

VISUALISIERUNG VON LASER-MATERIAL-WECHSELWIRKUNGSPROZESSEN

André Streek, Kristian Kujawa, Lars Hartwig, Sascha Klötzer, Jörg Schille,
Udo Löschner, Robby Ebert, Bernhard Steiger, Horst Exner
Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida

Zum Verständnis von kurzzeitigen Laser-Material-Wechselwirkungsprozessen bedient man sich der Technik der Hochgeschwindigkeitskinematographie. Drei Arten von Laserwechselwirkungseffekten lassen sich mit der Hochgeschwindigkeitsaufnahmetechnik visualisieren. Zum einen das während eines Laserpulsereignisses auftretende laserinduzierte Plasma und zum anderen die durch das Plasma entstehenden und getriebenen Schockwellen mithilfe der sog. Schattenfotografie. Weiterhin wurde das laserinduzierte Plasma durch gezielte Überblendung und Filterung ausgeblendet um die materialseitige Wechselwirkungszone darzustellen.

1. Einleitung

Die Laser-Material-Wechselwirkung von hochintensiver ($I > 10^7 \text{ W/cm}^2$) Laserstrahlung entzieht sich der klassischen Betrachtung eines gleichförmigen Energieeintrages mit anschließender Dissipation. Bereits beim ersten Phasenübergang des Materials treten wesentliche Änderungen in den Wechselwirkungsprozessen, wie z. B. dem Anstieg / Abfall des Absorptionskoeffizienten oder des Reflektionsgrades auf. Bei weiterer Erhöhung der Intensität wird das Material in die Dampf- bzw. Gasphase überführt und letztendlich ionisiert. Dies bewirkt einen vormals nicht vorhandenen Energieabfluss infolge des Verlustes energiereichen Materials als Gas oder Dampf sowie der Volumenarbeit und führt somit wiederum zu einer Varianz des Laserwechselwirkungsprozesses. Teilweise lassen sich diese Einflüsse in Bezug auf den Gesamtprozess abschätzen. Weitaus schwieriger wird dies beim Übergang des ablatierten Materials in die Plasmaphase, da hierbei völlig neue und kurzzeitige physikalische Prozesse auftreten [1]. Ein laserbestrahltes Plasma kann gleichermaßen zwei Eigenschaften in sich vereinen es kann absorbierend oder reflektierend wirken [2]. Welche Eigenschaft auftritt hängt hierbei von der Anzahl und den effektiven Wirkungsquerschnitten der freien Ladungsträger ab. Allgemein kann ein Laserprozess durch die direkte Wirkung oder begleitende Effekte des Plasmas unterstützt, wie z. B. im Fall des Tiefschweißens durch die Bildung des nötigen Plasmakanals zur Verbringung der Energie in tiefere Materialschichten oder, zumeist bei ablatierenden Laserprozessen, behindert werden. Die genaue Kenntnis der räumlichen und zeitlichen Plasmawirkung und der begleitenden Effekte kann helfen Laserprozesse besser zu klassifizieren und hinsichtlich ihrer Effizienz zu optimieren.

2. Verwendete Technik

Als Aufnahmegerät kam eine Highspeed-Kamera HSFC-Pro der Firma PCO zum Einsatz. Diese verfügt intern über 4 getrennt trigger- und synchronisierbare Kameramodule mit einer minimalen Belichtungszeit von 3 ns. Jedes Kameramodul ist zu den anderen um eine minimale Schrittweite von 1 ns versetzt ansteuerbar. Der jeweilige CMOS-Sensor verfügt über 1280x1024 Pixel mit 12 Bit Auflösung. Zur Lichtverstärkung werden phosphorisierende

Photokathoden mit hoher Quantenausbeute sowie „Micro-Channel-Plates“ eingesetzt, welche eine bis zu 10000-fache Signalverstärkung ermöglichen. Um die entsprechend hohen Auflösungen bei langen Brennweiten zu erreichen kam ein Spiegelteleskop in der Bauform eines „Maksutov-Cassegrain-Teleskopes“ mit 500 mm Brennweite zum Einsatz. Durch das resultierende Abbildungsverhältnis von 1,2:1 kann eine minimale Auflösung von 16 μm bei einer Schärfentiefe von 0,2 mm erreicht werden.

Da mit der Kamera lediglich 4 Bilder gleichzeitig aufgenommen werden können, müssen längere Sequenzen aus mehreren Laserpulsen aufgenommen werden. Somit wird eine Laserquelle benötigt, die eine hohe „Puls zu Puls“-Stabilität aufweist. Für die Versuche wurde ein güteschaltbarer Nd:YAG-Laser der Firma Foba (F945) mit einer Wellenlänge von 1064 nm und einer Pulsdauer von 80 ns eingesetzt. Zur Fokussierung wurden 3 verschiedene F-Theta Objektive verwendet. Der resultierende Fokussdurchmesser sowie die zugehörigen Beugungsmaßzahlen sind in Tabelle 1 angegeben. Die auf der Materialoberfläche resultierende Intensität ergibt sich jeweils aus den gewählten Pulsspitzen- oder cw-Leistungen des Lasers dividiert durch die bestrahlte Fläche.

Tab. 1: verwendete Brennweiten und resultierende Laserkenndaten. (w_0 – Fokusradius; M^2 – Strahlpropagationsfaktor)

Brennweite	res. Laserkenndaten
56 mm	$M^2 = 1,36; w_0 = 11,8 \mu\text{m}$
101 mm	$M^2 = 1,24; w_0 = 19,7 \mu\text{m}$
256 mm	$M^2 = 1,10; w_0 = 50,4 \mu\text{m}$

3. Darstellung von laserinduzierten Plasmen

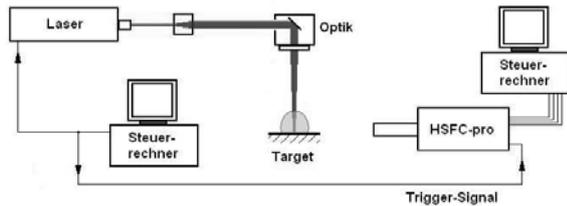


Abb. 1: schematische Aufbau zur Visualisierung von laserinduzierten Plasmen. Ein Steuerrechner löst Kamera und Laser gleichzeitig aus.

Zur direkten Abbildung von Plasmen wurde der Aufbau wie in Abb. 1 dargestellt verwendet. Hierbei wurde von einem Steuerrechner ausgehend der Laserpuls initiiert und die Kamera gleichzeitig gestartet. Wichtig für die exakte zeitliche Synchronisation zwischen Kamera und Pulsereignis ist die benötigte Zeit zur Erzeugung des Laserpulses im Lasergerät sowie dessen Laufzeit. Hierfür kann die Kamera mittels einer integrierten Schaltung verzögert ausgelöst werden. Diese variable Verzögerung kann mit einer Genauigkeit von 1 ns eingestellt werden. Mittels der Kamera können 4 Einzelbilder aufgezeichnet werden, die sich zusätzlich zeitlich relativ zum bereits verzögerten Startimpuls ebenfalls mit einer Genauigkeit von 1 ns verschieben lassen. Um längere Sequenzen des laserinduzierten Plasmas darzustellen werden bei den darauffolgenden Pulsen längere Startimpulsverzögerungen eingefügt. Somit werden die Auslösezeiten der Kameramodule kontinuierlich verschoben. Problematisch ist hierbei, wenn die Intensität oder das zeitliche Eintreffen des Pulses auf der Materialoberfläche infolge zeitlicher oder energetischer Fluktuationen innerhalb des Lasergerätes zu stark variiert. Eine Sequenz von lediglich 4 Einzelbildern kann den genauen Verlauf eines einzelnen Pulses nur bedingt wiedergeben. Somit wurden mithilfe der variablen Startverzögerung mehrere Pulse zu verschiedenen Zeitpunkten aufgenommen.

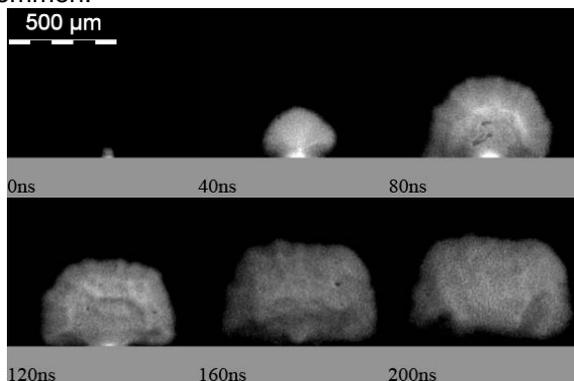


Abb. 2: laserinduziertes Plasma bei einer Intensität 0,6 GW/cm² bei einer sequenziellen Schrittweite von 40 ns. Deutlich ist ein Ablösen der Plasmawolke von der Materialoberfläche nach 160 ns zu erkennen.

Abbildung 2 zeigt eine Sequenz von 2 Laserpulsen aufgenommen mit einer Schrittweite von 40 ns bei einer Belichtungszeit von 30 ns. Zu erkennen ist,

dass das Plasma bis 80 ns relativ schnell expandiert. Im weiteren Verlauf nehmen die Expansionsgeschwindigkeit und auch die Leuchtdichte wieder ab. Bei Erhöhung der Intensität auf 3,6 GW/cm² sind nur unwesentliche Veränderungen im zeitlichen Verlauf des Plasmas zu erkennen [Abb. 3]. Einzig die Entwicklung des Plasmas scheint nach 40 ns verglichen zu Abb. 2 weiter fortgeschritten. Dies könnte jedoch auch auf die Effekte der zeitlichen Verschiebung bei der Pulserzeugung zurückzuführen sein, da nicht mit Sicherheit davon ausgegangen werden kann, dass das Lasergerät den Puls immer nach einer gleichbleibenden Zeit relativ zum Startimpuls emittiert [Abb. 3 (0 ns)].

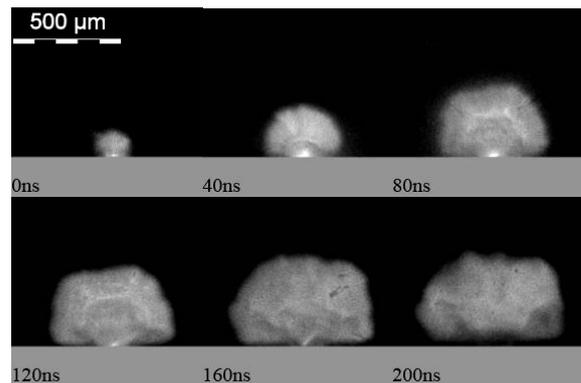


Abb. 3: laserinduziertes Plasma bei 3,6 GW/cm². Die leicht vergrößerte Plasmawolke bei 0 ns ist auf die zeitliche Varianz bei der Pulserzeugung zurückzuführen.

In jeder Aufnahme wirkt das Zentrum des Plasmas leicht von der Materialoberfläche abgelöst. Somit bildet sich keine ideale Halbkugel mit der Laserwechselwirkungszone als Zentrum aus. Bei weiterer Erhöhung der Intensität ändert sich das Bild des Plasmas wesentlich [Abb. 4].

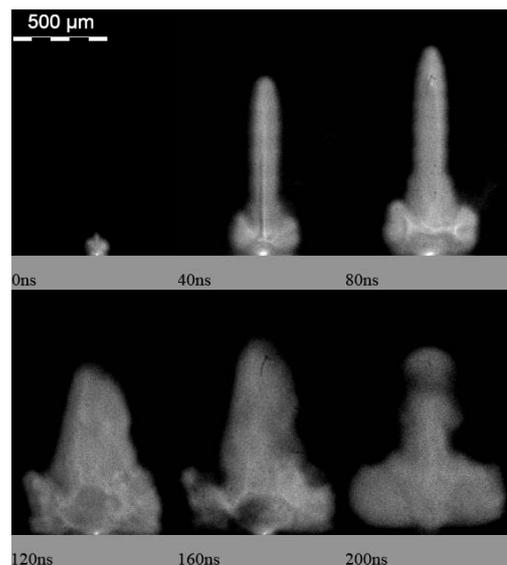


Abb. 4: Darstellung eines laserinduzierten Plasma bei 10,2 GW/cm². Deutlich ist die Ausbildung eines Plasmakanals zu erkennen. Dieser breitet sich entgegen der Einfallrichtung der Laserstrahlung aus.

Wie bei den Aufnahmen geringerer Intensitäten scheint auch hier das Plasma nach Beendigung des Pulsereignisses (> 80 ns) zu kollabieren. Deutlich ist die Ausbildung eines Plasmakanals zu erkennen, welcher sich geradlinig entgegen der Einfallsrichtung der Laserstrahlung mit hoher Geschwindigkeit ausbreitet.

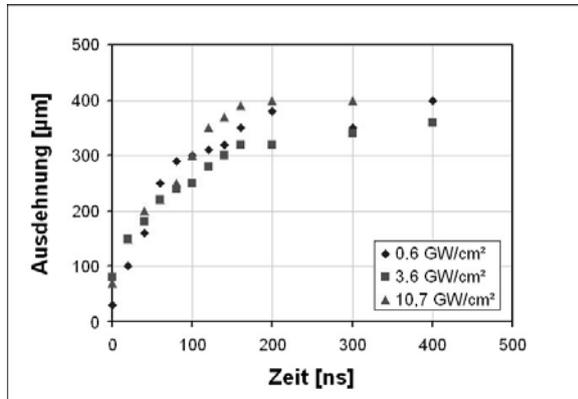


Abb. 5: Ausdehnung des Plasmas parallel zur Materialoberfläche aufgetragen über die Zeit.

Der Einfluss der Intensität wirkt sich nur geringfügig auf die Plasmaexpansion parallel zur Oberfläche aus [Abb. 5]. Am Ende des Pulses ist nach 80 ns ein Abknicken der Kurven hin zu geringeren Expansionsgeschwindigkeiten zu erkennen. Nach ca. 200 ns kommt die Expansion bei stetiger Abnahme der Leuchtdichte zum Erliegen.

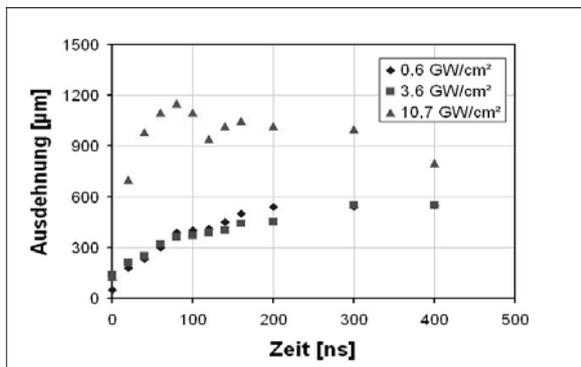


Abb. 6: Ausdehnung des Plasmas senkrecht zur Materialoberfläche

Bei Betrachtung der Plasmaausdehnung in Richtung des Strahleinfalles [Abb. 6] zeigt sich für die Intensitäten bis $3,6 \text{ GW/cm}^2$ ein ähnliches Bild wie für die Ausbreitung parallel zur Materialoberfläche. Zu erkennen ist, dass die vertikale Ausdehnung des Plasmas besonders in der Anfangsphase vergrößert ist. Eine einhüllende Oberflächenfunktion der Plasmawolke würde somit annähernd ein Ellipsoid beschreiben. Die Vergrößerung des Plasmas in Einfallsrichtung der Laserstrahlung kann dadurch erklärt werden, dass sich das räumliche Zentrum des Plasmas nicht auf der Materialoberfläche befindet. Es scheint zunächst eine gewisse Vorzugsrichtung für die Ausbreitung des angeregten Materials entgegen der einfallenden Laserstrahlung zu existieren. Dies scheint schlüssig, wenn man in Betracht zieht, dass die einfallende Laserstrahlung eine Kavität in

der Materialoberfläche erzeugt und hierdurch die möglichen Ausbreitungsrichtungen des ablatierten Materials begrenzt werden. Dieser Aspekt scheint zunächst auch in Bezug auf die Form des Plasmas bei hohen Intensitäten schlüssig zu sein, jedoch müssten die hierfür nötigen Entweichgeschwindigkeiten des Materials sehr hoch sein, denn anders als bei den relativ geringintensiven Pulsen bildet sich bei einer Intensität von $10,7 \text{ GW/cm}^2$ ein ausgeprägter Plasmakanal. Die Geschwindigkeit, mit der sich dieser Kanal entgegen der Lasereinstrahlrichtung bildet beträgt bis zu 16000 m/s und ist somit mehr als 3-mal schneller als die horizontale Ausbreitungsgeschwindigkeit. Es scheint sich hierbei vielmehr um eine induzierte Anregung bereits vorhandener atomarer Luftbestandteile zu handeln. Die Annahme ist hierbei, dass es durch Übertragung von Energie z.B. durch Strahlung oder Stößen ausgehend vom bereits hoch angeregten Festkörperplasma zu einer energetischen Anregung der bis dato nicht direkt absorbierenden Bestandteile der Umgebungsatmosphäre kommen kann. Durch diesen zusätzlichen Energiebetrag können die atomaren Bestandteile des Gases mithilfe des noch aktiven Laserstrahles über die Ionisationsschwellenergie angeregt werden und sich somit ein quasi extern induziertes Luftplasma bilden. Diese Vermutung scheint sich zu verdichten, wenn man die folgende Untersuchung mit einbezieht [Abb. 7].

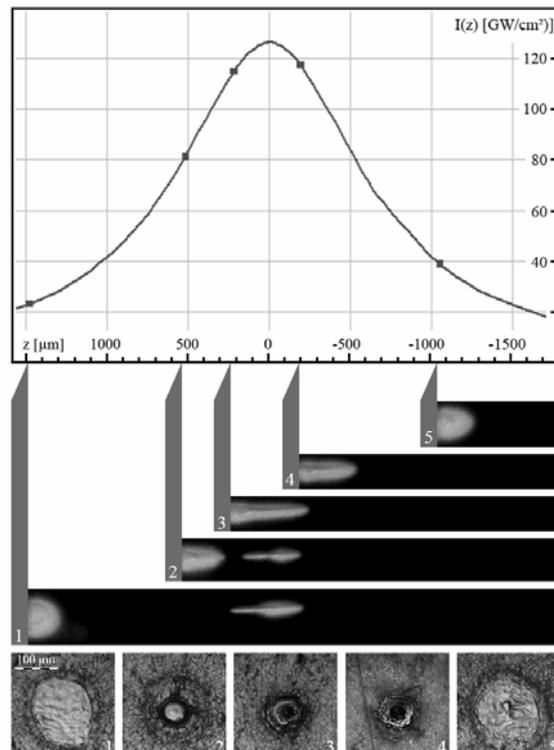


Abb. 7: Intensitätsverteilung eines Gaußstrahls relativ zur Fokusslage bzgl. der Materialoberfläche (oben). „0“ entspricht dem Fokus auf der Materialoberfläche „-“, -“ entspricht einer Fokusslage innerhalb des Materials. Die zugehörigen Plasmaaufnahmen (Mitte) zeigen die Plasmen zur relativen Fokusslage mit den dazugehörigen Abträgen der Materialoberfläche (unten).

Hierbei wurde die Materialoberfläche relativ zur Fokusslage verschoben. Die auf den Materialoberflächen wirkenden Intensitäten können somit über einen großen Bereich variiert werden. Zu erkennen ist bei den Plasmaformationen in Abb. 7(1) und Abb. 7(2) ein von der Materialoberfläche losgelöstes Luftplasma, welches infolge der weitaus höheren Intensitäten im Bereich des Laserfokus ohne äußere Einflüsse entstanden ist. Entscheidend für die Betrachtung eines induzierten Luftplasmas sind die Aufnahmen Abb. 7(3) und Abb. 7(4). In Abb. 7(3) hat sich das selbstständig ausgebildete Luftplasma mit dem von der Materialoberfläche ausbildenden verbunden und zeigt das typische Bild des Plasmakanals aus Abb. 4. Die Lage der Materialoberfläche der Plasmaformation aus Abb. 7(4) liegt jedoch 200µm oberhalb des eigentlichen Fokuspunktes. Es existiert somit über der Materialoberfläche kein Bereich in dem der Laserstrahl eine genügend hohe Intensität besitzt um selbständig ein Luftplasma zu initiieren. Dennoch bildet sich wiederum die aus Abb. 4 bekannte Plasmaformation aus. Hierbei muss es sich ebenfalls um ein von den bereits angeregten Partikeln des Festkörpers induziertes Plasma oberhalb des eigentlichen Festkörperplasmas handeln.

Weiterhin kann der bereits beschriebene Effekt der gerichteten Expansion infolge der Ausbildung von Kavitäten in Abb. 7(1) bzw. Abb. 7(5) verdeutlicht werden. Während die Plasmaformation an der Materialoberfläche in Abb. 7(1) ein eher kugelförmiges Erscheinungsbild zeigt ist in Abbildung 7(5) deutlich die Form eines Ellipsoiden zu erkennen. Betrachtet man die zugehörigen Ablationen an den Materialoberflächen fällt auf, dass in Abbildung 7(5) eine Kavität in der Mitte der Schmelzzone zu erkennen ist, in Abbildung 7(1) hingegen nicht.

4. Darstellung von plasmainduzierten Druckwellen

Zur Darstellung von plasmainduzierten Druckwellen wurde das Verfahren der Schattenfotografie [3] angewendet. Hierbei könne lokal auftretende Änderungen im Brechungsindex des Mediums dargestellt werden. Dafür muss der zu untersuchende Bereich mittels einer Beleuchtungsquelle parallel durchstrahlt werden. Für die Beleuchtung wurde aufgrund der hohen benötigten Beleuchtungsstärke bei kürzesten Belichtungszeiten ein Diodenlaser *Cavilux Smart* der Firma Cavitator Ltd. verwendet. Hierbei handelt es sich um einen gepulsten Diodenlaser, welcher unabhängig von der Pulsdauer (42 ns bis 10 µs) eine konstante Pulsspitzenleistung von maximal 400 W liefert. Die Strahlung wurde durch ein Linsensystem kollimiert bzw. parallelisiert und entlang der optischen Achse der Kamera ausgerichtet [Abb. 8]. Lokal auftretende sprunghafte Änderungen in den Brechungsindizes erzeugen im Übergangsbereich Beugungseffekte, was wiederum zu einer Kontrastwirkung führt. Verdichtete Gase besitzen einen höheren Brechungsindex als Unverdichtete. Somit können mit der Schattenfotografie die

Übergänge zwischen höher- und niederverdichteten Gasen sichtbar gemacht werden. Da die spektrale Leuchtdichte des Plasmas verglichen zu der des Beleuchtungslasers relativ hoch ist, musste ein schmalbandiger auf die Beleuchtungswellenlänge angepasster Bandpassfilter vor der Kamera angebracht werden, um das Plasma gänzlich auszublenden. Der restliche Aufbau blieb wie bei den Versuchen zur Plasmaanalyse weitgehend unverändert.

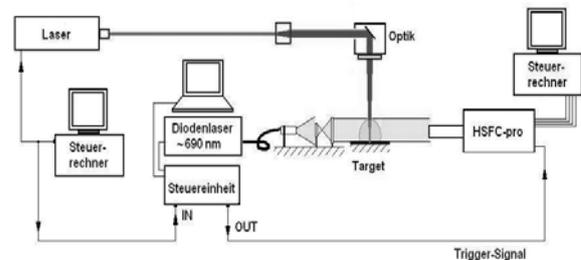


Abb. 8: schematischer Versuchsaufbau zur Visualisierung von Druckwellen nach dem Schlierenverfahren. Der Diodenlaser wurde gleichzeitig mit dem Laserpuls getriggert. Am Beleuchtungslaser können Auslösezeit und Pulsdauer variiert werden.

Es wurden jeweils 2 Laserpulse gleicher Parameter an der betreffenden Stelle aufgezeichnet. Zum einen mit aktivem Beleuchtungslaser und Filter und zum anderen mit ausgeschalteten Beleuchtungslaser ohne Filter. Somit konnte jeder Schattenabbildung ein äquivalentes Plasma zugeordnet werden. Im Nachgang wurde dann aus diesen zwei Einzelbildern ein überlagertes Bild mit beiden Anteilen erzeugt [Abb. 9].

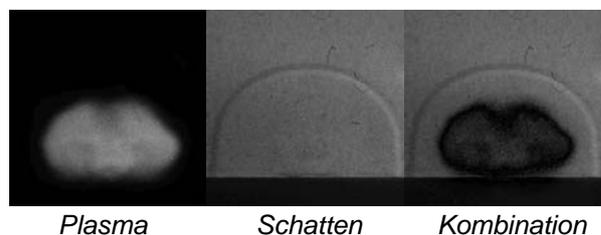


Abb. 9: Kombination beider Aufnahmetechniken

Bei den schattenfotografischen Aufnahmen [Abb. 9 (Mitte)] ist im inneren des Bildes aufgrund der gleichmäßigeren Druckverhältnisse innerhalb der Stoßwelle keine Unterstruktur zu erkennen. Durch Einfügen der Plasmaaufnahme wurden neue Zusammenhänge erkennbar.

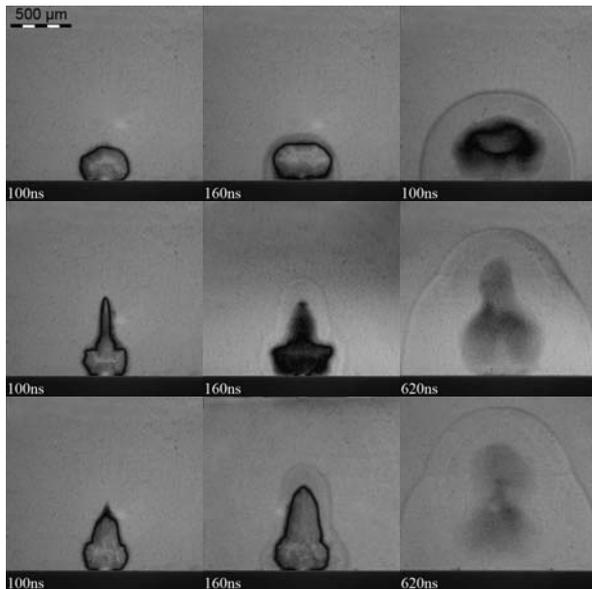


Abb. 10: zeitlicher Verlauf der plasmainduzierten Druckwelle bei 100, 160 und 620 ns (von links nach rechts) bei verschiedenen Intensitäten von 1,8 GW/cm², 11,7 GW/cm² und 33,3 GW/cm² (von oben nach unten).

Untersuchung bei verschiedenen Intensitäten [Abb. 10] zeigen, dass die Druckwelle nach ca. 160 ns aus dem Bereich der Plasmaformation austritt. Die äußere Form der Druckwelle korreliert hierbei mit der des leuchtenden Plasmas, gleich ob es sich um Festkörperplasma oder um induziertes Luftplasma handelt. Dies wird deutlich, da die Form des Plasmakanals ebenfalls in der expandierenden Druckwelle abgebildet wird. Einen Unterschied in der Stärke (Kontrast) der Druckwelle ausgehend von ihrem Ursprungs (Festkörper- bzw. Luftplasma) scheint es nicht zu geben. Bei der Analyse der Aufnahmen zu den Plasmaformationen [Abb. 2, 3] fällt auf, dass die Abbildung der Druckwelle bereits in diesen enthalten ist. Sie wird deutlich in kreisrunden Bereichen erhöhter Leuchtkraft bei der ersten Expansion des Plasmas bis 80 ns sichtbar. In Abbildung 4 ist zusätzlich ein solcher Bereich innerhalb des Plasmakanals zu erkennen.

In den beiden folgenden Diagrammen ist die Ausdehnung der Druckwelle in Abhängigkeit der Zeit aufgetragen [Abb. 11, 12].

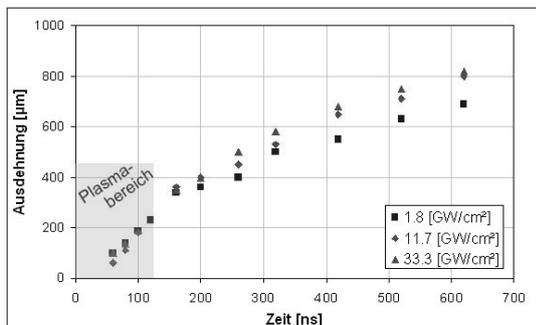


Abb. 11: horizontale Ausdehnung der Druckwelle über die Zeit bei unterschiedlichen Intensitäten

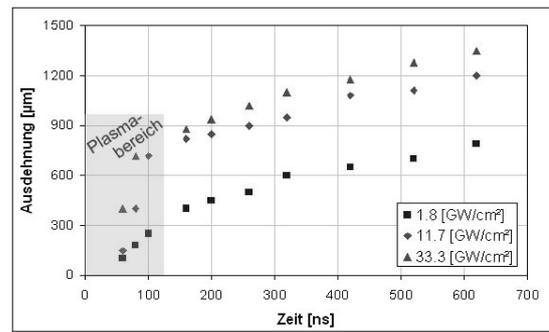


Abb. 12: vertikale Ausdehnung der Druckwelle über die Zeit bei unterschiedlichen Intensitäten

Prinzipiell ist eine Verringerung der Geschwindigkeiten beim Austritt der Druckwellen aus dem Plasmabereich zu erkennen. In *Tabelle 2* sind die Geschwindigkeiten abhängig von der Laserstrahlintensität innerhalb und außerhalb des leuchtenden Plasmabereiches aufgelistet.

Tab. 2: Ausbreitungsgeschwindigkeiten v_x und v_z der Druckwellen, innerhalb und außerhalb des Plasmas.

Bereich	Intensität, I_{max} [GW/cm ²]	Geschwindigkeit [m/s]	
		V_x	V_z
Im Plasma	1,8	2400	3350
	11,7	3040	14250
	33,3	2540	16000
Außerhalb des Plasmas	1,8	790	820
	11,7	970	840
	33,3	1020	1010

Wie bereits bei den Aufnahmen des strahlenden Plasmas unterscheiden sich die Geschwindigkeiten der Druckwellen in horizontaler und vertikaler Richtung ab einer gewissen Schwellintensität wesentlich. Dies ist wiederum auf den Effekt des sich ausbildenden Plasmakanals zurückzuführen.

5. Ausblenden des Plasmas und Beobachtung der Materialoberfläche während eines Laserpulsereignisses

Für die Betrachtung der Wechselwirkung der Laserstrahlung mit der Materialoberfläche ist es hilfreich die Strahlung des Plasmas gänzlich auszublenden.

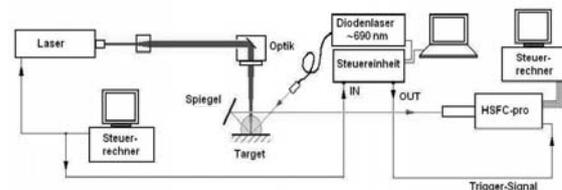


Abb. 13: schematischer Aufbau zur Visualisierung von Materialmodifikationen während des Laserprozess unter der Ausblendung des Plasmas

Hierfür wurde wiederum der Beleuchtungslaser Cavilux verwendet [Abb. 13]. Diesmal jedoch um die Materialoberfläche zu beleuchten. Er wurde so positioniert, dass der beleuchtende Laserstrahl über Reflektionen letztendlich entlang der optischen Achse in die Kamera geführt wird. Die Beobachtung der Materialoberfläche erfolgte in einem Winkel von 45° , so dass alle Aufnahmen in y-Richtung um den Faktor $\sqrt{2}$ verkürzt sind. Der in den Abbildungen angegebene Maßstab bezieht sich stets auf die Breite. Zunächst wurde die Wechselwirkung von gepulster Laserstrahlung auf Edelstahl beobachtet [Abb. 14].

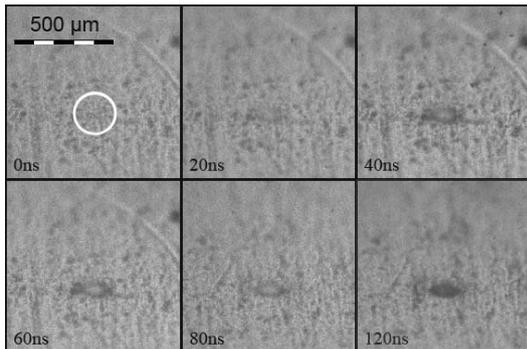


Abb. 14: Oberfläche einer Edelstahlprobe wird mit gepulster Laserstrahlung von 80 ns Pulslänge und einer Intensität von $I=0,6 \text{ GW/cm}^2$ beaufschlagt. Belichtungszeit der Aufnahmen 30 ns.

Aufgrund des Beobachtungswinkels von 45° und des relativ kleinen Abbildungsmaßstab des Kameraobjektivs (3,44:1) ist das Auflösungsvermögen begrenzt. Zudem sind die Aufnahmen aufgrund der begrenzten Tiefenschärfe nur im Mittenbereich scharf. Zu erkennen ist, dass bis zur Pulsdauer des Lasers von 80 ns ein Leuchten aus dem Einwirkbereich des Lasers auftritt. Ein Auswurf von Material konnte in diesen Zeitskalen nicht beobachtet werden.

Um die Entstehung einer Schmelze zu beobachten wurde eine Metalloberfläche mittels eines kontinuierlich strahlenden Lasers bestrahlt. Neben der Schmelzbadynamik sollte insbesondere das Einstichverhalten des Laserstrahles ins Material dokumentiert werden.

Da die Schmelze das einfallende Licht des Beleuchtungslasers nicht wie das umliegende Material diffus streute, wirkte sie in den Aufnahmen dunkler. Zu erkennen ist [Abb. 15], dass sich bei den gewählten Parametern ein signifikanter Schmelzpool erst ab einer Zeit von 20 ms bildet. Nach dieser Zeit vergrößert sich der Schmelzpool stetig. Ab 100 ms ist deutlich der für das Tiefschweißen signifikante noch nicht durch Schmelzanteile wiederverschlossene Plasmakanal in das Materialinnere zu erkennen. Ab 460 ms tritt eine kreisrunde dunklere Struktur am Kopf der Schmelzbahn zu tage. Hierbei könnte es sich um einen großen Schmelzpool handeln. Es zeigte sich jedoch, dass sich die Kamera für die Beobachtung von Schmelze nur bedingt eignet. Ihre Stärken liegen in der Beobachtung von Prozessen

im Nano- bis Mikrosekundenbereich. Wohingegen sich die Schmelzbadynamik von flüssigem Metall gut im Millisekundenbereich beobachten lässt. Für diesen Zeitbereich steht einfacher zu handhabende Kamertechnik zur Verfügung.

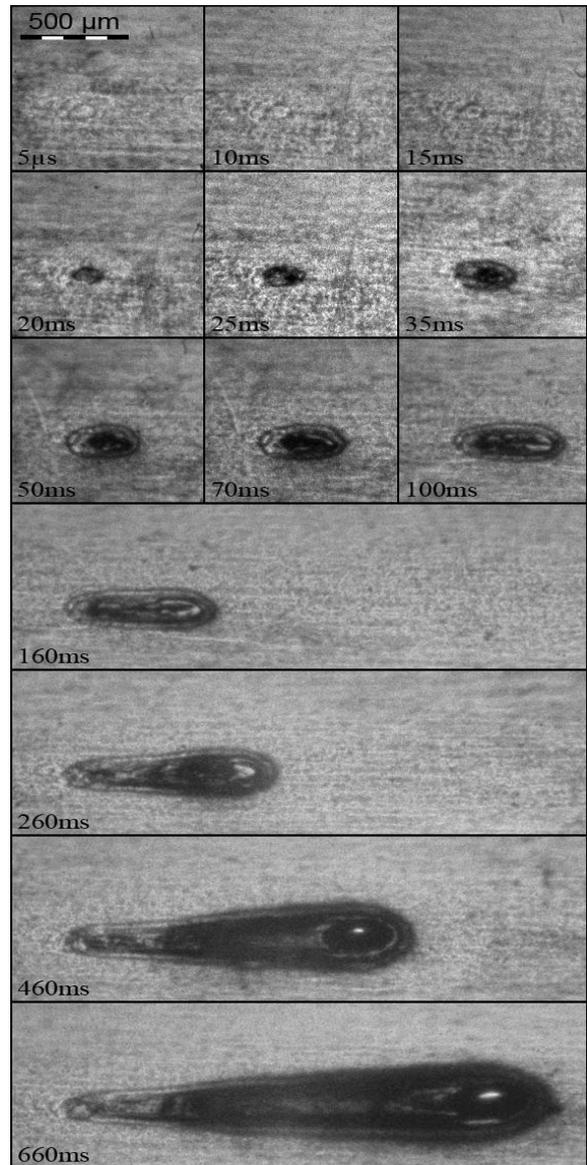


Abb. 15: Einstichverhalten und Schmelzbadynamik bei 60 W mittlerer Leistung, 3 mm/s Vorschubgeschwindigkeit auf einem 1 mm dicken Edelstahlblech $I=100 \text{ KW/cm}^2$, Streckenenergie = 20 J/mm

6. Zusammenfassung und Ausblick

Mittels der modernen Highspeedkinematographie ist es möglich Laserwechselwirkungsprozesse in kleinen Zeitskalen zu visualisieren. Wesentliche Effekte der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie, wie z.B. das Entstehen von Plasma oder Druckwellen können dargestellt und analysiert werden. Entscheidend für die Vergleichbarkeit und Aussagekraft der Experimente ist die zeitliche Synchronisation der Aufnahmetechnik mit dem physikalischen Ereignis. Hierauf wurde auch in der vorliegenden Arbeit großer Wert gelegt. Die Geschwindigkeiten der Plasmaerzeugung sowie der sich ausbildenden

Druckwellen konnte ermittelt werden. Der Einsatz der Hochgeschwindigkeitskamera zur Visualisierung der Schmelzbaddynamik brachte hingegen keine wesentlichen Erkenntnisse zu Tage, da hierbei längere Wechselwirkungszeiten auftreten und dies mittels einfacherer Aufnahmetechnik darstellbar ist.

Zukünftig gilt es beobachtete Effekte, wie z.B. der Ausbildung von Plasmakanälen bei hochintensiver Laserstrahlung, noch detaillierter zu untersuchen.

Danksagung

Die vorgestellten Experimente wurden dankenswerterweise durch das "Bundesministerium für Bildung und Forschung" im Zuge des InnoProfile-Projekts "Rapid Microtooling mit laserbasierten Verfahren" gefördert.

Literatur

- [1] D. Bäuerle, Laser Processing and Chemistry, Springer, Berlin, 2000.
- [2] H.Pakhal et al, Spectral measurement of incient plasma temperature and electron number density during laser ablation of aluminium in air. 2008.
- [3] G.S.Settles. Schlieren and Shadowgraph Techniques, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 2001.