Bremen 1997, ISBN 978-3-9805011-4-9

Peter Andrä
Ein verallgemeinertes Geometriemodell für das Streifenprojektionsverfahren zur optischen 3D-Koordinatenmessung
Strahltechnik Band 9, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-9-4

Thomas Franz
Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Laser unter Wasser
Strahltechnik Band 8, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-8-7

Sigurd Weise
Heißrissbildung beim Laserstrahlschweißen von Baustählen
Strahltechnik Band 7, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-7-0

Gerd Sepold, Manfred Geiger (Hrsg.)
Strahl-Stoff-Wechselwirkung bei der Laserstrahlbearbeitung 2
Strahltechnik Band 6, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-6-3

Werner Jüptner, Gerd Sepold (Hrsg.)
Lasermaterialbearbeitung im Transportwesen
Strahltechnik Band 5, Bremen 1997, ISBN 978-3-9805011-5-6

Carolin Renate Radscheit
Laserstrahlfügen von Aluminium mit Stahl
Strahltechnik Band 4, Bremen 1997, ISBN 978-9805011-3-2

Jürgen Breuer
UV-lasergestütztes Vorbehandlungsverfahren zur gezielten Modifizierung der Oberflächen von Polypropylen
Strahltechnik Band 3, Bremen 1996, ISBN 978-3-9805011-2-5

Bernd Heidenreich
Beitrag zum Laserstrahlbrennschneiden von großen Stahlblechen
Strahltechnik Band 2, Bremen 1995, ISBN 978-3-9805011-1-8

Christian Binroth
Beitrag zur Prozessstabilität beim CO_2-Laserstrahlschweißen von Aluminium mit Zusatzwerkstoffen
Strahltechnik Band 1, Bremen 1995, ISBN 978-3-9805011-0-1