





Laser in der Materialbearbeitung  
Forschungsberichte des IFSW

J.-P. Weberpals  
Nutzen und Grenzen guter Fokussier-  
barkeit beim Laserschweißen

# **Laser in der Materialbearbeitung**

## **Forschungsberichte des IFSW**

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart  
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einem Werkzeug. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozessdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

# **Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserschweißen**

von Dr.-Ing. Jan-Philipp Weberpals  
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft  
München

Als Dissertation genehmigt  
von der Fakultät für Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik  
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel (i.R.)  
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Reinhart Poprawe M.A.

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek  
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation  
in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische  
Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2010

D 93

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch  
begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung,  
des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der  
Wiedergabe auf fotomechanischem oder ähnlichem  
Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungs-  
anlagen bleiben – auch bei nur auszugsweiser Verwen-  
dung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2010

ISBN 978-3-8316-0995-6

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München  
Tel.: 089-277791-00 · [www.utzverlag.de](http://www.utzverlag.de)

# Kurzfassung der Arbeit

Die stetige Weiterentwicklung im Bereich der Hochleistungsfestkörperlaser ermöglicht eine sukzessive Steigerung der Laserleistung bei gleichzeitig hervorragender Fokussierbarkeit. Diese lässt sich auf verschiedenste Art und Weise nutzen, gleichwohl im Rahmen dieser Arbeit das Hauptaugenmerk auf die Reduktion des Fokusedurchmessers gerichtet ist.

Ausgangspunkt der Untersuchungen ist die Ausbildung der Dampfkapillare. Erst sie ermöglicht den Prozess des Laserstrahltiefschweißens. Hinsichtlich der Kapillarausbildung ist bekannt, dass deren Ausprägung auf dem Prinzip der Mehrfachreflexion des einfallenden Laserstrahls im Kapillarinernen basiert. Diese Modellvorstellung findet vornehmlich bei geringen Vorschubgeschwindigkeiten im Fall einer Einschweißung ihre Gültigkeit. Hingegen wird die Anzahl der kapillarbestimmenden Reflexionen mit zunehmendem Vorschub reduziert bzw. beträgt bei einer Durchschweißung eins. Dennoch zeigen beide Modellvorstellungen, dass die Neigung der sich ausbildenden Kapillarfront der monotonen Funktion Vorschubgeschwindigkeit je eingebrachter Intensität folgt. Da demzufolge ein kleinerer Fokusedurchmesser die Kapillare aufrichtet, ist insbesondere beim Tiefschweißen eine gute Fokussierbarkeit von großer Bedeutung.

Aufgrund dessen kann mit kleiner werdendem Fokusedurchmesser bei sonst gleichen Prozessparametern die Einschweißtiefe gesteigert werden. Allerdings stellt im Bereich von Fokusedurchmessern kleiner 200  $\mu\text{m}$  der Divergenzwinkel des fokussierten Laserstrahls zusätzlich einen limitierenden Faktor bezüglich der resultierenden Einschweißtiefe dar. Da selbst bei solch hohen Intensitäten eine Plasmaabschirmung nicht existent ist, kann diese scheinbare Effizienzgrenze infolge der Verringerung des Divergenzwinkels aufgehoben werden.

Ein ganzheitliches Prozessverständnis erlaubt es, den Zusammenhang zwischen den Prozessparametern und der Stabilität des Tiefschweißprozesses zu evaluieren. Dabei zeigt sich, dass Prozesssporen in Aluminium sowie Schmelzbadauswürfe beim Schweißen von Stahl in direktem Zusammenhang mit der Fokussierbarkeit stehen. Zusammenfassend ist festzuhalten, dass ein kleiner Divergenzwinkel für den Schweißprozess von Vorteil ist, weshalb sich die Prozessgrenzen bei gleichzeitig besserer Schweißnahtqualität erweitern und neue Anwendungsgebiete erschließen lassen.



# Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung der Arbeit .....	5
Inhaltsverzeichnis.....	7
Formelzeichen und Abkürzungen .....	9
Extended Abstract .....	13
1 Einleitung .....	17
1.1 Motivation und Zielsetzung der Arbeit .....	17
1.2 Aufbau der Arbeit.....	18
2 Strahlwerkzeug Laser .....	21
2.1 Strahlqualität der Laserstrahlung.....	21
2.2 Fokussierung der Laserstrahlung.....	23
3 Ausbildung der Dampfkapillare .....	25
3.1 Grundlagen .....	25
3.2 Versuchsaufbau .....	28
3.3 Bestimmung der Kapillarneigung .....	29
3.4 Variation des Anstellwinkels der Bearbeitungsoptik.....	35
3.5 Kapillarausbildung bei einer Einschweißung.....	39
4 Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit.....	45
4.1 Einfluss der Fokussierbarkeit .....	45
4.1.1 Variation des Fokusedurchmessers .....	46
4.1.2 Variation des Divergenzwinkels.....	56
4.1.3 Variation der Fokuslage.....	59
4.1.4 Variation der Laserleistung.....	64
4.2 Wirkungsgrade beim Laserstrahlschweißen.....	70
4.2.1 Einkoppelgrad .....	70
4.2.2 Thermischer Wirkungsgrad .....	73
4.2.3 Prozesswirkungsgrad .....	76
5 Schweißnahtqualität .....	83
5.1 Prozesssporen beim Schweißen von Aluminium.....	83
5.1.1 Einfluss von Fokussierbarkeit und Laserleistung .....	85

5.1.2 Einfluss der Fokuslage .....	90
5.2 Spritzerentstehung beim Schweißen von Stahl .....	92
5.2.1 Versuchsaufbau .....	93
5.2.2 Spritzerentstehungsmechanismus bei einer Einschweißung .....	96
5.2.3 Spritzerentstehungsmechanismus bei einer Durchschweißung .....	106
5.2.4 Verbesserung der Schweißnahtqualität .....	112
6 Zusammenfassung .....	131
7 Literaturverzeichnis .....	137
Danksagung .....	145

# Formelzeichen und Abkürzungen

BEO		Bearbeitungsoptik
cw		Dauerstrich (continuous wave)
DSL		Diodengepumpter Scheibenlaser
FL		Faserlaser
LLK		Lichtleitkabel
LSL		Lampengepumpter Stablasers
Nd		Neodym
SPP		Strahlparameterprodukt
TS		Tiefschweißen
Ü		Übergangsbereich
WLS		Wärmeleitungsschweißen
YAG		Yttrium-Aluminium-Granat
Yb		Ytterbium
A	-	Absorptionsgrad
A <sub>F</sub>	-	Aspektverhältnis
$\alpha$	°	Kapillarneigung
$\alpha_{\perp}$	°	Kapillarneigung bei senkrechtem Strahleinfall
$\alpha_{\text{cal}}$	°	berechnete Kapillarneigung ( $\arctan(d_f/t)$ )
$\alpha_{\text{rel}}$	°	Kapillarneigung relativ zur Strahlachse
b	mm	Nahtbreite
$\beta$	-	Abbildungsmaßstab
$\beta$	°	Einfallswinkel der Laserstrahlung gemessen zur Flächen-normalen
c <sub>p</sub>	kJ/kg K	Wärmekapazität
$\gamma$	°	Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik
D	mm	Strahldurchmesser auf der Linse
D <sub>p</sub>	m <sup>2</sup> /s	im Temperaturbereich von Raumtemperatur bis T <sub>s</sub> gemittelte Temperaturleitfähigkeit
$\Delta t$	mm	Tiefe der nicht direkt bestrahlten Fläche bei einer Einschweißung
d	mm	Strahldurchmesser

$d_f$	$\mu\text{m}$	Fokusedurchmesser
$d_k$	$\text{mm}$	Kerndurchmesser der Glasfaser
$\delta$	$\text{m}$	Diffusionslänge
$E$	$\text{W}/\text{mm}^2$	Leistungsdichte
$e$	$\text{mm}$	Materialdicke
$\varepsilon$	$^\circ$	Ablöswinkel der Spritzer
$F$	$\text{mm}^2$	Fläche
$F$	$\text{mm}^2$	Nahtquerschnitt
$F$	-	Fokussierzahl
$f_f$	$\text{mm}$	Brennweite Fokussierlinse
$f_k$	$\text{mm}$	Brennweite Kollimationslinse
$H_p$	$\text{J}/\text{m}^3$	zum Erwärmen auf $T_s$ pro Volumen erforderliche Wärme (spezifischer Wärmebedarf)
$h_s$	$\text{kJ}/\text{kg}$	Schmelzenthalpie
$h_v$	$\text{kJ}/\text{kg}$	Verdampfungsenthalpie
$I$	$\text{W}/\text{mm}^2$	Intensität
$I_0$	$\text{W}/\text{mm}^2$	mittlere Intensität im Fokus
$I_{\text{abs}}$	$\text{W}/\text{mm}^2$	absorbierte Intensität
$K$	-	Strahlpropagationsfaktor
$\kappa$	$\text{m}^2/\text{s}$	Temperaturleitfähigkeit
$L_{Kf}$	$\text{mm}$	Länge der Kapillarfront
$L_{K\delta}$	$\text{mm}$	Länge der Kapillaröffnung
$\lambda$	$\text{mm}$	Wellenlänge
$\lambda_{\text{th}}$	$\text{W}/\text{mK}$	Wärmeleitfähigkeit
$M^2$	-	Beugungsmaßzahl
$m$	-	Geradensteigung der Ausgleichsgeraden
$\eta_A$		Einkoppelgrad
$\eta_{Pr}$	-	Prozesswirkungsgrad
$\eta_{\text{th}}$	-	thermischer Wirkungsgrad
$O$	$\text{m}^2$	Wandfläche
$O_k$	$\text{m}^2$	Oberfläche der Vergleichskugel
$o$	$\text{m}^2$	Fläche der Eintrittsöffnung
$Pe$	-	Péclet-Zahl
$P_L$	$\text{W}$	Laserleistung
$P_L/d_f$	$\text{kW}/\text{mm}$	Strahlparameterquotient

$p_{Kf}$	N	dynamischen Druck des abströmenden Metaldampfes
$p_{PG}$	Ns	nach oben wirkender Impuls der Schmelze an der Phasengrenze gasförmig/flüssig der Kapillarrückwand
$\Theta_0$	mrاد	gesamter Divergenzwinkel (Grundmode)
$\Theta_f$	mrاد	gesamter Divergenzwinkel des fokussierten Strahls
$\theta$	mrاد	Divergenzwinkel
$\theta_0$	mrاد	Divergenzwinkel (Grundmode)
$\theta_f$	°	Divergenzwinkel des fokussierten Laserstrahls
R	-	Reflexionsgrad
r	mm	Radialer Abstand der Orte konstanter Intensität
$\rho$	g/cm <sup>3</sup>	Dichte
T	-	Transmissionsgrad
T	K	Temperatur
$T_s$	K	Schmelztemperatur
t	s	Zeit
t	mm	Einschweißtiefe
$t_0$	mm	Einschweißtiefe bei $z = 0$ mm
$t_{be}$	mm	Tiefe der direkt bestrahlten Fläche bei einer Einschweißung
$V_{spez.}$	mm <sup>3</sup> /kJ	spezifisches Schmelzvolumen
v	m/min	Vorschubgeschwindigkeit
$v_D$	m/min	Bohrgeschwindigkeit
$v_E$	m/min	Eindringgeschwindigkeit
w	mm	Strahlradius
$w_0$	mm	Strahlradius im Fokus (Grundmode)
$w_f$	mm	Strahlradius des fokussierten Laserstrahls
$\omega$	m <sup>3</sup> /J	werkstoffabhängige Konstante
x	mm	Ortskoordinate
Y	-	normierte Geschwindigkeit
y	mm	Ortskoordinate
z	mm	Ortskoordinate
z	mm	Strahlausbreitungsrichtung
z	mm	Fokuslage
$z_{Kap}$	mm	Tiefe der Dampfkapillare
$z_{Rf}$	mm	Rayleighlänge



# Extended Abstract

In the past years lasers have evolved to important tools for industrial manufacturing technologies. High processing speed and good welding quality, low heat load as well as very high flexibility are the most important advantages of laser welding. Thereby the decision for the used laser system arises from the particular application range. The determining reason for solid state lasers in comparison with CO<sub>2</sub>-lasers is their short wavelength: the beam can be transported via optical fibers, which allows high flexibility and accessibility as well as lower costs for the handling device. In addition, the shorter wavelength of YAG-lasers in comparison with CO<sub>2</sub>-lasers brings along advantages for the process such as higher absorptivity in metals and lower sensitivity to laser induced plasma.

Regarding these aspects and driven by market and customer requirements, latest developments are aimed at expanding the above mentioned advantages of solid state lasers. Lasers of this recent generation are the diode-pumped thin disk laser and the fiber laser as well. Both concepts lead to higher efficiency and higher focusability at the same time. Focusability is understood as the ability to achieve a small focus diameter with a given optical element. It is defined by the inverse beam parameter product (BPP). The advantages of stronger focusability can be used for an expansion of the application range; for example it allows a significant reduction of the focus diameter by using the same focal length. Other system benefits from enhanced focusability are the reduced optic dimensions or the longer focal distance at same focus diameters.

Until now only the last mentioned benefit is used in large scale in particular for remote welding even for industrial applications. Thereby the possibilities which are given by reducing the focus diameter are less considered. However, they become more important concerning an increase of the required welding depth for example at power train manufacturing. A great potential to produce weld seams with unprecedented high aspect ratio was revealed. Under these conditions the divergence angle of the laser beam plays a role on the achievable welding depth as well. Therefore it is especially the profound process understanding which is the prerequisite for a successful and economic use of lasers with strong focusability in industrial production engineering. At the same time the welding quality should be kept clearly in mind because it defines both strength of the weld seam and surface property regarding technical functionality. The main aim of this work is to bring out the resulting potential to produce weld seams

with high aspect ratios at improved welding quality for an enlarged process understanding in order to extend existing or to open up new application ranges.

Generally, in case of low welding speed, the welding depth shows a clear dependence on the laser power. But at high enough welding speed ( $v \geq 6$  m/min) the curves of welding depth are well correlated by the beam parameter ratio (BPR), defined as laser power  $P_L$  divided by the focus respectively spot diameter  $d_f$ . In this regime, the welding depth scales with the BPR which means that at  $P_L = \text{const}$  the welding depth scales proportional to  $d_f^{-1}$ . In contrast to the above mentioned findings with  $\text{CO}_2$ - and lamp pumped solid state lasers, welding experiments with the recent generation of the diode-pumped laser sources revealed characteristics not seen before: When the focus diameter on the workpiece was reduced, the achieved welding depth increased according to  $d_f^{-1}$ . This tendency, however, stops at low values of the focus diameter – in case of strong focusability below  $200\text{ }\mu\text{m}$ . Even more, the welding depth becomes lower when the focus diameter is further decreased. Detailed experiments in a laser power range of up to  $6\text{ kW}$  proved that both, the focus diameter and in particular the divergence angle of the focussed beam are deciding for the resulting seam geometry. This behaviour is explained with the distribution of lines with constant power density. Therefore, with a further reduction of the beam parameter product (lower divergence angle at constant focus diameter) it is possible to obtain an increase of the welding depth. An unexpected result of these experiments is further the fact, that the reachable cross sectional area which has been observed for both laser systems remains constant regardless of the aspect ratio of the weld seam. That means that in the investigated parameter range the process efficiency of keyhole welding is in fact independent of the focusability of the used laser source.

Indeed, the knowledge of the essential influence of the divergence angle on the keyhole geometry and therewith on the achievable welding depth contributes to the profound process understanding. However, not only the formation of the resulting weld seam but also the associated welding quality is of great interest. Based on the previous results it is shown that the keyhole geometry itself can be directly manipulated by the divergence angle of the focussed laser beam due to stronger focusability. Even with small focus diameters a reduction of imperfections of the weld seam like process pores in aluminium can be determined. It is shown that a suitable process handling stabilises the keyhole and reduces the imperfections. Mechanisms which are influencing the welding process like that are for example a higher ablating rate or a more favourable shape of the keyhole. Because of that laser welding with strong focusability facilitates an improved welding quality. On the one hand, the reduction of the focus diameter

allows an increase of the welding speed (at constant welding depth) which leads to a stabilisation of the welding process due to a higher ablating rate. On the other hand, the divergence angle of the focussed beam in the range of focus diameters smaller than 200  $\mu\text{m}$  plays an important role on the resulting shape of the keyhole and the porosity as well. As a result of these findings, the utilisation of small focus diameter and a lower divergence angle produces a more favourable keyhole geometry yielding better quality of the weld seam.

Not only process pores in aluminium but also a strong spatter formation in laser welding of steel impairs the quality of the weld seam. Melt pool ejections in form of spatter are resulting in an unsteady appearance of the weld seam. Therewith the strength of the seam volume will be reduced in such a way that the welding quality is not acceptable. As a result, a better understanding of the melt pool behaviour in deep penetration laser welding is necessary to improve the weld seam quality. It is known that the coupling between the keyhole and the melt pool is very complex. In the meantime it is well known that the sideways liquid displacement around the front keyhole wall is the main process for generating high velocities of the fluid that enters into the resulting melt pool. Therefore the keyhole instabilities can be associated with this irregular flow of molten material around the keyhole.

In order to understand the underlying processes, measurements of the front keyhole inclination supported by simplified calculations have been performed. It was observed that the achievable welding depth depending on welding speed, laser power and focus diameter affects the inclination of the front keyhole wall. At increased welding speed the inclination of the capillary becomes larger and the evaporation process perpendicular to the capillary front wall is very important. Therefore, the expanding metal vapour impinges at the rear keyhole wall and causes spatters. The ejection direction of the spatters can be directly correlated with the inclination of the front keyhole wall and the welding depth as well. Because the ejection direction of the spatters is not equal to the inclination of the keyhole an additional driving force in upward direction must be existent. Against this background it is possible to find methods for influencing the melt flow in a positive manner. It is shown that the spatter formation can be reduced by an increase of the inclination angle of the keyhole in forward direction (caused by an inclination of the laser beam) or by a variation of the focal position.

All together a good focusability respectively beam quality is important for the entire welding process. Thereby the reduction of the divergence angle of the focussed beam at spot diameters below 200  $\mu\text{m}$  has a positive effect on this in particular. According to

this, the utilisation of small focus diameter and a lower divergence angle allows further improvements and developments of new application ranges.

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation und Zielsetzung der Arbeit

In der industriellen Fertigungstechnik hat sich der Laser in den vergangenen Jahren aufgrund der Vielzahl an technologischen Vorteilen zu einem universellen Werkzeug etabliert. Durch die gezielte, berührungslose sowie zeitlich und örtlich begrenzte Energieeinbringung wird damit einhergehend die Prozessgeschwindigkeit und somit die Produktivität gegenüber konventionellen Bearbeitungstechnologien erheblich gesteigert. Gute Automatisierbarkeit und die damit verbundene Wirtschaftlichkeit sind weitere Vorteile des Laserstrahlschweißens. Hervorgehend aus dem jeweiligen Anwendungsgebiet leitet sich die Wahl des zu verwendenden Lasersystems ab. Der entscheidende Vorteil von Festkörperlasern im Vergleich zu  $\text{CO}_2$ -Lasern ist die vergleichsweise kürzere Wellenlänge, welche den Transport durch flexible Glasfasern ermöglicht und somit niedrigere Kosten der Handhabungsgeräte erlaubt. Außerdem wird der Laserstrahl mit der kürzeren Wellenlänge in metallischen Werkstoffen besser absorbiert und ist weniger empfindlich bezüglich des laserinduzierten Plasmas.

Hinsichtlich dieser Aspekte und unter Berücksichtigung der Kundenanforderungen sowie einer marktgerechten Gestaltung, sind neueste Entwicklungen darauf gerichtet, die Vorteile der Festkörperlaser auszubauen. Diodengepumpte Hochleistungsfestkörperlaser, wie der Scheiben- und der Faserlaser, zeichnen sich überdies durch ihre sehr gute Fokussierbarkeit und hohe Effizienz aus. Diese Vorteile lassen sich nutzen, um kleinere Fokusedurchmesser zu erzielen, die Dimensionen optischer Elemente und verwendender Bearbeitungsköpfe zu reduzieren, die Schärfentiefe auszudehnen und um größere Arbeitsabstände zwischen Fokussieroptik und Werkstück zu schaffen.

Von den genannten Möglichkeiten wird bisher lediglich die letztgenannte in größerem Umfang genutzt. Für die Nutzung von Scannern zum so genannten Remote-Schweißen ist eine starke Fokussierbarkeit notwendige Bedingung. Dabei wirkt sich eine Steigerung der Fokussierbarkeit besonders stark aus: der Arbeitsraum skaliert mit der dritten Potenz der Fokussierbarkeit. Wenig beachtet werden hingegen die Möglichkeiten, die sich aus der Reduzierung des Fokusedurchmessers ergeben. So ist beispielsweise für die geforderten hohen Einschweißtiefen im Getriebe- und Aggregatebau eine starke Fo-

kussierbarkeit bzw. eine höhere Laserleistung unabdingbar. Demzufolge ist ein tiefgründiges Prozessverständnis die Grundvoraussetzung für einen erfolgreichen, wirtschaftlichen Einsatz diodengepumpter Festkörperlaser in der industriellen Fertigungstechnik. Gleichwohl darf dabei die Schweißnahtqualität nicht außer Acht gelassen werden, bestimmt diese sowohl die Festigkeit der Schweißnaht als auch die Oberflächenbeschaffenheit hinsichtlich technischer Funktionalität. Mit dieser Arbeit soll die Basis für das Prozessverständnis beim Laserstrahlschweißen mit kleinen Fokusedurchmessern geschaffen werden. Das resultierende Potenzial zur Erzielung von Schweißnähten mit hohem Aspektverhältnis bei gleichzeitig verbesserter Schweißnahtqualität ermöglicht eine Erweiterung bestehender bzw. die Erschließung neuer Anwendungsgebiete.

## 1.2 Aufbau der Arbeit

Basierend auf der Zielsetzung leiten sich das Vorgehen und der Aufbau der Arbeit ab. Einleitend wird in Kapitel 2 das Strahlwerkzeug Laser beschrieben. Charakterisiert durch die Strahlqualität lässt sich der Laserstrahl durch fokussierende Elemente bündeln und stellt für das Schweißen ein effizientes Werkzeug dar.

In Kapitel 3 wird die Ausbildung der Dampfkapillare erläutert, welche den Lasertiefschweißprozess überhaupt ermöglicht. Die Dampfkapillare wird bei einer ersten Betrachtung maßgeblich durch die Neigung der Kapillarfront definiert, die sich anhand experimenteller Untersuchungen an Edelstahl verifizieren lässt. Neben dem Einfluss der Fokussierbarkeit wird deren Manipulation durch eine Anstellung der Bearbeitungsoptik diskutiert, bevor die erarbeiteten Erkenntnisse auf eine Einschweißung übertragen werden.

Ausgehend von den grundlegenden Bedingungen im Kapillarinneren wird in Kapitel 4 auf das Nutzen sowie die Grenzen starker Fokussierbarkeit eingegangen. Durch den Einsatz von Laserstrahlquellen mit sich unterscheidender Fokussierbarkeit werden anhand von Blindschweißungen in verschiedene Werkstoffe zunächst die Einflüsse des Fokusedurchmessers bzw. der Laserleistung auf die charakteristischen Nahtkenngrößen Einschweißtiefe und -querschnittsfläche sowie Nahtform diskutiert. Anschließend wird explizit deren Einfluss, sowohl auf den Einkoppel- als auch den thermischen Wirkungsgrad erarbeitet, welche im gemeinsamen Prozesswirkungsrad resultieren. Es wird aufgezeigt, wie mit Hilfe einer guten Fokussierbarkeit die Prozessgrenzen erweitert werden können.

Lassen sich die Prozessgrenzen infolge einer guten Fokussierbarkeit verbessern, darf die Schweißnahtqualität nicht außer Acht gelassen werden. Stellen Prozesssporen typische Nahtimperfection für das Laserstrahlschweißen von Aluminium und dessen Legierungen dar, führen permanente Schmelzbadauswürfe beim Schweißen von Stahl zu einer Reduktion des festigkeitsbestimmenden Nahtvolumens. Ziel von Kapitel 5 ist es, die genauen Zusammenhänge und Abhängigkeiten einzelner Prozessparameter zu verstehen und daraus Wege abzuleiten, die eine hohe Effizienz bei gleichzeitig bester Schweißnahtqualität ermöglichen.

Zum Abschluss werden in Kapitel 6 die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst.



## 2 Strahlwerkzeug Laser

Schweißen ist nach DIN 1910-1 [1] das Vereinigen von Werkstoffen in der Schweißzone unter Anwendung von Wärme und/oder Kraft mit oder ohne Schweißzusatz. Die dafür erforderliche Energie wird von außen zugeführt. Grundsätzlich lassen sich die unterschiedlichen Verfahren nach ihrem physikalischen Ablauf in Press- und Schmelzschweißverfahren einteilen [2]. Das Laserstrahlschweißen, nach DIN 1910-2 [3] ein Vertreter der Schmelzschweißverfahren, beruht auf der Absorption energiereicher Strahlung bzw. deren Umwandlung in thermische Energie (Wärme) beim Auftreffen auf bzw. Eindringen in das zu bearbeitende Werkstück. Bei dieser Arbeit kommen ausschließlich kontinuierlich (cw) betriebene Hochleistungsfestkörperlaser zum Einsatz. In diesem Kapitel werden die für das Laserstrahlschweißen mit Festkörperlasern wichtigen Grundlagen kurz erläutert.

### 2.1 Strahlqualität der Laserstrahlung

Die räumliche Ausbreitung von Laserstrahlen in deren Strahlrichtung, die so genannte Propagation, wird durch die Größe des kleinsten Strahldurchmessers (innerhalb der rotationssymmetrischen Kreisfläche sind  $1/e^2 \approx 86\%$  der Laserleistung enthalten) und den Divergenzwinkel charakterisiert. Für die Strahlqualität sind die Divergenz  $\theta_0$  im Fernfeld und der Radius  $w_0$  des Laserstrahles in der Strahltaile maßgeblich. Physikalisch bedingt liegt durch die Beugung und Modenart immer eine Divergenz, dass heißt eine Aufweitung der Strahlung, vor. Ein Maß für die Strahlqualität liefert das Strahlparameterprodukt, welches sich aus dem Produkt von Strahltaillenradius  $w_0$  und Divergenzwinkel  $\theta_0$  (halber Öffnungswinkel der Strahlkaustik)

$$SPP = w_0 \cdot \theta_0 \quad (2.1)$$

ergibt. Diese charakteristische Größe bleibt während der gesamten Propagation – auch beim Durchgang durch (nicht fehlerbehaftete) optische Elemente zur Strahlumlenkung bzw. -fokussierung – erhalten [4]. Die physikalische Grenze ist durch

$$(SPP)_{00} = \frac{\lambda}{\pi} \quad (2.2)$$

gegeben, was dem Wert des Gauß'schen Grundmode entspricht. Der Gauß'sche Grundmode stellt nur eine Lösung der paraxialen Wellengleichung dar [5]. Weitere Lösungen werden als Moden höherer Ordnung bezeichnet. Deren Intensitätsverteilung ist mathematisch anspruchsvoller und wird an dieser Stelle nicht weiter ausgeführt. Es sei lediglich darauf hingewiesen, dass ihnen ebenfalls ein Tailenradius und ein Divergenzwinkel zugewiesen werden kann, die entsprechend der Modenordnung einen Faktor größer sind als die des Grundmode [4]. Darüber hinaus führen bei Hochleistungsfestkörperlasern Einflüsse des laseraktiven Mediums, wie z.B. ein Temperaturgradient quer zur Strahlausbreitungsrichtung zu einer Vergrößerung des Strahlparameterprodukts [4]. Diese insgesamt vorliegende Verschlechterung der „Strahlqualität“ spiegelt sich im Strahlpropagationsfaktor K, auch K-Zahl genannt, wider. Sie ist definiert als das Verhältnis zwischen den Strahlparameterprodukten des Gauß'schen Grundmodes und des realen Laserstrahls [4]

$$K = \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{1}{w \cdot \theta}. \quad (2.3)$$

Dieser dimensionslose Kennwert beziffert einen Wert zwischen  $0 < K \leq 1$ . Die theoretisch maximal erreichbare Strahlqualität von  $K = 1$  ergibt sich für einen Laser, der im Gauß'schen Grundmode schwingt. Ferner ermöglicht die K-Zahl den Vergleich der Strahlqualität verschiedener Laserstrahlquellen gleicher Wellenlänge. Zur Beschreibung der Strahlqualität ist ebenso die Beugungsmaßzahl  $M^2$  gebräuchlich, für die

$$M^2 = \frac{1}{K} \quad (2.4)$$

gilt. Demnach wird das Strahlparameterprodukt eines realen Laserstrahls mit

$$SPP = \frac{\lambda}{\pi \cdot K} = \frac{\lambda}{\pi} \cdot M^2 \quad (2.5)$$

beschrieben. In [6] wird zusätzlich zum Strahlparameterprodukt der Begriff der Fokussierbarkeit (eine inhärente Eigenschaft des Laserstrahls) eingeführt, die eine bessere Strahlqualität mit einem größeren Zahlenwert zum Ausdruck bringt. Sie beschreibt, wie stark sich ein Laserstrahl mit einer gegebenen Optik fokussieren lässt und wird über das inverse Strahlparameterprodukt

$$\text{Fokussierbarkeit} = \frac{1}{SPP} = \frac{\pi}{M^2 \cdot \lambda} \quad (2.6)$$

festgelegt. Je kleiner das Strahlparameterprodukt und damit einhergehend die Beugungsmaßzahl ist, umso besser ist die Fokussierbarkeit des Laserstrahls.

## 2.2 Fokussierung der Laserstrahlung

Die sich für die Fokussierung eines realen Laserstrahls wichtigsten Zusammenhänge sollen im Folgenden kurz diskutiert werden. Eine tiefgehende Herleitung ist beispielsweise in [4] gezeigt. Wie bereits in Kapitel 2.1 beschrieben, bleiben die charakteristischen Größen des Laserstrahls, welche im Strahlparameterprodukt zusammengefasst sind, nach dem Durchgang durch fokussierende bzw. umlenkende optische Elemente unverändert

$$\frac{d_0 \cdot \Theta_0}{4} = \frac{d_f \cdot \Theta_f}{4}, \quad (2.7)$$

woraus sich der Fokusedurchmesser  $d_f$  in guter Näherung durch

$$d_f \approx SPP \cdot 4F = \frac{4\lambda}{\pi} \cdot M^2 \cdot F = \frac{4 \cdot F}{\text{Fokussierbarkeit}} \quad (2.8)$$

bestimmen lässt. Die in Gleichung (2.8) enthaltene Fokussierzahl  $F$  ist als Quotient aus der Brennweite  $f_f$  der Fokussierlinse und dem Durchmesser  $D$  des Laserstrahls auf der Fokussierlinse gegeben (siehe Bild 2.1):

$$F = \frac{f_f}{D}. \quad (2.9)$$

Eine ebenfalls für das Laserstrahlschweißen interessante Größe, die Rayleighlänge  $z_{Rf}$ , ergibt sich zu

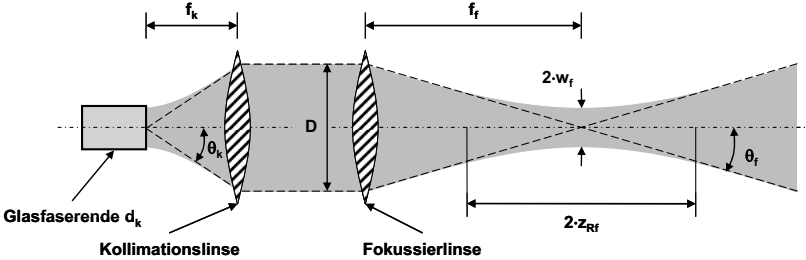
$$z_{Rf} = \frac{4 \cdot \lambda}{\pi} \cdot M^2 \cdot F^2 = \frac{4 \cdot F^2}{\text{Fokussierbarkeit}} \quad (2.10)$$

bzw. mit Gleichung (2.8) zu

$$z_{Rf} = d_f \cdot F = \frac{w_f}{\theta_f}. \quad (2.11)$$

Innerhalb der Rayleighlänge vergrößert sich der Fokusedurchmesser um den Faktor  $\sqrt{2}$ , was bezogen auf den minimalen Brennfleck einer Verdopplung der Strahlquerschnittsfläche entspricht. Der häufig benutzte Ausdruck der Schärfentiefe bezeichnet

den doppelten Wert der Rayleighlänge. Eine große Rayleighlänge ist für einen Schweißprozess sehr wichtig, um für einen industriellen Fertigungsprozess ein ausreichendes Prozessfenster zu gewährleisten [4].



**Bild 2.1:** Propagation der Laserstrahlung nach dem Glasfaseraustritt durch eine Bearbeitungsoptik mit den zur Fokussierung charakteristischen Strahlgrößen [7].

Bei der Materialbearbeitung mit Hochleistungsfestkörperlasern sind hohe Intensitäten auf der Werkstückoberfläche unabdingbar. Zur Strahlführung werden Lichtleitkabel mit einem an das Strahlparameterprodukt angepassten Kerndurchmesser  $d_k$  eingesetzt. Den schematischen Aufbau einer zum Schweißen verwendeten Bearbeitungsoptik zeigt Bild 2.1. Das Glasfaserende ist in der Brennebene der Kollimationslinse angeordnet. Der aus der Glasfaser austretende, divergierende Laserstrahl wird kollimiert und mit Hilfe der Fokussierlinse auf das Werkstück abgebildet. In der Brennebene der Fokussierlinse ergibt sich ein Bild des Faserendes. Mit Hilfe der Gesetzmäßigkeiten der geometrischen Optik ergibt sich der Abbildungsmaßstab  $\beta$  zu

$$\beta = \frac{f_f}{f_k} = \frac{d_f}{d_k} \quad \text{mit } d_f = 2 \cdot w_f, \quad (2.12)$$

woraus der Fokusbereich  $d_f$  am Werkstück nach

$$d_f = \frac{f_f}{f_k} \cdot d_k \quad (2.13)$$

folgt. Bei der Verwendung von Lichtleitkabeln kann eine bessere Strahlqualität des Laserstrahls durch Verwendung eines kleineren Kerndurchmessers genutzt werden. Bei gleichem Abbildungsverhältnis bzw. gleicher Fokussierzahl ergibt sich damit ein kleinerer Fokusbereich. Divergenzwinkel und Rayleighlänge verhalten sich dabei in der oben beschriebenen Weise.

## 3 Ausbildung der Dampfkapillare

### 3.1 Grundlagen

Das Lasertiefschweißen entsteht durch das Zusammenspiel vieler einzelner physikalischer Prozesse und ist nach mehr als 30 Jahren experimenteller und theoretischer Grundlagenforschung noch immer nicht vollständig verstanden. Um das Verständnis des Gesamtprozesses zu verbessern, muss die Modellierung über die isolierte Untersuchung der Einzelprozesse hinaus zu einer Beschreibung des Gesamtprozesses weiterentwickelt werden. Zwischenzeitlich sind einzelne physikalische Zusammenhänge, wie beispielsweise das Prinzip der Kapillarausbildung bei geringen Vorschubgeschwindigkeiten, Zusammenhänge in der Schmelzbaddynamik oder die wesentlichen Wärmeaspekte bekannt. Allerdings sind mindestens ebenso viele Frage offen und besonders jene, die das Zusammenwirken von all den physikalischen Prozessen anbelangen. Eine Beschreibung des Gesamtprozesses, welche diese Einzelprozesse zusammenfügt, ist in [8] gezeigt. Allerdings sind die Auswirkungen der unterschiedlichen Antriebskräfte, wie Ablationsdruck, Metaldampfeffekte, Oberflächenspannung, Schwerkraft, induzierte elektromagnetische Kräfte, usw., welche beim Laserstrahlschweißen eine essentielle Rolle spielen, nicht vollständig beschrieben. Zudem ist offenkundig, dass sich ihre jeweilige Tragweite mit den Betriebsbedingungen, wie z. B. der Vorschubgeschwindigkeit, verändert [9].

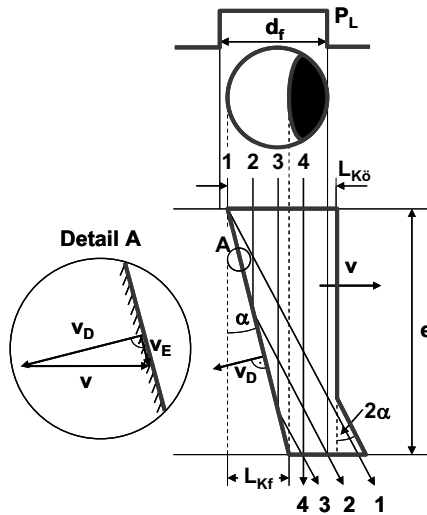
Hinsichtlich der Ausbildung der Kapillare ging man bisher davon aus, dass deren Ausprägung auf dem Prinzip der Mehrfachreflexion des einfallenden Laserstrahls im Kapillarinneren basiert [8, 10]. Gerade bei geringen Vorschubgeschwindigkeiten unterhalb von 3 m/min bildet sich näherungsweise eine rotationssymmetrische Kapillargeometrie aus, an deren Wand sich der einfallende Teilstrahl gemäß den Gesetzen der geometrischen Optik ausbreitet. Demzufolge nimmt mit größer werdender Einschweißtiefe und gleichzeitig schlanker der Dampfkapillare die Anzahl der internen Reflexionen zu, die notwendig sind um den einfallenden Strahl umzulenken und aus der Kapillare zurückzuwerfen [8]. Dabei wird die Kapillare durch einen vom Laserstrahl produzierten Verdampfungsdruck offengehalten, der im Gleichgewicht mit der Oberflächenspannung und dem hydrostatischen Druck steht. Die sich letztlich in diesem

komplexen Zusammenhang ausbildende Kapillargeometrie ergibt sich aus einem dem Kolbenmodell entsprechenden Laserbohrprozess [4] kombiniert mit der Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück. Demnach ist die Form der Kapillare das Resultat aus der lokalen Überlagerung der durch den Bohrprozess verdrängten Kapillarfront und der Verschiebung des Werkstücks [11, 12, 13]. Die Kapillarfront wird senkrecht zu ihrer Oberfläche mit der Bohrgeschwindigkeit  $v_D$  in das feste Material „gebohrt“ [14]. Die dadurch resultierende eindimensionale Schmelzbewegung verdrängt das durch den Laserstrahl aufgeschmolzene Material lateral nach außen. Die Bewegung der Dampfkapillare durch das Werkstück erfordert den Transport des an ihrer Vorderfront aufgeschmolzenen Materials hin zu ihrer Rückseite. Der dabei dominierende Transportmechanismus ist die Schmelzströmung um die Kapillare herum [8], der ebenfalls durch die Bohrgeschwindigkeit angetrieben wird. Infolge des verringerten Strömungsquerschnitts an den Seiten der Dampfkapillare übersteigt die dort bei der Umströmung auftretende mittlere Geschwindigkeit die Vorschubgeschwindigkeit und führt insbesondere bei Materialien mit geringer Temperaturleitfähigkeit zu hohen Geschwindigkeiten im anschließenden Schmelzbad [8, 9, 11, 15]. Auf die Effekte, die durch die hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Schmelzbad hervorgerufen werden, wird in Kapitel 5.2 näher eingegangen. Des Weiteren sollen in Kapitel 5.2 die nicht zu vernachlässigende Wirkungen des abströmenden Metaldampfes auf das Schmelzbad, welcher durch lokale Verdampfungen im Kapillarinneren hervorgerufen wird, in der Modellvorstellung Berücksichtigung finden.

Dieses Kapitel soll zunächst die grundlegenden Mechanismen der Kapillarausbildung und insbesondere der Kapillarvorderseite verifizieren, welche aus den Modellvorstellungen hervorgehen. Liegt der Schwerpunkt der Modellvorstellung bei einer Einschweißung vornehmlich auf der Beschreibung durch die Mehrfachreflexion, soll in diesem Kapitel näher untersucht werden, inwieweit sich dieser Zusammenhang mit veränderten Prozessparametern wie Laserleistung, Vorschubgeschwindigkeit und Fokusbereich verhält. Aufgrund der Komplexität der resultierenden Kapillargeometrie bei einer Einschweißung und vor dem Hintergrund den Einfluss der variierenden Prozessparameter auf die Kapillarvorderseite beobachten zu können, ist eine vereinfachende Darstellung des Tiefschweißprozesses unabdingbar.

Eine dementsprechende Vereinfachung liegt vor, wenn lediglich eine Reflexion im Kapillarinneren an deren als eben angenommener Vorderseite stattfindet; diese Voraussetzung ist bei der Durchschweißung einer dünnen Materialprobe mit einem relativ großen Fokusbereich gegeben [16]. Dennoch müssen für die Ableitung des vereinfachten Modells zur Ausbildung der Dampfkapillare in Bild 3.1 physikalische

Zusammenhänge aufgegriffen und Annahmen getroffen werden. Wie eingangs erwähnt, ist die Ausbildung der Dampfkapillare im Werkstück einem dem Kolbenmodell entsprechenden Laserbohrprozess sehr ähnlich. Unter der Prämisse, dass sich die geneigte Kapillare mit der Bohrgeschwindigkeit  $v_D$  senkrecht zur Kapillaroberfläche in das feste Material bohrt, bildet sich die Eindringgeschwindigkeit  $v_E$  parallel zur Kapillaroberfläche aus. Da das an der Kapillarfront aufgeschmolzene Material in diesem 2D-Modell senkrecht zur Betrachtungsebene strömt, handelt es sich bei den Geschwindigkeitsvektoren  $v_D$  und  $v_E$  um Geschwindigkeiten der Phasengrenze gasförmig/flüssig. Schlussendlich beschreibt der Vektor der Bohrgeschwindigkeit  $v_D$  in Verbindung mit der Vorschubgeschwindigkeit  $v$  den Neigungswinkel  $\alpha$  der Kapillarfront.



**Bild 3.1:** Modell zur Ausbildung der Dampfkapillare als Drauf- und Seitenansicht bei einer Durchschweißung der Materialdicke  $e$  [16].

Ein weiterer grundlegend wichtiger Punkt ist, dass für die Untersuchungen eine „TopHat“-Verteilung der Intensität im Fokus vorliegt. Als Folge der gleichmäßig einfallenden Intensität bildet sich nach [16] eine, über die gesamte Bestrahlungsfläche konstante, Neigung der Kapillare aus. Der an dieser Fläche reflektierte Laserstrahl wird gemäß dem Reflexionsgesetz in eine völlig eindeutige Richtung zurückgeworfen. Dieser Effekt ist mitunter für die Verformung der Kapillarrückwand im Bereich des Strahlaustritts verantwortlich (Teilstrahl 1 in Bild 3.1). Dagegen bleibt der obere Anteil der Kapillarrückwand nahezu senkrecht. Somit wird die Kapillarrückwand in diesem Modell nur durch den einfallenden bzw. reflektierten Laserstrahl geformt. Überla-

gernde Einflüsse wie etwa die des abströmenden Metaldampfes finden hier keine Berücksichtigung. Während die Teilstrahlen 2 und 3 unter demselben Winkel zurückgeworfen und entsprechend dem material- und winkelspezifischen Absorptionsgrad geschwächt werden, wird Teilstrahl 4 direkt durch die freie Kapillaröffnung transmittiert.

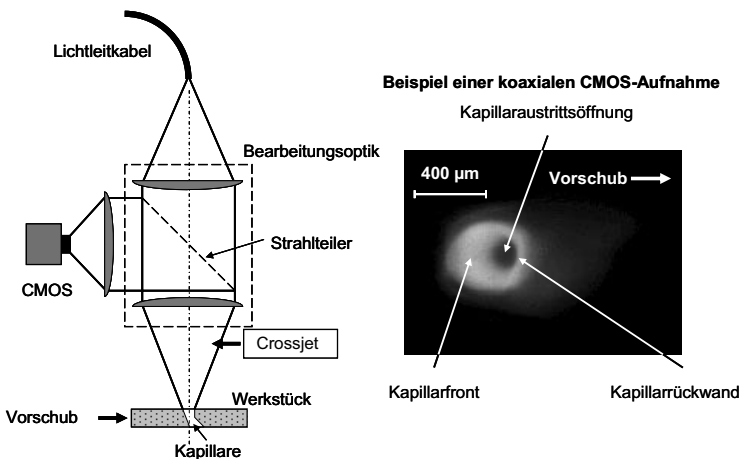
Basierend auf den vorigen Beschreibungen lässt sich das in Bild 3.1 dargestellte Modell analytisch beschreiben. Dabei gilt es zu beachten, dass das dynamische Verhalten der flüssigen Grenzfläche an unterschiedliche Verdrängungsmechanismen gekoppelt ist: Einerseits die senkrecht auf die Kapillarfront wirkende Bohrgeschwindigkeit  $v_D$ , die die Oberfläche in das feste Material drückt, andererseits die Vorschubgeschwindigkeit  $v$ , die aus der Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Material resultiert. Wird die Oberfläche der Kapillare als ortsfest betrachtet, muss die grundlegende Beziehung für das stationäre Gleichgewicht erfüllt sein

$$v_D = v \cdot \cos \alpha, \quad (3.1)$$

wobei  $\alpha$  die Neigung der Kapillarfront (siehe Bild 3.1) ist.

## 3.2 Versuchsaufbau

Der daraus für die Bestimmung der sich ausbildenden Kapillargeometrie bei einer Durchschweißung resultierende Versuchsaufbau ist in Bild 3.2 gezeigt.



**Bild 3.2:** Versuchsaufbau für die Bestimmung der sich ausbildenden Kapillargeometrie. Rechts ist ein Beispiel einer koaxialen CMOS-Aufnahme gezeigt.

Für die Bestimmung der geometrischen Abmaße der Kapillare steht ein diodengepumpter Scheibenlaser (DSL) mit einer maximalen Ausgangsleistung von  $P_L = 6 \text{ kW}$  zur Verfügung. Um den Einfluss von Fokusbereich, Vorschubgeschwindigkeit und Laserleistung auf die Kapillarausbildung zu untersuchen, werden die in Tabelle 3.1 aufgeführten optischen Komponenten eingesetzt. Die Intensitätsverteilung im Fokus wurde mit einem PRIMES-FocusMonitor analysiert und hat die für den Versuch erforderliche TopHat-Verteilung gezeigt. Des Weiteren haben ausgiebige Schutzgasuntersuchungen keinen signifikanten Einfluss auf die Kapillarausbildung gezeigt, weshalb die Untersuchungen ohne Schutzgasatmosphäre durchgeführt werden.

$d_k$ [ $\mu\text{m}$ ]	$f_k$ [mm]	$f_f$ [mm]	$\beta$	$d_f$ [ $\mu\text{m}$ ]	$P_L$ [kW]
200	200	200	1:1	200	4
200	200	200	1:1	200	6
200	100	200	1:0,5	400	6
600	200	200	1:1	600	3
600	200	200	1:1	600	4

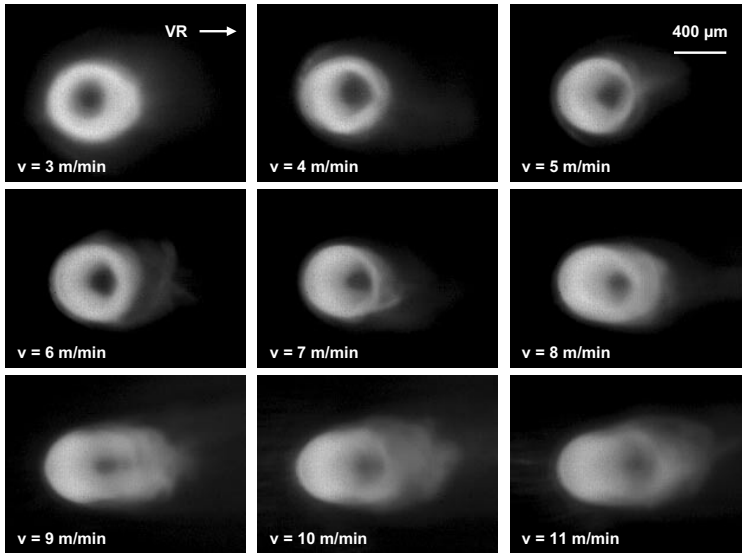
**Tabelle 3.1:** Übersicht über die verwendeten optischen Komponenten und die daraus resultierenden Fokusbereiche.

Für die Untersuchungen der sich ausbildenden Kapillare und explizit der Kapillarvorderseite bei einer Durchschweißung werden Edelstahlproben (1.4301) der Materialdicke  $e = 2 \text{ mm}$  verwendet. Diese haben eine Länge von 100 mm und werden mit Hilfe einer Bearbeitungsmaschine unter der stationären Bearbeitungsoptik verfahren. Darüber hinaus kann die Dynamik der Kapillargeometrie mit einer CMOS-Kamera bei einer Aufnahmezeit von 1 kHz untersucht werden. Dabei ermöglicht der koaxiale Aufbau der Kamera einen Blick in das Kapillarinne, siehe Bild 3.2. Dafür wird die Fokussierlinse der Bearbeitungsoptik und eine nach dem Strahlteiler externe Linse zur Abbildung der Fokusebene benutzt, wobei der Fokus auf der Werkstückoberfläche liegt. Durch einen zusätzlichen Filter vor der Kamera werden lediglich stark erhitzte Oberflächen aufgrund ihres Eigenleuchtens sichtbar. Infolge dessen können die geometrischen Abmaße der Kapillare, insbesondere die Kapillarvorderseite und die Kapillaraustrittsöffnung, detektiert und ausgemessen werden.

### 3.3 Bestimmung der Kapillarneigung

Bild 3.3 zeigt die Ausbildung der Kapillargeometrie in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit anhand der koaxialen Aufnahmen mit der CMOS-Kamera. Da die Kapillarfront direkt von dem einfallenden Laserstrahl bestrahlt wird, ist diese aufgrund

des starken Eigenleuchtens deutlich zu erkennen. Mit einer Zunahme der Vorschubgeschwindigkeit wird die Kapillarfront in Vorschubrichtung länger. Damit einhergehend wird die freie Kapillaraustrittsöffnung, welche durch den sich daran anschließenden „schwarzen Bereich“ gekennzeichnet ist, kleiner. In diesem Bereich wird der senkrechte Anteil der einfallenden Laserstrahlung vollständig transmittiert, vgl. Bild 3.1. Ab einer Vorschubgeschwindigkeit von  $v > 8$  m/min wird bei dem Fokusbereich  $d_f = 400 \mu\text{m}$  und der Laserleistung  $P_L = 6$  kW die Kapillaraustrittsöffnung zusehends nach hinten verschoben bevor sie gänzlich verschwindet und die gesamte einfallende Intensität auf der Kapillaroberfläche absorbiert wird. Dabei hat sich die Kapillarfront derart ausgedehnt, dass bei der hier vorliegenden Materialdicke von  $e = 2$  mm keine direkte Durchschweißung mehr erfolgen kann. Darüber hinaus wird die Länge der gesamten Kapillaröffnung ab dieser Vorschubgeschwindigkeit deutlich größer.

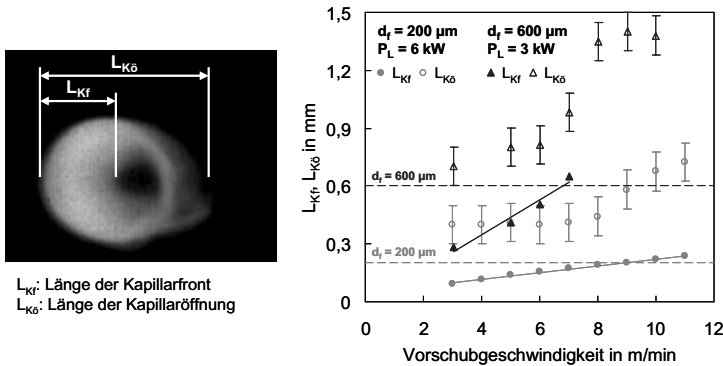


**Bild 3.3:** Ausbildung der Kapillargeometrie in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit. Der Edelstahl CrNi18-10 hat eine Dicke von  $e = 2$  mm ( $d_f = 400 \mu\text{m}$ ;  $P_L = 6$  kW). Ab  $v > 8$  m/min findet keine direkte Durchschweißung mehr statt.

Das beschriebene Verhalten der Kapillarausbildung ist gleichermaßen bei anderen Fokusbereichsdurchmessern und/oder Laserleistungen zu beobachten. Die charakteristischen geometrischen Abmessungen der Kapillarfront  $L_{Kf}$  und der Kapillaröffnung  $L_{K\phi}$  sind in Bild 3.4 dargestellt. Zum Vergleich sind die für den Fokusbereich  $d_f = 600 \mu\text{m}$  aufgezeigten Daten aus [16] übertragen. Die gemessene Länge der Kapillarfront zeigt

infolge der Fokusdurchmesservariation eine lineare Zunahme mit der Vorschubgeschwindigkeit. Dieser Zusammenhang wird ebenfalls vom Fokusdurchmesser und der Laserleistung beeinflusst. Demnach nimmt die Länge der Kapillarfront bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit mit größerem Fokusdurchmesser bzw. geringerer Laserleistung zu.

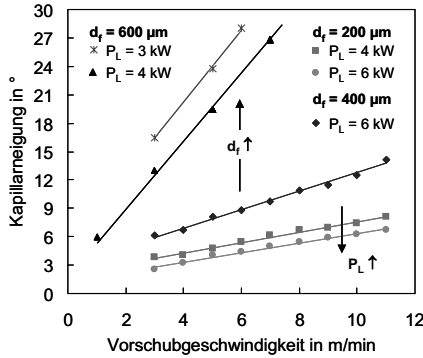
Entgegen dem bleibt die Länge der Kapillaröffnung  $L_{K\delta}$  für die untersuchten Fokusdurchmesser zunächst nahezu konstant. Bei ausreichend hoher Vorschubgeschwindigkeit, bei der die Kapillaraustrittsöffnung genau um einen Fokusdurchmesser gegenüber der Kapillareintrittsöffnung versetzt ist (gestrichelte Linien in Bild 3.4), nimmt die Länge der Kapillaröffnung sprunghaft zu. Diese Vorschubgeschwindigkeit kennzeichnet, wie bereits in Bild 3.3 gezeigt, die Durchschweißgrenze und hängt ebenfalls von Fokusdurchmesser und Laserleistung ab (ohne Abbildung). Demzufolge wird der vorher transmittierte Anteil der Laserstrahlung vollständig an der Kapillarfront reflektiert und hat somit eine größere Auswirkung auf die Kapillarrückwand und damit einhergehend auf die Länge der Kapillaröffnung.



**Bild 3.4:** Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf die charakteristischen geometrischen Abmessungen der Kapillare  $L_{KF}$  und  $L_{K\delta}$  in Abhängigkeit von Fokusdurchmesser und Laserleistung (Materialdicke  $e = 2 \text{ mm}$ ).

Ist die Materialdicke der Probe ( $e = 2 \text{ mm}$ ) hinreichend gering, findet bei einer Durchschweißung lediglich eine Reflexion des einfallenden Laserstrahls an der Kapillarfront statt. Infolge dessen lässt sich die Neigung der Kapillare bezüglich der Vertikalen in Abhängigkeit des Fokusdurchmessers  $d_f$  einfach durch die Messung der Kapillarfront  $L_{KF}$  nach Bild 3.4 bestimmen. Die Entwicklung der Kapillarneigung  $\alpha$  ist als Funktion der Vorschubgeschwindigkeit für unterschiedliche Fokusdurchmesser bei variierender

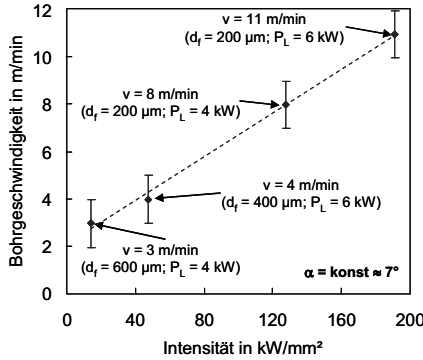
Laserleistung in Bild 3.5 dargestellt. Wie bereits in Bild 3.4 sind die Daten für den Fokusbereich  $d_f = 600 \mu\text{m}$  aus [16] zum Vergleich herangezogen.



**Bild 3.5:** Entwicklung der Kapillarneigung als Funktion von Vorschubgeschwindigkeit, Fokusbereich und Laserleistung bei einer Materialdicke von  $e = 2 \text{ mm}$  (Fokusslage auf der Werkstückoberfläche bei senkrechtem Strahleinfall).

Analog zu der gemessenen Länge der Kapillarfront aus Bild 3.4 zeigt sich, dass die Kapillarneigung im untersuchten Geschwindigkeitsbereich linear mit der Vorschubgeschwindigkeit zunimmt. Ist die Vorschubgeschwindigkeit konstant, führt eine Vergrößerung des Fokusbereichs zu einer stärker geneigten Kapillarfront. Je größer die Neigung der Kapillarfront dadurch wird, desto stärker sind die Auswirkungen der reflektierten Laserstrahlung auf die Kapillarrückwand. Da demzufolge ein kleinerer Fokusbereich die Kapillare aufrichtet, ist insbesondere beim Lasertiefschweißen eine gute Fokussierbarkeit von großer Bedeutung [17]. Eine Erhöhung der Laserleistung wirkt dem entgegen und hat ebenfalls ein Aufrichten der Kapillare bezüglich der Vertikalen zur Folge.

Ausgehend von Gleichung (3.1) hat neben der Vorschubgeschwindigkeit  $v$  auch die sich in Abhängigkeit der Prozessparameter ergebende Kapillarneigung  $\alpha$  einen direkten Einfluss auf die Bohrgeschwindigkeit  $v_D$ . Diese bestimmt mit welcher Geschwindigkeit sich die Kapillarfront senkrecht zu ihrer Oberfläche in das feste Material „bohrt“. Dem zugrunde liegend zeigt Bild 3.6 die resultierende Bohrgeschwindigkeit  $v_D$  als Funktion der einfallenden Intensität  $I_0$  bei angepasster Vorschubgeschwindigkeit zum Erreichen einer konstanten Kapillarneigung  $\alpha$ . Dabei stellt sich heraus, dass die Bohrgeschwindigkeit  $v_D$  linear abhängig von der einfallenden Intensität ist.



**Bild 3.6:** Bohrergeschwindigkeit  $v_D$  als Funktion der Intensität bei angepasster Vorschubgeschwindigkeit zum Erreichen einer konstanten Kapillarneigung.

In [4] ist die Bohrergeschwindigkeit durch Gleichsetzen der je Zeiteinheit in der bestrahlten Fläche absorbierten Energie und der für die Verdampfung des darunterliegenden Materials erforderlichen Energie beschrieben

$$v_D = \frac{dz}{dt} = \frac{I_{abs}}{\rho(c_p T + h_s + h_v)} = \omega \cdot I_{abs} \quad \text{mit} \quad I_{abs} = A(\beta) \cdot \cos \beta \cdot I_0. \quad (3.2)$$

Die Fresnelabsorption, die nur vom Einfallswinkel  $\beta$  der Laserstrahlung abhängt, ist in [12] angenähert durch

$$A(\beta) = A_0 \cdot \cos^k \beta. \quad (3.3)$$

$A_0$  ist der Absorptionsgrad bei senkrechtem Strahleinfall. Für den Exponent wird in [12]  $k = 0,2$  gewählt, um die Winkelabhängigkeit des Absorptionsgrades nahe der für Stahl experimentell ermittelten Werte zu gewährleisten. Durch Gleichsetzen von Gleichung (3.1) und (3.2) und unter Berücksichtigung von Gleichung (3.3) sowie der trigonometrischen Beziehung  $\alpha + \beta = \pi/2$  folgt

$$v \cdot \cos \alpha = \omega \cdot I_0 \cdot A_0 \cdot (\sin \alpha)^{k+1} = v_{D0} \cdot (\sin \alpha)^{k+1}. \quad (3.4)$$

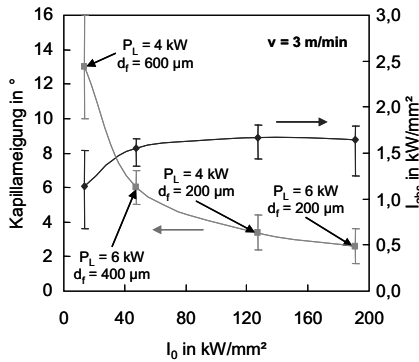
In Gleichung (3.4) kennzeichnet  $v_{D0}$  die Bohrergeschwindigkeit, welche sich bei senkrechtem Strahleinfall ( $\beta = 0^\circ$ ) ausbildet. Somit ist  $v_{D0}$  eine Konstante, die lediglich von der einfallenden Intensität  $I_0$  abhängt. Ist die Neigung der Kapillare  $\alpha$  gering, lässt sich Gleichung (3.4) vereinfacht darstellen

$$\alpha \approx \left( \frac{v}{v_{D0}} \right)^{\frac{1}{k+1}} \sim \frac{v}{I_0} \sim \frac{v \cdot d_f^2}{P_L} \quad (3.5)$$

Demnach wird die Neigung der Kapillarfront größer, wenn die Vorschubgeschwindigkeit bzw. der Fokussdurchmesser zunimmt und/oder die Laserleistung abnimmt (vgl. Bild 3.5). Ist letztlich die Kapillarneigung  $\alpha$  sehr gering (niedrige Vorschubgeschwindigkeit), lässt sich in Abhängigkeit des winkelabhängigen Absorptionsgrades  $A$  [4] die auf der geneigten Oberfläche der Kapillarfront absorbierte Intensität  $I_{abs}$  durch

$$I_{abs} = I_0 \cdot \sin(\alpha) \cdot A(90^\circ - \alpha) \quad (3.6)$$

beschreiben.



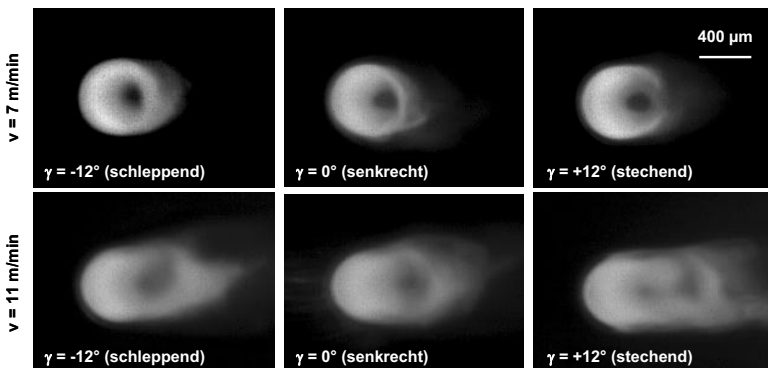
**Bild 3.7:** Variation der Kapillarneigung in Abhängigkeit der einfallenden Intensität  $I_0$  sowie die auf der geneigten Kapillarfront absorbierte Intensität  $I_{abs}$  bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit  $v = 3$  m/min.

Wie bereits in Bild 3.5 gezeigt und anhand Gleichung (3.5) hergeleitet, führt eine Erhöhung der einfallenden Intensität  $I_0$  zu einer weniger geneigten Kapillarfront. Aufgrund des Selbstregulierungsmechanismus zwischen der Kapillarfrontneigung  $\alpha$  und der einfallenden Intensität  $I_0$  ist die absorbierte Intensität  $I_{abs}$  auf der geneigten Kapillarfront unabhängig von den intensitätsbestimmenden Parametern (Laserleistung und Fokussdurchmesser) und wird einzig von der Vorschubgeschwindigkeit  $v$  bestimmt (gleichsetzen von Gleichung (3.5) mit Gleichung (3.6)). Ist folglich die Vorschubgeschwindigkeit konstant, nimmt die Neigung Kapillarfront infolge einer Intensitätserhöhung  $I_0$  ab, siehe Bild 3.7. Das hat selbst bei der Verwendung von Laserstrahlquellen mit guter Fokussierbarkeit zur Folge, dass die absorbierte Intensität auf der geneigten Kapillarvorderseite bezüglich der einfallenden Intensitätswerte  $I_0$  als konstant an-

zusehen ist, (vgl. [18]). Darauf begründet sind der induzierte Verdampfungsprozess und der dementsprechende dynamische Druck des abströmenden Metaldampfes bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit ebenfalls konstant. Eine Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit  $v$  führt zu einer Zunahme der durch die Intensität  $I_0$  bestimmten Kapillarneigung  $\alpha$ . Dadurch wird die durch den Laserstrahl bestrahlte Fläche reduziert und die darauf absorbierte Intensität  $I_{\text{abs}}$  nimmt zu. Demzufolge steigen die Verdampfungsrate und der dynamische Druck des abströmenden Metaldampfes. Wird letztlich die Vorschubgeschwindigkeit derart erhöht, so dass sich keine Dampfkapillare mehr ausbilden kann, nähert sich die jeweilige absorbierte Intensität  $I_{\text{abs}}$  dem Produkt aus einfallender Intensität  $I_0$  und materialabhängigem Absorptionsgrad  $A$  an. Darüber hinaus bestätigen diese Ergebnisse die theoretischen Annahmen in [18].

### 3.4 Variation des Anstellwinkels der Bearbeitungsoptik

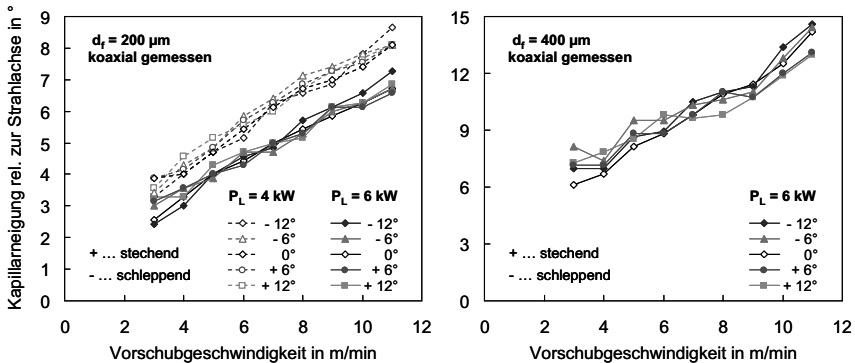
In Kapitel 3.3 wird die Ausbildung der Kapillare sowie deren Neigung in Abhängigkeit der wesentlichen Schweißparameter Vorschubgeschwindigkeit, Fokusedurchmesser und Laserleistung bei senkrechtem Strahleinfall ausführlich diskutiert. Die Bearbeitungsoptik in Bild 3.2 ist an einer schwenkbaren Halterung befestigt, sodass sich der Anstellwinkel  $\gamma$  bezüglich der Vorschubrichtung variieren und dessen Einfluss mit der koaxialen CMOS-Kamera beobachten lässt. Bild 3.8 zeigt die Ausbildung der Dampfkapillare, wobei sich die Fokusebene immer auf der Probenoberseite befindet.



**Bild 3.8:** Ausbildung der Kapillargeometrie in Abhängigkeit des Anstellwinkels der Bearbeitungsoptik bei zwei Vorschubgeschwindigkeiten ( $e = 2 \text{ mm}$ ;  $d_f = 400 \text{ }\mu\text{m}$ ;  $P_L = 6 \text{ kW}$ ).

Unabhängig vom Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik (man beachte, dass dieser nur in Vorschubrichtung variiert) offenbart sich bei koaxialer Blickrichtung eine nahezu identische Kapillargeometrie. Bei der Vorschubgeschwindigkeit  $v = 7$  m/min wird die Durchschweißung durch das Vorhandensein der freien Kapillaraustrittsöffnung charakterisiert. Dagegen hat sich bei  $v = 11$  m/min die Kapillare derart geneigt, dass die geometrische Abmessung  $L_{Kf} > d_f$  ist. Demnach treffen die Teilstrahlen 1 - 4 aus Bild 3.1 allesamt auf die Kapillarrückwand und führen zur Aufweitung der Kapillare im Austrittsbereich. Eine direkte Durchschweißung mit offener Kapillaraustrittsöffnung ist bei solch geometrischen Kapillabarabmessungen nicht mehr existent.

Durch die Messung der vom einfallenden Laserstrahl bestrahlten Wechselwirkungsfläche lässt sich die Kapillarneigung relative zur Strahlachse  $\alpha_{rel}$  bei koaxialer Blickrichtung berechnen. Bild 3.9 bestätigt den mit Gleichung (3.5) gezeigten linearen Zusammenhang zwischen der Kapillarneigung und der Vorschubgeschwindigkeit bzw. der inversen Intensität  $I_0$  ( $\sim P_L/d_f^2$ ) gleichermaßen für einen variierenden Anstellwinkel. Selbst bei einem Anstellwinkel von  $\gamma = 12^\circ$  in schleppender (negatives Vorzeichen), sowie in stechender Richtung (positives Vorzeichen) bildet sich die Kapillare bezüglich der Laserstrahlachse unter einem annäherungsweise identischen Winkel  $\alpha_{rel}$  wie bei senkrechtem Strahleinfall aus.



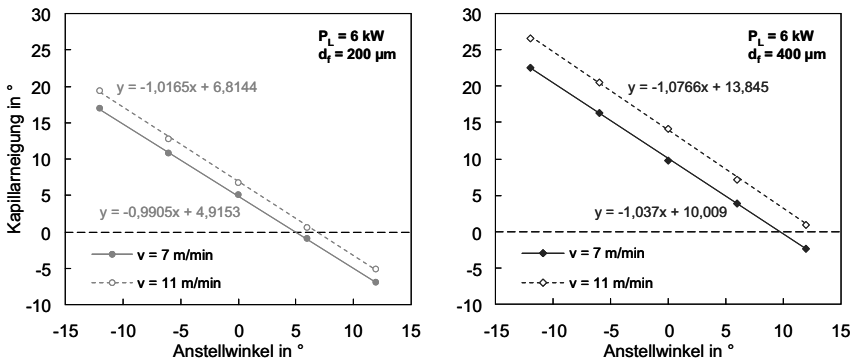
**Bild 3.9:** Kapillarneigung relativ zur Strahlachse  $\alpha_{rel}$  als Funktion von Vorschubgeschwindigkeit, Fokusdurchmesser und Laserleistung bei variierendem Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik.

Um letztlich die resultierende Kapillarneigung bezüglich der Vertikalen  $\alpha = \alpha(\gamma)$  zu bestimmen, muss der Anstellwinkel  $\gamma$  von der koaxial ermittelten Kapillarneigung  $\alpha_{rel}$  unter Berücksichtigung des winkelabhängigen Vorzeichens subtrahiert werden. Da die relative Kapillarneigung  $\alpha_{rel}$  gemäß Bild 3.9 näherungsweise identisch der Kapillar-

neigung bei senkrechtem Strahleinfall ( $\gamma = 0^\circ$ ) ist, lässt sich die Kapillarneigung in Abhängigkeit des Anstellwinkels mit dem formellen Zusammenhang

$$\alpha(\gamma) = \alpha(0^\circ) - \gamma \quad (3.7)$$

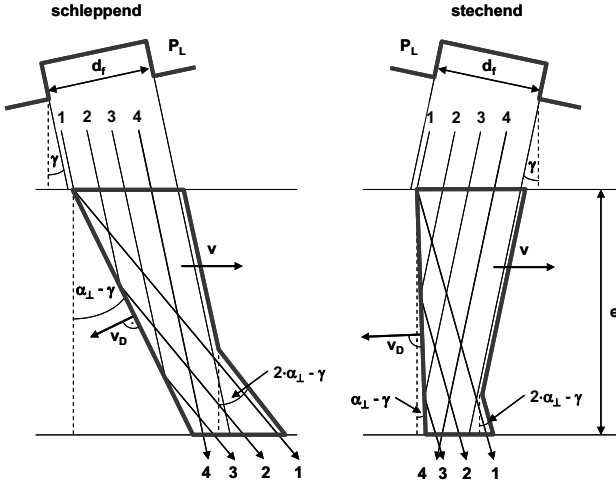
berechnen. Dabei entspricht  $\alpha(0^\circ) = \alpha_\perp$  der nach Gleichung (3.5) formulierten Kapillarneigung. Die sich ergebende Kapillarneigung  $\alpha(\gamma)$  ist in Bild 3.10 als Funktion des Anstellwinkels bei zwei Vorschubgeschwindigkeiten für die Fokusburchmesser  $d_f = 200 \mu\text{m}$  und  $d_f = 400 \mu\text{m}$  dargestellt. Folglich nimmt die Kapillarneigung ausgehend vom senkrechten Strahleinfall ( $\gamma = 0^\circ$ ) einhergehend mit zunehmender schleppender Anstellung zu. Im Umkehrschluss richtet sich die Kapillare mit stechender Strahlauslenkung derart auf, dass bei  $d_f = 200 \mu\text{m}$  und einem Anstellwinkel von  $\gamma = +6^\circ$  die Kapillarfront senkrecht steht. Eine weitere Steigerung der Strahlanstellung führt zu einer in Vorschubrichtung nach vorne ausgebildeten Kapillarfront (negative Kapillarneigung in Bild 3.10). Da die Kapillarneigung nach Gleichung (3.5) mit zunehmendem Fokusburchmesser größer wird, ist bei dem Fokusburchmesser von  $400 \mu\text{m}$  eine negative Kapillarneigung erst mit einem Anstellwinkel von  $\gamma \geq +12^\circ$  realisierbar. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Steigung der Ausgleichsgeraden  $\alpha(\gamma) = m \cdot \gamma + c$  immer näherungsweise  $m = -1$  beträgt.



**Bild 3.10:** Kapillarneigung bezüglich der Vertikalen  $\alpha(\gamma)$  als Funktion des Anstellwinkels bei zwei repräsentativen Vorschubgeschwindigkeiten für die Fokusburchmesser  $d_f = 200 \mu\text{m}$  und  $d_f = 400 \mu\text{m}$  ( $P_L = 6 \text{ kW}$ ).

Wie bereits in Kapitel 3.3 ist die Materialdicke der Probe ( $e = 2 \text{ mm}$ ) hinreichend gering. Zudem zeigt Bild 3.9, dass sich bezüglich der Strahlausbreitungsrichtung eine nahezu identische Kapillargeometrie ausbildet. Demzufolge findet, unabhängig vom Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik, bei einer Durchschweißung lediglich eine Refle-

xion des einfallenden Laserstrahls an der Kapillarfront statt. Basierend auf den physikalischen und geometrischen Erkenntnissen aus Kapitel 3.3 und 3.4 lässt sich das in Bild 3.11 dargestellte Modell infolge einer Strahlauslenkung  $\gamma$  ableiten; auch hier wird eine ebene Kapillarfront angenommen.



**Bild 3.11:** Modell zur Ausbildung der Dampfkapillare als Seitenansicht bei jeweils einem Anstellwinkel von  $\gamma = 12^\circ$  in schleppender (negativer Winkel) bzw. stechender (positiver Winkel) Richtung bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit.

Wird die Bearbeitungsoptik um den Anstellwinkel  $\gamma$  ausgelenkt, dreht sich dementsprechend das um die Laserstrahlachse rotationssymmetrisch ausgebildete Intensitätsprofil mit charakteristischer „TopHat“-Verteilung mit. Die Neigung der Kapillarfront bezüglich der Vertikalen folgt dem Zusammenhang aus Gleichung (3.7), sodass der Einfallswinkel  $\beta$  der einzelnen Teilstrahlen auf die geneigte Kapillarfront unabhängig vom Anstellwinkel  $\gamma$  ist. Demzufolge bleibt die absorbierte Intensität  $I_{\text{abs}}$  auf der geneigten Kapillaroberfläche bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit unverändert, weshalb der dynamische Druck des abströmenden Metalldampfes ebenfalls konstant ist. Vielmehr wird die Bohrgeschwindigkeit  $v_D$ , mit welcher sich die Kapillarfront in das feste Material bohrt, vom Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik beeinflusst. Sie lässt sich folglich über den formellen Zusammenhang aus Gleichung (3.1) bestimmen, wobei  $\alpha$  die nach Gleichung (3.7) ermittelte Kapillarneigung  $\alpha(\gamma)$  darstellt. Ist die grundlegende Beziehung für das stationäre Gleichgewicht an der Kapillarf Vorderseite erfüllt, nimmt die Bohrgeschwindigkeit mit schleppendem Anstellwinkel ab, gleichwohl sie bei stechender Einstrahlung zunimmt.

Die Überlagerung der Kapillarneigung durch den Anstellwinkel  $\gamma$  hat neben der Manipulation der Kapillarfront einen signifikanten Einfluss auf die Kapillarrückwand. Zunächst treffen die Teilstrahlen unabhängig vom Anstellwinkel unter einem identischen Einfallswinkel  $\beta$  auf die geneigte Kapillarfront und werden gemäß dem Reflexionsgesetz gleichermaßen zurückgeworfen. Geometrisch betrachtet neigt sich neben der Kapillarfront auch die Kapillarrückwand analog dem Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik. Somit treffen je nach Anstellwinkel die reflektierten Teilstrahl in verschiedenen Abständen auf die Kapillarrückwand im Bereich der entstehenden Austrittsöffnung. Überlagernde Einflüsse wie etwa die des abströmenden Metaldampfes finden vorerst keine Berücksichtigung. Bei schleppendem Strahleinfall treffen die reflektierten Teilstrahlen 1 und 2 auf die geneigte Kapillarrückwand und können zu einer deutlichen Aufweitung der Austrittsöffnung führen. Lediglich Teilstrahl 3 wird an der geneigten Kapillarfront reflektiert und tritt mit dem ihm verbleiben Restanteil an Intensität gemäß  $R \cdot I_{0,3}$  nach unten aus. Einzig Teilstrahl 4 wird direkt durch die freie Kapillaröffnung ohne Intensitätsverluste transmittiert. Hingegen zeigt sich bei positivem Anstellwinkel, dass Teilstrahl 1 gerade noch die Kapillarrückwand streift und somit im Vergleich zur schleppenden Einstrahlrichtung wenig Intensität im Bereich der Austrittsöffnung deponiert wird. Während die Teilstrahlen 2 und 3 die Kapillare nach einmaliger Reflexion verlassen, wird Teilstrahl 4 aufgrund der in Bild 3.8 identischen Kapillargeometrie (bezüglich der Strahlachse) wiederum transmittiert.

Welchen Einfluss die im oberen Kapillarbereich geneigte Rückwand sowie die deformierte Austrittsöffnung auf die Stabilität des Schweißprozesses haben, wird in Kapitel 5.2 ausführlich diskutiert. Darüber hinaus wird dort die Auswirkung des dynamischen Drucks vom abströmenden Metaldampf berücksichtigt, der durch die Verdampfung an der geneigten Kapillarfront entsteht.

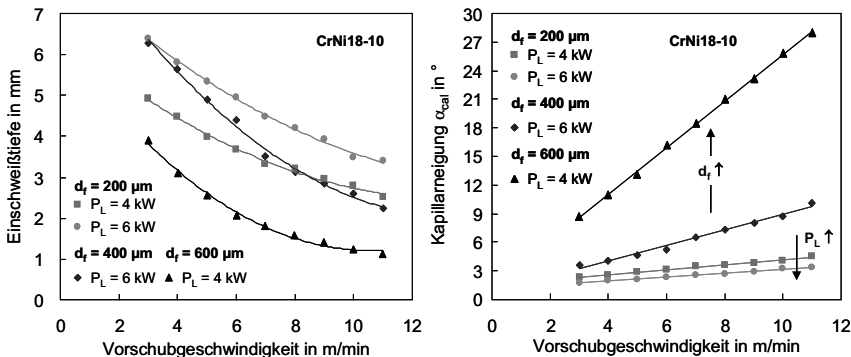
### 3.5 Kapillarausbildung bei einer Einschweißung

Ist das Probenmaterial zu dick ( $e$  wird größer) und/oder die Vorschubgeschwindigkeit  $v$  zu groß (vgl. Bild 3.3), wird die Schwelle zu einer Durchschweißung mit offener Kapillaraustrittsöffnung nicht mehr erreicht, was zu einer Einschweißung führt. Basierend auf modellhaft vereinfachten Zusammenhängen zur Kapillarausbildung und der Hypothese, dass bei einer großen Oberflächenabsorption die Kapillargeometrie und vielmehr die Kapillarfront durch das erste Auftreffen der Laserstrahlung maßgeblich ausgebildet wird [16], ist die Energieeinbringung beim zweiten Auftreffen des Laserstrahls demnach deutlich geringer und damit einhergehend seine Auswirkung auf die

Kapillarformung. Unter diesen Annahmen entsprechen die Ausbildungsmechanismen der Dampfkapillare bei einer Einschweißung jenen der Durchschweißung im Bereich der Durchschweißgrenze (vgl. Bild 3.1). Demzufolge ist die Kapillare derart geneigt, dass der Kapillargrund (bei einer Durchschweißung die Kapillaraustrittsöffnung) genau um einen Fokusbereich gegenüber der Kapillareintrittsöffnung versetzt ist. Damit wird die trigonometrische Beziehung

$$\alpha_{cal} = \arctan\left(\frac{d_f}{t}\right) \quad (3.8)$$

erfüllt, wobei  $d_f$  der Fokusbereich und  $t$  die gemessene Einschweißtiefe ist. Jedoch sollen die folgenden Ausführungen zeigen, dass dieser vereinfachte Ansatz nicht zutreffen kann. Die sich als Funktion der Vorschubgeschwindigkeit bei verschiedenen Fokusbereichen und Laserleistungen ergebende Einschweißtiefe ist in Bild 3.12 dargestellt. Unter Berücksichtigung des jeweiligen Fokusbereichs (die verwendeten optischen Elemente sind Tabelle 3.1 zu entnehmen) lässt sich mit Gleichung (3.8) die ebenfalls in Bild 3.12 gezeigte Kapillareneigung  $\alpha_{cal}$  berechnen.



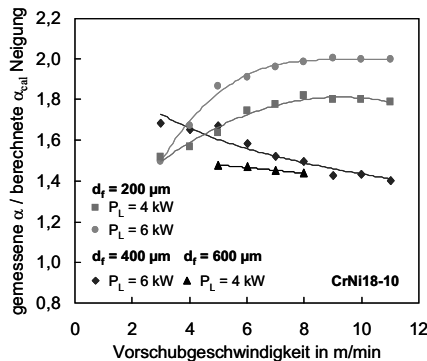
**Bild 3.12:** Einschweißtiefe als Funktion der Vorschubgeschwindigkeit für verschiedene Fokusbereiche und Laserleistungen sowie die sich ergebende Kapillareneigung  $\alpha_{cal}$  bei dem Werkstoff CrNi18-10.

Die Kurven in Bild 3.12 zeigen eine klare Abhängigkeit der Einschweißtiefe von den wesentlichen Schweißparametern. Demnach nimmt die Einschweißtiefe mit steigender Laserleistung  $P_L$  und/oder dem inversen Fokusbereich  $d_f$  bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit zu. Letztlich führt eine Steigerung der Vorschubgeschwindigkeit  $v$  zu einer hyperbolischen Abnahme der Einschweißtiefe  $t$ , sodass diese näherungsweise mit

$$t \sim \frac{P_L}{d_f \cdot v} \quad (3.9)$$

skaliert. Es sei angemerkt, dass der Zusammenhang aus Gleichung (3.9) in Kapitel 4.1 bei weitem ausführlicher diskutiert wird.

Ist die Einschweißtiefe  $t$  bekannt, lässt sich mit Gleichung (3.8) die Kapillarneigung  $\alpha_{\text{cal}}$  bei einer Einschweißung berechnen. Es zeigt sich eine überwiegend analoge Ausbildung der Kapillarneigung zu Bild 3.5 (koaxial gemessene Kapillarneigung bei einer Durchschweißung). Diese nimmt im untersuchten Geschwindigkeitsbereich zunächst linear mit der Vorschubgeschwindigkeit zu. Bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit führt eine Erhöhung der Laserleistung zu einer Verringerung der Kapillarneigung, gleichwohl diese mit einem größeren Fokusbereich zunimmt ( $\alpha \sim 1/I_0$ ). Demzufolge behält der formelle Zusammenhang für die Ausbildung der Kapillarneigung aus Gleichung (3.5) im Falle einer Einschweißung seine Gültigkeit. Setzt man die auf unterschiedliche Weise ermittelten Winkelgrößen der sich ausbildenden Kapillarvorderseiten im Falle einer Durch- bzw. Einschweißung ins Verhältnis, ergibt sich der in Bild 3.13 gezeigte Zusammenhang.



**Bild 3.13:** Verhältnis zwischen der koaxial gemessenen  $\alpha$  (Bild 3.5) und der bei einer Einschweißung berechneten  $\alpha_{\text{cal}}$  (Bild 3.12) Neigung der Kapillarfront in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit für unterschiedliche Intensitätswerte.

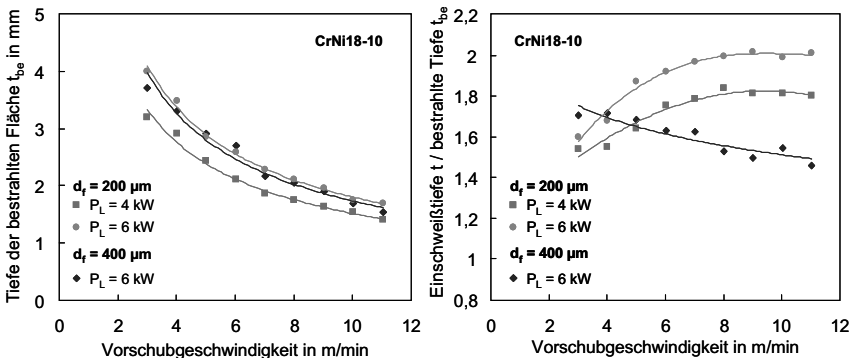
Zunächst zeigt sich, dass für alle Fokusbereiche und/oder Laserleistungen die koaxial gemessene Kapillarneigung  $\alpha$  (siehe Bild 3.5) größer ist als die anhand der Einschweißtiefe berechneten Kapillarneigung  $\alpha_{\text{cal}}$  (siehe Bild 3.12). Während im Bereich von Vorschubgeschwindigkeiten bis  $v = 4 \text{ m/min}$  ein mittleres Verhältnis von 1,6 vorliegt, spalten sich die Kurven mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit in Abhän-

gigkeit des Fokusbereichs auf. Für die Fokusbereich  $d_f = 400 \mu\text{m}$  bzw.  $d_f = 600 \mu\text{m}$  nimmt das Verhältnis zwischen den beiden Winkelgrößen mit steigendem Vorschub ab und beträgt bei einer Vorschubgeschwindigkeit von  $v = 11 \text{ m/min}$  1,4. Dagegen nimmt die gemessene Kapillareneigung  $\alpha$  im Vergleich zur berechneten Kapillareneigung  $\alpha_{\text{cal}}$  mit steigender Vorschubgeschwindigkeit für den Fokusbereich  $d_f = 200 \mu\text{m}$  stetig zu, bis sich das ermittelte Verhältnis je nach eingebrachter Laserleistung einem konstanten Zahlenwert annähert. Bei der Laserleistung  $P_L = 6 \text{ kW}$  beträgt das Verhältnis ungefähr 2 bzw. nähert sich bei  $P_L = 4 \text{ kW}$  dem Wert 1,8 an.

Wie eingangs zu diesem Kapitel erwähnt, kann der vereinfachende Zusammenhang aus Gleichung (3.8) aufgrund eines zu hoch angenommen Absorptionsgrades nicht zutreffen. Vielmehr bildet sich bei einer Einschweißung die direkt vom Laserstrahl bestrahlte Fläche unter einem analogen Winkel zur Durchschweißung aus. Die direkt bestrahlte Tiefe  $t_{be}$  lässt sich mit Hilfe der Beziehung

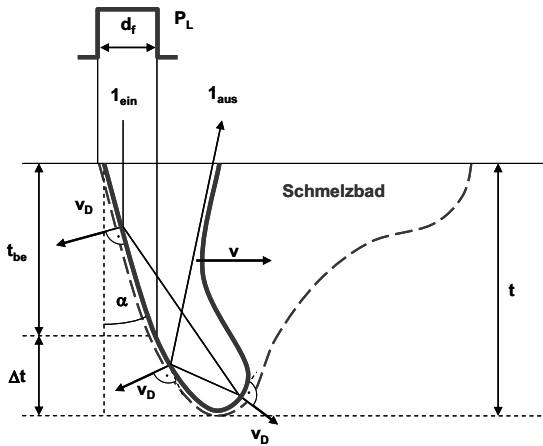
$$t_{be} = \frac{d_f}{\tan \alpha} \quad (3.10)$$

bestimmen, wobei  $\alpha$  die gemessenen Kapillareneigung aus Bild 3.5 ist. Es zeigt sich in Bild 3.14, dass die sich ergebende Tiefe  $t_{be}$  im Vergleich zur gesamten Einschweißtiefe  $t$  (siehe Bild 3.12 links) deutlich geringer ist. Wird letztlich die Einschweißtiefe  $t$  mit der Tiefe der bestrahlten Fläche  $t_{be}$  ins Verhältnis gesetzt, ergibt sich ein analoges Verhalten zum Verhältnis der Kapillareneigungen aus Bild 3.13.



**Bild 3.14:** Tiefe der bestrahlten Fläche  $t_{be}$  bei einer Einschweißung als Funktion der Vorschubgeschwindigkeit sowie für variierende Fokusbereich und/oder Laserleistungen (links). Rechts: Verhältnis zwischen gesamter Einschweißtiefe  $t$  und bestrahlter Tiefe  $t_{be}$ .

Diese Ergebnisse zeigen ganz deutlich, dass bei einer Einschweißung die maximale Einschweißtiefe  $t$  nicht nur durch eine einzige Reflexion der einfallenden Laserstrahlung an der Kapillarovorderseite erzielt wird. Vielmehr werden die einzelnen Teilstrahlen nach dem Prinzip der Mehrfachreflexion in die Tiefe gelenkt und haben den in Bild 3.14 gezeigten Tiefengewinn zur Folge. Dies wirkt sich insbesondere mit kleiner werdendem Fokussdurchmesser und/oder höherer Laserleistung aus. Das bedeutet wiederum, dass die Anzahl der kapillarinternen Reflexionen mit abnehmender Einschweißtiefe  $t$  und gleichzeitig breiterer Dampfkapillare ( $\sim d_f$ ) abnehmen, gleichzusetzen mit einer Zunahme der Kapillarneigung  $\alpha$  bzw. einer Abnahme des Aspektverhältnis der sich ausbildenden Dampfkapillare ( $t/d_f$ ) bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit  $v$ . Eine sich aus diesem Zusammenhang ergebende Kapillargeometrie bei einer Einschweißung ist in Bild 3.15 dargestellt. Im oberen Bereich der Kapillare sind die Bedingungen der sich ausbildenden Kapillarfront ( $t_{be}$ ) denen bei einer Durchschweißung vergleichbar. Demnach bestimmen die charakteristischen Strahlgrößen Fokussdurchmesser und Laserleistung beim ersten Auftreffen auf die Kapillarovorderseite in Überlagerung mit der Vorschubgeschwindigkeit den Neigungswinkel  $\alpha$ . Die gesamte Einschweißtiefe  $t$  wird schließlich durch den Tiefengewinn  $\Delta t$  infolge der Mehrfachreflexion erreicht. Des Weiteren bestätigt Bild 3.15, dass eine Berechnung der Kapillarneigung mittels der trigonometrischen Beziehung in Gleichung (3.8) immer einen kleineren Winkelwert  $\alpha_{cal}$  ergibt, solange die Mehrfachreflexion einen Tiefengewinn  $\Delta t$  zur Folge hat (vgl. Bild 3.14).

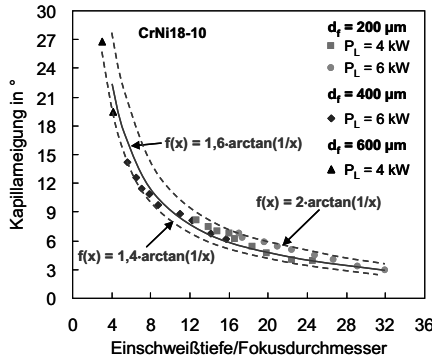


**Bild 3.15:** Modell zur Ausbildung der Dampfkapillare bei einer Einschweißung als Seitenansicht. Exemplarisch ist ein einfallender Teilstrahl eingezeichnet, der durch die Mehrfachreflexion im Kapillarinneen wieder nach oben austritt.

Bestimmend für die Einschweißtiefe  $t$  und das sich daraus ableitende Aspektverhältnis  $(t/d_f)$  ist die Kapillarneigung  $\alpha$  und die davon abhängende Anzahl an kapillarinternen Reflexionen. Bereits in Gleichung (3.8) wird die Kapillarneigung  $\alpha_{\text{cal}}$  mit dem inversen Aspektverhältnis berechnet. Es hat sich jedoch gezeigt, dass dieser Winkel aufgrund der im Kapillarinernen stattfindenden Mehrfachreflexion und dem damit verbundenen Tiefengewinn  $\Delta t$  mit einem Faktor versehen werden muss, welcher Bild 3.13 zu entnehmen ist. Demnach lässt sich die Kapillarneigung  $\alpha$ , ausgehend von einem mittleren Verhältnis von  $t/t_{\text{be}}$  1,6 bei geringen Vorschubgeschwindigkeiten, mit

$$f(x) = 1,6^{+0,4}_{-0,2} \cdot \arctan\left(\frac{1}{x}\right) \text{ mit } x = \frac{t}{d_f}, \quad (3.11)$$

berechnen und wie in Bild 3.16 darstellen.



**Bild 3.16:** Kapillarneigung  $\alpha$  als Funktion des Aspektverhältnisses  $(t/d_f)$  für unterschiedliche Fokussdurchmesser und Laserleistungen unter Berücksichtigung des Tiefengewinns infolge der Mehrfachreflexion.

Bild 3.16 bestätigt, dass die Kapillarneigung  $\alpha$  mit zunehmendem Aspektverhältnis  $(t/d_f)$  abnimmt. Darüber hinaus zeigt sich, dass mit kleiner werdendem Fokussdurchmesser  $d_f$  und damit zunehmender Fokussierbarkeit die jeweiligen Datenpunkte von der unteren Toleranzgrenze (Faktor 1,4) in Richtung der oberen Toleranzgrenze (Faktor 2,0) wandern. Das bedeutet, dass infolge einer größeren Fokussierbarkeit die kapillarinternen Reflexionen zunehmen und dadurch die Dampfkapillare verstärkt in die Tiefe „gebohrt“ wird. Demnach sollte für eine zuverlässige Bestimmung der Dampfkapillarneigung  $\alpha$  diese anhand einer Durchschweißung ermittelt werden, um Ungenauigkeiten infolge der auftretenden Mehrfachreflexionen bei einer Einschweißung zu vermeiden.

## 4 Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit

Die neuen Strahlwerkzeuge Scheiben- und Faserlaser bieten eine weitaus bessere Fokussierbarkeit im Multikilowattbereich als konventionelle Festkörperlaser. Die höhere Strahlqualität bringt für das Laserschweißen eine Reihe prozesstechnischer Vorteile mit sich und ermöglicht somit eine Erweiterung des Anwendungsfeldes. In Kapitel 4.1 wird der grundlegende Einfluss der Fokussierbarkeit auf die Nahtausbildung anhand von Blindschweißungen in den Stahlwerkstoff DC04, den Edelstahl CrNi18-10 und die Aluminiumlegierung AlMgSi1 diskutiert. Jedoch sind diesem potenziellen Nutzen maßgebliche Grenzen gesetzt, auf die in diesem Kapitel eingegangen werden soll. In Kapitel 4.2 wird die Effizienz des Laserschweißprozesses bei guter Fokussierbarkeit diskutiert.

### 4.1 Einfluss der Fokussierbarkeit

Unter Berücksichtigung der Fokussierbarkeit kommen drei unterschiedliche Laserkonzepte zum Einsatz – ein lampengepumpter Stablaser (LSL) sowie ein diodengepumpter Scheiben- und Faserlaser. Aufgrund der direkten Abhängigkeit zwischen dem laserinternen Strahlparameterprodukt (SPP) des verwendeten Lasersystems und dem kleinsten nutzbaren Faserkerndurchmesser wird der Fokusedurchmesser in Kombination mit einer Veränderung der Brennweite variiert. Das lampengepumpte System wird für die Abbildung der Fokusedurchmesser von 600  $\mu\text{m}$  bis 300  $\mu\text{m}$  verwendet. Mit dem Strahlparameterprodukt von 6 mm\*mrad des Scheibenlaser (DSL), welches im Vergleich zum Stablaser eine um den Faktor 4 bessere Fokussierbarkeit bedeutet, können Fokusedurchmesser bis minimal 75  $\mu\text{m}$  erzielt werden. Im Leistungsbereich bis 4 kW zeichnet sich der Faserlaser (FL) hingegen mit einer bis dato unerreichten Fokussierbarkeit aus, wodurch Lichtleitkabel mit einem Kerndurchmesser von lediglich 50  $\mu\text{m}$  eingesetzt werden können. Tabelle 4.1 zeigt die Daten der zur Fokussierung eingesetzten optischen Komponenten und die sich daraus ergebenden Fokusedurchmesser mit den dazugehörigen abbildungsbedingten Divergenzwinkeln. Als Divergenzwinkel wird der halbe Öffnungswinkel des fokussierten Laserstrahls verwendet. Im Rahmen der grundlegenden Untersuchung wird die Laserleistung konstant bei 3 kW gehalten.

Laser	$d_k$ [ $\mu\text{m}$ ]	$f_f$ [mm]	$\beta$	$d_f$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\theta_f$ [ $^\circ$ ]
FL	50	200	1:1	50	5,7
FL	50	300	1:0,67	75	3,8
FL	50	300	1:0,5 <sup>1</sup>	100	2,9
DSL	150	100	1:2	75	11,4
DSL	200	100	1:2	100	11,4
DSL	150	200	1:1	150	5,7
DSL	200	200	1:1	200	5,7
LSL	600	100	1:2	300	11,4
LSL	600	150	1:1,3	450	7,4
LSL	600	200	1:1	600	5,7

**Tabelle 4.1:** Übersicht über die verwendeten Strahlquellen und die daraus resultierenden Fokusedurchmesser. Die Kollimationsbrennweite beträgt  $f_k = 200$  mm.

<sup>1</sup>  $f_k = 150$  mm @  $d_f = 100$   $\mu\text{m}$  (Faserlaser).

### 4.1.1 Variation des Fokusedurchmessers

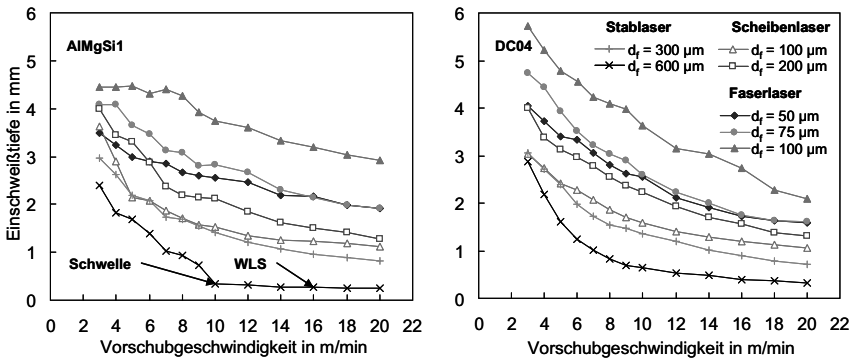
#### *Einschweißtiefe*

In [6] hat sich gezeigt, dass bei Untersuchungen mit schwach fokussierbaren Lasern die Einschweißtiefe bei großen Vorschubgeschwindigkeiten durch eine Reduzierung des Fokusedurchmessers gesteigert werden kann. Dabei konnte beobachtet werden, dass sich die Einschweißtiefe proportional zum inversen Fokusedurchmesser verhält. Es gilt nun zu prüfen, ob sich dieser Trend bei einer weiteren Verringerung des Fokusedurchmessers, was durch die Verwendung von Scheiben- oder Faserlaser möglich ist, fortsetzt.

In Bild 4.1 ist für die beiden Werkstoffe AlMgSi1 und DC04 die Einschweißtiefe bei verschiedenen Fokusedurchmessern als Funktion der Vorschubgeschwindigkeit aufgetragen. Beide Werkstoffe zeigen bei einer Fokusedurchmesservariation das gleiche Verhalten, welches auch bei Edelstahl (ohne Abbildung) beobachtet werden kann. Die Kurven, welche mit dem lampengepumpten System realisiert werden, zeigen die klare Abhängigkeit der Einschweißtiefe vom Fokusedurchmesser ab einer Vorschubgeschwindigkeit von ungefähr 6 m/min. Der Wechsel zum Scheibenlaser ermöglicht Fokusedurchmesser von 200  $\mu\text{m}$  bis 75  $\mu\text{m}$ . Hierbei tritt jedoch ein unerwartetes Verhalten auf: Die Zunahme der Einschweißtiefe mit abnehmendem Fokusedurchmesser setzt sich lediglich bis  $d_f = 200$   $\mu\text{m}$  fort [19]. In diesem Bereich skaliert die Einschweißtiefe gemäß

$$t \sim \frac{1}{d_f}. \quad (4.1)$$

Die Fokusbereich  $< 200 \mu\text{m}$  zeigen ein hiervon abweichendes Verhalten. Eine weitere Verringerung des Fokusbereichs auf  $100 \mu\text{m}$  führt zu einer Abnahme der Einschweißtiefe. Durch den Einsatz des Faserlasers kann die Einschweißtiefe bei dem Fokusbereich von  $100 \mu\text{m}$  zwar gesteigert werden, offensichtlich führt jedoch der gleiche limitierende Faktor zu einer Abnahme der Einschweißtiefe bei geringeren Fokusbereichen ( $d_f \leq 75 \mu\text{m}$ ).

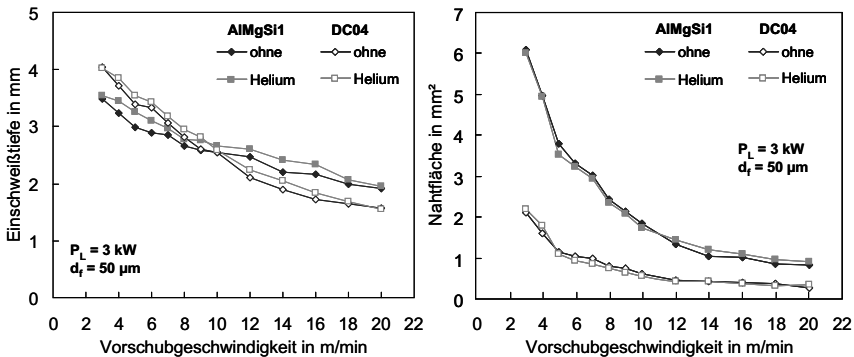


**Bild 4.1:** Einschweißtiefe als Funktion der Vorschubgeschwindigkeit für verschiedene Fokusbereiche und die Werkstoffe AlMgSi1 und DC04 ( $P_L = 3 \text{ kW}$ ).

Die Aluminiumlegierung AlMgSi1 zeigt im Verlauf der Einschweißtiefe für den Fokusbereich  $600 \mu\text{m}$  in Bild 4.1 einen Knick bei der Vorschubgeschwindigkeit von  $10 \text{ m/min}$ . Dieser Knick kennzeichnet den Übergang vom Tiefschweißen zum Wärmeleitungsschweißen (WLS), auch Schwelle genannt. Oberhalb dieser Vorschubgeschwindigkeit ändert sich die Einschweißtiefe nicht mehr wesentlich.

Um den Mechanismus zu erklären, der die Abnahme der Einschweißtiefe verursacht, werden zunächst die Einschweißtiefe und die Nahtfläche untersucht. Bislang wurde beim Schweißen mit Festkörperlaser davon ausgegangen, dass kein Plasma den Schweißprozess negativ beeinflusst [20, 21, 22, 23, 24]. Die gegenüber lampengepumpten Stablaser um den Faktor 12 stärkere Fokussierbarkeit des Faserlasers ermöglicht eine um den Faktor 144 höhere Intensität im Fokus bei gleichbleibendem Abbildungsverhältnis. Es liegt die Schlussfolgerung nahe, dass bei so hohen Intensitäten ein laserinduziertes Plasma die Bedingungen für die Energieeinkopplung durch Absorption und Defokussierung verändern könnte. Vom Schweißen mit  $\text{CO}_2$ -Lasern

kennt man den starken Einfluss von Gasen, besonders Helium, auf die Unterdrückung einer Plasmaausbildung. Wie Bild 4.2 zeigt, ist sowohl beim Aluminium- als auch beim Stahlwerkstoff kein Einfluss des Schutzgases bei stärkster Fokussierung zu beobachten. So kann festgehalten werden, dass selbst bei solch hohen Intensitäten keine Plasmaabschirmung existiert. Aufgrund dessen werden die weiteren Untersuchungen bezüglich der Fokusbereichsvariation ohne Verwendung eines Schutzgases durchgeführt.



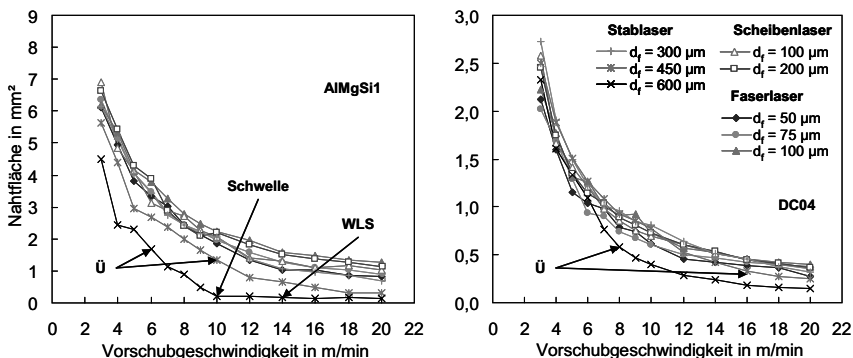
**Bild 4.2:** Einschweißtiefe und Nahtfläche sind unabhängig vom eingesetzten Schutzgas bei stärkster Fokussierung ( $d_f = 50 \mu\text{m}$  @  $P_L = 3 \text{ kW}$ , Faserlaser).

### Nahtquerschnittsfläche

Der Verlauf der Nahtquerschnittsfläche in Abhängigkeit von Vorschubgeschwindigkeit und Fokusbereichsvariation ist in Bild 4.3 dargestellt. Für die Aluminiumlegierung ergibt sich für die verschiedenen Fokusbereichsvariationen ( $d_f \leq 300 \mu\text{m}$ ) eine nahezu identische Nahtquerschnittsfläche. Dies bedeutet, dass die Querschnittsfläche im Wesentlichen mit der Streckenenergie skaliert, welche das erzeugte Schmelzvolumen bestimmt. Ein abweichendes Verhalten hiervon stellen die beiden großen Fokusbereichsvariationen dar. Beim dem Fokusbereichsvariation  $450 \mu\text{m}$  spaltet sich die Kurve bei einem Vorschub von  $5 \text{ m/min}$  von den anderen ab. Bei  $600 \mu\text{m}$  ist sie bereits völlig abgespalten. Der Knick dieser Kennlinie bei einer Vorschubgeschwindigkeit von  $10 \text{ m/min}$  kennzeichnet die Schwelle zum Wärmeleitungsschweißen (vgl. Bild 4.1).

Die Nahtquerschnittsfläche ist für den Stahlwerkstoff im Vergleich zur Aluminiumlegierung aufgrund der geringeren Wärmeleitfähigkeit und der höheren Schmelztemperatur kleiner. Zwar zeigt der Stahlwerkstoff tendenziell die gleichen Besonderheiten, allerdings findet die Kennlinienabspaltung der Fokusbereichsvariation  $450 \mu\text{m}$  und  $600 \mu\text{m}$

erst bei größeren Vorschubgeschwindigkeiten statt. Dies ist wiederum auf die im Vergleich zur Aluminiumlegierung geringere Wärmeleitfähigkeit zurückzuführen. Edelstahl verhält sich analog zum Stahlwerkstoff, jedoch erfolgt die Abspaltung der Kurve für  $d_f = 600 \mu\text{m}$  aufgrund der etwas geringeren Wärmeleitfähigkeit erst bei einer Vorschubgeschwindigkeit von 10 m/min (ohne Abbildung).



**Bild 4.3:** Nahtfläche als Funktion der Vorschubgeschwindigkeit für verschiedene Fokussierbedingungen und die Werkstoffe AlMgSi1 und DC04 ( $P_L = 3 \text{ kW}$ ).

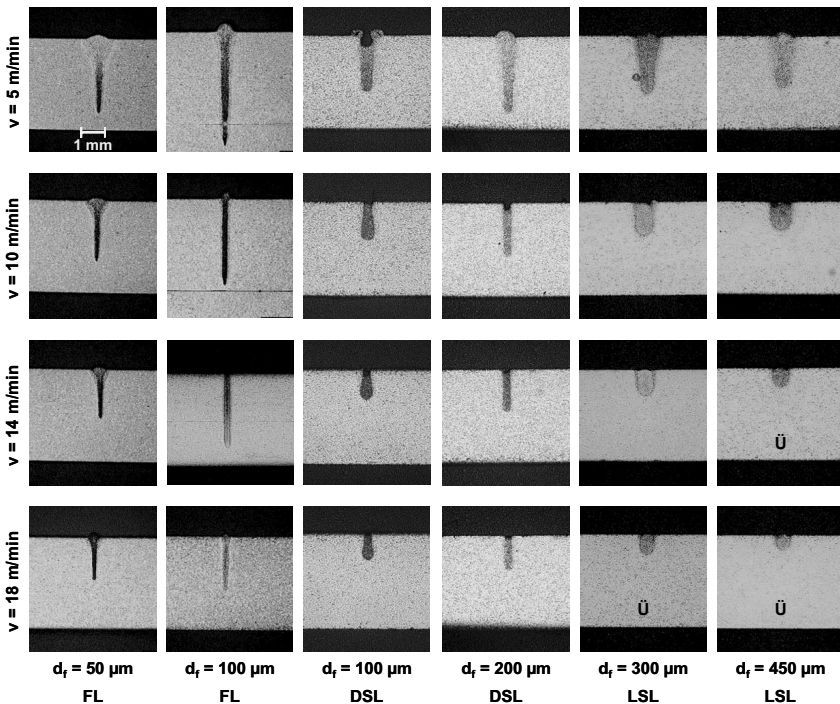
Alle Werkstoffe zeigen ein materialabhängiges Abspalten der Nahtfläche bei großen Fokussierbedingungen vom gemeinsamen Verlauf. Beim Unterschreiten der werkstoffspezifischen Schwelle geht der Verlauf in das Wärmeleitungsschweißen (WLS) über, bei dem sich die Nahtfläche nicht wesentlich verändert. Zwischen diesen charakteristischen Punkten findet ein stetiger Übergang statt, weshalb dieser Bereich im Folgenden als Übergangsbereich ( $\ddot{U}$ ) bezeichnet wird.

### Nahtform

Es hat sich gezeigt, dass mit einer Verringerung des Fokussierdurchmessers von  $600 \mu\text{m}$  auf  $200 \mu\text{m}$  die Einschweißtiefe gesteigert werden kann. Bei dem Fokussierdurchmesser  $d_f = 200 \mu\text{m}$  liegt scheinbar eine Gültigkeitsgrenze der Proportionalität von Einschweißtiefe und reziprokem Fokussierdurchmesser (vgl. Gleichung (4.1)). Da jedoch die Nahtquerschnittsfläche unabhängig vom Fokussierdurchmesser ist, gilt es, ein besonderes Augenmerk auf den Einfluss der Fokussierbedingungen (siehe Tabelle 4.1) und auf die Geometrie der Nahtform zu legen.

Bild 4.4 zeigt die sich ergebenden Nahtformen für den Stahlwerkstoff DC04 infolge der untersuchten Fokussierbedingungen bei verschiedenen Vorschubgeschwindigkeiten. Mit dem Scheibenlaser lässt sich die größte Einschweißtiefe mit einem Fokus-

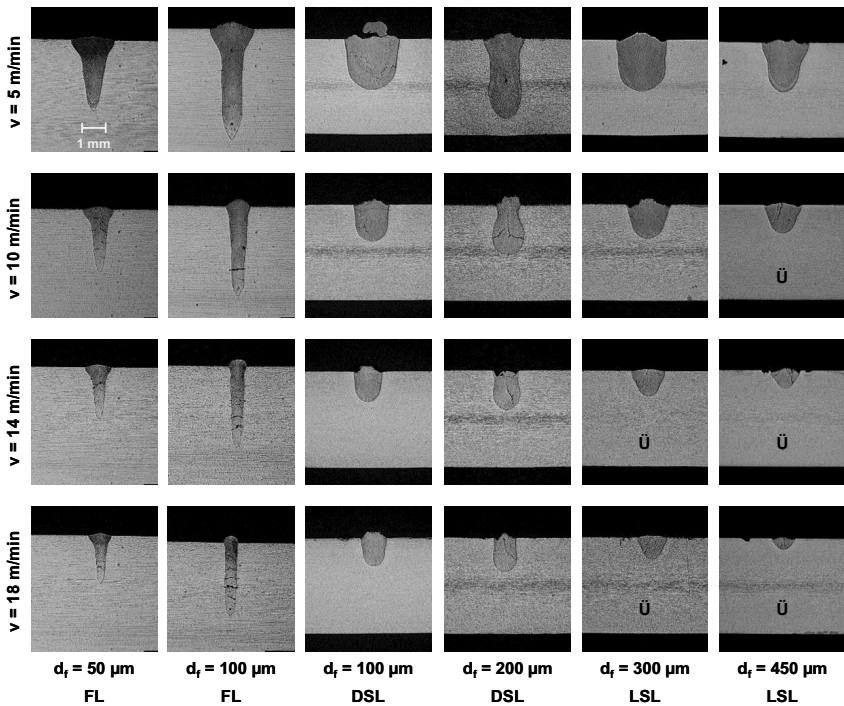
durchmesser von 200  $\mu\text{m}$  beziehungsweise 150  $\mu\text{m}$  (ohne Abbildung) über den gesamten Vorschubbereich erzielen. Die nahezu identischen Schweißnähte weisen eine sehr schlanke Geometrie mit großem Aspektverhältnis auf. Mit den beiden kleineren Fokussdurchmessern (75  $\mu\text{m}$  und 100  $\mu\text{m}$ ) lassen sich ebenfalls Einschweißstiefen von vergleichbarer Größe erzielen. Es sei aber nochmals darauf hingewiesen, dass diese im Vergleich zu  $d_f = 150 \mu\text{m}$  und  $d_f = 200 \mu\text{m}$  geringer ist. Des Weiteren ist auffällig, dass sich in diesem Fokussdurchmesserbereich mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit eine tropfenförmige Schweißnaht abzeichnet. Für  $d_f \geq 300 \mu\text{m}$  (lampengepumptes System) bildet sich eine dritte charakteristische Nahtform aus, die deutlich breiter, weniger tief und von u-förmiger Gestalt ist. Der Edelstahl zeigt zu Stahl ein analoges Verhalten, weshalb an dieser Stelle nicht näher darauf eingegangen wird. Eine tiefgründigere Betrachtung über die Klassifikationen der drei Nahtformen ist in [25] dargestellt.



**Bild 4.4:** Nahtformen von DC04 in Abhängigkeit der Fokussierbedingung (FL: Faserlaser, DSL: Scheibenlaser, LSL: Stablaser) und der Vorschubgeschwindigkeit bei  $P_L = 3 \text{ kW}$  (Ü: Übergangsbereich).

Vergleichbar zu den Fokussdurchmessern 150  $\mu\text{m}$  und 200  $\mu\text{m}$  bildet sich beim Schweißen mit dem Faserlaser bei  $d_f = 100 \mu\text{m}$  eine extrem schlanke und zugleich tiefe Naht aus. Infolge der Reduktion des Fokussdurchmessers ( $d_f \leq 75 \mu\text{m}$ ) wird eine Abnahme der Einschweißtiefe über den gesamten Vorschubbereich beobachtet. Bei äquivalenter Nahtquerschnittsfläche in diesem Fokussdurchmesserregime zeigt sich eine Verbreiterung der Naht im oberen Bereich.

Bild 4.5 zeigt für die Aluminiumlegierung AlMgSi1 ebenfalls eine vom Fokussdurchmesser abhängige Nahtformung. Allerdings bilden sich aufgrund der größeren Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zu den Stahlwerkstoffen unterschiedliche Nahtformen aus.



**Bild 4.5:** Nahtformen von AlMgSi1 in Abhängigkeit der Fokussierbedingung (FL: Faserlaser, DSL: Scheibenlaser, LSL: Stablaser) und der Vorschubgeschwindigkeit bei  $P_L = 3 \text{ kW}$  (Ü: Übergangsbereich).

Die kleinsten mit dem Scheibenlaser erzielbaren Fokussdurchmesser 75  $\mu\text{m}$  und 100  $\mu\text{m}$  bilden im dargestellten Vorschubbereich eine u-förmige Schweißnaht aus. Wiederum lässt sich mit den Fokussdurchmessern 150  $\mu\text{m}$  und 200  $\mu\text{m}$  die größte Ein-

schweißtiefe erzielen, welche allerdings ein amphorenförmiges Aussehen kennzeichnet. Die Amphorenform führt insbesondere im Bereich der breitesten Stelle zu einem ungünstigen Erstarrungsverhalten, was zur Bildung von Heißrissen führt (vgl. Bild 4.5). Neben der Nahtform ist die Vorschubgeschwindigkeit ein dominierender Einflussparameter auf die Heißrissbildung (vgl.  $d_f = 100 \mu\text{m} @ \text{FL}$ ). Ein vermehrtes Auftreten von Heißrissen bei großen Vorschubgeschwindigkeiten bzw. kleinen Streckenenergien liegt darin begründet, dass es bei sehr raschem Abkühlen zu unterschiedlichen Gefügestrukturen und sehr hohen Schrumpfspannungen kommt [26, 27]. Mit dem Wechsel zum Stablaser und damit zu den Fokusedurchmessern  $d_f \geq 300 \mu\text{m}$  ergibt sich eine u-förmige Schweißnaht, die mit steigendem Vorschub in eine v-Form übergeht. Mit der Ausprägung der v-Form nimmt die Nahtquerschnittsfläche nach Bild 4.3 ab und kennzeichnet den Übergangsbereich. Die Naht mit dem größten Aspektverhältnis wird wie bei den Stahlwerkstoffen mit dem Faserlaser bei  $d_f = 100 \mu\text{m}$  erzielt. Die Abnahme der Einschweißtiefe infolge der Fokusedurchmesserreduktion ( $d_f \leq 75 \mu\text{m}$ ) wird durch eine oberflächennahe Aufweitung der Naht kompensiert.

Trotz der grundlegend unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften der Werkstoffe hat sich gezeigt, dass sich die Nahtformen mit den Fokussierbedingungen der Lasersysteme beschreiben lassen. Bei den Fokusedurchmessern  $d_f \geq 300 \mu\text{m}$  wird allein der Fokusfläche die entscheidende Rolle an der Nahtformung zugeschrieben. Hingegen treten mit den Fokusedurchmessern  $75 \mu\text{m}$  und  $100 \mu\text{m}$  sowie  $150 \mu\text{m}$  und  $200 \mu\text{m}$  bei vergleichbaren Einschweißtiefen identische Nahtformen auf. Wie Tabelle 4.1 zeigt, ist bei diesen Fokusedurchmesserpaarungen das bei der Fokussierung verwendete Abbildungsverhältnis und damit der Divergenzwinkel des fokussierten Laserstrahls gleich. Bei der Verwendung des Faserlasers wird einzig das Abbildungsverhältnis der Bearbeitungsoptik variiert. Damit einhergehend verändern sich die Nahtform und die erreichbare Einschweißtiefe. Offensichtlich spielt bei solch starken Fokussierungen ( $d_f \leq 200 \mu\text{m}$ ) nicht nur der Fokusedurchmesser sondern auch der dazugehörige Divergenzwinkel eine essentielle Rolle für die resultierende Einschweißtiefe.

### ***Linien konstanter Intensität (Isophoten)***

Die sich durch die Fokussierbedingungen ergebende Form des Strahls definiert die Linien konstanter Intensität, die so genannten Isophoten. Basierend auf der Annahme, dass sie für die Nahtausbildung von großer Bedeutung sind [28], wird insbesondere bei Stahlwerkstoffen davon ausgegangen, dass die Begrenzung des Schmelzbades mit der Form der Dampfkapillare (kleinen Diffusionslänge aufgrund geringer Temperaturleitfähigkeit) und damit den Isophoten einhergeht. Da sich die Isophoten entlang der

Strahlpropagationsrichtung nach dem Glasfaseraustritt nur anhand sehr aufwändiger numerischer Berechnungen bestimmen lassen [29], wird deren Verlauf für eine qualitative Diskussion anhand einer gaußförmigen Intensitätsverteilung [4]

$$I(x, y, z) = I_0 \cdot \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \cdot e^{\left[ -\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right]} \quad (4.2)$$

dargestellt. Unter Berücksichtigung des Strahlradius

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_{Rf}} \right)^2} \quad (4.3)$$

folgt aus Gleichung (4.2)

$$r(z) = \sqrt{-\frac{1}{2} \cdot w_0^2 \cdot \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_{Rf}} \right)^2 \right] \cdot \ln \left[ \frac{I}{I_0} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_{Rf}} \right)^2 \right] \right]} \quad (4.4)$$

Die für die Berechnung der Isophoten nach Gleichung (4.4) benötigte Rayleighlänge  $z_{Rf}$  lässt sich über den geometrischen Zusammenhang

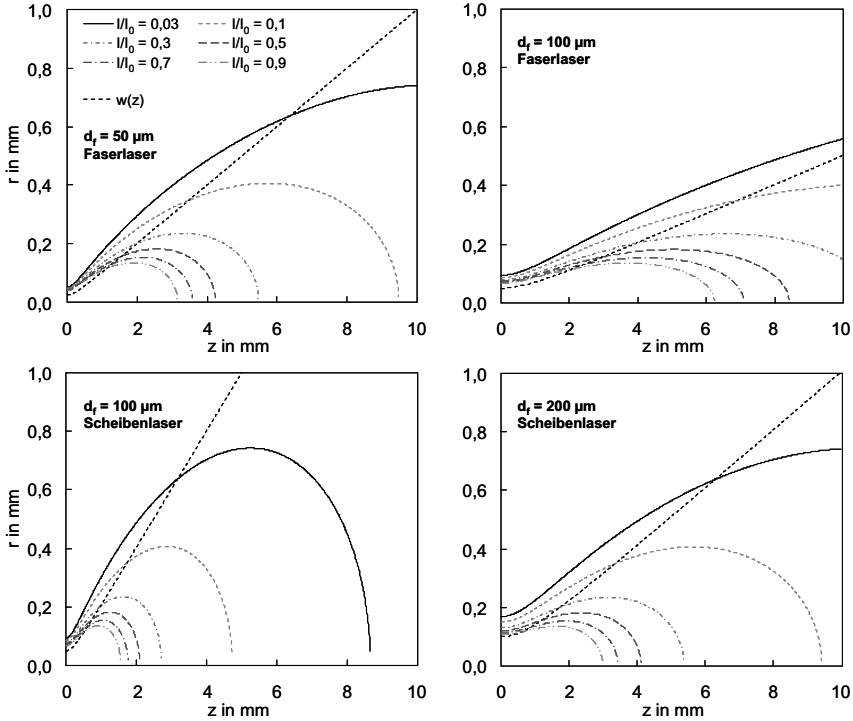
$$z_{Rf} = \frac{w(0)}{\theta_f} \quad (4.5)$$

bestimmen [4] und ist mit dem ebenfalls benötigten Strahlparameter  $w_0 = d_f/2$  in Tabelle 4.2 dargestellt.

Laser	$d_f$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\theta_f$ [ $^\circ$ ]	$z_{Rf}$ [mm]
FL	50	5,7	0,25
FL	75	3,8	0,56
FL	100	2,9	1,00
DSL	75	11,4	0,19
DSL	100	11,4	0,25
DSL	150	5,7	0,75
DSL	200	5,7	1,00
LSL	300	11,4	0,75
LSL	450	7,4	1,69
LSL	600	5,7	3,00

**Tabelle 4.2:** Divergenzwinkel und Rayleighlänge des fokussierten Laserstrahls bei den verwendeten Fokussierbedingungen.

Der Verlauf der Isophoten wird für verschiedene feste Quotienten  $I/I_0$  berechnet und für deren Vergleich untereinander auf die kleinste Intensität  $I_0$  im Fokus ( $d_f = 600 \mu\text{m}$ ) normiert, siehe Bild 4.6.

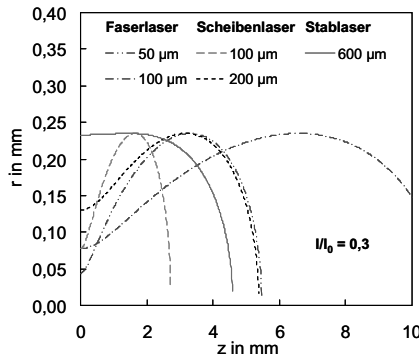


**Bild 4.6:** Berechneter Verlauf der Isophoten sowie des Strahlradius  $w(z)$  für verschiedene Fokussierbedingungen mit normierter Intensität  $I_0$ .

In Gleichung (4.4) hat die Rayleighlänge einen dominanten Einfluss auf den Verlauf der Isophoten. Infolgedessen ist für einen großen Divergenzwinkel  $\theta_f$  des fokussierten Laserstrahls (starke Fokussierung) die Ausbauchung stärker ausgeprägt (vgl. Bild 4.6). Demzufolge bestimmt der Divergenzwinkel maßgeblich den Verlauf der Isophoten.

Unter der Annahme, dass bei einem Verhältnis von  $I/I_0 = 0,3$  die Intensität gerade ausreicht um den Werkstoff zu verdampfen und eine Dampfkapillare auszubilden, lassen sich die Nahtformen für die verschiedenen Fokussierbedingungen erklären. Für den größten Fokusdurchmesser von  $600 \mu\text{m}$  verläuft die Verdampfungsisophote in Bild 4.7 parallel zur Strahlpropagationsachse und beschreibt eine u-förmige Naht. Ähnliche

Verhältnisse ergeben sich für die Fokussierdurchmesser 450  $\mu\text{m}$  und 300  $\mu\text{m}$  und sind anhand der u-förmigen Nahtquerschnitte aus Bild 4.4 nachzuvollziehen.



**Bild 4.7:** Veränderung der Isophoten durch Variation der Fokussierbedingungen bei konstantem Quotient  $I/I_0 = 0,3$ .

Für die mit dem Faser- bzw. Scheibenlaser abgebildeten Fokussierdurchmesser zeigen sich untereinander vergleichbare Verhältnisse. Bei jeweils konstantem Verhältnis  $I/I_0 = 0,3$  nimmt bei stärkerer Fokussierung ( $d_f = 50 \mu\text{m}$  @ FL bzw.  $d_f = 100 \mu\text{m}$  @ DSL) der Divergenzwinkel  $\theta_f$  (vgl. Tabelle 4.2) und somit die Ausbauchung der Isophoten, an der gerade Verdampfungstemperatur erreicht wird, zu. Damit einhergehend wird ihre Ausdehnung entlang der Strahlachse reduziert. Wie aus Bild 4.4 ersichtlich ist, ergibt sich für Stahl bei einem Fokussierdurchmesser von 100  $\mu\text{m}$  (DSL) ein tropfenförmiger Nahtquerschnitt. Dabei ist auffällig, dass sich die Nahtform dem Divergenzwinkel des fokussierten Laserstrahls annähert. Dieses Verhalten ist auch bei  $d_f = 200 \mu\text{m}$  (DSL) zu beobachten. Aufgrund des im Vergleich zum Fokussierdurchmesser 100  $\mu\text{m}$  halb so großen Divergenzwinkel ergibt sich eine schlankere und zugleich tiefere Naht mit einer geringfügigen Verbreiterung im Nahtgrund. Infolge der besseren Strahlqualität des Faserlasers kann der Divergenzwinkel und somit die Ausbauchung der Verdampfungsisophote verringert werden. Dies führt zu einer Naht mit sehr großem Aspektverhältnis bei dem Fokussierdurchmesser  $d_f = 100 \mu\text{m}$ . Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Nahtausbildung bei Fokussierdurchmessern  $d_f \leq 200 \mu\text{m}$  im Wesentlichen vom Divergenzwinkel bestimmt wird, da dieser den Verlauf der Isophoten maßgeblich beeinflusst.

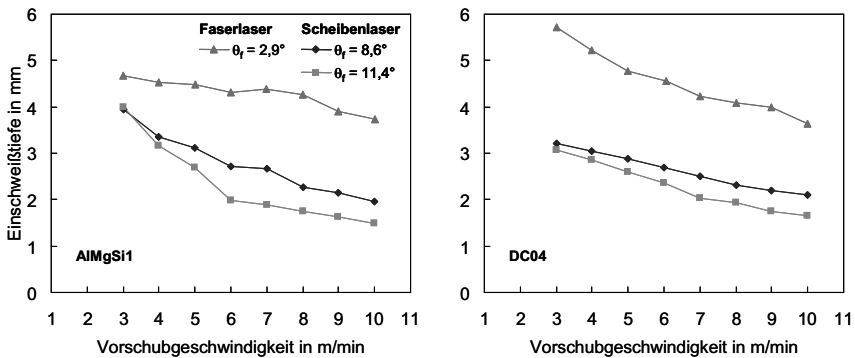
### 4.1.2 Variation des Divergenzwinkels

Aus den Erkenntnissen im vorangegangenen Kapitel lässt sich ableiten, dass der Divergenzwinkel eine essentielle Rolle hinsichtlich der Nahtformung beim Schweißen mit Fokusburchmessern  $d_f \leq 200 \mu\text{m}$  spielt. In diesem Kapitel wird untersucht, ob sich durch eine Verringerung des Divergenzwinkels bei konstantem Fokusburchmesser eine größere Einschweißtiefe erzielen lässt. Somit könnte die beschriebene Gültigkeitsgrenze überwunden und die Prozessgrenzen erweitert werden. Um diesen Effekt zu demonstrieren, wird der Divergenzwinkel durch die Veränderung vom Kerndurchmesser des LLK und vom Abbildungsverhältnis bei dem Fokusburchmesser  $100 \mu\text{m}$  nach Tabelle 4.3 variiert.

Laser	$d_k$ [ $\mu\text{m}$ ]	$f_k$ [mm]	$f_f$ [mm]	$\beta$	$\theta_f$ [°]
FL	50	150	300	1:0,5	2,9
DSL	150	150	100	1:1,5	8,6
DSL	200	200	100	1:2	11,4

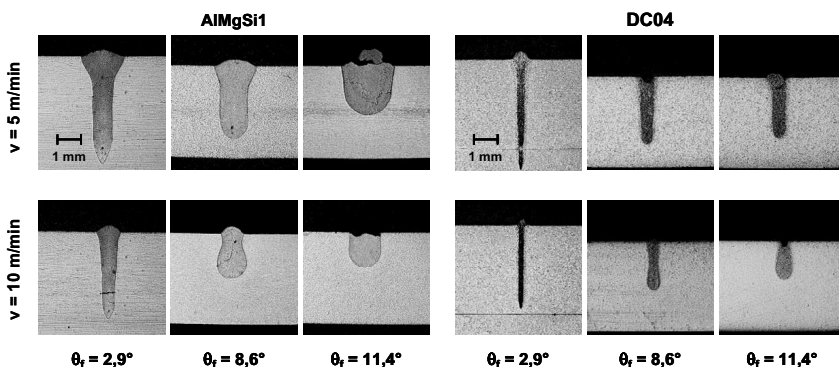
**Tabelle 4.3:** Realisierung des Fokusburchmessers  $d_f = 100 \mu\text{m}$  mit verschiedenen Kerndurchmessern des LLK und Fokussierungen.

Der Einfluss des Divergenzwinkels auf die Einschweißtiefe bei  $d_f = 100 \mu\text{m}$  ist für die Werkstoffe AlMgSi1 und DC04 deutlich in Bild 4.8 erkennbar. Dabei führt die Verringerung der Divergenz des fokussierten Laserstrahls zu einer deutlichen Steigerung der Einschweißtiefe. Edelstahl zeigt das gleiche Verhalten wie der Stahlwerkstoff DC04 (ohne Abbildung).



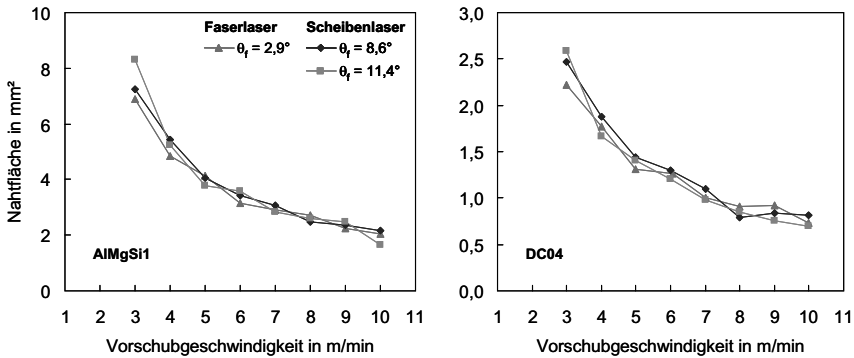
**Bild 4.8:** Einfluss des Divergenzwinkels auf die Einschweißtiefe bei dem Fokusburchmesser  $d_f = 100 \mu\text{m}$  bei  $P_L = 3 \text{ kW}$ .

Der bedeutungsvolle Einfluss des Divergenzwinkels auf die Nahtform wird bei der Betrachtung der dazugehörigen Nahtquerschliffe in Bild 4.9 erkennbar. Im Falle von Aluminium geht die Schweißnahtform bei Verringerung des Divergenzwinkels zunächst von einer u-Form in eine Amphoren-Form über, die derart bei dem Fokussdurchmesser 150  $\mu\text{m}$  bzw. 200  $\mu\text{m}$  vorhanden ist (vgl. Bild 4.5). Durch eine weitere Reduktion der Divergenz des fokussierten Laserstrahls zeichnet sich eine tiefe Schweißnaht mit parallelen Flanken ab. Beim Stahlwerkstoff DC04 nimmt infolge des kleineren Divergenzwinkels die Ausbauchung der Verdampfungsisophote ab, so dass der tropfenförmige Nahtquerschnitt in eine zunehmend tiefere und zugleich schlankere Naht übergeht. Auch hier erfolgt bei hoher Vorschubgeschwindigkeit eine Annäherung der Nahtform an den Divergenzwinkel.



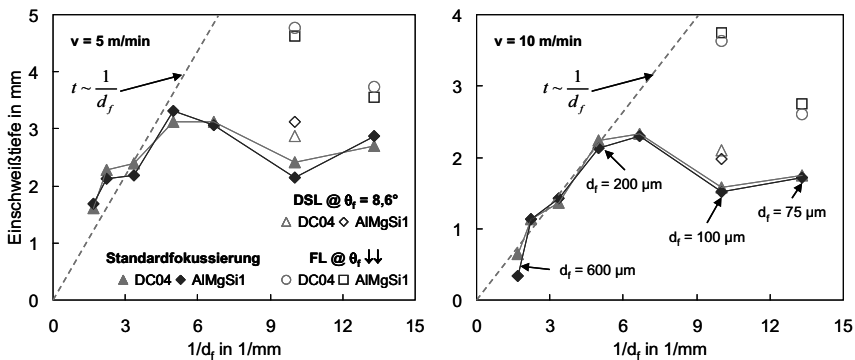
**Bild 4.9:** Vergleich der Schliffbilder von AlMgSi1 und DC04 bei verschiedenen Divergenzwinkeln ( $d_f = 100 \mu\text{m}$ ;  $P_L = 3 \text{ kW}$ ).

Der offensichtliche Zusammenhang zwischen zunehmender Einschweißtiefe und abnehmender Nahtbreite infolge der Verkleinerung des Divergenzwinkels resultiert nach Bild 4.10 in einer konstanten Nahtfläche. Ist bei konstanter Streckenenergie der Divergenzwinkel der alleinige Einflussfaktor, umschließt die sich ergebende Verdampfungsisophote dasselbe aufzuschmelzende Materialvolumen. Da bei Stahlwerkstoffen die Begrenzung des Schmelzbades aufgrund der kleinen Diffusionslänge mit der Dampfkapillare einhergeht, hat der Divergenzwinkel bei konstantem Fokussdurchmesser keinen Einfluss auf das erzeugte Schmelzvolumen. Bei der Aluminiumlegierung ist trotz der vom Stahlwerkstoff abweichenden Nahtformen kein Einfluss vom Divergenzwinkel auf die Nahtquerschnittsfläche zu beobachten.



**Bild 4.10:** Einfluss des Divergenzwinkels auf die Nahtquerschnittsfläche bei dem Fokussdurchmesser  $d_f = 100 \mu\text{m}$  bei  $P_L = 3 \text{ kW}$ .

Aus den vorangegangenen Erkenntnissen lässt sich das Potenzial einer stärkeren Fokussierbarkeit zur Erweiterung der Prozessgrenzen bei kleinen Fokussdurchmessern ableiten. Für zwei repräsentative Vorschubgeschwindigkeiten zeigt Bild 4.11 die Einschweißtiefe als Funktion des inversen Fokussdurchmessers gemäß dem Skalierungsgesetz nach Gleichung (4.1). In Übereinstimmung mit früheren Erkenntnissen [6] ergibt sich für Fokussdurchmesser  $d_f \geq 200 \mu\text{m}$  ein linearer Verlauf mit der Skalierungsgröße. Der Fokussdurchmesser ist in diesem Bereich die bestimmende Größe. Hingegen wird für Fokussdurchmesser  $d_f \leq 150 \mu\text{m}$  der Zusammenhang unterbrochen, der letztlich zu einer Abnahme der Einschweißtiefe führt. Es hat sich gezeigt, dass der Divergenzwinkel eine wesentliche Rolle im Bezug auf die Intensitätsverteilung entlang der Strahlpropagationsrichtung spielt. Die Abnahme der Einschweißtiefe kann demnach infolge der Verringerung des Divergenzwinkels aufgehoben werden.



**Bild 4.11:** Potenzial guter Fokussierbarkeit ( $P_L = 3 \text{ kW}$ ).

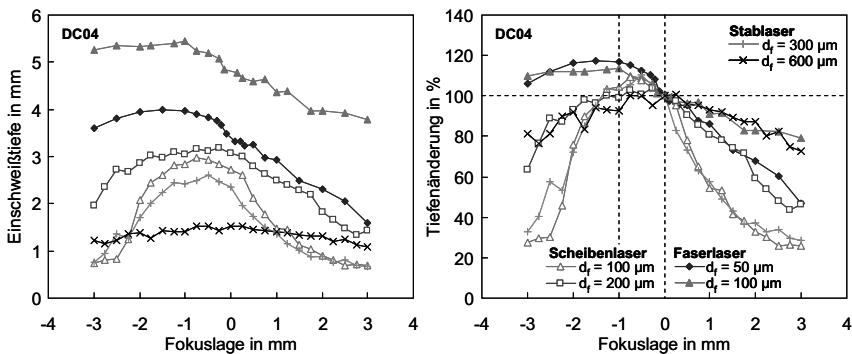
### 4.1.3 Variation der Fokusslage

Die Rayleighlänge  $z_{\text{Rf}}$  spielt bei der Lasermaterialbearbeitung eine bedeutende Rolle und ist nach Gleichung (4.5) mit dem Divergenzwinkel  $\theta_f$  verknüpft. Sie beschreibt den Abstand von der Stahltaile, innerhalb der sich der Fokusedurchmesser nach Gleichung (4.3) um Faktor  $\sqrt{2}$  vergrößert und damit einhergehend die Intensität um den Faktor 2 abnimmt. Wie aus Tabelle 4.2 ersichtlich wird, sinkt bei konstanter Strahlqualität die Rayleighlänge bei stärkerer Fokussierung. Dies bedeutet, dass bei starker Fokussierbarkeit sehr hohe Anforderungen an die Handhabungstechnik gestellt werden. Jedoch kann mit besserer Fokussierbarkeit des Gesamtsystems die Divergenz des fokussierten Laserstrahls bei konstantem Fokusedurchmesser reduziert und damit die Rayleighlänge vergrößert werden. Nach [4] ist eine große Rayleighlänge für den Schweißprozess sehr wichtig, da sich innerhalb von  $z_{\text{Rf}}$  Bahnungenauigkeiten der Handhabungstechnik in Strahlpropagationsrichtung nicht nachhaltig auf das Bearbeitungsergebnis auswirken. Vor diesem Hintergrund stellt sich die Frage, welchen Einfluss die Fokussierungsbedingungen auf das Bearbeitungsergebnis haben, wenn die Fokusslage in Strahlpropagationsrichtung verändert wird. Es sei angemerkt, dass sich bei negativer Fokusslage die Strahltaile unterhalb der Werkstückoberfläche befindet, bei positiver oberhalb davon.

Bild 4.12 zeigt den Einfluss der Fokusslage auf die Einschweißtiefe für den Stahlwerkstoff DC04. Des Weiteren ist in Bild 4.12 die prozentuale Tiefenänderung dargestellt, welche auf die Einschweißtiefe bei der Fokusslage  $z = 0$  mm bezogen wird. Für die Fokusedurchmesser 75  $\mu\text{m}$  und 100  $\mu\text{m}$ , sowie 150  $\mu\text{m}$  und 200  $\mu\text{m}$  ergibt sich aufgrund der gleichen Fokussierungsbedingungen (nahezu gleiche Rayleighlänge) ein identischer Kurvenverlauf, weshalb auf die jeweils kleineren Fokusedurchmesser in der Darstellung verzichtet wird.

Bei dem Fokusedurchmesser  $d_f = 600 \mu\text{m}$  ergibt sich ein flacher Verlauf der Einschweißtiefe über den gesamten Bereich der variierten Fokusslage, wobei die Einschweißtiefe bei  $z = z_{\text{Rf}} = \pm 3$  mm gegenüber der Fokusnulllage um 20% abnimmt. Eine fortlaufende Reduktion des Fokusedurchmessers spiegelt ein vergleichbares Verhalten zu Bild 4.1 wider. Demnach wird beim Schweißen mit dem Scheibenlaser die größte Einschweißtiefe mit dem Fokusedurchmesser  $d_f = 200 \mu\text{m}$  erzielt, beim Faserlaser ist dies bei  $d_f = 100 \mu\text{m}$  der Fall. Für alle Fokusedurchmesser  $d_f \leq 300 \mu\text{m}$  ist auffällig, dass die Einschweißtiefe bei einer Fokusslage oberhalb des Werkstücks stark abfällt. Dagegen steigt die Einschweißtiefe bei negativer Fokusslage zunächst um bis zu 10% (DSL) bzw. 17% (FL) an, bevor diese dann ebenfalls absinkt, Bild 4.12. Bei der

Betrachtung der prozentualen Tiefenänderung wird deutlich, dass das Schweißergebnis bei negativer Fokusslage (zwischen  $z = 0$  mm und  $z = -1$  mm) nicht nachhaltig beeinflusst wird, obwohl in den meisten Fällen die Rayleighlänge  $z_{Rf} \leq 1$  mm ist. Infolge der stärkeren Fokussierbarkeit des Faserlasers lässt sich diese Grenze zu einer deutlich größeren Defokussierung ins Negative verschieben. Dadurch wirken sich sowohl Schwankungen der Fokusslage durch Toleranzen der Handhabungstechnik, als auch Ungenauigkeiten bei der Spanntechnik nur bedingt auf das Schweißergebnis aus. Falls mit derartigen Ungenauigkeiten zu rechnen ist, sollte demzufolge in diesem Bereich gearbeitet werden.

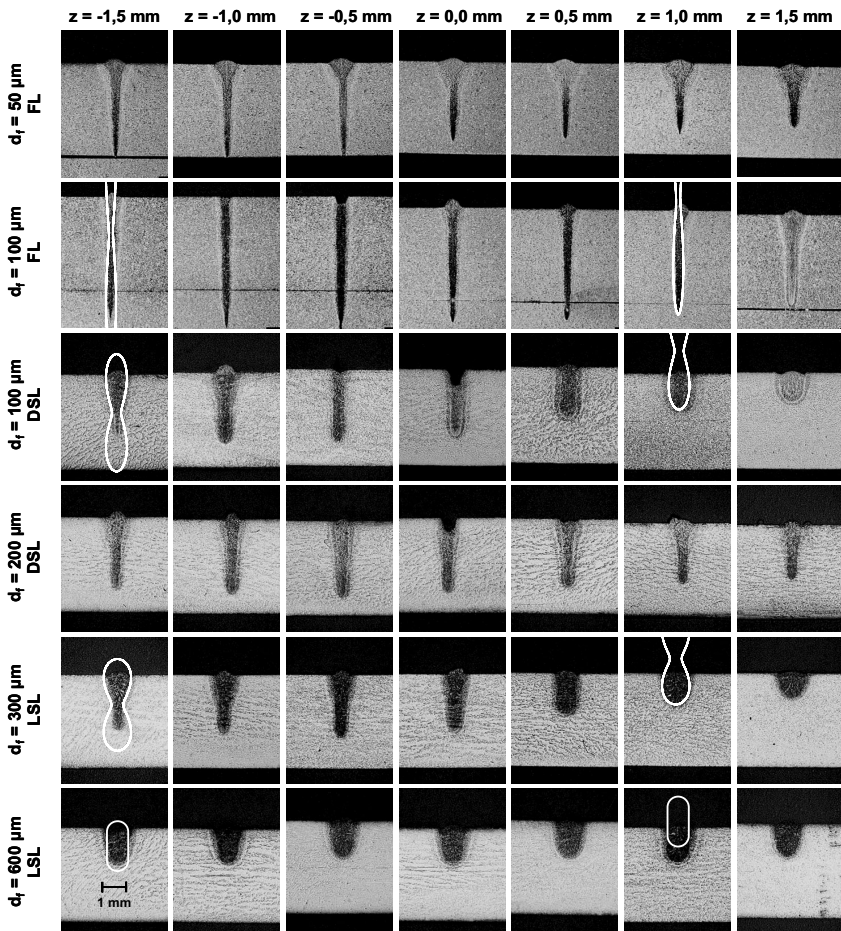


**Bild 4.12:** Einfluss der Fokusslagenvariation bei DC04 auf die Einschweißtiefe (links) bzw. die Tiefenänderung bzgl.  $t_0$  (rechts) bei  $P_L = 3$  kW und  $v = 5$  m/min.

Für die Fokussdurchmesser mit gleichem Divergenzwinkel [ $d_f = 75 / 100 / 300 \mu\text{m}$  sowie  $d_f = 50$  (FL) /  $150 / 200 / 600 \mu\text{m}$ ] zeigt sich ein sehr ähnlicher Verlauf der prozentualen Tiefenänderung in Bild 4.12. Eine Ausnahme hiervon stellt zum einen der Fokussdurchmesser  $600 \mu\text{m}$  bei positiver Fokusslage dar. Aufgrund der großen Rayleighlänge von  $z_{Rf} = 3$  mm nimmt die Einschweißtiefe weniger stark ab. Zum anderen kann infolge der höheren Intensität im Fokus bei  $d_f = 50 \mu\text{m}$  (FL) die erhöhte Einschweißtiefe bei negativer Fokusslage länger aufrecht gehalten werden. Demnach bekommt bei der Variation der Fokusslage der Divergenzwinkel des fokussierten Laserstrahls eine große Bedeutung. Der Verlauf der Isophoten bestimmt maßgeblich die resultierende Nahtform und letztlich die Einschweißtiefe.

In Bild 4.13 sind zur Veranschaulichung für DC04 die sich ergebenden Nahtformen bei verschiedenen Fokusslagen in Abhängigkeit der Fokussierungen dargestellt. Durch eine Verschiebung der Fokusslage in Strahlpropagationsrichtung ändert sich damit einhergehend die Lage der Isophoten bezüglich der Werkstückoberseite. Dadurch wird

eine Veränderung der Nahtform und letztlich der Einschweißtiefe bewirkt. Die Isophoten aus Bild 4.7 verlaufen punktsymmetrisch zum Ursprung und sind bei festem Quotienten  $I/I_0 = 0,3$  exemplarisch in Bild 4.13 eingezeichnet.



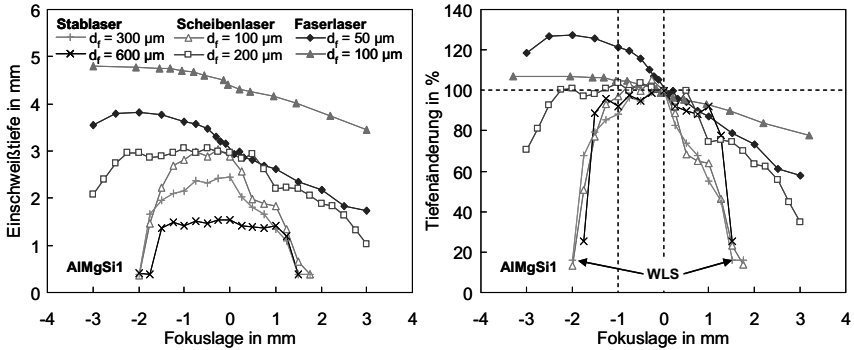
**Bild 4.13:** Nahtformen von DC04 bei verschiedenen Fokusburchmessern in Abhängigkeit der Fokusslage  $z$  ( $P_L = 3 \text{ kW}$ ,  $v = 5 \text{ m/min}$ ).

Bei dem Fokusburchmesser  $d_f = 600 \text{ μm}$  ist bei der Verdampfungsisophote keine Ausbauchung vorhanden, weshalb sich die Nahtform infolge der Fokusslagenvariation sowohl in positiver, als auch in negativer Richtung nicht verändert. Aufgrund des gerin-

geren Fokusbereichs wird bei gleichem Abbildungsverhältnis die sich ausbildende Schweißnaht bei  $d_f = 200 \mu\text{m}$  relativ schlank und tief. Angesichts der deutlich kleineren Rayleighlänge weist die Verdampfungsisophote eine leichte Ausbauchung auf, welche zu einer geringfügigen Verbreiterung im Nahtgrund führt. Während sich die Nahtform bei negativer Fokusslage kaum verändert, resultiert das über der Werkstückoberfläche liegende Intensitätsmaximum in einer deutlichen Abnahme der Einschweißtiefe. Der Fokusbereich  $150 \mu\text{m}$  verhält sich analog zu  $d_f = 200 \mu\text{m}$  (ohne Abbildung). Dagegen wird durch die Verringerung der Fokusbereich auf  $300 \mu\text{m}$  bzw.  $100 \mu\text{m}$  ( $d_f = 75 \mu\text{m}$  identisch zu  $d_f = 100 \mu\text{m}$ , ohne Abbildung), bei gleichzeitiger Zunahme des Divergenzwinkels (gleiches Abbildungsverhältnis), die Rayleighlänge stark reduziert. Bei einer Vorschubgeschwindigkeit  $v = 5 \text{ m/min}$  ergibt sich lediglich bei der Fokusslage  $0 \text{ mm}$  bzw.  $-0,5 \text{ mm}$  eine relativ schlanke Naht. Wird mit positiver Fokusslage gearbeitet, verschiebt sich die Lage der maximalen Ausbauchung der Isophote in Richtung der Werkstückoberfläche (siehe Isophoten bei  $z = 1,0 \text{ mm}$  in Bild 4.13), was zu einer Verbreiterung der Schweißnaht führt. Bei einer negativen Fokusslage ( $z = -1 \text{ mm}$ ) verschiebt sich die obere Hälfte der Ausbauchung in das Werkstück, sodass sich die Schweißnaht an der Oberfläche verbreitert. Mit einer weiteren Vergrößerung der negativen Fokusslage ( $z = -1,5 \text{ mm}$ ) verschiebt sich die v-förmige Nahtverbreiterung weiter in das Werkstück hinein. Allerdings reicht die eingekoppelte Energie nicht mehr aus, um das Werkstück im Bereich der unteren Ausbauchung aufzuschmelzen. Letztlich kann der Verlauf der Verdampfungsisophote durch die stärkere Fokussierbarkeit des Faserlasers derart beeinflusst werden, dass die Ausbauchung vernachlässigbar klein ist. Es zeichnen sich bei dem Fokusbereich  $d_f = 100 \mu\text{m}$  sehr schlanke und zugleich tiefe Nähte aufgrund des Divergenzwinkels von lediglich  $\theta_f = 2,9^\circ$  ab, vgl. Bild 4.13. Erst ab einer negativen Fokusslage von  $-1,5 \text{ mm}$  wird eine geringfügige oberflächennahe Verbreiterung der Schweißnaht erkennbar. Gleichermaßen führt eine positive Fokusslagenverschiebung um  $1,5 \text{ mm}$  zu einer sichtbaren Verbreiterung der gesamten Schweißnaht.

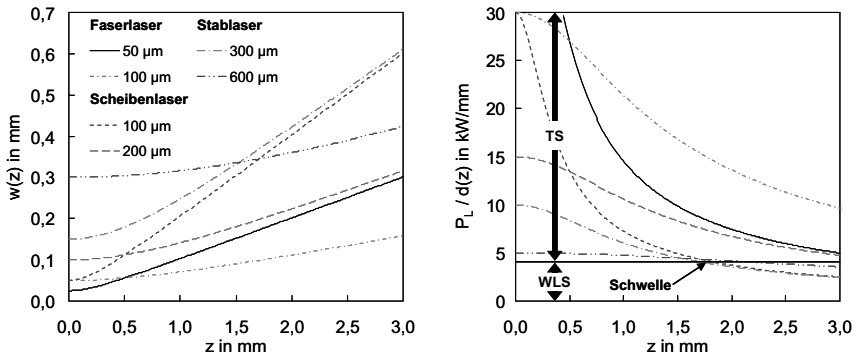
Die Aussagen zur Einschweißtiefe für den Stahlwerkstoff DC04 sind direkt auf die Aluminiumlegierung AlMgSi1 in Bild 4.14 übertragbar. Allerdings wird der Kurvenverlauf durch das Erreichen der Schwelle und damit durch den Übergang zum Wärmeleitungsschweißen beeinflusst. Auffällig ist, dass bei den betroffenen Fokusbereichen ( $d_f = 75 / 100 / 300 / 600 \mu\text{m}$ ) die gemeinsame Schwelle bei der Fokusslage  $z = -2 \text{ mm}$  bzw.  $z = 1,5 \text{ mm}$  liegt. Der Grund hierfür ist die durch den Divergenzwinkel festgelegte Strahlpropagation. Dadurch wird der für den Tiefschweißprozess entscheidende Quotient aus Laserleistung und Strahldurchmesser, der so genannte Strahlparameterquotient [6], beeinflusst. Beim Unterschreiten der materialspezifischen

Energieschwelle für den Tiefschweißprozess kommt dieser zum Erliegen und wird anhand des sprunghaften Übergangs zum Wärmeleitungsschweißen sichtbar [8].



**Bild 4.14:** Einfluss der Fokusslagenvariation bei AlMgSi1 auf die Einscheißtiefe (links) bzw. die Tiefenänderung bzgl.  $t_0$  (rechts) bei  $P_L = 3 \text{ kW}$  und  $v = 5 \text{ m/min}$ .

Die sich aufgrund der unterschiedlichen Fokussierbedingungen in Strahlpropagationsrichtung  $z$  ergebende Strahlkaustik  $w(z)$  ist in Bild 4.15 dargestellt. Im Fernfeld ( $z > 5 \cdot z_{\text{RF}}$ ) zeigen die Fokussdurchmesser  $d_f = 75 \text{ µm}$  und  $d_f = 100 \text{ µm}$  (beide DSL) ein kongruentes Verhalten. Die Strahlausbreitung derjenigen Fokussdurchmesser, welche in Bild 4.14 durch den Übergang zum Wärmeleitungsschweißen beeinflusst werden, zeigen im Bereich von  $z \approx 1,75 \text{ mm}$  einen gemeinsamen Schnittpunkt.



**Bild 4.15:** Abhängigkeit des Strahlradius (links) und des Strahlparameterquotienten (rechts) von der Fokusslage  $z$ . Die materialspezifische Schwelle von AlMgSi1 liegt bei  $P_L/d(z) \approx 4,3 \text{ kW/mm}$ .

Gleichzeitig nimmt mit zunehmender Aufweitung des Laserstrahls  $w(z) = d(z)/2$  in dessen Propagationsrichtung  $z$  der Strahlparameterquotient ( $P_L/d(z)$ ) laut Bild 4.15 ab. Bei  $z \approx 1,75$  mm unterschreiten die Kurven der betroffenen Fokusedurchmesser die materialspezifische Schwelle von der Aluminiumlegierung bei  $P_L/d(z) \approx 4,3$  kW/mm und der Tiefschweißprozess kommt zum Erliegen.

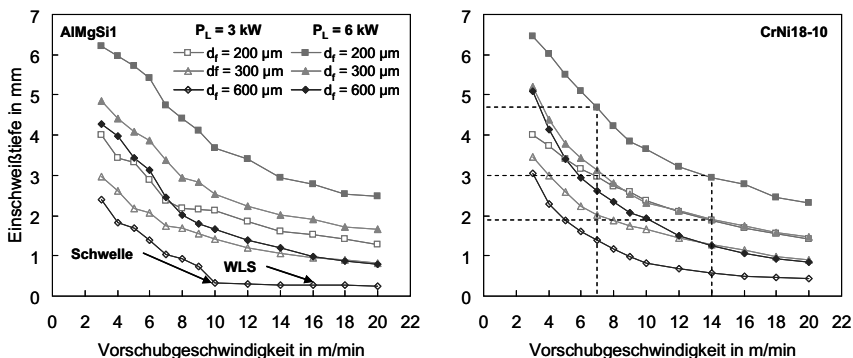
#### 4.1.4 Variation der Laserleistung

Eine stetige Weiterentwicklung stark fokussierender Lasersysteme führte bei gleich bleibender Fokussierbarkeit zu einer Leistungssteigerung auf  $P_L = 6$  kW. Die gewonnenen Erkenntnisse aus den vorangegangenen Untersuchungen, insbesondere der essentielle Einfluss des Divergenzwinkels auf die Nahtformung bei Fokusedurchmessern  $d_f \leq 200$   $\mu\text{m}$ , lassen sich gleichermaßen auf die Resultate bei doppelter Laserleistung übertragen. Vor diesem Hintergrund stellt sich die Frage, inwieweit sich die charakteristischen Einschweißgrößen, wie Einschweißtiefe und Nahtfläche, mit der Laserleistung skalieren lassen. Um eine entsprechende Übersicht bei den dargestellten Ergebnissen zu wahren, werden die Skalierbarkeitsuntersuchungen auf drei repräsentative Fokusedurchmesser nach Tabelle 4.4 beschränkt.

$d_k$ [ $\mu\text{m}$ ]	$f_k$ [mm]	$f_f$ [mm]	$\beta$	$d_f$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\theta_f$ [ $^\circ$ ]
200	200	200	1:1	200	5,7
600	200	100	1:2	300	11,4
600	200	200	1:1	600	5,7

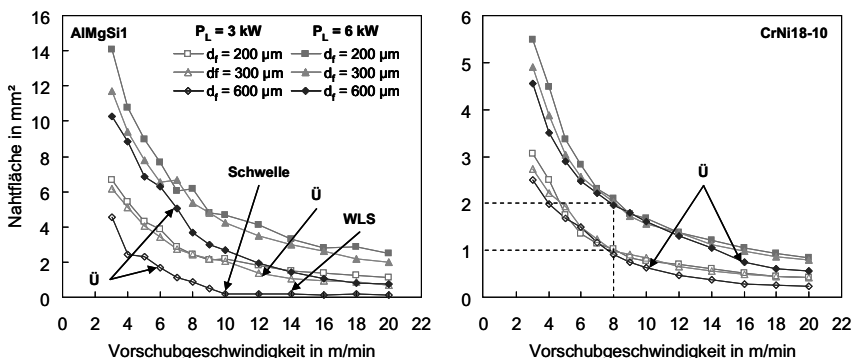
**Tabelle 4.4:** Übersicht über die verwendeten Fokusedurchmesser.

Der Einfluss der Laserleistung auf die resultierende Einschweißtiefe ist als Funktion der Vorschubgeschwindigkeit für die Aluminiumlegierung AlMgSi1 und den Edelstahl CrNi18-10 in Bild 4.16 dargestellt. Für alle Fokusedurchmesser zeigt sich infolge der Leistungsverdopplung eine deutliche Zunahme der Einschweißtiefe. Unter der Voraussetzung, dass der Schweißprozess oberhalb des Übergangsbereichs stattfindet, skaliert die Einschweißtiefe bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit nicht proportional mit der Laserleistung (gestrichelte Linie in Bild 4.16 für  $d_f = 200$   $\mu\text{m}$  bei CrNi18-10). Vielmehr lässt sich für das Erreichen einer konstanten Einschweißtiefe durch die Verdopplung der Laserleistung eine um den Faktor zwei höhere Vorschubgeschwindigkeit erzielen. Dabei gilt es zu beachten, dass dieser Zusammenhang erst ab einer Vorschubgeschwindigkeit von  $v \geq 5$  m/min seine Gültigkeit zeigt.



**Bild 4.16:** Einfluss der Laserleistung auf die Einschweißtiefe als Funktion der Vorschubgeschwindigkeit für die Werkstoffe AlMgSi1 und CrNi18-10.

Die sich aufgrund einer Leistungsverdopplung ergebenden Verhältnisse für die Nahtquerschnittsfläche sind in Bild 4.17 dargestellt. Wie bereits in Kapitel 4.1.1 gezeigt, hat der Fokussierdurchmesser bei konstanter Laserleistung  $P_L$  keinen Einfluss auf die Nahtquerschnittsfläche. Vielmehr werden der Übergangsbereich  $\ddot{U}$  und die sich daran anschließende Schwelle zum Wärmeleitungsschweißen WLS aufgrund der Leistungserhöhung zu höheren Vorschubgeschwindigkeiten verschoben. Findet der Schweißprozess ausschließlich oberhalb des Übergangsbereichs statt, lässt sich bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit durch die Verdopplung der Laserleistung die doppelte Querschnittsfläche aufschmelzen (gestrichelte Linie in Bild 4.17 bei  $v = 8 \text{ m/min}$ ).



**Bild 4.17:** Einfluss der Laserleistung auf die Nahtfläche als Funktion der Vorschubgeschwindigkeit für die Werkstoffe AlMgSi1 und CrNi18-10.

Diese für die Nahtquerschnittsfläche  $F$  gezeigt Proportionalität mit der Laserleistung  $P_L$  lässt sich durch vereinfachende energetische Betrachtungen des Schweißprozesses

herleiten. Aus den Energiebetrachtungen in [4] lässt sich ein allgemein gültiger Zusammenhang zwischen Laserleistung, Stoffwerten und erzielbaren Prozessdaten

$$P_L \sim [btv \cdot f(\text{Werkstoff}, \text{Prozess}) + P_V] \quad (4.6)$$

angeben, wobei der Absorptionsgrad als stoff- und wellenlängenabhängiger Proportionalitätsfaktor eingeht. Unter Berücksichtigung, dass sich die Diffusionslänge  $\delta$

$$\delta = 2\sqrt{\kappa \cdot t}, \quad (4.7)$$

wobei  $t$  die Wechselwirkungsdauer und  $\kappa$  die Temperaturleitfähigkeit

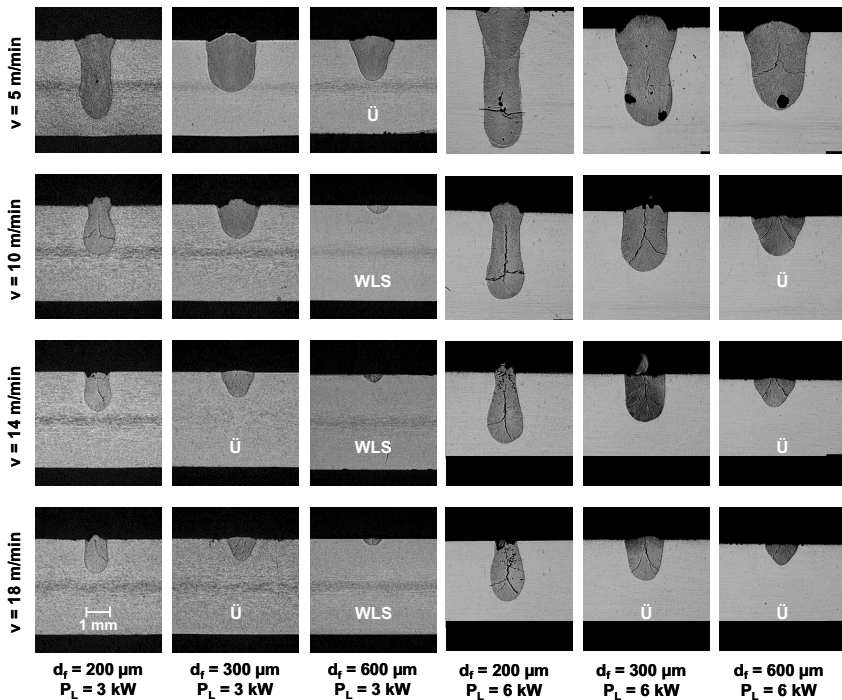
$$\kappa = \frac{\lambda_{th}}{\rho \cdot c_p} \quad (4.8)$$

sind, senkrecht zur Verdampfungsisophote auswirkt, wird die Schweißnaht im untersuchten Vorschubbereich infolge einer Leistungserhöhung gleichermaßen tiefer und breiter (ohne Abbildung). Steht beim Laserstrahlschweißen die Nahtbreite  $b$  und die Einschweißtiefe  $t$  näherungsweise für die Nahtfläche  $F$ , folgt aus Gleichung (4.6) unter Vernachlässigung von  $P_V$  das hyperbolische Gesetz

$$P_L \sim btv \text{ bzw. } P_L \sim Fv. \quad (4.9)$$

Das bedeutet, dass die Querschnittsfläche  $F$  im Wesentlichen mit der Streckenenergie ( $P_L/v$ ) skaliert, welche das erzeugte Schmelzvolumen bestimmt.

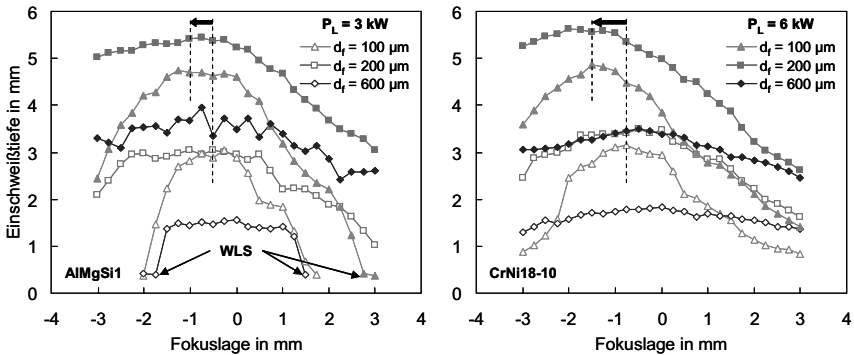
Wie eingangs zu diesem Kapitel beschrieben, wird bei einer Variation der Laserleistung die sich ausbildende Nahtform einzig durch die Fokussierbedingungen bestimmt. Während bei  $d_f \geq 300 \mu\text{m}$  der Fokusedurchmesser die bestimmende Einflussgröße für die Nahtausbildung ist, wird diese bei Fokusedurchmessern  $d_f \leq 200 \mu\text{m}$  im Wesentlichen vom Divergenzwinkel des fokussierten Laserstrahls festgelegt. Bild 4.18 zeigt für die Aluminiumlegierung AlMgSi1 Schliffbilder der untersuchten Fokusedurchmesser bei unterschiedlicher Laserleistung. Neben den auffällig ausgeprägten Nahtformen, wie sie in Kapitel 4.1.1 bereits ausführlich diskutiert werden, wird die Verschiebung des Übergangsbereichs zu größeren Fokusedurchmessern und/oder Vorschubgeschwindigkeiten bei höherer Laserleistung sichtbar. Der Stahlwerkstoff DC04 und der Edelstahl CrNi18-10 zeigen ein gleichartiges Verhalten (ohne Abbildung).



**Bild 4.18:** Nahtformen von AlMgSi1 bei verschiedenen Fokussdurchmessern in Abhängigkeit der Laserleistung und der Vorschubgeschwindigkeit (Ü: Übergangsgebiet; WLS: Wärmeleitungsschweißen).

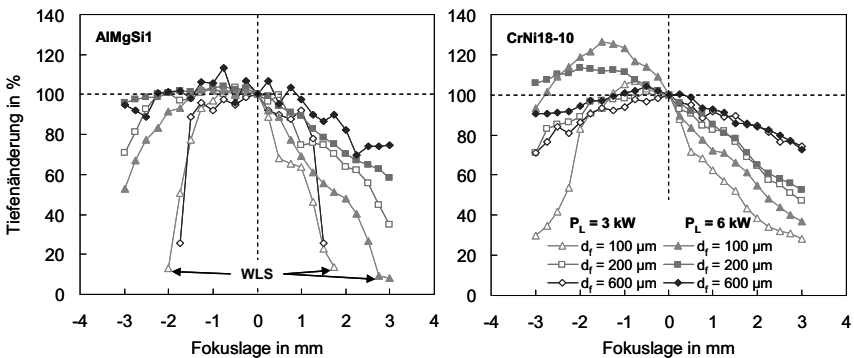
Es hat sich gezeigt, dass die beschriebenen Zusammenhänge für die Nahtformung ihre Gültigkeit infolge einer Leistungserhöhung nicht verlieren. Demnach gilt es zu klären, inwieweit sich bei einer Variation der Fokuslage die aufgezeigten Prozessgrenzen in Kapitel 4.1.3 durch eine Erhöhung der Laserleistung erweitern lassen. In Bild 4.19 ist der Einfluss der Laserleistung auf die Einschweißtiefe bei AlMgSi1 und CrNi18-10 dargestellt. Für die drei Fokussdurchmesser zeigt sich für die untersuchten Parameterbereiche ein sehr analoger Kurvenverlauf. Dieser folgt den gleichen Gesetzmäßigkeiten aus Kapitel 4.1.3, die anhand der Fokussierbedingungen abgeleitet werden können. Jedoch wird dieser bei Aluminium wiederum durch das Erreichen der Schwelle beeinflusst. Des Weiteren kann aufgrund der höheren Laserleistung die Intensität der nahtformbestimmenden Verdampfungsisophote für einen stärkeren Energieeintrag im Nahtgrund genutzt werden. Deshalb verschiebt sich bei den Fokussdurchmessern

$d_f \leq 200 \mu\text{m}$  die maximal erreichbare Einschweißtiefe zu einer größeren negativen Fokusslage (siehe eingezeichneter Pfeil in Bild 4.19).



**Bild 4.19:** Einfluss der Laserleistung auf die Einschweißtiefe als Funktion der Fokusslage für die Werkstoffe AlMgSi1 und CrNi18-10 ( $v = 5 \text{ m/min}$ ).

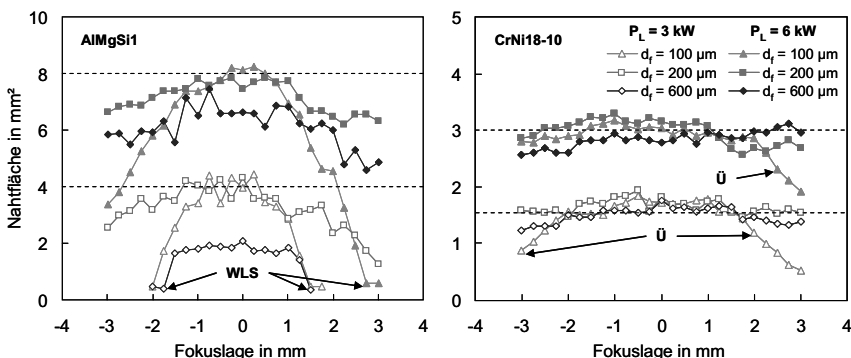
Einhergehend mit der Verschiebung der maximalen Einschweißtiefe, lassen sich die Prozessgrenzen durch die Leistungserhöhung erweitern. In Bild 4.20 ist die auf  $z = 0 \text{ mm}$  bezogene prozentuale Tiefenänderung der Einschweißtiefe in Abhängigkeit der Fokusslage dargestellt. Beide Werkstoffe zeigen unabhängig von der Laserleistung bei positiver Fokusslage einen nahezu deckungsgleichen Abfall der Einschweißtiefe für die einzelnen Fokussdurchmesser. Dagegen führt bei negativer Fokusslage die Leistungserhöhung neben einer Verschiebung der maximalen Einschweißtiefe zu einer deutlichen Aufweitung des prozesssicheren Schweißbereichs.



**Bild 4.20:** Auf die Fokusslage  $z = 0 \text{ mm}$  (= 100%) bezogene Tiefenänderung als Funktion der Fokusslage bei den Laserleistungen  $P_L = 3 \text{ kW}$  bzw.  $6 \text{ kW}$  bei AlMgSi1 und CrNi18-10 ( $v = 5 \text{ m/min}$ ).

Somit kann das Prozessfenster, in dem sich Toleranzen der Handhabungstechnik weniger stark auswirken und die Einschweißtiefe nicht maßgeblich reduziert wird, um einen Faktor von ungefähr drei für den jeweiligen Fokusdurchmesser vergrößert werden. Allerdings wird, wie bereits in Bild 4.19 diskutiert, der Kurvenverlauf bei der Aluminiumlegierung durch das Erreichen der Schwelle beeinflusst. Bei einer Fokuslage von  $z > 2,5$  mm reicht der Strahlparameterquotient bei  $P_L = 6$  kW für den Fokusdurchmesser  $d_f = 100$   $\mu\text{m}$  nicht mehr aus, um eine Dampfkapillare auszubilden.

Anlässlich der Leistungserhöhung um den Faktor zwei verdoppelt sich gemäß Gleichung (4.9) die aufgeschmolzene Nahtfläche für die beiden Werkstoffe AlMgSi1 und CrNi18-10 in Bild 4.21 im Bereich der Fokusnulllage (gestrichelte Linien in Bild 4.21). Ein Absinken der Nahtfläche infolge der Fokuslagenvariation sowohl in positiver als auch negativer Richtung kennzeichnet den Übergangsbereich ( $\ddot{U}$ ), welcher bei Edelstahl erst deutlich später erreicht wird. Somit zeigt sich, dass die Lage der Schwelle für die Aluminiumlegierung AlMgSi1 und den Edelstahl CrNi18-10 in Bild 4.21 bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit mit dem Strahlparameterquotienten korreliert. Unter Berücksichtigung von Bild 4.15 liegt die Schwelle für die Aluminiumlegierung AlMgSi1 bei  $P_L/d(z) \approx 4,3$  kW/mm. Edelstahl hat hingegen einen höheren Absorptionsgrad und eine geringere Wärmeleitfähigkeit als die Aluminiumlegierung, weshalb die Schwelle bei einem niedrigeren Strahlparameterquotienten ( $P_L/d(z) \approx 1\text{-}2$  kW/mm) liegt.



**Bild 4.21:** Einfluss der Laserleistung auf die Nahtfläche als Funktion der Fokuslage für die Werkstoffe AlMgSi1 und CrNi18-10 ( $v = 5$  m/min).

## 4.2 Wirkungsgrade beim Laserstrahlschweißen

### 4.2.1 Einkoppelgrad

Der Absorptionsgrad  $A$  beziffert einen Zahlenwert, der die Absorption bei einmaligem Auftreffen der Laserstrahlung auf eine ebene Oberfläche beschreibt. Beim *Wärmeleitungsschweißen (WLS)* ist aufgrund der einmaligen Wechselwirkung zwischen Laserstrahl und Materie der Einkoppelgrad  $\eta_A$  gleich dem Absorptionsgrad  $A$ .

Beim *Tiefschweißen (TS)* trifft der Laserstrahl auf die durch die Dampfkapillare verformte Oberfläche. Die Dampfkapillare wird durch einen vom Laserstrahl produzierten Verdampfungsdruck offen gehalten, der im Gleichgewicht mit der Oberflächenspannung und dem hydrostatischen Druck steht. In ihr wird der Laserstrahl mehrfach reflektiert und bei jedem Auftreffen auf die Kapillarwand teilweise absorbiert. Demnach ergibt sich der Einkoppelgrad als Summe der Einzelabsorptionen [30].

Nach [8, 30, 31] lässt sich der Einkoppelgrad in der Dampfkapillare mit Hilfe der Beziehung

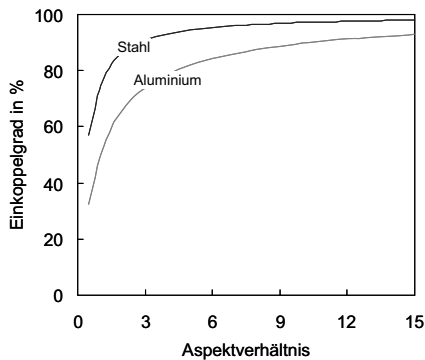
$$\eta_A = A \cdot \frac{1 + (1 - A) \cdot \left[ \frac{d_f}{2t} - \left( \frac{d_f}{2t} \right)^2 \right]}{A \cdot \left( 1 - \frac{d_f}{2t} \right) + \frac{d_f}{2t}}. \quad (4.10)$$

abschätzen. Diese Gleichung liegt der Berechnung von Hohlraumstrahlern zugrunde und beschreibt die Absorption infraroter Strahlung in einem Hohlkörper [32]. Dabei wird die sphärische Oberfläche durch eine der Dampfkapillare entsprechende kegelförmige Geometrie mit der Tiefe  $t$  und dem Öffnungsdurchmesser  $d_f$  ersetzt. Demzufolge wird der Einkoppelgrad nach Gleichung (4.10) neben dem Absorptionsgrad des Werkstoffes vor allem durch die Kapillarform [8, 30] und somit durch das Aspektverhältnis

$$A_F = \frac{t}{d_f} \quad (4.11)$$

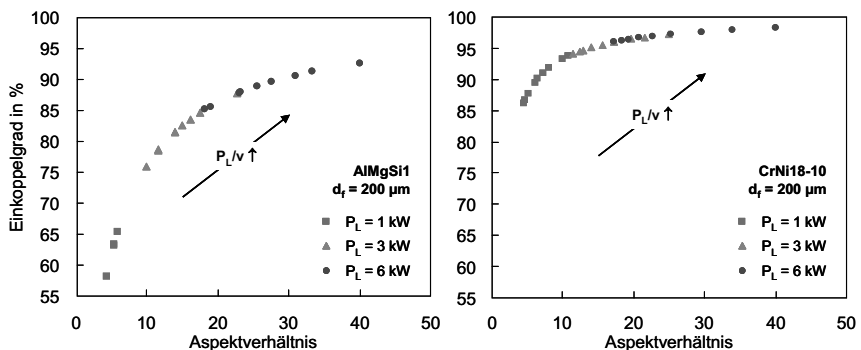
bestimmt. Mit steigendem Aspektverhältnis steigt der Einkoppelgrad zunächst stark an und nähert sich dann asymptotisch der vollständigen Einkopplung, siehe Bild 4.22. Es zeigt sich zudem, dass bei gleichem Aspektverhältnis bei Stahl aufgrund des im Ver-

gleich zu Aluminium höheren Absorptionsgrads ein höherer Einkoppelgrad erzielt wird.



**Bild 4.22:** Einfluss vom Aspektverhältnis auf den für Nd:YAG-Laserstrahlung berechneten Einkoppelgrad (Stahl:  $A = 35\%$ , Aluminium:  $A = 15\%$ ).

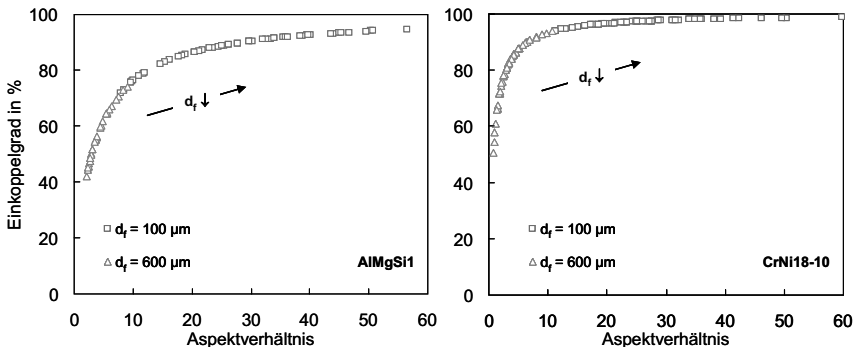
Um den Einfluss der prozessrelevanten Faktoren zu klären, ist in Bild 4.23 der Einkoppelgrad bei konstantem Fokussdurchmesser  $d_f = 200 \mu\text{m}$  und gemessener Einschweißtiefe  $t$  nach Bild 4.16 mit Gleichung (4.10) berechnet. Da die Einschweißtiefe  $t$  mit steigender Laserleistung  $P_L$  zunimmt bzw. mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit  $v$  abnimmt, wird infolgedessen der Einkoppelgrad mit steigender Streckenergie ( $P_L/v$ ) gesteigert (s. Pfeile).



**Bild 4.23:** Einfluss von Laserleistung und Vorschubgeschwindigkeit ( $v = 2 - 10 \text{ m/min}$ ) auf den nach Gleichung (4.10) ermittelten Einkoppelgrad als Funktion des Aspektverhältnisses bei gemessener Einschweißtiefe  $t$  und konstantem Fokussdurchmesser  $d_f = 200 \mu\text{m}$ .

Der Einkoppelgrad liegt für den Edelstahl CrNi18-10 aufgrund des höheren Absorptionsgrads im untersuchten Parameterbereich nahe der vollständigen Einkopplung. Hingegen kann bei der Aluminiumlegierung AlMgSi1 bereits eine geringe Fluktuation von beispielsweise der Laserleistung oder der Vorschubgeschwindigkeit im Leistungsbe-  
reich bis  $P_L = 3 \text{ kW}$  zu einem starken Ansteigen/Abfallen der Einschweißtiefe führen. Damit einhergehend verändert sich das Aspektverhältnis und somit der Einkoppelgrad.

Da das Aspektverhältnis nach Gleichung (4.11) ebenso vom Fokusdurchmesser bestimmt wird, kann mit einem kleineren Fokusdurchmesser (höhere Fokussierbarkeit) ein größerer Einkoppelgrad erreicht werden, siehe Bild 4.24 (s. Pfeile). Während zudem bei  $d_f = 100 \mu\text{m}$  der Einfluss des Divergenzwinkels auf die Einschweißtiefe nicht unberücksichtigt bleiben darf, führt der Fokusdurchmesser  $600 \mu\text{m}$  in Bild 4.16 zu einer deutlichen Abnahme der Einschweißtiefe und somit des Einkoppelgrads.

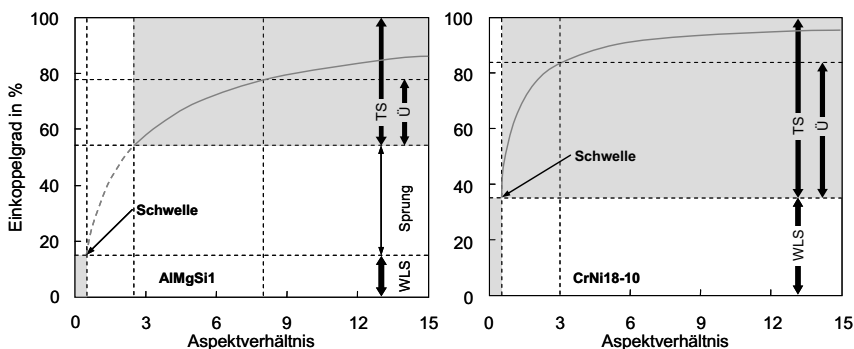


**Bild 4.24:** Einfluss vom Fokusdurchmesser auf den nach Gleichung (4.10) ermittelten Einkoppelgrad als Funktion des Aspektverhältnisses bei variierender Laserleistung  $P_L = 1 \text{ kW} - 6 \text{ kW}$  und Vorschubgeschwindigkeit  $v = 2 - 10 \text{ m/min}$ .

Anhand der gewonnen Erkenntnisse aus Bild 4.23 und Bild 4.24 lassen sich die in Kapitel 4.1 eingeführten Prozessbereiche *Wärmeleitungsschweißen (WLS)*, *Übergangsbe-  
reich (Ü)* und *Tiefschweißen (TS)* durch den Einkoppelgrad näher beschreiben, siehe Bild 4.25. Wenn bei der Aluminiumlegierung AlMgSi1 die Prozesstemperatur gerade unterhalb der Verdampfungsgrenze liegt, beträgt der Absorptionsgrad nach [30] beim Wärmeleitungsschweißen etwa 15%. Mit dem Überschreiten der werkstoffspezifischen Schwelle findet nach Bild 4.14 ein sprunghafter Anstieg der Einschweißtiefe auf etwa  $t = 1,5 \text{ mm}$  statt, was zu einem Aspektverhältnisses von  $A_F \approx 2,5$  führt. Dabei steigt der Einkoppelgrad von 15% auf etwa 55% an. Insbesondere bei großen Fokusdurchmessern reicht der Strahlparameterquotient nicht aus, um die maximale Nahtfläche nach Bild 4.3 aufzuschmelzen. Der in diesem Bereich noch vergleichsweise stark zu-

nehmende Einkoppelgrad kennzeichnet demnach bis zu einem Aspektverhältnis von  $A_F = 8$  den Übergangsbereich. So wächst der Einkoppelgrad zunächst auf ungefähr 80% an und geht dann in einen vergleichsweise waagrechten Verlauf über, der Tiefschweißbereich. Da sich im Übergangsbereich bereits eine Dampfkapillare ausgebildet hat, ist dieser Bereich per Definition Teil des Tiefschweißens.

Im Vergleich dazu beträgt bei einem Aspektverhältnis von  $A_F = 0,5$  (Wärmeleitungsschweißen) der Absorptionsgrad bei Stahl nach [30] etwa 35%. Aufgrund des höheren Absorptionsgrads und der geringeren Wärmeleitfähigkeit ist die Schwelle weitaus weniger stark ausgeprägt. Demnach ergibt sich nach dem Überschreiten der Schwelle ein stetiger Übergang vom Wärmeleitungs- zum Tiefschweißen. Im Übergangsbereich steigt der Einkoppelgrad bis  $A_F = 3$  von 35% auf etwa 85% erheblich an. Jedoch reichen aufgrund des im Vergleich zum Aluminium größeren Absorptionsgrades weniger kapillarinterne Reflexionen aus, um den Übergangsbereich sicher zu überschreiten.



**Bild 4.25:** Berechneter Einkoppelgrad als Funktion des Aspektverhältnisses für AlMgSi1 und CrNi18-10 (WLS: Wärmeleitungsschweißen, Ü: Übergangsbereich, TS: Tiefschweißen). Die Schwelle kennzeichnet den werkstoffspezifischen Wechsel vom Wärmeleitungsschweißen WLS zum Tiefschweißen TS; siehe auch Bild 4.1.

### 4.2.2 Thermischer Wirkungsgrad

Der thermische Wirkungsgrad  $\eta_{th}$  beschreibt, in welchem Umfang die vom Werkstück absorbierte Laserleistung nutzbringend zur Erzeugung der Schweißnaht umgesetzt wird. Die allgemeine Formulierung für den thermischen Wirkungsgrad lautet [30]

$$\eta_{th} = \frac{\text{Nutzleistung}}{\text{absorbierte Laserleistung}} = \frac{\text{Nutzvolumen} \cdot \text{spezifischer Wärmebedarf}}{\text{absorbierte Energie}}. \quad (4.12)$$

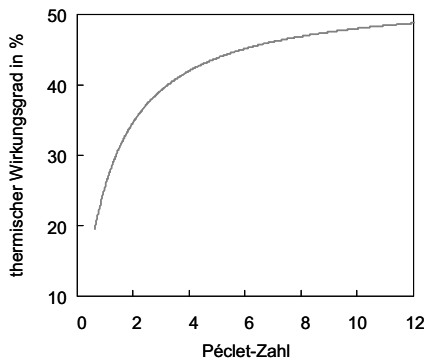
Das Nutzvolumen entspricht dem aufgeschmolzenen Volumen der Schweißnaht. Demzufolge ergibt sich der thermische Wirkungsgrad unter Berücksichtigung, dass der spezifische Wärmebedarf  $H_p$  die werkstoffabhängigen Kenngrößen enthält, zu

$$\eta_{th} = \frac{F \cdot v \cdot H_p}{\eta_A \cdot P_L}. \quad (4.13)$$

In [33] wird das Tiefschweißen mit einem Linienmodell beschrieben. Dabei wird von einer linienförmigen Wärmequelle ausgegangen, wobei die zugeführte Wärme ausschließlich senkrecht zur Quelle abgeleitet wird (2D-Modell). Während dies bei Durchschweißungen sicher gerechtfertigt ist, hat es sich bei Einschweißungen mit großem Aspektverhältnis als brauchbare Näherung erwiesen [30]. Um den thermischen Wirkungsgrad letztlich werkstoffunabhängig darstellen zu können, ist für das Laserschweißen in [33] eine normierte Darstellung der Vorschubgeschwindigkeit beschrieben

$$Y = \frac{v \cdot b}{D_p}, \quad (4.14)$$

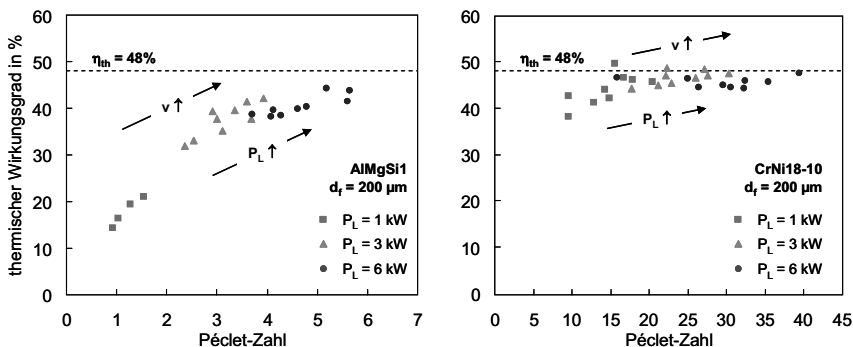
welche üblicherweise die Péclet-Zahl  $Pe$  mit  $D_p$  als Temperaturleitfähigkeit wiedergibt. Der darauf basierende thermische Wirkungsgrad ist in [30] berechnet und in Bild 4.26 dargestellt. Wie daraus ersichtlich ist, überwiegen bei kleinen Péclet-Zahlen die thermischen Verluste und haben einen geringen Wirkungsgrad zur Folge. Durch eine Erhöhung der Péclet-Zahl steigt der thermische Wirkungsgrad zunächst stark an und nähert sich schließlich bei  $Pe > 12$  asymptotisch dem Wert von 48% an [30].



**Bild 4.26:** Nach [30, 33] berechneter thermischer Wirkungsgrad als Funktion der Péclet-Zahl  $Pe$  (= normierte Geschwindigkeit  $Y$ ).

Der in Bild 4.26 dargestellte thermische Wirkungsgrad nach [33] ist als theoretische Obergrenze zu betrachten, da zusätzlich mögliche Verlustmechanismen in dem Modelle keine Berücksichtigung finden: Wärmestrahlung, Wärmeleitung in Richtung der Strahlachse, ausströmender Metalldampf sowie konvektiver Wärmetransport im Schmelzbad.

Basierend auf den Zusammenhängen in [30, 33] ergibt sich der in Bild 4.27 gezeigte thermische Wirkungsgrad für die Aluminiumlegierung AlMgSi1 und den Edelstahl CrNi18-10. Nach Gleichung (4.14) führt eine Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit zum einen direkt zu einer größeren Péclet-Zahl. Zum anderen wird die Nahtbreite nach dem hyperbolischen Zusammenhang in Gleichung (4.9) reduziert. Da sich die Nahtbreitenänderung in einem kleineren Regime bewegt, ist letztlich ein Ansteigen der Péclet-Zahl zu beobachten (ohne Abbildung). Demnach werden die thermischen Verluste geringer und der thermische Wirkungsgrad nimmt zu (siehe Pfeile in Bild 4.27). Darüber hinaus beeinflusst die Laserleistung zunächst die Nahtbreite und damit einhergehend die Péclet-Zahl. Somit wird infolge einer Leistungserhöhung der thermische Wirkungsgrad ebenfalls gesteigert. Insbesondere bei der Aluminiumlegierung zeigt sich, dass eine Variation der Vorschubgeschwindigkeit im unteren Leistungsbereich bis  $P_L \leq 3$  kW einen weitaus erheblicheren Einfluss hat, als dies bei hohen Leistungen der Fall ist. Aufgrund der im Vergleich zu AlMgSi1 um ungefähr eine Größenordnung geringere mittlere Temperaturleitfähigkeit  $D_p$  werden beim Edelstahl Péclet-Zahlen zwischen 10 und 40 erreicht. In diesem Bereich hat sich der thermische Wirkungsgrad asymptotisch dem Wert von 48% angenähert [30]. Eine Überlagerung der beiden Diagrammen aus Bild 4.27 zeigt, dass die Péclet-Zahl eine gute Vergleichsgröße selbst bei unterschiedlichen Werkstoffen ist und den Verlauf aus Bild 4.26 bestätigt.



**Bild 4.27:** Einfluss von Laserleistung und Vorschubgeschwindigkeit ( $v = 2 - 10$  m/min) auf den thermischen Wirkungsgrad als Funktion der Péclet-Zahl bei  $d_f = 200 \mu\text{m}$ .

Die Nahtbreite und somit die Péclet-Zahl werden des Weiteren vom verwendeten Fokussdurchmesser beeinflusst. Werden für beide Werkstoffe bei dem Fokussdurchmesser 100  $\mu\text{m}$  noch vergleichbare Nahtbreiten zu  $d_f = 200 \mu\text{m}$  erzielt, so nehmen diese bei dem Fokussdurchmesser 600  $\mu\text{m}$  zu (ohne Abbildung). Beim Edelstahl haben aufgrund der ohnehin hohen Péclet-Zahlen die Fokussdurchmesser keinen wesentlichen Einfluss auf den thermischen Wirkungsgrad (asymptotische Annäherung an  $\eta_{\text{th}} = 48\%$ ). Dagegen nimmt bei der Aluminiumlegierung die Péclet-Zahl bei  $d_f = 600 \mu\text{m}$  aufgrund der größeren Nahtbreite  $b$  nach Gleichung (4.14) derart zu, dass sich bei  $P_L \geq 5 \text{ kW}$  der thermische Wirkungsgrad dem Wert von 48% asymptotisch annähert (ohne Abbildung).

### 4.2.3 Prozesswirkungsgrad

Der Prozesswirkungsgrad  $\eta_{\text{pr}}$  ergibt sich als Produkt aus Einkoppelgrad  $\eta_A$  und thermischen Wirkungsgrad  $\eta_{\text{th}}$

$$\eta_{\text{pr}} = \eta_A \cdot \eta_{\text{th}} \quad (4.15)$$

und mit Gleichung (4.13) zu

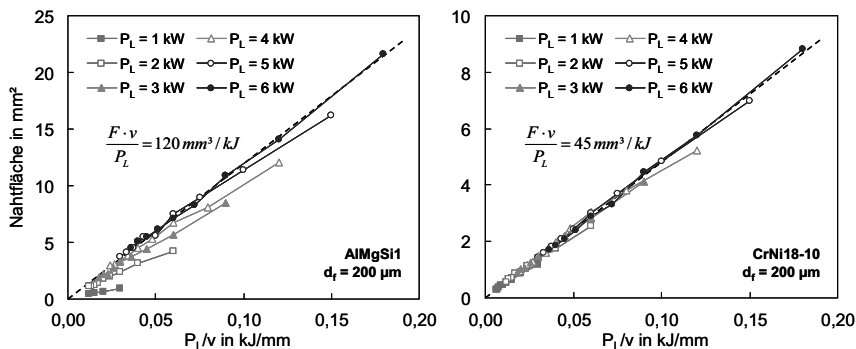
$$\eta_{\text{pr}} = \frac{F \cdot v \cdot H_p}{P_L}. \quad (4.16)$$

Unter Berücksichtigung von Bild 4.22 und Bild 4.26 wird deutlich, dass selbst unter den günstigsten Einkoppelbedingungen aufgrund von unvermeidbaren Wärmeleitungsverlusten ein Prozesswirkungsgrad von 50% nicht überschritten werden kann. Aus dem Zusammenhang in Gleichung (4.16) ist die Proportionalität zwischen Prozesswirkungsgrad  $\eta_{\text{pr}}$  und *spezifischem Schmelzbadvolumen*  $V_{\text{spez}}$  zu erkennen. Das spezifische Schmelzvolumen vermittelt den Eindruck davon, wie die bereitgestellte Energie zum Aufschmelzen des Werkstoffes umgesetzt wird

$$V_{\text{spez.}} = \frac{F \cdot v}{P_L} \sim \eta_{\text{pr}}. \quad (4.17)$$

Der als Streckenergie bezeichnete Ausdruck  $P_L/v$  wird für den Prozess des Aufschmelzens als charakteristische Größe verwendet. Deren Einfluss auf die Nahtquerschnittsfläche  $F$  ist in Bild 4.28 für die Werkstoffe AlMgSi1 und CrNi18-10 bei konstanten Leistungswerten und variierender Vorschubgeschwindigkeit gezeigt. Bei der Aluminiumlegierung ist für die Laserleistung  $P_L = 1 \text{ kW}$  eine sehr geringe Neigung der Aus-

gleichsgeraden zu erkennen. Diese kann mit einer Leistungserhöhung auf  $P_L = 3 \text{ kW}$  gesteigert werden, erreicht aber dennoch nicht den maximal möglichen Wert von  $120 \text{ mm}^3/\text{kJ}$ . Eine sukzessive Erhöhung der Leistung  $P_L > 3 \text{ kW}$  ermöglicht letztlich das Erreichen des maximalen spezifischen Schmelzvolumens (gestrichelte Linie). Für den Edelstahl sind aufgrund des im Vergleich zur Aluminiumlegierung größeren Absorptionsgrads und der geringen Temperaturleitfähigkeit die auftretenden Effekte weniger zu erkennen.



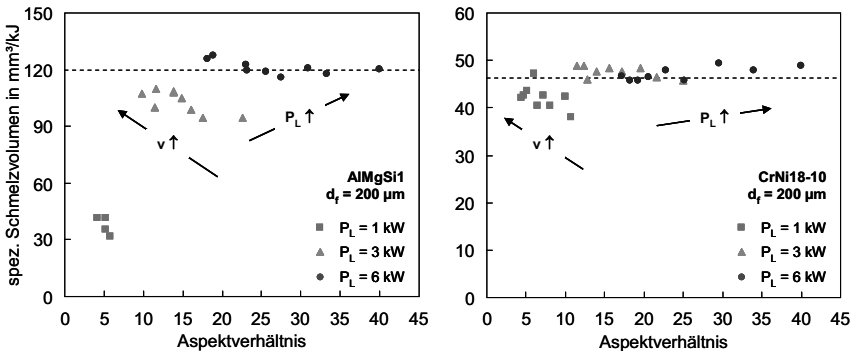
**Bild 4.28:** Nahtfläche als Funktion der Streckenergie ( $P_L = \text{konst}$ ) bei dem Fokusburchmesser  $d_f = 200 \mu\text{m}$  für AlMgSi1 und CrNi18-10. Das spezifische Schmelzvolumen ist durch die Neigung der Gerade gegeben.

Die Neigung der Gerade in Bild 4.28 entspricht demzufolge dem spezifischen Schmelzvolumen, vgl. Gleichung (4.17). Dabei gilt, je größer die Neigung der Gerade ist, desto höher ist das aufgeschmolzene spezifische Schmelzvolumen und damit der Prozesswirkungsgrad. Mit Hilfe der gewonnen Erkenntnisse über den Einfluss von Laserleistung und Vorschubgeschwindigkeit auf den Einkoppelgrad (Kapitel 4.2.1) und den thermischen Wirkungsgrad (Kapitel 4.2.2) lässt sich ein davon abweichender Verlauf am Beispiel der Aluminiumlegierung erklären.

Es lässt sich festhalten, dass mit steigender Laserleistung der Einkoppelgrad und damit das spezifische Schmelzvolumen gesteigert werden kann (siehe Bild 4.23). Dennoch ist bei Laserleistungen  $P_L > 3 \text{ kW}$  mit zunehmender Streckenergie (gleichzusetzen mit einer Abnahme der Vorschubgeschwindigkeit) ein Abspalten der Gerade vom gemeinsamen Verlauf zu erkennen, vgl. Bild 4.28. Dieser Effekt prägt sich bei geringen Laserleistungen  $P_L \leq 3 \text{ kW}$  vermehrt aus. In diesem Leistungsbereich hat eine Variation der Vorschubgeschwindigkeit einen essentiellen Einfluss auf den thermischen Wirkungsgrad (vgl. Bild 4.27). Demnach sind im untersuchten Vorschubbereich ( $v = 2 - 10 \text{ m/min}$ ) die thermischen Verluste so groß, dass bei ebenfalls mäßigen Ein-

koppelbedingungen (vgl. Bild 4.23) kein großes spezifisches Schmelzvolumen aufgeschmolzen werden kann. Mit zunehmender Laserleistung verschieben sich die thermischen Verluste zu geringeren Vorschubgeschwindigkeitswerten. Während die von Wärmeleitungsverlusten geprägte Vorschubgeschwindigkeit bei  $P_L = 4 \text{ kW}$  noch  $v \approx 6 \text{ m/min}$  beträgt, ist diese bei  $P_L = 6 \text{ kW}$  unter  $3 \text{ m/min}$  gesunken.

In Bild 4.29 ist das spezifische Schmelzvolumen für die beiden Werkstoffe als Funktion des Aspektverhältnisses analog zu Bild 4.23 dargestellt. Wie bereits in Bild 4.28 gezeigt, ist der Kurvenverlauf besonders bei geringen Leistungen deutlich von der Vorschubgeschwindigkeit geprägt. Bei konstanter Laserleistung nimmt mit steigendem Vorschub das Aspektverhältnis und damit einhergehend der Einkoppelgrad ab. Jedoch sind die thermischen Verluste in diesem Vorschubbereich verhältnismäßig gering und ein Ansteigen des spezifischen Schmelzvolumens ist die Folge. Im Leistungsbereich  $P_L > 3 \text{ kW}$  spielen Leistungs- bzw. Geschwindigkeitsschwankung dagegen nur noch eine untergeordnete Rolle und das spezifische Schmelzvolumen verläuft nahezu konstant. Demnach ist durch eine fortwährende Erhöhung der Laserleistung keine Steigerung des Prozesswirkungsgrads zu erreichen, da das spezifische Schmelzvolumen proportional zum Verhältnis aus Nahtfläche und Laserleistung ist. Nach Bild 4.17 hat oberhalb des Übergangsbereichs  $\ddot{U}$  eine Verdopplung der Laserleistung  $P_L$  die doppelte Nahtquerschnittsfläche  $F$  zur Folge, welche sich in Gleichung (4.17) egalieren.

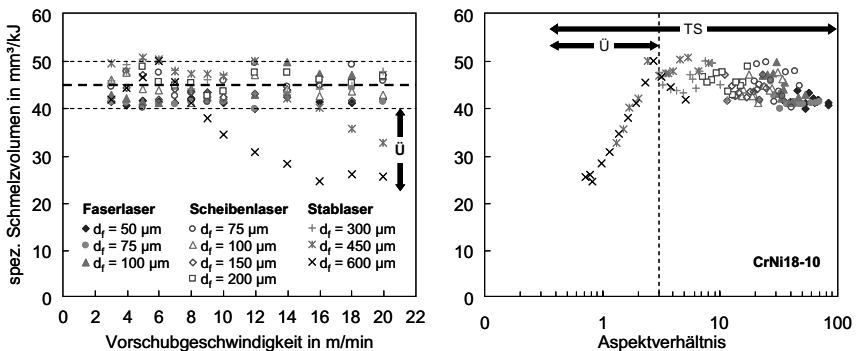


**Bild 4.29:** Spezifisches Schmelzvolumen als Funktion des Aspektverhältnisses bei dem Fokussdurchmesser  $d_f = 200 \mu\text{m}$  für AlMgSi1 und CrNi18-10.

In Bild 4.30 ist das spezifische Schmelzvolumen für CrNi18-10 in Abhängigkeit von Vorschubgeschwindigkeit und Aspektverhältnis für Strahlquellen unterschiedlicher Fokussierbarkeit (Tabelle 4.1) dargestellt. Für den Fokussdurchmesser  $600 \mu\text{m}$  (Stablas-er) ist bei der Vorschubgeschwindigkeit  $10 \text{ m/min}$  ein Knick im Verlauf des spezifi-

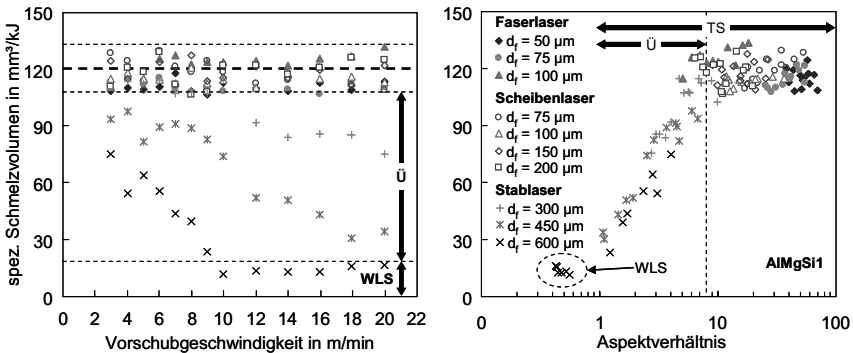
schen Schmelzvolumen erkennbar. Mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit nimmt das spezifische Schmelzvolumen ab und kennzeichnet den bereits in Kapitel 4.1.1 diskutierten Übergangsbereich. Das deutliche Abknicken des Kurvenverlaufs ist ebenfalls zu erkennen, wenn das spezifische Schmelzvolumen als Funktion des Aspektverhältnisses aufgetragen ist. Der Beginn des Übergangsbereichs ist mit dem Unterschreiten des Aspektverhältnisses von  $A_F = 3$  verbunden. Bereits in Bild 4.25 ist zu erkennen, dass mit  $A_F < 3$  der Einkoppelgrad stark abnimmt, was sich direkt auf das spezifische Schmelzvolumen überträgt. Mit der Reduktion des Fokusbereichs auf  $d_f = 450 \mu\text{m}$  (Stablaser) wird der Beginn des Übergangsbereichs aufgrund des größeren Strahlparameterquotienten zu einer Vorschubgeschwindigkeit von 16 m/min verschoben. Durch eine weitere Reduktion des Fokusbereichs nimmt die Einschweißtiefe nach Bild 4.1 zu und damit einhergehend nach Gleichung (4.11) das Aspektverhältnis. In diesem Fokusbereich  $d_f \leq 300 \mu\text{m}$  ist das aufgeschmolzene Nahtvolumen bei fester Vorschubgeschwindigkeit konstant, weshalb ab einem Aspektverhältnis  $A_F > 3$  das spezifische Schmelzvolumen nahezu waagrecht bei einem Wert von  $45 \text{ mm}^3/\text{kJ}$  verläuft. Bei konstantem Fokusbereich ergibt sich bei einem Vorschub von  $v = 3 \text{ m/min}$  das jeweils größte Aspektverhältnis, das mit steigender Vorschubgeschwindigkeit abnimmt. Für den Fokusbereich  $d_f = 50 \mu\text{m}$  (FL) beträgt das größte Aspektverhältnis  $A_F = 85$ .

Der Stahlwerkstoff DC04 (ohne Abbildung) verhält sich analog zum Edelstahl CrNi18-10. Aufgrund der etwas höheren Wärmeleitfähigkeit des Stahlwerkstoffes beginnt der Übergangsbereich jeweils bei einer etwas geringeren Vorschubgeschwindigkeit.



**Bild 4.30:** Spezifisches Schmelzvolumen von CrNi18-10 als Funktion von Vorschubgeschwindigkeit und Aspektverhältnis für Strahlquellen unterschiedlicher Fokussierbarkeit bei  $P_L = 3 \text{ kW}$  (Ü: Übergangsbereich, TS: Tiefschweißen).

Bei der Aluminiumlegierung in Bild 4.31 gelten im Wesentlichen dieselben Zusammenhänge zwischen dem spezifischen Schmelzvolumen und der Vorschubgeschwindigkeit bzw. dem Aspektverhältnis. Allerdings führen die unterschiedlichen Werkstoffeigenschaften zu anderen Aspektverhältnissen, die die Bereiche voneinander abgrenzen. Für die Fokusbereich  $d_f \leq 200 \mu\text{m}$  verläuft das spezifische Schmelzvolumen konstant bei einem Wert von  $120 \text{ mm}^3/\text{kJ}$ . Der Übergangsbereich beginnt bei dem Fokusbereich  $300 \mu\text{m}$  (Stablaser) bei einer Vorschubgeschwindigkeit von  $12 \text{ m/min}$ , für  $d_f = 450 \mu\text{m}$  (Stablaser) bereits bei  $v = 3 \text{ m/min}$ . Ein linsenförmiger Nahtquerschnitt wird bei dem Fokusbereich  $450 \mu\text{m}$  noch nicht erreicht (ohne Abbildung), sodass sich der Übergangsbereich bis  $v = 20 \text{ m/min}$  erstreckt. Demzufolge beginnt der Übergangsbereich mit dem Unterschreiten eines Aspektverhältnisses von  $A_F = 8$  (vgl. Bild 4.25). Für den Fokusbereich  $600 \mu\text{m}$  (Stablaser) ist bei der Vorschubgeschwindigkeit  $v = 10 \text{ m/min}$  ein weiterer Knick im Verlauf des spez. Schmelzvolumens vorhanden, mit weiter steigendem Vorschub ergibt sich ein waagrechtter Verlauf. Dieser Knick kennzeichnet die Schwelle, ab welcher mit steigender Vorschubgeschwindigkeit der Bereich des Wärmeleitungsschweißens erreicht ist. In diesem Bereich ist das Aspektverhältnis konstant bei  $A_F = 0,5$ , weshalb sich die Daten in der rechten Darstellungsweise auf einen gemeinsamen Punkt reduzieren.

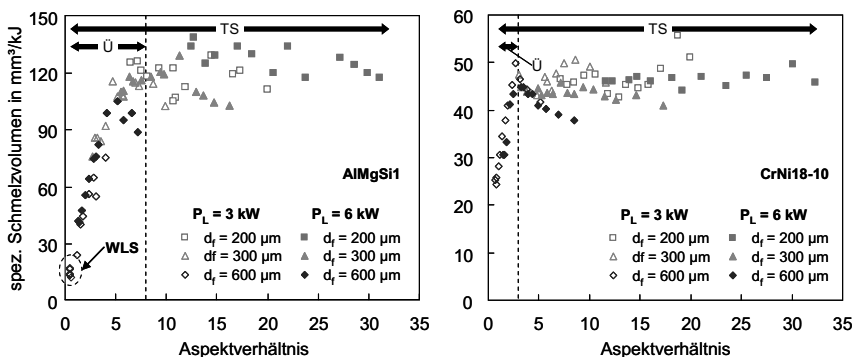


**Bild 4.31:** Spezifisches Schmelzvolumen von AlMgSi1 als Funktion von Vorschubgeschwindigkeit und Aspektverhältnis für Strahlquellen unterschiedlicher Fokussierbarkeit bei  $P_L = 3 \text{ kW}$  (WLS: Wärmeleitungsschweißen, Ü: Übergangsbereich, TS: Tiefschweißen).

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass ab einer Laserleistung von  $P_L = 3 \text{ kW}$  die thermischen Verluste mehr oder weniger vernachlässigt werden können, sodass die Schwelle sowie das Bearbeitungsergebnis maßgeblich vom Einkoppelgrad beeinflusst werden. Wie bereits angesprochen, führen unterschiedliche Werkstoffeigenschaften zu

unterschiedlichen Aspektverhältnissen beim Überschreiten der Schwelle. Somit kann nicht allein aufgrund einer bestimmten Größe des Aspektverhältnisses auf ein Tiefschweißen mit ausgebildeter Dampfkapillare geschlossen werden. Vielmehr sollte für einen stabilen und prozesssicheren Schweißprozess die Schwelle und der Übergangsbereich überschritten sein, was nur anhand des spezifische Schmelzvolumens und damit des Prozesswirkungsgrads eindeutig zu erkennen ist. Darin wird unterschieden, in welchem Bereich – Tiefschweißen im oder oberhalb des Übergangsbereichs – der Schweißprozess stattfindet. Beim Schweißen innerhalb des Übergangsbereichs hat sich herausgestellt, dass sich bereits eine geringe Veränderung der Prozessparameter (z. B. von Vorschub und/oder Laserleistung) deutlich bemerkbar macht. Ein sicherer und stabiler Schweißprozess weit oberhalb des Übergangsbereichs ist demnach neben der Erhöhung der Laserleistung mit einer Reduktion Fokussdurchmessers (höhere Fokussierbarkeit) gleichzusetzen.

In Bild 4.32 ist abschließend der Einfluss der Laserleistung bei verschiedenen Fokussdurchmessern auf das erreichbare spezifische Schmelzvolumen für die Aluminiumlegierung AlMgSi1 und den Edelstahl CrNi18-10 dargestellt. Wie bereits zu Bild 4.29 erläutert, ist durch eine Erhöhung der Laserleistung keine Effizienzsteigerung zu erreichen, da das spezifische Schmelzvolumen proportional zum Verhältnis aus Nahtfläche und Laserleistung ist. Jedoch helfen sowohl die Laserleistung wie die Fokussierbarkeit den Übergangsbereich zu verlassen und das maximale spezifische Schmelzvolumen zu erreichen.



**Bild 4.32:** Spezifisches Schmelzvolumen als Funktion des Aspektverhältnisses für verschiedene Fokussdurchmesser und Leistungen für AlMgSi1 und CrNi18-10.

Die Ergebnisse aus Kapitel 4.2.3 zeigen, dass das maximale spezifische Schmelzvolumen und damit die Effizienz beim Laserstrahlschweißen unabhängig von der Fokus-

sierbarkeit der verwendeten Strahlquelle (lampengepumpter Stablasers, diodengepumpter Scheiben- und Faserlaser), der Vorschubgeschwindigkeit, sowie der Laserleistung ist. Ferner zeigt [34], dass sich bei gleicher Fokussierbedingung und Laserleistung eine identische Nahtform unter Verwendung eines Scheiben- und eines Faserlasers erzielen lässt. In [35] werden die gleichen Resultate bezüglich werkstoffabhängigem Aspektverhältnis sowie spezifischem Schmelzvolumen gezeigt, welche über einen Zeitraum von 20 Jahren im Bereich des CO<sub>2</sub>-Laserstrahlschweißens zusammengetragen wurden.

In diesem Kapitel konnte basierend auf empirisch ermittelten Zusammenhängen der wesentliche Nutzen aber auch die Grenzen von Strahlquellen mit guter Fokussierbarkeit aufgezeigt werden. Demnach lässt sich die gute Fokussierbarkeit neuentwickelter Laserstrahlquellen zu einer Verkleinerung des Fokusedurchmessers nutzen, um bei konstanter Laserleistung und Vorschubgeschwindigkeit eine größere Einschweißtiefe zu erzielen. Tiefergehende Betrachtungen haben überdies gezeigt, dass die Gültigkeit der Skalierung  $t \sim 1/d_f$  bei Fokusedurchmessern kleiner 200  $\mu\text{m}$  nur aufrecht erhalten werden kann, wenn der Divergenzwinkel des fokussierten Laserstrahls ebenfalls verringert wird, weil sich damit einhergehend die Rayleighlänge des für die Materialbearbeitung genutzten Laserstrahls vergrößert. Somit kann das Prozessfenster, in dem sich sowohl Schwankungen der Fokuslage durch Toleranzen der Handhabungstechnik, als auch Ungenauigkeiten bei der Spanntechnik nur bedingt auf das Schweißergebnis auswirken, deutlich vergrößert werden. Allerdings ist es offenkundig, dass eine fortwährende Weiterentwicklung von Laserstrahlquellen mit guter Fokussierbarkeit keinen Nutzen bezüglich der erzielbaren Prozesseffizienz mit sich bringt. Zwar emittieren die in dieser Arbeit untersuchten Laserstrahlquellen ausschließlich eine Wellenlänge im Bereich von  $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ , jedoch zeigen vergleichbare Untersuchungen mit CO<sub>2</sub>-Strahlquellen ( $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ) identische Resultate bezüglich ihrer Prozesseffizienz beim Laserstrahlschweißen. Somit ist gezeigt, dass die Prozesseffizienz nicht durch eine bessere Fokussierbarkeit als auch durch die Wahl einer anderen Bearbeitungswellenlänge gesteigert werden kann.

## 5 Schweißnahtqualität

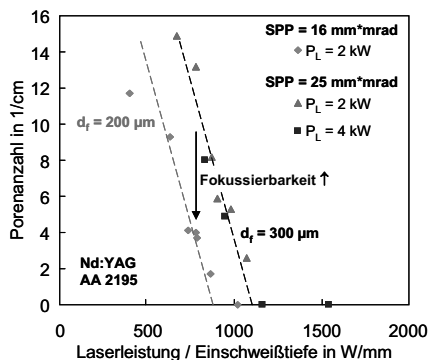
### 5.1 Prozessporen beim Schweißen von Aluminium

Prozessporen sind typische Nahtimperfectionen für das Laserstrahlschweißen von Aluminium und dessen Legierungen. Sie werden durch Prozessinstabilitäten beim Tiefschweißen verursacht, die ein gestörtes Abströmen des Metaldampfes aus der Dampfkapillare hervorrufen [36, 37]. Die Ursachen dieser Nahtfehler sind noch nicht vollständig geklärt, es gibt jedoch zahlreiche Untersuchungen, welche die Entstehungsmechanismen eingehend behandeln. In [37] wird mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitsröntgenaufnahmen das Schmelzbad beim Laserschweißen von Aluminiumlegierungen visualisiert, um somit die zur Entstehung von Prozessporen führenden Phänomene zu erklären. Vergleichbare experimentelle Untersuchungen für das Schweißen von Stahl sind in [38, 39, 40, 41] gezeigt. Finden für beide Werkstoffe die Beobachtungen überwiegend bei hohen Laserleistungen und geringen Vorschubgeschwindigkeiten und demnach bei großen Einschweißstiefen statt, zeigt sich ein vergleichbarer Entstehungsmechanismus zur Porenbildung. Dieser erfolgt typischerweise durch das Abschnüren einer aufgeblähten Dampfkapillare in ihrem unteren Teil. Grund hierfür ist das Eindringen von Schmelze an der Kapillarrückwand tief unten im Schmelzbad, woraus ein mit Metaldampf und Umgebungsgasen gefüllter Hohlraum resultiert, der im weiteren Verlauf von der Erstarrungsfront eingeholt wird. Erstarrt das Schmelzbad dabei schneller als der Dampf kondensieren kann, bleibt eine unregelmäßig geformte Prozesspore in der Schweißnaht zurück. Als Entstehungsursache von Prozessporen können demnach alle Effekte gesehen werden, welche die Stabilität der Kapillarrückwand herabsetzen und das Abschnüren der Dampfkapillare hervorrufen bzw. erleichtern. So führt beispielsweise die höhere Wärmeleitfähigkeit von Aluminium im Vergleich zu Stahl zu sehr großen und zugleich dünnflüssigeren Schmelzbädern, die anfälliger auf die Bildung von Prozessporen reagieren [8, 37, 42].

Überwiegend bei geringen Vorschubgeschwindigkeiten hat sich gezeigt, dass die Kapillare sehr stark fluktuiert. Zudem werden durch Rückstoßkräfte infolge der lokalen Verdampfung sowie Oberflächenspannungen Schmelzströmungen im aufgeschmolzenen Material hervorgerufen. Diese Schmelzströmungen und die dadurch resultierende

Blasen- und Porenentstehung hängt wiederum entscheidend von den Schweißbedingungen ab [43]. Demnach kann die Porosität mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit und/oder Laserleistung reduziert werden [8, 43]. Darüber hinaus hat sich bestätigt, dass die Porenbildung bei Durchschweißungen, Schweißen im Vakuum bzw. mit stehender Strahlanstellung oder mit Pulsmodulation reduziert werden kann [44, 45, 46, 47]. Eine weitere Möglichkeit zur Prozessstabilisierung bietet die sogenannte Doppel-fokustechnik. Mit der Anordnung zweier hinter- oder nebeneinander angeordneter Foki wird eine stabile Kapillargeometrie durch deren Aufweitung geschaffen, die eine Blockade des abströmenden Metalldampfs bzw. das Kollabieren der Kapillare verhindert [36, 37, 48, 49, 50, 51, 52, 53]. Somit zeigt sich, dass die Grundvoraussetzung für einen stabilen Schweißprozess das ungehinderte Abströmen des Metalldampfes ist.

Deshalb stellt sich an dieser Stelle die Frage, inwieweit sich bei höherer Fokussierbarkeit und damit einhergehend reduziertem Fokusbereich die damit verknüpfte Prozessstabilität beeinflussen lässt. Die Stabilität eines Schweißprozesses ist die Grundvoraussetzung für dessen Einsatz in der industriellen Serienfertigung. Der Prozess muss zuverlässig und reproduzierbar ein vorbestimmtes Schweißergebnis produzieren. Messbar ist die Prozessstabilität anhand der Schweißnahtqualität, d. h. der Häufigkeit von Nahtimperfectionen je geschweißter Nahtlänge. Bereits in früheren Arbeiten konnte der Einfluss der Strahlqualität beim Schweißen mit einem CO<sub>2</sub>-Laser gezeigt werden. Demnach kann mit besserer Fokussierbarkeit eine Reduzierung der Porenanzahl – bei gleichzeitig höherer Einschweißtiefe – erzielt werden [36].

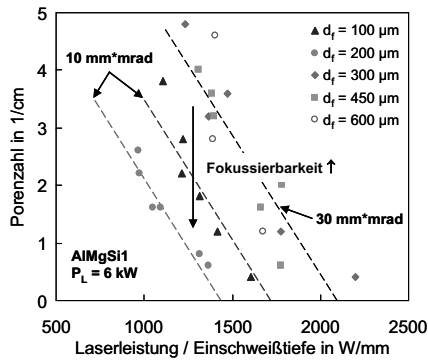


**Bild 5.1:** Abhängigkeit der Porenanzahl (hier Porenabmessungen größer als 0,2 mm berücksichtigt) von der auf die Schweißnaht bezogenen Laserleistung bei Strahlquellen unterschiedlicher Fokussierbarkeit und konstanter Fokussierzahl ( $F = 2,5$ ) [54].

Diese Ergebnisse konnten mit Nd:YAG-Lasern unterschiedlicher Fokussierbarkeit bestätigt werden [54]. Durch den Einsatz derselben Bearbeitungsoptik ( $f_k = 200$  mm und  $f_f = 100$  mm) konnten zwei Fokusedurchmesser ( $d_f = 300$   $\mu\text{m}$  bzw.  $d_f = 200$   $\mu\text{m}$ ) realisiert werden. Bild 5.1 zeigt den Zusammenhang zwischen der auf die Schweißnaht bezogenen Laserleistung und der Porenanzahl bei unterschiedlicher Fokussierbarkeit. Es ist zu erkennen, dass mit abnehmender Einschweißtiefe und damit größerem Verhältnis Laserleistung/Einschweißtiefe die Porenanzahl abnimmt. Ebenso zeigt sich, dass die bessere Fokussierbarkeit bei konstantem Wert  $P_L/t$  zu einer Abnahme der Poren und damit zu einer erhöhten Prozessstabilität führt. Entsprechend dieser Literaturhinweise ist demnach eine erhöhte Schweißnahtqualität mit besserer Fokussierbarkeit zu erreichen. Im Folgenden soll dieser Zusammenhang bei  $\lambda = 1$   $\mu\text{m}$  diskutiert werden.

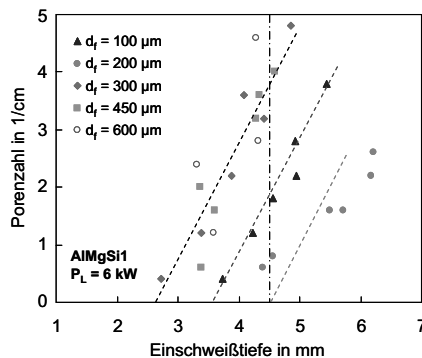
### 5.1.1 Einfluss von Fokussierbarkeit und Laserleistung

In Kapitel 4 sind die Vorteile höherer Fokussierbarkeit infolge der Weiterentwicklung der Lasersysteme auf die sich ausbildende Schweißnaht eingehend beschrieben. Allerdings spielt für einen industriellen Serieneinsatz neben den geometrischen Abmessungen der Schweißnaht ebenso die Prozessstabilität eine essentielle Rolle. Basierend auf Bild 5.1 soll der Einfluss der Fokussierbarkeit auf die als Maß für die Prozessstabilität herangezogene Porenanzahl bei gleichzeitig höherer Laserleistung (Scheibenlaser mit  $P_L = 6$  kW) näher diskutiert werden. Um die Fokussierbarkeit bei der Verwendung eines Lasersystems zu verändern kommen Lichtleitkabel mit unterschiedlichem Kerndurchmesser ( $d_k = 600$   $\mu\text{m}$  und  $d_k = 200$   $\mu\text{m}$ ) zum Einsatz. Durch die anschließende Kombination mit dem Abbildungsverhältnis der Bearbeitungsoptik lassen sich verschiedenen Fokusedurchmesser mit zugehörigem Divergenzwinkel nach Tabelle 4.1 realisieren. Bild 5.2 zeigt für die Aluminiumlegierung AlMgSi1 den Einfluss der Fokussierbarkeit auf die Porenanzahl je Schweißnahtlänge. Es zeigt sich ein analoges Verhalten zu den Ergebnissen aus Bild 5.1. Für die Fokusedurchmesser  $d_f \geq 300$   $\mu\text{m}$  ( $\text{SPP} = 30$  mm\*mrad) ist ein gemeinsamer Kurvenverlauf zu beobachten, bei dem mit abnehmender Einschweißtiefe und damit größerem Verhältnis Laserleistung/Einschweißtiefe die Porenanzahl abnimmt. Infolge der Verringerung des Faserkerndurchmessers auf  $d_k = 200$   $\mu\text{m}$  wird die Fokussierbarkeit um den Faktor 3 verbessert. Zunächst nimmt die Porenanzahl bei konstantem Verhältnis Laserleistung/Einschweißtiefe ab, was einer Verbesserung der Prozessstabilität gleichzusetzen ist. Jedoch tritt hierbei ein unerwartetes Verhalten auf: Während bei dem Fokusedurchmesser  $d_f = 200$   $\mu\text{m}$  die Porenanzahl deutlich reduziert werden kann, nimmt sie bei  $d_f = 100$   $\mu\text{m}$  (konstantes Strahlparameterprodukt  $\text{SPP} = 10$  mm\*mrad) wieder zu [55].



**Bild 5.2:** Porenanzahl als Funktion der auf die Schweißnaht bezogenen Laserleistung in Abhängigkeit der Fokussierbarkeit bei verschiedenen Fokusdurchmessern für die Aluminiumlegierung AlMgSi1 (kein Schutzgas).

Allerdings ist die in Bild 5.2 gewählte Darstellung aus Sicht der Anwendung nicht zielführend, da sie keine direkte Aussage über die Schweißnahtqualität bei einer von der Schweißaufgabe geforderten Mindesteinschweißtiefe liefert. Deshalb zeigt Bild 5.3 die ermittelte Porenanzahl als Funktion der Einschweißtiefe. Es ist zu erkennen, dass bei einer konstanten Einschweißtiefe von beispielsweise  $t = 4,5 \text{ mm}$  die Anzahl der Prozessporen beim Laserschweißen mit höherer Fokussierbarkeit deutlich abnimmt. Die unerwartete Zunahme der Prozessporen bei dem Fokusdurchmesser  $d_f = 100 \mu\text{m}$  gegenüber  $d_f = 200 \mu\text{m}$  bei gleicher Fokussierbarkeit ist gleichermaßen erkennbar.



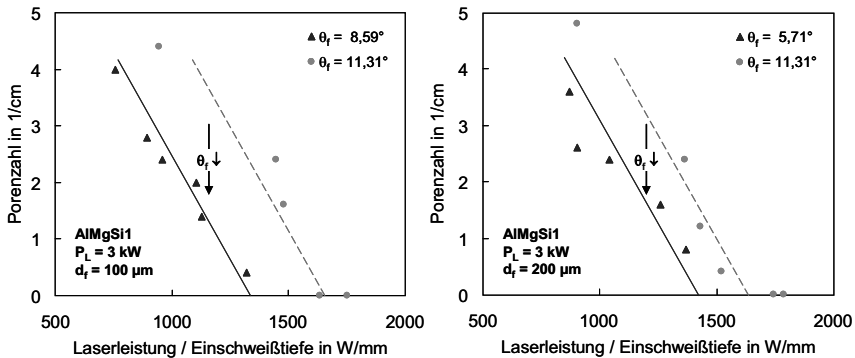
**Bild 5.3:** Einfluss des Fokusdurchmessers und damit der Fokussierbarkeit auf die Schweißnahtqualität als Funktion der Einschweißtiefe für die Aluminiumlegierung AlMgSi1 bei  $P_L = 6 \text{ kW}$ .

In Kapitel 4 konnte gezeigt werden, dass die Nahtausbildung bei Fokusbereichsdurchmessern  $d_f \geq 300 \mu\text{m}$  allein vom Fokusbereichsdurchmesser bestimmt wird. Die Kapillarformen, die mit dem Verlauf der Verdampfungsisophote einhergehen, zeigen in diesem Fokusbereichsbereich ein untereinander vergleichbares Aussehen. Diese verlaufen mit zunehmender Eindringtiefe ins Werkstück parallel zur Strahlpropagationsachse und beschreiben eine u-förmige Naht. Darüber hinaus hat sich gezeigt, dass bei  $d_f \geq 300 \mu\text{m}$  und einer Laserleistung von  $P_L = 6 \text{ kW}$  der Tiefschweißprozess vornehmlich im Übergangsbereich stattfindet. Insbesondere im Übergangsbereich ist der Prozess durch starke Fluktuationen gekennzeichnet, welche die Instabilitäten an der Kapillarrückwand intensivieren. Dadurch wird ein Abschnüren der Dampfkapillare hervorgerufen bzw. erleichtert, womit sich der gemeinsame Verlauf der Porenanzahl bei gleichbleibender Fokussierbarkeit erklären lässt.

Hingegen wird bei Fokusbereichsdurchmessern  $d_f \leq 200 \mu\text{m}$  die Kapillarform und damit die Nahtausbildung im Wesentlichen vom Divergenzwinkel bestimmt. Offensichtlich hat der Divergenzwinkel nicht nur einen Einfluss auf die erreichbare Einscheißtiefe sondern auch auf die Prozessstabilität. Bei dem Fokusbereichsdurchmesser  $d_f = 200 \mu\text{m}$  zeichnet sich aufgrund der geringen Divergenz eine u-förmige Kapillare ab, welche den abströmenden Metaldampf nicht behindert. Eine Reduktion des Fokusbereichsdurchmessers auf  $d_f = 100 \mu\text{m}$  bei konstanter Strahlqualität hat eine Verdopplung des Divergenzwinkels des fokussierten Laserstrahls und damit einhergehend eine Aufweitung der Kapillare im unteren Bereich zur Folge. Demnach hat eine Kapillare, die das Abströmverhalten des Metaldampfes durch eine tropfenförmige Geometrie mit lokaler Einschnürung hemmt, inhärenterweise eine größere Tendenz zum Kollabieren [8, 36] und damit einhergehend eine erhöhte Porenanzahl zur Folge.

Neben dem Einfluss der Fokussierbarkeit gilt es festzustellen, dass in beiden Korrelationsformen (Bild 5.2 und Bild 5.3) der Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit implizit enthalten und zu berücksichtigen ist. Bereits in Kapitel 4 konnte gezeigt werden, dass bei konstanter Einscheißtiefe die Vorschubgeschwindigkeit infolge einer Fokusbereichsdurchmesserreduktion für  $d_f \geq 200 \mu\text{m}$  gesteigert werden kann. Dabei hat die höhere Vorschubgeschwindigkeit unter anderem die Wirkung, dass sich die Kapillaröffnung in Vorschubrichtung nach hinten aufweitet [56, 57, 58, 59]. Dies führt zu einer stabilen Kapillarrückwand, welche durch die experimentelle Evidenz der Ergebnisse mittels Doppelfokustechnik bekräftigt wird [48]. Jedoch führt bei  $d_f = 100 \mu\text{m}$  die lokale Einschnürung an der Werkstückoberseite bei vergleichbarer Einscheißtiefe zu einer Kapillarform, bei der geringfügige Geometrieänderungen die Stabilität derart herabsetzen, dass der Prozess öfters kollabiert und die Porenanzahl zunimmt.

Bei Strahlquellen mit besserer Fokussierbarkeit kann die Einschweißtiefe bei konstantem Fokussdurchmesser und gleicher Vorschubgeschwindigkeit durch eine Verringerung des Divergenzwinkels deutlich gesteigert werden. Damit einhergehend nimmt die zu einer konstanten Einschweißtiefe gehörende Vorschubgeschwindigkeit und somit der Durchmesser der Kapillaröffnung in Vorschubrichtung zu. Der resultierende Einfluss des geringeren Divergenzwinkels für die Fokussdurchmesser 100  $\mu\text{m}$  und 200  $\mu\text{m}$  auf die Porenanzahl und damit auf die Prozessstabilität ist in Bild 5.4 gezeigt.

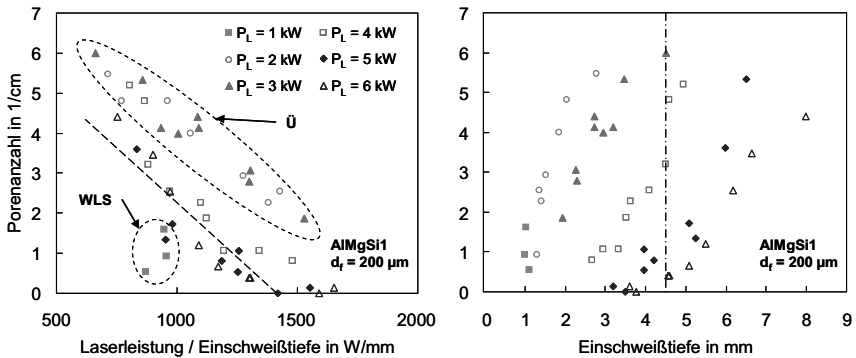


**Bild 5.4:** Einfluss des Divergenzwinkels auf die Porenanzahl für die Fokussdurchmesser  $d_f = 100 \mu\text{m}$  und  $d_f = 200 \mu\text{m}$  für AlMgSi1 bei einer Laserleistung von 3 kW.

Es zeigt sich, dass infolge des jeweils geringeren Divergenzwinkels das Abströmverhalten des Metaldampfes aus der Kapillare aufgrund der reduzierten lokalen Einschnürung nahe der Werkstückoberfläche verbessert wird. Gleichermäßen wird durch die höhere Vorschubgeschwindigkeit bei konstantem Verhältnis  $P_L/t$  die Dampfkapillare entgegen der Vorschubrichtung aufgeweitet und explizit die Kapillarrückwand stabilisiert und somit das Porenvorkommen reduziert. In derselben Weise verändert sich aufgrund der angepassten Vorschubgeschwindigkeit zum Erzielen einer konstanten Einschweißtiefe das spezifische Schmelzvolumen. Dieses nimmt mit höherer Fokussierbarkeit ab, was zu einer weniger „turbulenten“ Schmelzbadbewegung und damit ebenfalls zu einer stabileren Kapillarrückwand führt. Damit wird das Abschnüren der Dampfkapillare und demzufolge die Bildung zu Prozessporen erschwert.

Bei der bisherigen Betrachtung der Prozessstabilität infolge einer verbesserten Fokussierbarkeit hat der Einfluss der Laserleistung keine Berücksichtigung gefunden. Exemplarisch für die untersuchten Fokussdurchmesser zeigt Bild 5.5 den Einfluss der Laserleistung bei dem Fokussdurchmesser  $d_f = 200 \mu\text{m}$ . Es zeigt sich, dass sich infolge einer sukzessiven Leistungserhöhung drei charakteristische Bereiche für die Prozess-

stabilität – ausgedrückt durch die Anzahl der Prozessporen je Schweißnahtlänge - ergeben. Diese werden durch die drei Prozessformen Wärmeleitungsschweißen (WLS), Übergangsbereich (Ü) und Tiefschweißen voneinander abgegrenzt. Demnach lässt sich die Stabilität der Kapillarrückwand unter Berücksichtigung der Prozessformen infolge einer Leistungserhöhung verbessern. Gleichmaßen führt eine Erhöhung der Laserleistung zum Erreichen einer konstanten Einschweißtiefe von beispielsweise  $t = 4,5$  mm zu einer höheren Vorschubgeschwindigkeit. Aufgrund des Aufweitungsmechanismus der Dampfkapillare infolge der Geschwindigkeitserhöhung wird ein stabilerer Schweißprozess erreicht.



**Bild 5.5:** Einfluss der Laserleistung auf Porenbildung beim Schweißen von AlMgSi1 mit einem Fokusdurchmesser von  $d_f = 200 \mu\text{m}$  als Funktion des Verhältnisses Laserleistung/Einschweißtiefe und der Einschweißtiefe.

Im Bereich des Wärmeleitungsschweißens bei  $P_L = 1$  kW ändert sich die Einschweißtiefe und damit das Aspektverhältnis nicht, weshalb sich in diesem Bereich die Porenanzahl auf einen Punkt reduziert. Bildet sich beim Wärmeleitungsschweißen keine Dampfkapillare aus, so können bereits geringe Schwankungen von beispielsweise der Laserleistung und/oder der Vorschubgeschwindigkeit zu einem vermehrten Einkoppeln der Laserstrahlung führen. Eine instabile Dampfkapillare ist die Folge, die aufgrund der Prozessschwankungen zum Kollabieren tendiert. Dadurch wird die Bildung von Prozessporen erleichtert und die ermittelte Porenanzahl fällt nicht auf null ab.

Deutlicher als im Bereich des Wärmeleitungsschweißens und der Schwelle wirken sich kleine Schwankungen der Prozessparameter im Übergangsbereich auf die Instabilität der Kapillarrückwand aus. Zudem wird im Leistungsbereich zwischen  $P_L > 1$  kW und  $P_L = 3$  kW zum Erreichen einer konstanten Einschweißtiefe ( $t = 4,5$  mm) vergleichsweise das größten spezifische Schmelzvolumen erzeugt. Ein großes Schmelzbad, das

ein starkes Aufblähen der Kapillare durch Verdrängungen der Schmelze ermöglicht, ist die Folge. Überlagert wird das Schmelzbad von Schmelzströmungen, welche die Kapillarwand zusätzlich destabilisieren und ein Abschnüren der Kapillare begünstigen.

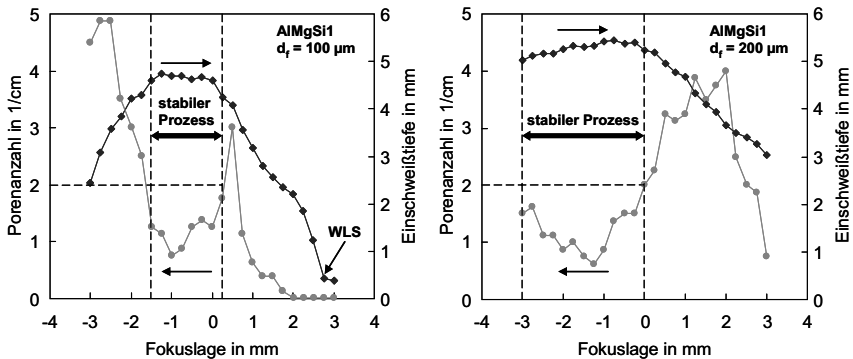
Erst mit einer Laserleistung von  $P_L \geq 4 \text{ kW}$  können einkoppelbedingte und thermische Verluste weitestgehend ausgeschlossen werden, weshalb dieser Bereich das Verlassen des Übergangsbereiches kennzeichnet. Neben der weiteren Abnahme des spezifischen Schmelzvolumen bei konstanter Einschweißtiefe ( $t = 4,5 \text{ mm}$ ) und damit einhergehend einer gerichteten Schmelzbewegung kann die dazu notwendige Vorschubgeschwindigkeit gesteigert werden. Eine Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit wirkt sich direkt auf den dynamischen Druck des abströmenden Metaldampfes aus, welcher den Verdampfungsprozess beschreibt (vgl. Ausbildung der Dampfkapillare in Kapitel 3.3 sowie [60]). Damit nimmt der Verdampfungsdruck zu und wirkt den Schließungskräften und somit der Oberflächenspannung an der Grenzfläche von schmelzflüssigem zu gasförmigem Aggregatzustand an der Kapillarrückwand entgegen. So führt neben der höheren Verdampfungsrate die aufgezoogene Dampfkapillare zu einer Steigerung der Prozessstabilität und somit zu einer Abnahme der Prozessporen.

### 5.1.2 Einfluss der Fokusslage

Der Einfluss der Fokusslage auf die sich ausprägende Naht bei der Laserleistung  $P_L = 6 \text{ kW}$  wurde in Kapitel 4.1.4 eingehend behandelt. Durch die Verschiebung der Fokusslage in Strahlpropagationsrichtung ändern sich der Verlauf der Isophoten und gleichermaßen die Form der Dampfkapillare. Kapitel 5.1.1 hat gezeigt, dass bei Fokussdurchmessern  $d_f \leq 200 \text{ }\mu\text{m}$  die Prozessstabilität maßgeblich durch den Divergenzwinkel und damit durch die Kapillargeometrie bestimmt wird. Vor diesem Hintergrund zeigt Bild 5.6 die Auswirkung der Fokusslagenverschiebung bei den Fokussdurchmessern  $d_f = 200 \text{ }\mu\text{m}$  und  $100 \text{ }\mu\text{m}$  auf die Prozessporenanzahl je Schweißnahtlänge (Maß für die Prozessstabilität) und die dabei erzielte Einschweißtiefe.

Bei beiden Fokussdurchmessern führt eine negative Fokusslage bei nahezu unveränderter Einschweißtiefe zu einer reduzierten Anzahl der Prozessporen (jeweils bezogen auf  $z = 0 \text{ mm}$ ). Während sich dieses Verhalten bei dem Fokussdurchmesser  $d_f = 200 \text{ }\mu\text{m}$  bis zu einer Fokusslage von  $z = -3 \text{ mm}$  fortsetzt, ist bei  $d_f = 100 \text{ }\mu\text{m}$  ab  $z < -1,5 \text{ mm}$  eine Zunahme der Porenanzahl bezüglich der Fokussnulllage zu beobachten. Während die Einschweißtiefe mit zunehmend negativer Fokusslage stetig abnimmt, zeigt sich bei der Porenanzahl zunächst eine deutliche Zunahme bevor diese ab  $z < -2,75 \text{ mm}$  ebenfalls abnimmt. Dagegen führt eine positive Fokusslage bei beiden Fokussdurchmessern zu

einer sofortigen Abnahme der Einschweißtiefe bezüglich der Fokusnulllage. Die Anzahl der Prozessporen zeigt dabei ein zur negativen Fokuslagenvariation vergleichbares Verhalten. Ihre Anzahl nimmt anfangs deutlich zu, bevor nach dem Überschreiten einer den Fokussierbedingungen entsprechenden Fokusslage die Porenanzahl wieder abnimmt. Bei dem Fokusedurchmesser  $d_f = 100 \mu\text{m}$  wird überdies der Kurvenverlauf durch das Erreichen der Schwelle zum Wärmeleitungsschweißen (WLS) beeinflusst. Da sich mit dem Unterschreiten der Schwelle keine Dampfkapillare mehr ausbilden kann, fällt in diesem Bereich die Porenanzahl auf Null ab.



**Bild 5.6:** Einfluss der Fokuslage auf die Prozessstabilität beim Schweißen von AlMgSi1 für die Fokusedurchmesser  $d_f = 100 \mu\text{m}$  und  $d_f = 200 \mu\text{m}$  bei einer Leistung von  $P_L = 6 \text{ kW}$  und einer Vorschubgeschwindigkeit von  $v = 5 \text{ m/min}$ .

Mit dem Fokusedurchmesser  $200 \mu\text{m}$  werden bei negativer Fokuslage die größten Einschweißtiefen mit einem maximalen Tiefengewinn von 5% bezüglich der Fokuslage  $z = 0 \text{ mm}$  erzielt. Die dabei entstehenden Nahtformen zeigen eine nahezu identische Nahtgeometrie. Gleichzeitig wird durch eine Fokuslagenvariation der Strahlradius auf der Werkstückoberfläche größer. Demzufolge wird die Kapillaröffnung an der Werkstückoberfläche durch den konvergierenden Laserstrahl aufgeweitet. Unterstützt durch den geringen Divergenzwinkel wird ein sehr gutes Abströmverhalten des Metaldampfes aus der Kapillare ermöglicht. Eine Reduktion der Porenanzahl im Vergleich zur Fokusnulllage ist die Folge, weshalb dieser Bereich eine erhöhte Prozessstabilität aufweist (gekennzeichnet durch die gestrichelten Linien). Analog zur Einschweißtiefe bleibt in diesem Fokuslagenbereich die Nahtquerschnittsfläche unverändert, weshalb dieser Bereich zum Tiefschweißen oberhalb des Übergangsbereichs zählt. Die Zunahme der Prozessporen bei positiver Fokuslage ist auf das Erreichen des Übergangsbereiches bei reduzierter Einschweißtiefe und gleichzeitig geringerer Nahtquerschnittsfläche zurückzuführen.

Eine Reduktion des Fokusdurchmessers bei gleichbleibender Fokussierbarkeit hat einen größeren Divergenzwinkel zur Folge. Somit wird der stabile Prozessbereich durch den Divergenzwinkel und damit durch eine Kapillargeometrie, die das Abströmen des Metaldampfes hemmt, festgelegt (gestrichelten Linien in Bild 5.6). Demnach ist dieser Bereich für den Fokusdurchmesser  $d_f = 100 \mu\text{m}$  schmäler als vergleichsweise bei  $d_f = 200 \mu\text{m}$ . Eine weitere Defokussierung in negativer bzw. positiver Richtung reduziert die Einschweißtiefe und Nahtquerschnittsfläche derart, dass der Prozess im Übergangsbereich stattfindet. Kleinste Prozessschwankungen führen zu einer Abschnürung der Dampfkapillare was sich in einem instabilen Prozessverhalten widerspiegelt. Unterschreitet der auf die Werkstückoberfläche treffende Strahlparameterquotient aufgrund zu großer Defokussierung die materialsspezifische Schwelle, kann sich keine Dampfkapillare mehr ausbilden.

## 5.2 Spritzerentstehung beim Schweißen von Stahl

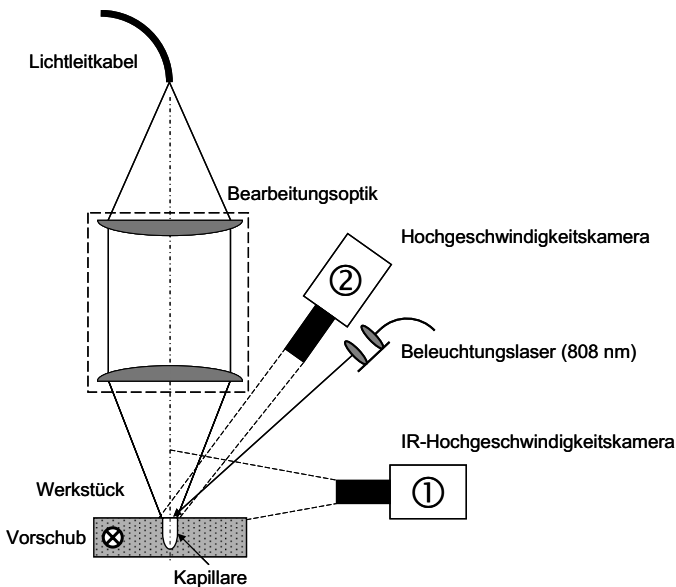
Schmelzbadauswürfe beim Schweißen von Stahl resultieren in einem unregelmäßigen Nahterscheinungsbild. Damit einhergehend wird das festigkeitsbestimmende Nahtvolumen derart reduziert, dass die Schweißnahtqualität nicht mehr akzeptabel ist. Demzufolge ist ein besseres Verständnis des Schmelzbadverhaltens unabdingbar, um die Schweißnahtqualität gezielt zu verbessern. Langjährige Grundlagenforschungen haben gezeigt, dass das Zusammenspiel von Dampfkapillare und Schmelzbad sehr komplexen Zusammenhängen unterliegt. Zwischenzeitlich ist bekannt, dass das seitlich um die Kapillarfront strömende Material der wesentliche Antriebsmechanismus für die hohen Strömungsgeschwindigkeiten im resultierenden Schmelzbad ist [8, 11, 15]. Demzufolge können unregelmäßige bzw. turbulente Schmelzbadströmungen die Kapillare und vielmehr die Kapillarrückwand destabilisieren und ein vermehrtes Spritzervorkommen zur Folge haben [37].

In Kapitel 3 wurde die Ausbildung der Dampfkapillare bereits ausführlich diskutiert. Dabei wurde der Einfluss des abströmenden Metaldampfes, welcher durch lokale Verdampfungen im Kapillarinneren hervorgerufen wird, auf die Strömungsdynamik des Schmelzbads und die resultierende Kapillargeometrie nicht berücksichtigt. Weitere Untersuchungen haben gezeigt [8, 61, 62], dass die durch aerodynamische Widerstandskräfte hervorgerufene Reibkraft des abströmenden Metaldampfes eine nicht zu vernachlässigende Aufwärtsströmung der Schmelze um die Kapillare zur Folge hat. Dieser Schmelzfluss findet in einer Grenzschicht von wenigen hundert Mikrometern Dicke statt. Die dabei auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten können so hoch wer-

den (einige Meter pro Sekunde), dass sich stark fluktuierende Schmelzanhäufungen um die Kapillareintrittsöffnung ausbilden. Allerdings wurden diese Untersuchungen bei sehr geringen Vorschubgeschwindigkeiten (typischerweise  $v \approx 1$  m/min) durchgeführt.

### 5.2.1 Versuchsaufbau

Um den Mechanismus der Spritzerentstehung bei den variierenden Prozessparametern Laserleistung, Fokussdurchmesser und Vorschubgeschwindigkeit und dem damit verbundenen Abströmverhalten des Metaldampfes besser beschreiben zu können, werden die resultierende Schmelzbaddynamik und das Spritzerverhalten mit Hochgeschwindigkeits-Kameras aufgezeichnet, siehe Bild 5.7.

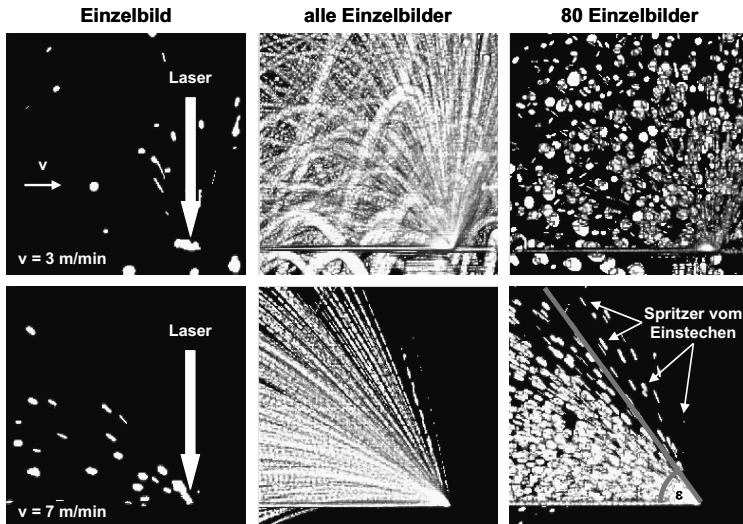


**Bild 5.7:** Versuchsaufbau und Anordnung der Hochgeschwindigkeitskameras für die Beobachtung des Ablöseverhaltens der Schmelzspritze (Kamera ①) sowie der Schmelzbaddynamik (Kamera ②).

Für die folgenden Untersuchungen werden dasselbe Lasersystem (DSL) und identische optische Komponenten zur Fokussierung aus Tabelle 3.1 eingesetzt, um etwaige Korrelationen zwischen der Kapillarausbildung (Kapitel 3) und dem Ablösemechanismus der Spritzer herzuleiten. Dazu bildet die Bearbeitungsoptik die Stirnfläche der ver-

wendeten Glasfaser gemäß dem Abbildungsmaßstab  $\beta$  ab, wobei der Fokus (TopHat-Verteilung der einfallenden Intensität) ausnahmslos auf der Materialoberfläche liegt. Durch die zusätzliche Relativbewegung der Edelstahlprobe (CrNi18-10) unter der stationären Bearbeitungsoptik, wird eine Einschweißung ( $e = 8$  mm) bzw. eine Durchschweißung ( $e = 2$  mm) auf einer Schweißnahtlänge von 80 mm realisiert. Auf die Verwendung eines Schutzgases wird weiterhin verzichtet.

Die IR-Hochgeschwindigkeitskamera (siehe Bild 5.7 ①) ermöglicht es, das Ablöseverhalten der Spritzer und insbesondere ihre Trajektorien bei einer Bildwiederholungsrate von 885 Hz zu erfassen. Bild 5.8 (links) zeigt in einem Bildfeld von  $40 \times 40$  mm<sup>2</sup> die sich ergebenden Erscheinungsbilder für zwei unterschiedliche Vorschubgeschwindigkeiten.

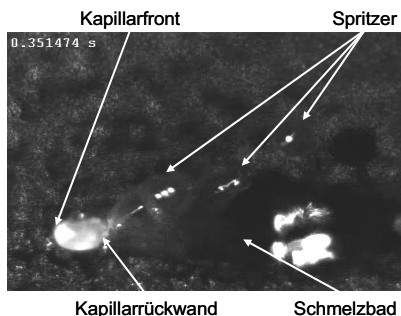


**Bild 5.8:** Einzelbild (links), Summenbild aller Einzelbilder (Mitte) und Summenbild aus 80 Einzelbildern (rechts) zur Ermittlung des maximalen Ablösewinkels der Spritzer  $\varepsilon$  bei zwei Vorschubgeschwindigkeiten.

Während ein Einzelbild lediglich eine Momentaufnahme der Spritzerablösung darstellt, kann mittels einer anschließenden Bildaddition ein maximaler Ablösewinkel der Spritzer  $\varepsilon$  explizit bestimmen werden. Dieser wird im Folgenden als „charakteristische“ Größe zur Beurteilung der Spritzerablösung herangezogen. Das Summenbild aller Einzelbilder (Bild 5.8 Mitte) lässt die jeweiligen Trajektorien der abgelösten Spritzer gut erkennen. Allerdings geht dabei die Information ihrer Häufigkeitsverteilung

lung verloren. Aus diesem Grund wird nur 1 Einzelbild pro 1 mm Schweißnahtlänge für die Bildaddition herangezogen. Bei einer Schweißnahtlänge von 80 mm werden somit 80 Einzelbilder aufaddiert, die neben dem maximalen Ablöswinkel auch die Häufigkeitsverteilung der Spritzer gut erkennen lassen (Bild 5.8 rechts). Es ist offenkundig, dass in Abhängigkeit der gewählten Prozessparameter der maximale Ablöswinkel der Spritzer  $\varepsilon$  eine zeitliche Variation der Spritzerablösung zeigt. Dieser Aspekt wird jedoch in dieser Arbeit nicht tiefergehend betrachtet. Einzelne Spritzer, die während dem Einstechprozess vom Laserstrahl in das Werkstück entstehen und eine abweichende Trajektorie aufweisen, werden für die Bestimmung des Ablöswinkels  $\varepsilon$  nicht berücksichtigt.

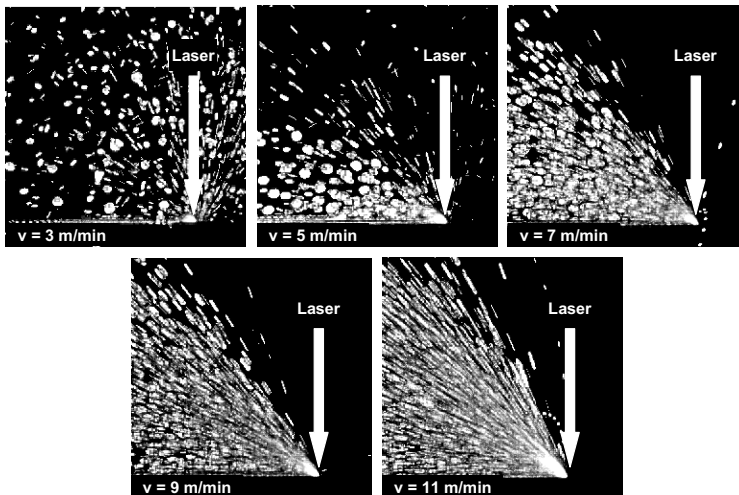
Für die Beobachtung der kapillarnahen Schmelzbaddynamik kommt eine zweite Hochgeschwindigkeitskamera zum Einsatz (Bild 5.7 ②), die unter einem Winkel von  $30^\circ$  bezüglich der Vertikalen auf die Wechselwirkungszone gerichtet ist, siehe Bild 5.9. Um einerseits störende Leuchterscheinungen im sichtbaren Wellenlängenbereich (z.B. Emissionen der Metaldampffackel) und andererseits die Wellenlänge des Bearbeitungslasers für einen besseren Bildkontrast zu unterbinden, wird mit einem weiteren Laser ( $\lambda = 808 \text{ nm}$ ) die Wechselwirkungszone sowie das angrenzende Schmelzbad beleuchtet. Abgestimmt auf die Wellenlänge des Beleuchtungslasers wird vor die im sichtbaren Wellenlängenbereich arbeitende Hochgeschwindigkeitskamera ein Bandpassfilter mit einer Halbwertsbreite von 40 nm gesetzt. Dadurch wird die nach oben gerichtete Metaldampffackel unterdrückt und ein Blick in die Kapillareintrittsöffnung ermöglicht. Durch den verwendeten Bandpassfilter werden im Kapillarinernen stark erhitzte Oberflächen aufgrund ihres Eigenleuchtens sichtbar, so dass sich die geneigte Kapillarfront abzeichnet. Gleichzeitig lässt sich der Entstehungsmechanismus der Spritzer sowie dessen Ablöseposition eindeutig beobachten und bestimmen.



**Bild 5.9:** Exemplarisches Einzelbild aus einer Hochgeschwindigkeitssequenz mit einem Bildbereich von  $3,5 \times 2,3 \text{ mm}^2$  bei einer Bildwiederholungsrate von 7.800 Hz.

### 5.2.2 Spritzerentstehungsmechanismus bei einer Einschweißung

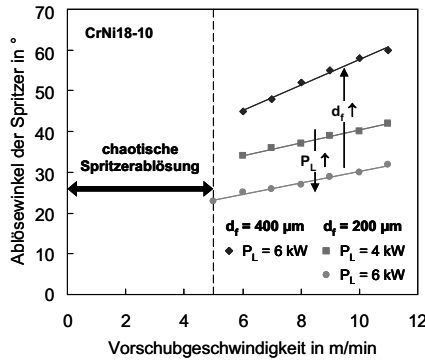
In Bild 5.10 ist die Ausbildung des maximalen Ablöswinkels der Spritzer in Abhängigkeit von der Vorschubgeschwindigkeit anhand der lateralen Aufnahmen mit der IR-Hochgeschwindigkeitskamera abgebildet. Insbesondere bei geringen Vorschubgeschwindigkeiten von  $v < 5$  m/min ist eine chaotische Spritzerablösung in alle Richtungen um die Kapillareintrittsöffnung zu beobachten, die mit der stark fluktuierenden Metaldampffackel korreliert. Bei einer Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit ( $v \geq 5$  m/min) findet eine gerichtete Spritzerablösung entgegen der Vorschubrichtung statt. Dabei nimmt der maximale Ablöswinkel der Spritzer mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit zu (vgl. Bild 5.8). Gleichermaßen ist die Fackel des von der Kapillarfront abströmenden Metaldampfes vornehmlich nach hinten gerichtet (beobachtet bei gleichem Versuchsaufbau mit einer Hochgeschwindigkeitskamera im sichtbaren Wellenlängenbereich – ohne Abbildung). Einhergehend damit nimmt die Anzahl der Spritzer zu, gleichwohl ihre Größe (ausgedrückt durch den augenscheinlichen Spritzerdurchmesser) abzunehmen scheint.



**Bild 5.10:** Trajektorien der Spritzer (Summenbild aus 80 Einzelbildern) in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit bei einer Laserleistung von  $P_L = 6$  kW und einem Fokussdurchmesser von  $d_f = 400$   $\mu\text{m}$  zur Bestimmung des maximalen Ablöswinkels der Spritzer  $\varepsilon$ .

Das beschriebene Verhalten der Spritzerablösung ist ebenso bei anderen Fokussdurchmessern und/oder Laserleistungen zu beobachten und als Funktion der Vorschubge-

schwindigkeit in Bild 5.11 dargestellt. Analog zur koaxial gemessenen Neigung der Kapillarfront (vgl. Bild 3.5) zeigt sich, dass der maximale Ablöswinkel der Spritzer im untersuchten Geschwindigkeitsbereich ( $v \geq 5$  m/min) linear mit der Vorschubgeschwindigkeit zunimmt. Ist die Vorschubgeschwindigkeit konstant, führt eine Vergrößerung des Fokusbereichs zu einem größeren Ablöswinkel der Spritzer. Eine Erhöhung der Laserleistung wirkt dem entgegen und hat eine Abnahme des Ablöswinkels der Spritzer bezüglich der Horizontalen zur Folge [63].



**Bild 5.11:** Entwicklung des maximalen Ablöswinkels der Spritzer als Funktion von Vorschubgeschwindigkeit, Fokusbereich und Laserleistung bei einer Materialdicke von  $e = 8$  mm (Fokuslage auf der Werkstückoberfläche bei senkrechtem Strahleinfall).

Aufgrund der Analogie zwischen dem beschriebenen Verhalten der Spritzerablösung und der Kapillarneigung aus Kapitel 3 lässt sich der formelle Zusammenhang aus Gleichung (3.5) nach

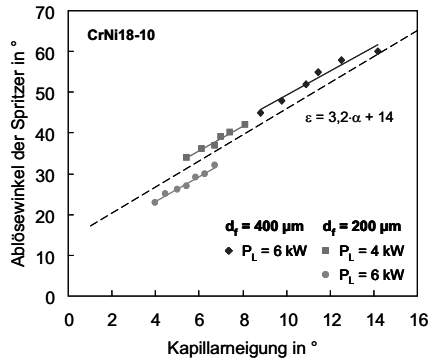
$$\varepsilon - \varepsilon_0 \sim \frac{v}{I_0} \sim \frac{v \cdot d_f^2}{P_L} \quad (5.1)$$

übertragen, wobei  $\varepsilon$  den maximalen Ablöswinkel der Spritzer beschreibt. Vor diesem Hintergrund stellt sich die Frage, in welchem Zusammenhang die beiden Winkelgrößen stehen. Zunächst hat Kapitel 3 gezeigt, dass sowohl bei einer Durchschweißung als auch bei einer Einschweißung (Fläche im oberen Kapillarbereich, die direkt vom einfallenden Laserstrahl bestrahlt wird) die Neigung der Kapillarfront gleich groß ist. Daher ist in Bild 5.12 der Ablöswinkel der Spritzer  $\varepsilon$  als Funktion der koaxial gemessenen Kapillarneigung  $\alpha$  dargestellt. Die Gegenüberstellung verdeutlicht, dass unabhängig von den relevanten Prozessparametern (Vorschubgeschwindigkeit, Laserlei-

tung und Foksdurchmesser) ein linearer Zusammenhang zwischen den beiden Winkelgrößen gemäß

$$\varepsilon = 3,2 \cdot \alpha + 14 \quad (5.2)$$

besteht.



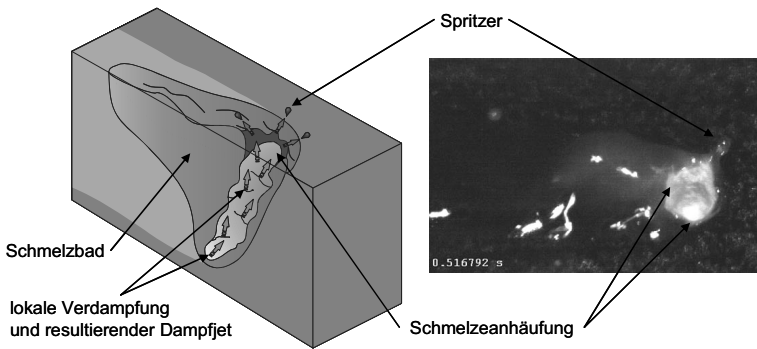
**Bild 5.12:** Zusammenhang zwischen dem maximalen Ablösewinkel der Spritzer und der koaxial gemessenen Kapillarmeigung aus (Bild 3.5) als Funktion von Vorschubgeschwindigkeit, Foksdurchmesser und Laserleistung.

Der maximale Ablösewinkel der Spritzer  $\varepsilon$  ist mehr als dreimal größer als die Neigung der Kapillarfront  $\alpha$ . Das lässt darauf schließen, dass eine senkrecht nach oben wirkende Kraftkomponente eine Aufwärtsströmung der Schmelze um die Kapillare bewirkt. Vor diesem Hintergrund wird im Folgenden neben dem Einfluss der Kapillarmeigung die Bedeutung des abströmenden Metaldampfes auf die Schmelzbaddynamik und die damit verbundene Spritzerentstehung ausführlich diskutiert. Anhand der begleitenden Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera (vgl. Bild 5.7 ②) ist es möglich, in Abhängigkeit von der Vorschubgeschwindigkeit ( $v = 3 - 11 \text{ m/min}$ ) bei konstant einfallender Intensität drei unterschiedliche Ausprägungen des Antriebsmechanismus für die Spritzerentstehung zu identifizieren:

#### ***Vorschubgeschwindigkeiten unter $v = 5 \text{ m/min}$***

Bei Vorschubgeschwindigkeiten unter  $v = 5 \text{ m/min}$  lässt sich ein großes Schmelzbad beobachten, sogar vor der Kapillare. Hervorgerufen durch große Schmelzeanhäufungen und Schmelzfluktuationen um die Kapillareintrittsöffnung, sind auf der angrenzenden Schmelzbadoberfläche chaotische Oszillationen zu erkennen. Zwar lassen diese Fluktuationen keinen eindeutigen Schmelzfluss um die Kapillare erkennen, jedoch

bleibt diese trotz der gewaltigen Schmelzbadbewegung weitestgehend ringförmig, siehe Bild 5.13.

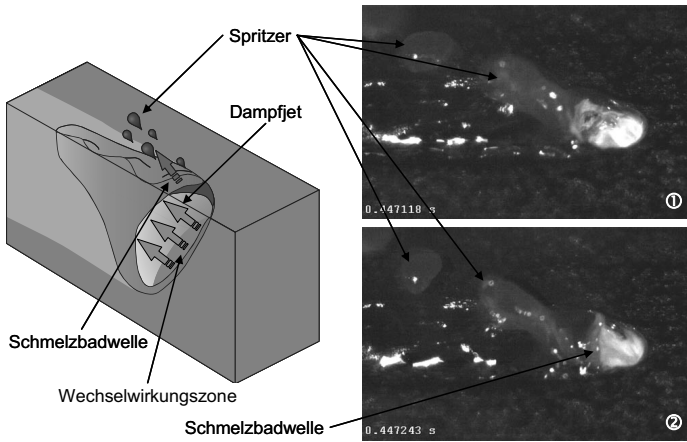


**Bild 5.13:** Schema der Kapillar- und Schmelzbadgeometrie bei Vorschubgeschwindigkeiten unterhalb  $v = 5 \text{ m/min}$  (links). Rechts: Momentaufnahme mit der Hochgeschwindigkeitskamera. Die Spritzer lösen sich an der Randzone der Kapillareintrittsöffnung ab.

Ebenfalls lässt sich in diesem Vorschubgeschwindigkeitsbereich eine chaotische Spritzerablösung beobachten (vgl. Bild 5.10), die vornehmlich an der Randzone der Kapillareintrittsöffnung stattfindet. Der starken Fluktuationen unterliegende Metалldampfjet korreliert mit der kegelförmigen Ablöserichtung der Spritzer, welche sich ebenfalls mit den willkürlich auftretenden Schmelzeanhäufungen um die Kapillare deckt.

### ***Vorschubgeschwindigkeiten zwischen $v = 6 - 8 \text{ m/min}$***

Mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit ( $v = 6 - 8 \text{ m/min}$ ) zeigt sich anhand der Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera, dass die Kapillarrückwand nach hinten gedrückt wird. Eine große Schmelzbadwelle auf der Kapillarrückwand ist die Folge, von deren oberem Rand die gerichtete Spritzerablösung stattfindet, siehe Bild 5.14. Ausgelöst durch den abströmenden Metалldampf oszilliert die Schmelzbadwelle vor und zurück und wird in periodischen Abständen nach hinten ausgeworfen. Im Moment der Spritzerablösung wird die Schmelzbadwelle „abgebaut“ (Bild 5.14 ①), hingegen baut sie sich bei ihrer Vorwärtsbewegung in Richtung der Kapillare erneut auf (Bild 5.14 ②). Erreicht die Schmelzbadwelle den Bereich der Wechselwirkungszone, versucht sie die Dampfkapillare zu schließen. Allerdings drückt der permanent von der Kapillarfront abströmende Metалldampf die Schmelze der Kapillarrückwand nach hinten und resultiert in einer erneuten Spritzerablösung.



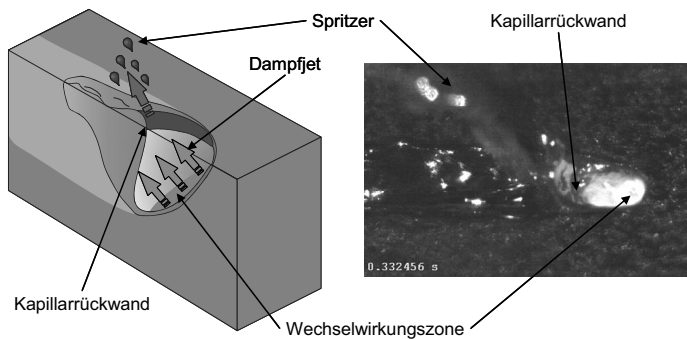
**Bild 5.14:** Schema der Kapillar- und Schmelzbadgeometrie bei Vorschubgeschwindigkeiten zwischen  $v = 6 - 8 \text{ m/min}$  (links). Rechts zeigen die Momentaufnahmen die oszillierende Schmelzbadwelle auf der Kapillarrückwand. ①: nach hinten gedrückte Kapillare mit anschließender Spritzerablösung; ② nach vorne laufende Schmelzbadwelle.

Gleichzeitig zeigen die Beobachtungen mit der Hochgeschwindigkeitskamera, dass nur die geneigte Kapillarfront vom einfallenden Laserstrahl getroffen wird (entgegen dem ersten Vorschubbereich, bei dem das gleichmäßige Eigenleuchten auf eine Bestrahlung der gesamten Kapillaroberfläche hindeutet). Aufgrund der höheren Vorschubgeschwindigkeit gewinnt die Neigung der Kapillarfront für den senkrecht von ihr stattfindenden Verdampfungsprozess an Bedeutung, da der resultierende Dampfjet entgegen der Vorschubbewegung gerichtet ist (beobachtet bei gleichem Versuchsaufbau im sichtbaren Wellenlängenbereich – ohne Abbildung).

#### ***Vorschubgeschwindigkeiten zwischen $v = 9 - 11 \text{ m/min}$***

Eine weitere Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit auf  $v = 9 - 11 \text{ m/min}$  führt zu einer deutlichen Verlängerung der Kapillareintrittsöffnung, mit einer maximalen Länge von ungefähr dem dreifachen Fokusedurchmesser bei  $v = 11 \text{ m/min}$ , siehe Bild 5.15. Die Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera zeigen, dass trotz der längeren Kapillareintrittsöffnung vereinzelt Fluktuationen vornehmlich an der Kapillarrückwand auftreten. Jedoch sind die resultierenden Oszillationen im angrenzenden Schmelzbad sowie ihre Größe geringer als bei den beiden vorigen Geschwindigkeitsbereichen. Da die Neigung der Kapillarfront mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit zunimmt, wird der resultierende Dampfjet vermehrt auf den oberen Bereich der

Kapillarrückwand gerichtet und hat die Spritzerablösung an deren Oberkante zur Folge.



**Bild 5.15:** Schema der Kapillar- und Schmelzbadgeometrie bei Vorschubgeschwindigkeiten zwischen  $v = 9 - 11$  m/min (links). Rechts: Momentaufnahme mit der Hochgeschwindigkeitskamera. Die Spritzer lösen sich an der Kapillarrückwand ab.

Bereits in Bild 5.10 hat sich gezeigt, dass die sich ablösenden Spritzer in ihrer Anzahl zwar deutlich zunehmen, verlieren aber gleichermaßen an Größe (ausgedrückt durch den augenscheinlichen Spritzerdurchmesser). Dieser Zusammenhang kann durch die Beobachtungen mit der Hochgeschwindigkeitskamera bestätigt werden.

### Diskussion

Aus der Aufeinanderfolge der drei beobachteten Vorschubbereiche lässt sich ein Szenario ableiten, bei dem der durch Verdampfung an der Kapillarfront resultierende Metaldampfjet eine entscheidende Rolle im Hinblick auf den Spritzerentstehungsmechanismus spielt. Der dynamische Druck des Metaldampfjets übt dann einen vergleichbaren Druck auf die Kapillarrückwand aus und kann sie leicht verformen, wenn sich hinter dieser ein flüssiges Volumen wie das Schmelzbad befindet. Die im Folgenden beschriebenen Bereiche bestätigen die Beobachtungen in [59], welche jedoch aufgrund der gewählten Prozessparameter teilweise im Übergangsbereich stattfinden.

Bei geringen Vorschubgeschwindigkeiten ( $v \leq 5$  m/min) stellt sich in Abhängigkeit der einfallenden Intensität  $I_0$  eine geringe Neigung der Kapillarfront ein, die wiederum auf eine vertikale Ausrichtung der Dampfkapillare schließen lässt. Überwiegend in diesem Bereich der Vorschubgeschwindigkeit hat sich gezeigt, dass die Kapillarform einer starken Eigendynamik unterliegt. Die einfallende Intensität wird auf der vielmehr „hügeligen“ Kapillaroberfläche unterschiedlichen stark absorbiert und resultiert in vie-

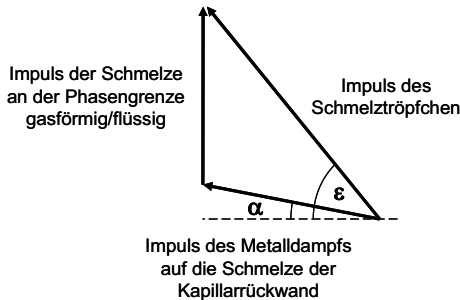
len lokalen Verdampfungsprozessen, die keine Vorzugsrichtung aufweisen (der Verdampfungsbeitrag vom Kapillargrund ist dabei dominant). Der aus den Verdampfungen resultierende nach oben gerichtete schnelle Abdampfstrom deformiert die langsamer strömende flüssige Kapillarwand und somit die Kapillargeometrie. Die Dampfkapillare verhält sich folglich wie ein „Kamin“, bei dem die Schmelze an der Kapillarwand durch Reibungskräfte mit nach oben gezogen wird und die anhand der Hochgeschwindigkeitskamera beobachteten Fluktuationen und Schmelzeanhäufungen um die Kapillareintrittsöffnung ausbildet. Die letztlich nach oben austretende Metалldampffackel unterliegt den Fluktuationen der „hügeligen“ Kapillaroberfläche, bzw. den kapillarnahen Schmelzeanhäufungen und bestimmt dadurch die Richtung der sich ablösenden Spritzer.

Mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit ( $v = 6 - 8 \text{ m/min}$ ) nimmt die Neigung der Kapillarfront ebenfalls zu (vgl. Bild 3.5). Der einfallende Laserstrahl trifft auf die derart geneigte Kapillarfront, sodass die Materialverdampfung von dort ausgeht. Da die Kapillarfront im vorliegenden Geschwindigkeitsbereich während des Schweißprozesses stabiler als bei  $v = 3 - 5 \text{ m/min}$  ist, strömt das verdampfte Material entgegen der Vorschubrichtung nach hinten. Durch den Zusammenprall des Dampfjets mit dem angrenzenden Schmelzbad im Bereich der Kapillarrückwand wird dieser Teil nach oben gedrückt und bildet die anhand der Hochgeschwindigkeitskamera beobachtete vor- und zurücklaufende Schmelzbadwelle aus. Gleichzeitig werden mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit die Schmelzbadbreite und damit die seitliche Schmelzfilmdicke an der Kapillarwand reduziert. Durch die erhöhte Strömungsgeschwindigkeit der Schmelze wird die Impulswirkung des abströmenden Metалldampfs auf die Schmelzbadwelle zusätzlich verstärkt. Diese schafft es nicht an den Seitenwänden der Kapillare vorbeizuströmen, sondern wird infolge des Rückstoßimpulses nach hinten in Form eines Spritzers ausgeworfen.

Die Kapillarneigung  $\alpha$  nimmt mit steigender Vorschubgeschwindigkeit ( $v \geq 9 \text{ m/min}$ ) stetig zu. Dadurch wird der senkrecht von der Wechselwirkungszone abströmende Metалldampfjet vermehrt auf den oberen Bereich der Kapillarrückwand gerichtet. Dieser hat aufgrund der höheren Vorschubgeschwindigkeit deutlich an dynamischem Druck gewonnen. Ein Zusammenprall mit der vorschwappenden Schmelze findet an der weiter entfernten Kapillarrückwand (als Folge der höheren Umströmungsgeschwindigkeit bei zunehmendem Vorschub) statt und die zuvor beobachtete Schmelzbadwelle bei  $v = 6 - 8 \text{ m/min}$  bildet sich nicht mehr aus. Trifft letztlich der abströmende Metалldampf auf die gewissen Fluktuationen unterliegende Kapillarrückwand (hervorgerufen durch reflektierte Teilstrahlen, Reibungskräfte oder den Metалldampfstrom selbst so-

wie der Aufwärtsbewegung der Schmelze durch die Kolbenwirkung), lösen sich die Spritzer an deren Oberkante ab. Aufgrund des hohen dynamischen Drucks des Metaldampfjets wird ein derartiger Impuls auf die Kapillarrückwand ausgeübt, dass die kleinen Spritzer (im Vergleich zu  $v < 9 \text{ m/min}$ ) eine große Beschleunigung erfahren. Dies lässt sich ebenfalls mit der strichförmigen Erscheinung der Spritzer in Bild 5.10 erkennen.

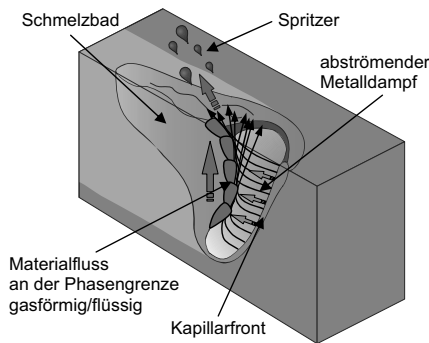
Bei den vorangehenden Ausführungen zum Antriebsmechanismus für die Spritzerentstehung hat sich herausgestellt, dass sich der im Vergleich zur Kapillarneigung  $\alpha$  größere maximale Ablöswinkel der Spritzer  $\varepsilon$  nicht einzig durch die Abdampfrichtung beschreiben lässt. Vielmehr spielt ein nach oben wirkender Impuls der Schmelze  $p_{PG}$  an der Phasengrenze gasförmig/flüssig der Kapillarrückwand eine nicht zu vernachlässigende Rolle, siehe Bild 5.16.



**Bild 5.16:** Ablösekriterium der Schmelztröpfchen bei der Kapillarneigung  $\alpha$  und maximalem Ablöswinkel der Spritzer  $\varepsilon$ .

Der nach oben wirkende Impuls der Schmelze  $p_{PG}$  an der Phasengrenze wird vornehmlich durch die Reibung (Impulsübertrag) zwischen den von der geneigten Kapillarfront abströmenden Metaldampf mit dem dahinterliegenden Schmelzbad sowie durch weitere induzierte Mechanismen (z. B. Umströmung an der Kapillarunterseite) hervorgerufen. Bereits in Bild 3.7 konnte gezeigt werden, dass aufgrund des Selbstregulierungsmechanismus zwischen der Kapillarfrontneigung  $\alpha$  und der einfallenden Intensität  $I_0$  bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit  $v$  die absorbierte Intensität  $I_{abs}$  auf der geneigten Kapillarfront und damit die Verdampfungsrate bzw. der dynamische Druck des abströmenden Metaldampfes unabhängig von den intensitätsbestimmenden Parametern sind. Eine Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit führt zu einer größeren Kapillarneigung und schließlich zu einer höheren Verdampfungsrate, weswegen in diesem Fall von einem anwachsenden Eintrag kinetischer Energie an die Phasengrenze

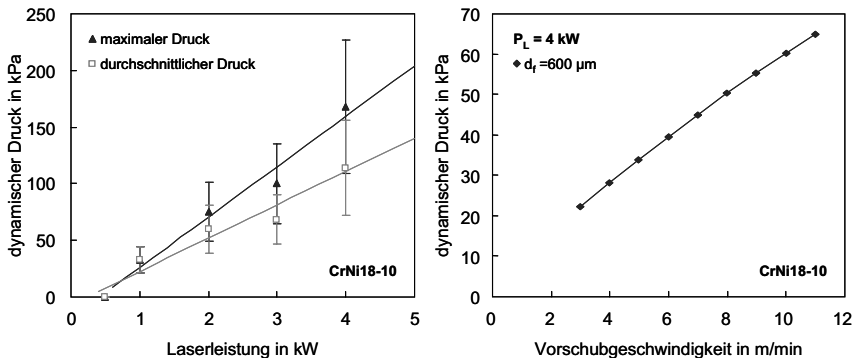
ausgegangen werden muss [64]. Damit einhergehend steigt dort der nach oben wirkende Impuls der Schmelze  $p_{pG}$ , welcher die kapillarnahe Schmelze in Richtung der Oberfläche beschleunigt [65, 66, 67]. Trifft im oberflächennahen Bereich die senkrecht von der Kapillarfront strömende Metaldampfjet auf die nach oben strömende Schmelzschicht an der Kapillarrückwand (vgl. Bild 3.15), addieren sich die Einzelimpulse und resultieren bei der Überwindung der Oberflächenspannung des Schmelzbades im beobachteten maximalen Ablöswinkel der Spritzer, siehe Bild 5.16. Bild 5.17 zeigt schematisch den beschriebenen Einfluss des abströmenden Metaldampfes auf den Materialfluss an der Phasengrenze.



**Bild 5.17:** Auswirkung des abströmenden Metaldampfes auf den Materialfluss an der Phasengrenze gasförmig/flüssig der Kapillarrückwand und den davon abhängigen Ablösemechanismus der Spritzer.

Der während des Bearbeitungsprozesses erzeugte Metaldampfjet, welcher auf die Kapillarrückwand trifft, diese verformt und den nach oben wirkenden Impuls der Schmelze  $p_{pG}$  an der Phasengrenze beeinflusst, muss einen dynamischen Druck haben. Dieser liegt ungefähr bei dem gleichen Wert wie der Verdampfungsdruck, wenn dessen seitliche Ausbreitungsrichtung begrenzt ist, beispielsweise bei geringen Abständen von der Verdampfungsfläche. In [18] ist ein Versuchsaufbau gezeigt, mit welchem sich dieser bei einer stationären Probe (ohne Vorschubgeschwindigkeit) ermitteln lässt. Beschreibt die einfallende Intensität eine TopHat-Verteilung, verteilt sich der anliegende Verdampfungsdruck gleichmäßig über die gesamte Fokusfläche. Dieser steht senkrecht zur Probenoberfläche und wird von einem seitlich anliegenden Gasstrom abgelenkt, dessen Impulskraft bekannt ist. Durch die Messung des gemeinsamen Ablenkungswinkels der beiden Gasströme, lässt sich schließlich der dynamische Druck des Dampfjets berechnen. Dieser ist für einen Fokusbereich von  $d_f = 600 \mu m$  in Abhängigkeit der Laserleistung in Bild 5.18 (links) dargestellt.

Bereits in Kapitel 3 hat sich gezeigt, dass die Neigung der Kapillarfront nach Gleichung (3.5) mit steigender Vorschubgeschwindigkeit zu- bzw. mit größerer Intensität abnimmt. Dabei verteilt sich die einfallende Intensität  $I_0$  gleichmäßig auf der geneigten Oberfläche der Kapillarfront. Ist die Neigung der Kapillare bekannt, wird die entsprechend des winkelabhängigen Absorptionsgrades absorbierte Intensität  $I_{\text{abs}}$  und dementsprechend der resultierende dynamische Druck des Metaldampfjets gemäß Gleichung (3.6) um den Faktor  $\sin(\alpha)$  reduziert. Bild 5.18 zeigt, dass der dynamische Druck bei dem Fokusbereich  $d_f = 600 \mu\text{m}$  und der Laserleistung  $P_L = 4 \text{ kW}$  (entspricht der Intensität  $I_0 = 1,4 \text{ MW/cm}^2$ ) ungefähr 100 kPa beträgt. Bei einer Vorschubgeschwindigkeit von  $v = 3 \text{ m/min}$  und einer Laserleistung von  $P_L = 4 \text{ kW}$  stellt sich eine Kapillarneigung von  $\alpha \approx 12^\circ$  ein, siehe Bild 3.12. Demnach berechnet sich für diese Prozessparameter der dynamische Druck des Metaldampfjets zu  $p_{\text{Kf}} \approx 23 \text{ kPa}$ , welcher bei der Wechselwirkung zwischen Metaldampf und Schmelzbad zu berücksichtigen ist. Eine stetige Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit  $v$  führt zu einer größeren Kapillarneigung und schließlich zu der in Bild 5.18 gezeigten Zunahme des dynamischen Druckes.



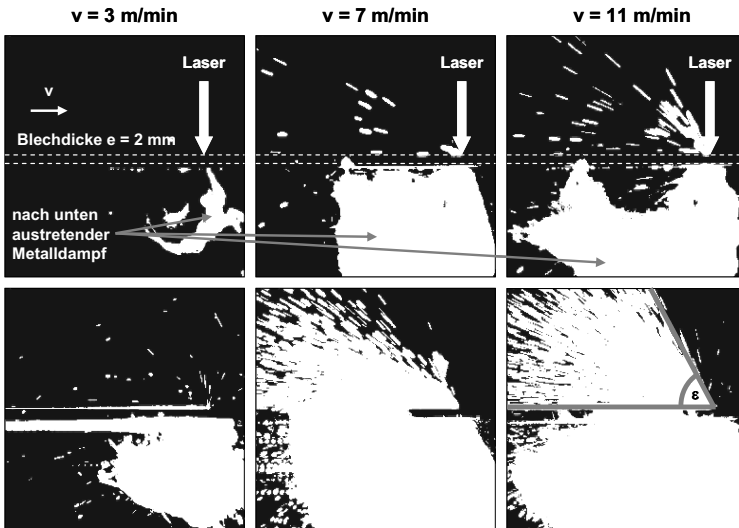
**Bild 5.18:** Dynamischer Druck des abströmenden Metaldampfjets als Funktion der Laserleistung für den Fokusbereich  $d_f = 600 \mu\text{m}$  bei stationärem Betrieb [18] (links), sowie in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit (rechts).

Bild 3.7 hat gezeigt, dass die auf der Kapillarfront absorbierte Intensität  $I_{\text{abs}}$  bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit aufgrund des Selbstregulierungsmechanismus zwischen der Kapillarfrontneigung  $\alpha$  und der einfallenden Intensität  $I_0$  konstant ist. Demzufolge sind die Verdampfungsrate und der dementsprechende dynamische Druck des Metaldampfjets bei unterschiedlicher Laserleistung  $P_L$  und/oder Fokusbereich  $d_f$  ebenfalls konstant, da diese proportional zur absorbierten Intensität  $I_{\text{abs}}$  sind. Das bedeutet, dass dem durch Verdampfung an der Kapillarfront resultierenden Metaldampf-

jet mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit hinsichtlich der Spritzerentstehung eine größere Bedeutung zukommt. Durch eine gleichzeitige Überlagerung mit einer großen Neigung der Kapillarfront  $\alpha$  (geringe Intensität  $I_0$ ), wird die Impulswirkung des Dampfjets auf die Kapillarrückwand erhöht, was in einem größeren Ablöswinkel der Spritzer resultiert (vgl. Bild 5.12). Es ist deshalb notwendig, die Schmelzbaddynamik insbesondere an der Kapillarrückwand im Bereich der Kapillareintrittsöffnung zu kontrollieren, um letztlich die Spritzerentstehung weitestgehend zu unterdrücken. Darauf wird in Kapitel 5.2.4 näher eingegangen, nachdem in Kapitel 5.2.3 die vorigen Ergebnisse zum Spritzerentstehungsmechanismus bei einer Einschweißung denen einer Durchschweißung gegenübergestellt werden.

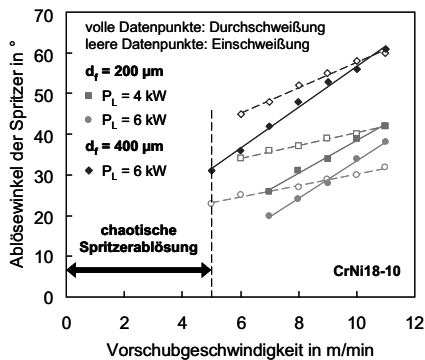
### 5.2.3 Spritzerentstehungsmechanismus bei einer Durchschweißung

Für die Beobachtungen zur Spritzerablösung bei einer Durchschweißung wird derselbe Versuchsaufbau wie für die Einschweißung verwendet (vgl. Bild 5.7), lediglich die Materialdicke wird auf  $e = 2 \text{ mm}$  reduziert. Bei der lateralen Ausrichtung der IR-Hochgeschwindigkeitskamera wird darauf geachtet, dass sich die Edelstahlprobe ( $e = 2 \text{ mm}$ ) in der Mitte des Bildfeldes von  $40 \times 40 \text{ mm}^2$  befindet. Somit lässt sich zum einen der Ablöswinkel der nach oben austretenden Spritzer in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit beobachten, zum anderen der nach unten austretende Metaldampf und die von ihm mitgerissenen Spritzer als Zeichen der Durchschweißung, siehe Bild 5.19. Grundsätzlich verhält sich die Spritzerablösung bei einer Durchschweißung ähnlich jener bei einer Einschweißung, vgl. Bild 5.10. Während sich bei den geringen Vorschubgeschwindigkeiten ( $v < 5 \text{ m/min}$ ) eine chaotische Spritzerablösung abzeichnet, findet mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit ( $v \geq 5 \text{ m/min}$ ) eine gerichtete Spritzerablösung statt. Diese nimmt mit der Vorschubgeschwindigkeit zu und lässt sich anhand der gezeigten Summenbilder in Bild 5.19 ermitteln. Die nach unten austretende „Metaldampfwolke“ ist bei der gewählten Einstellung der IR-Hochgeschwindigkeitskamera für die Spritzerbeobachtung gut zu erkennen. Trotz der großen räumlichen Ausdehnung ist ihr dynamischer Druck im Vergleich zum abströmenden Metaldampf von der Kapillarfront gering. Die durch ihn hervorgerufene Spritzerablösung wird deshalb im Folgenden nicht weiter betrachtet, zumal sie durch die überlagerte „Metaldampfwolke“ nicht eindeutig zu bestimmen ist.



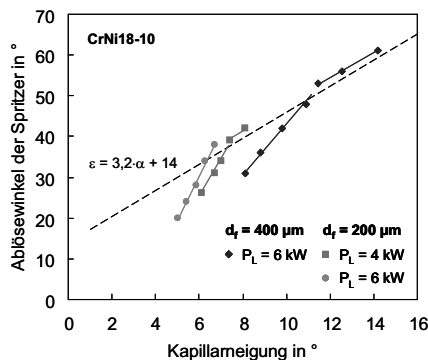
**Bild 5.19:** Trajektorien der Spritzer als Einzelbild (oben) und resultierendes Summenbild aus 80 Einzelbildern (unten) in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit bei einer Durchschweißung ( $P_L = 6 \text{ kW}$ ;  $d_f = 400 \text{ }\mu\text{m}$ ).

Bei einer Variation von Fokusbereich und/oder Laserleistung lässt sich das beschriebene Verhalten der Spritzerablösung gleichermaßen beobachten und ist in Abhängigkeit von der Vorschubgeschwindigkeit in Bild 5.20 dargestellt. Während die vollen Datenpunkte den Ablöswinkel der Spritzer bei einer Durchschweißung repräsentieren, zeigen die leeren Datenpunkte vergleichsweise das Verhalten bei einer Einschweißung aus Bild 5.11. Im Grunde genommen zeigt die Durchschweißung ein analoges Verhalten zur Einschweißung, wonach der Ablöswinkel der Spritzer linear mit der Vorschubgeschwindigkeit zunimmt. Ist die Vorschubgeschwindigkeit konstant, führt eine Zunahme der einfallenden Intensität ( $\sim P_L/d_f^2$ ) zu einem reduzierten Ablöswinkel der Spritzer gemäß Gleichung (5.1). Allerdings ist es offenkundig, dass der maximale Ablöswinkel der Spritzer bei einer Durchschweißung mit abnehmender Vorschubgeschwindigkeit stärker abnimmt, als dies bei einer Einschweißung der Fall ist.



**Bild 5.20:** Vergleich des maximalen Ablösewinkels der Spritzer zwischen einer Einschweißung (leere Datenpunkte) und einer Durchschweißung (volle Datenpunkte) als Funktion von Vorschubgeschwindigkeit, Fokussdurchmesser und Laserleistung.

Bei einer Einschweißung hat Bild 5.12 den linearen Zusammenhang entsprechend Gleichung (5.2) zwischen dem Ablösewinkel der Spritzer  $\varepsilon$  und der Kapillarneigung  $\alpha$  bestätigt. Allerdings zeigt bei adäquaten Prozessparametern der geringere Ablösewinkel der Spritzer bei einer Durchschweißung ein hiervon abweichendes Verhalten, wenn dieser als Funktion der Kapillarneigung dargestellt wird, siehe Bild 5.21. Mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit und dementsprechend größerer Kapillarneigung nähert sich der Ablösewinkel der Spritzer allmählich der gemeinsamen Ausgleichsgeraden an. Nunmehr nimmt der maximale Ablösewinkel der Spritzer gemäß Gleichung (5.2) zu und zeigt den gleichen Verlauf wie bei einer Einschweißung.

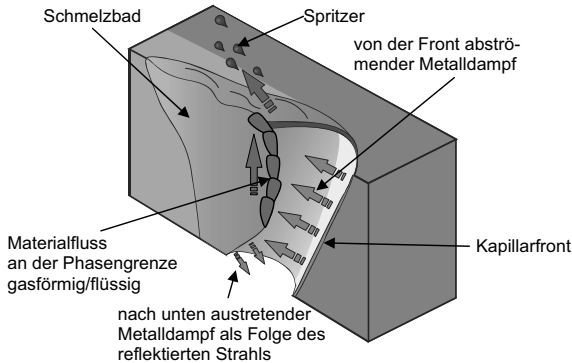


**Bild 5.21:** Zusammenhang zwischen dem maximalen Ablösewinkel der Spritzer bei einer Durchschweißung und der koaxial gemessenen Kapillarneigung aus (Bild 3.5) als Funktion der Prozessparameter.

Die Ausbildung der Dampfkapillare und demnach die der Kapillarneigung wurde in Kapitel 3.3 eingehend beschrieben. Es hat sich gezeigt, dass bei einer Durchschweißung in Abhängigkeit der zunehmenden Vorschubgeschwindigkeit die freie Kapillaraustrittsöffnung ( $\sim 1/v$ ) zusehends reduziert wird. Je nach Fokusbereich  $d_f$  und Blechdicke  $e$  ist diese bei einer dementsprechenden Kapillarneigung  $\alpha$  derart nach hinten verschoben bzw. gänzlich verschwunden, dass keine direkte Durchschweißung mehr erfolgen kann. Dies ist genau dann der Fall, wenn die Kapillaraustrittsöffnung genau um einen Fokusbereich gegenüber der Kapillareintrittsöffnung versetzt ist. In diesem Moment nimmt die Länge der gesamten Kapillaröffnung schlagartig zu (siehe Bild 3.4), da die zuvor transmittierten Intensitätsanteile der gesamten einfallenden Intensität  $I_0$  vollständig auf der geneigten Kapillarfront absorbiert werden und gleichzeitig der nicht absorbierte Strahlungsanteil komplett auf die Kapillarrückwand reflektiert wird. Bei einem Fokusbereich von  $d_f = 200 \mu\text{m}$  und einer Blechdicke von  $e = 2 \text{ mm}$  entspricht dies einer Kapillarneigung von  $\alpha \approx 6^\circ$ , bei  $d_f = 400 \mu\text{m}$  ungefähr dem doppelten Wert. Es zeigt sich, dass die vom Fokusbereich abhängige Kapillarneigung, bei der der Ablöswinkel der Spritzer aus Bild 5.21 in den gemeinsamen Geradenverlauf gemäß Gleichung (5.2) übergeht, in etwa bei den eben bezifferten Kapillarneigungen liegt. Somit geht die anfängliche direkte Durchschweißung bei geringen Vorschubgeschwindigkeiten, der gewählten Blechdicke  $e$  und dem Fokusbereich  $d_f$  mit zunehmender Kapillarneigung in eine indirekte Durchschweißung (Kapillaraustrittsöffnung ist um mehr als  $d_f$  gegenüber der Kapillareintrittsöffnung nach hinten verschoben) bzw. eine Einschweißung über und erklärt den fortan gemeinsamen Geradenverlauf.

Wie eingangs in diesem Kapitel erwähnt und sich anhand begleitender Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera (Bild 5.7 ②) zeigt, lassen sich ebenfalls bei einer Durchschweißung in Abhängigkeit von der Vorschubgeschwindigkeit ( $v = 3 \text{ m/min} - 11 \text{ m/min}$ ) bei konstanter einfallender Intensität  $I_0$  drei unterschiedliche Ausprägungen des Antriebsmechanismus für die Spritzerentstehung identifizieren. Diese sind weitestgehend identisch zu jenen bei einer Einschweißung, vgl. Kapitel 5.2.2. Allerdings zeigt sich, dass bei einer direkten Durchschweißung mit freier Kapillaraustrittsöffnung und demnach einer geringen Kapillarneigung eine verhältnismäßig kleinere Wechselwirkungsfläche dem Verdampfungsprozess zur Verfügung steht als bei einer Einschweißung mit entsprechenden Prozessparametern. Vor diesem Hintergrund stellt sich die Frage, inwieweit das Gesamtvolumen des abströmenden Metaldampfes von der Kapillarfront und damit einhergehend der an der Kapillarrückwand nach oben wirkende Impuls  $P_{PG}$  reduziert wird und den geringeren Ablöswinkel der Spritzer in Bild 5.20 zur Folge hat. Bild 5.22 zeigt, basierend auf den Beobachtungen zur Kapillaraus-

bildung in Kapitel 3, welchen Einfluss der von der geneigten Kapillarfront abströmende Metalldampf auf den Spritzerentstehungsmechanismus bei einer Durchschweißung hat.

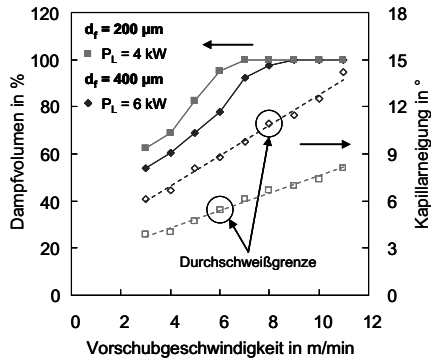


**Bild 5.22:** Schema der Kapillar- und Schmelzbadgeometrie bei einer Durchschweißung.

Gleich wie bei einer Einschweißung trifft der senkrecht von der Kapillarfront abströmende Metalldampf auf die Kapillarrückwand, an welcher aufgrund des nach oben wirkenden Impuls  $p_{PG}$  an der Phasengrenze gasförmig/flüssig der Kapillarrückwand die Schmelze aus dem Inneren nach oben befördert wird. Allerdings gilt es zu beachten, dass aufgrund der freien Kapillaraustrittsöffnung die Wechselwirkungsfläche zwischen einfallendem Laserstrahl und geneigter Kapillarfront und gleichermaßen das Volumen des abströmenden Metalldampfes (beim ersten Auftreffen des Laserstrahls) verringert werden. Werden dementsprechend die Blechdicke  $e = 2 \text{ mm}$  ( $\sim$  Wechselwirkungsfläche bei einer Durchschweißung) und die bei einer Einschweißung direkt vom einfallenden Laserstrahl berechnete Tiefe  $t_{be}$  aus Bild 3.14 ( $\sim$  direkt bestrahlten Fläche bei einer Einschweißung) ins Verhältnis gesetzt, lässt sich die relative Abnahme des abströmenden Metalldampfvolumens bei einer Durchschweißung ermitteln, siehe Bild 5.23. Nach dem Überschreiten der Durchschweißgrenze in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit und demnach der Kapillarneigung wird das abströmende Dampfvolumen nicht mehr reduziert.

Analog zur Wechselwirkungsfläche zwischen einfallendem Laserstrahl und der geneigten Kapillarfront und dem davon abströmenden Metalldampfvolumen wird bei einer direkten Durchschweißung die Angriffsfläche an der Kapillarrückwand um den Wert  $e/t_{be}$  verringert. Das wirkt sich wiederum auf den nach oben wirkenden Impuls  $p_{PG}$  und damit auf den Materialfluss in der Phasengrenze gasförmig/flüssig aus. Trotz der Abnahme des Metalldampfvolumens bleibt die Verdampfungsrate und damit der

dynamische Druck des senkrecht von der Kapillarfront abströmenden Dampfjets aus Bild 5.18 unverändert.



**Bild 5.23:** Abnahme des nach oben abströmenden Metaldampfvolumens bei einer direkten Durchschweißung bezogen auf eine Einschweißung als Funktion von Vorschubgeschwindigkeit und Intensität (volle Datenpunkte). Die leeren Datenpunkte zeigen den Verlauf der zugehörigen Kapillarneigung  $\alpha$ .

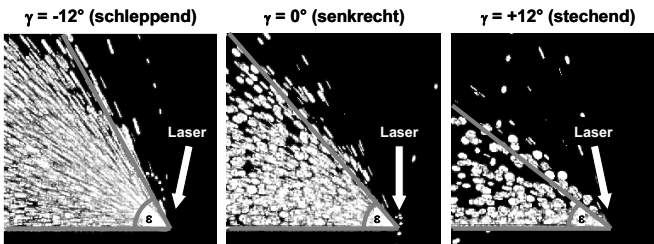
Für den Fokusbereich  $d_f = 400 \mu\text{m}$  gilt, dass bei einer Abnahme der Vorschubgeschwindigkeit unterhalb von  $v = 8 \text{ m/min}$  die Kapillare derart geneigt ( $\alpha < 12^\circ$ ) ist, dass das Volumen des abströmenden Metaldampfes aufgrund des transmittierten Intensitätsanteils sukzessive abnimmt. Dementsprechend wird die Wechselwirkungszone an der Kapillarrückwand um den Wert  $e/t_{be}$  verringert. Folglich wird der nach oben gerichtete Materialfluss in der Grenzschicht und damit einhergehend der Ablöswinkel der Spritzer  $\varepsilon$  bei einer Durchschweißung im Vergleich zur Einschweißung reduziert. Nehmen die Vorschubgeschwindigkeit ( $v > 8 \text{ m/min}$ ) und damit die Kapillarneigung ( $\alpha > 12^\circ$ ) zu, kann keine direkte Durchschweißung mehr erfolgen, sodass die einfallende Intensität gänzlich für den Verdampfungsprozess auf der Kapillarfront genutzt wird. Ist demnach die Kapillaraustrittsöffnung um mehr als ein Fokusbereich gegenüber der Kapillareintrittsöffnung nach hinten verschoben oder gänzlich verschwunden, liegt eine Einschweißung vor und das Verhältnis in Bild 5.23 bleibt unverändert bei 100% (keine Volumenverluste des abströmenden Metaldampfes bei nach unten geschlossener Kapillare). Gleichzeitig zeigen die Ablöswinkel der Spritzer äquivalente Zahlenwerte (siehe gemeinsamer Verlauf in Bild 5.21). Hingegen wird bei dem Fokusbereich  $d_f = 200 \mu\text{m}$  ( $P_L = 4 \text{ kW}$ ) die Durchschweißgrenze bereits bei  $v = 6 \text{ m/min}$  erreicht ( $\alpha \approx 6^\circ$ ). Folglich verschiebt sich der Bereich, bei dem das Volumen des abströmenden Metaldampfes reduziert wird, zu einer geringeren Vorschubgeschwindigkeit als bei  $d_f = 400 \mu\text{m}$ .

### 5.2.4 Verbesserung der Schweißnahtqualität

In Kapitel 5.2.2 und Kapitel 5.2.3 wird der Antriebsmechanismus für die Spritzerentstehung bei einer Ein- bzw. Durchschweißung in Abhängigkeit der wesentlichen Prozessparameter bei senkrechtem Strahleinfall ausführlich diskutiert. Es hat sich gezeigt, dass insbesondere mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit die Kapillarneigung  $\alpha$  und damit der dynamische Druck des Metaldampfes zunehmen. Der senkrecht von der Kapillarfront abströmende Metaldampfjet übt dann einen vergleichbaren Druck auf die Kapillarrückwand aus und kann sie leicht verformen. Je höher dabei die Vorschubgeschwindigkeit ist, desto weiter wird infolge der höheren Umströmungsgeschwindigkeit die Kapillarrückwand nach hinten verschoben. Die Impulsaddition führt dann zu einer vermehrten Spritzerablösung mit steigendem Ablöswinkel. Es ist deshalb notwendig die Schmelzbaddynamik an der Kapillarrückwand zu kontrollieren, da die Spritzerablösung ausschließlich in diesem Bereich stattfindet.

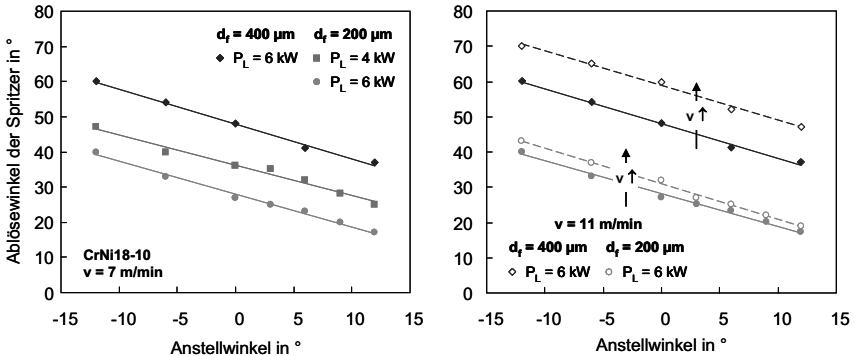
#### *Variation vom Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik*

In Kapitel 3.4 wird eingehend beschrieben, welchen Einfluss eine Variation vom Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik auf die Ausbildung der Dampfkapillare hat. Neben der gezielten Manipulation der Kapillarfrontneigung  $\alpha$  wird damit einhergehend die Ausbildung der Kapillarrückwand signifikant beeinflusst (vgl. Bild 3.11). Inwieweit sich dadurch der Spritzerentstehungsmechanismus und damit der maximale Ablöswinkel der Spritzer kontrollieren lassen, zeigt Bild 5.24. Sind die wesentlichen Prozessparameter konstant und einzig der Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik  $\gamma$  die variable Stellgröße, nehmen sowohl der Ablöswinkel der Spritzer als auch ihre Anzahl mit schleppender Strahlanstellung zu. Im Gegensatz dazu sind eine deutliche Abnahme des Ablöswinkels und eine reduzierte Spritzeranzahl bei stechender Einstrahlung ( $\gamma > 0^\circ$ ) zu erkennen. Die augenscheinliche Spritzergröße nimmt jedoch zu.



**Bild 5.24:** Trajektorien der Spritzer bei einer Einschweißung in Abhängigkeit vom Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik ( $P_L = 6 \text{ kW}$   $d_f = 400 \text{ }\mu\text{m}$  und  $v = 7 \text{ m/min}$ ).

Der Einfluss vom Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik  $\gamma$  bei einer überlagerten Variation von Fokussdurchmesser und/oder Laserleistung auf das beschriebene Verhalten der Spritzerablösung ist in Bild 5.25 (links) bei einer konstanten Vorschubgeschwindigkeit von  $v = 7 \text{ m/min}$  dargestellt. Ausgehend vom senkrechten Strahleinfall ( $\gamma = 0^\circ$ ) nimmt der Ablöswinkel der Spritzer  $\varepsilon$  mit zunehmend schleppender Strahlanstellung ( $\gamma < 0^\circ$ ) zu, während er mit einem stechenden Anstellwinkel ( $\gamma > 0^\circ$ ) abnimmt [63]. Des Weiteren zeigt Bild 5.25 (rechts) den Einfluss einer Geschwindigkeitserhöhung von  $v = 7 \text{ m/min}$  (volle Datenpunkte) auf  $v = 11 \text{ m/min}$  (leere Datenpunkte) auf den Ablöswinkel der Spritzer. Eine Steigerung der Vorschubgeschwindigkeit führt unabhängig vom Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik  $\gamma$  zu einem größeren Ablöswinkel der Spritzer  $\varepsilon$ . Dadurch wird eine Parallelverschiebung der gemeinsamen Ausgleichsgeraden ( $v = \text{konstant}$ ) hervorgerufen.



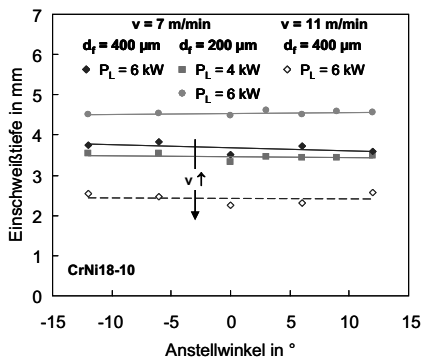
**Bild 5.25:** Ablöswinkel der Spritzer als Funktion des Anstellwinkels der Bearbeitungsoptik bei unterschiedlichen Fokussdurchmessern und/oder Laserleistungen und  $v = 7 \text{ m/min}$  (links). Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf den Ablöswinkel der Spritzer, volle Datenpunkte kennzeichnen  $v = 7 \text{ m/min}$  (rechts).

Analog zur ermittelten Kapillarneigung bezüglich der Vertikalen  $\alpha(\gamma)$  aus Bild 3.10 zeigt sich, dass ebenfalls der Ablöswinkel der Spritzer maßgeblich durch den Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik beeinflusst wird. Aufgrund der linearen Abhängigkeit zwischen dem Ablöswinkel der Spritzer und der Kapillarneigung gemäß Gleichung (5.2) bei einer Einschweißung beträgt die Steigung der Ausgleichsgeraden bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit ebenfalls  $m = -1$ , sodass sich der formelle Zusammenhang aus Gleichung (3.7) nach

$$\varepsilon(\gamma) = \varepsilon(0^\circ) - \gamma \quad (5.3)$$

übertragen lässt. Gleichzeitig nimmt die Neigung der Kapillarfront mit steigender Vorschubgeschwindigkeit zu und/oder höherer Intensität nach Gleichung (3.5) ab. Demzufolge und aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse über den Einfluss vom Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik, führt eine Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit zu einer Parallelverschiebung der Ausgleichsgeraden.

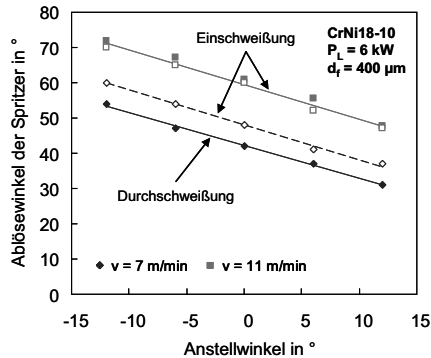
Anhand der vorigen Ergebnisse hat sich gezeigt, dass der Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit eine kapillarbestimmende Größe ist und damit einhergehend den Ablöswinkel der Spritzer entscheidend beeinflusst. Hingegen bleibt die Einschweißtiefe bei konstanten Prozessparametern im untersuchten Anstellbereich der Bearbeitungsoptik nahezu konstant, siehe Bild 5.26. Eine Steigerung der Vorschubgeschwindigkeit auf  $v = 11 \text{ m/min}$  führt, wie bereits in Bild 3.12 und im weiteren Verlauf von Kapitel 4 gezeigt, zu einer Abnahme der Einschweißtiefe. Diese ist nach wie vor konstant, obwohl die Neigung der Kapillarfront bezüglich der Vertikalen  $\alpha(\gamma)$  im Extremfall eine Differenz von  $|\gamma| = 24^\circ$  aufweist.



**Bild 5.26:** Einschweißtiefe als Funktion des Anstellwinkels der Bearbeitungsoptik in Abhängigkeit von Fokusdurchmesser, Laserleistung und Vorschubgeschwindigkeit.

In Kapitel 5.2.3 wird die Auswirkung der reduzierten Wechselwirkungsfläche auf die Spritzerablösung bei einer Durchschweißung im Vergleich zur Einschweißung eingehend beschrieben. Vor diesem Hintergrund ist in Bild 5.27 der Einfluss vom Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik auf den Ablöswinkel der Spritzer im Falle einer Durchschweißung dargestellt. Grundsätzlich verhält sich die Spritzerablösung bei einer Durchschweißung ähnlich jener bei einer Einschweißung. Bei  $v = 11 \text{ m/min}$  haben die beide Geraden einen deckungsgleichen Verlauf. Allerdings zeigt sich, dass der Ablöswinkel der Spritzer bei einer Durchschweißung mit abnehmender Vorschubge-

schwindigkeit stärker abnimmt, als dies bei einer Einschweißung der Fall ist (Parallelverschiebung der Ausgleichsgeraden bei  $v = 7$  m/min).

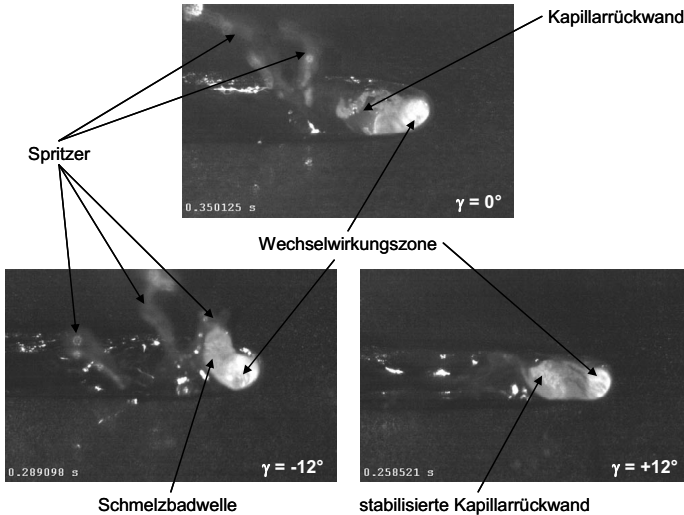


**Bild 5.27:** Vergleich des Ablösewinkels der Spritzer bei einer Einschweißung (leere Datenpunkte) und einer Durchschweißung (volle Datenpunkte) in Abhängigkeit vom Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik und der Vorschubgeschwindigkeit.

Analog zum senkrechten Strahleinfall ( $\gamma = 0^\circ$ ) wird bei einer direkten Durchschweißung mit angestellter Bearbeitungsoptik unterhalb von  $v = 8$  m/min ( $d_f = 400$  µm) die freie Kapillaraustrittsöffnung relativ zur Strahlachse mit abnehmender Vorschubgeschwindigkeit größer. Dementsprechend wird die Wechselwirkungsfläche zwischen Laserstrahl und der Kapillarfront sowie das Volumen des abströmenden Metaldampfjets um den Wert  $e/t_{be}$  gemäß Bild 5.23 verringert. Folglich wird der nach oben gerichtete Materialfluss in der Grenzschicht und damit einhergehend der Ablösewinkel der Spritzer  $\epsilon$  bei einer Durchschweißung im Vergleich zur Einschweißung reduziert und die Ausgleichsgerade mit der Steigung  $m = -1$  parallel nach unten verschoben. Mit steigender Vorschubgeschwindigkeit ( $v > 8$  m/min) wird die Kapillaraustrittsöffnung um mehr als einen Fokusedurchmesser bezüglich der Eintrittsöffnung nach hinten versetzt bzw. verschwindet komplett, weshalb die direkte Durchschweißung in eine Einschweißung übergeht. Demzufolge sind der senkrecht nach oben wirkende Impuls der Schmelze  $p_{PG}$  und damit der Ablösewinkel der Spritzer identisch (gemeinsame Ausgleichsgerade bei  $v = 11$  m/min).

Nachdem der Zusammenhang zwischen Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik und Ablösewinkel der Spritzer bei variierenden Prozessparametern ausführlich diskutiert ist, wird im Folgenden das Hauptaugenmerk auf die Bedeutung des abströmenden Metaldampfes für die Schmelzbaddynamik und die damit verbundene Spritzerentstehung bei einer Einschweißung gerichtet. Mit Hilfe der Aufnahmen der Hochgeschwindigkeits-

kamera bzw. den Momentaufnahmen der Wechselwirkungszone in Bild 5.28 lässt sich der Antriebsmechanismus für die Spritzerentstehung an der Kapillarrückwand bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Optikanstellung identifizieren:



**Bild 5.28:** Momentaufnahmen der Wechselwirkungszone bei einer Einschweißung mit unterschiedlichen Anstellwinkeln der Bearbeitungsoptik. Die davon abhängige Kapillarneigung wird durch das Eigenleuchten der Kapillarfront sichtbar. ( $P_L = 6 \text{ kW}$   $d_f = 400 \text{ }\mu\text{m}$  und  $v = 11 \text{ m/min}$ )

### ***Senkrechter Strahleinfall ( $\gamma = 0^\circ$ )***

Bei senkrechtem Strahleinfall zeigt sich bei einer Vorschubgeschwindigkeit von  $v = 11 \text{ m/min}$  eine gerichtete Spritzerablösung entgegen der Vorschubrichtung. Dabei hat sich die Kapillareintrittsöffnung auf ungefähr den dreifachen Fokusdurchmesser verlängert (vgl. Bild 5.15 in Kapitel 5.2.2), sodass ein „Zuschwappen“ der Dampfkapillare nicht beobachtet werden kann. Der senkrecht von der Kapillarfront abströmende Metalldampf trifft auf den oberen Bereich der gewissen Fluktuationen unterliegenden Kapillarrückwand und hat eine gerichtete Spritzerablösung an deren Oberkante zur Folge.

### ***Schleppende Anstellung der Bearbeitungsoptik ( $\gamma < 0^\circ$ )***

Mit zunehmend schleppender Strahlauslenkung nimmt die Neigung der Kapillarfront gemäß Gleichung (3.7) zu. Gleichzeitig wird die Kapillarrückwand im Gegensatz zum

senkrechten Strahleinfall impulsiv nach hinten gedrückt und hat eine große Schmelzbadwelle zur Folge. Vergleichbar mit dem Antriebsmechanismus zur Spritzerentstehung aus Bild 5.14 (Vorschubgeschwindigkeiten zwischen  $v = 6 - 8 \text{ m/min}$ ), findet deren gerichtete Ablösung am oberen Rand der Schmelzbadwelle statt. Angetrieben durch den abströmenden Metaldampf oszilliert diese vor und zurück und wird in periodischen Abständen nach hinten ausgeworfen. Im Moment der Spritzerablösung wird die Kapillarrückwand nach hinten gedrückt und damit die Schmelzbadwelle abgebaut, allerdings baut sie sich bei ihrer Vorwärtsbewegung in Richtung der Kapillare erneut auf. Der permanent von der Kapillarfront abströmende Metaldampf wirkt der Schmelzbadwelle entgegen und resultiert in einer erneuten Spritzerablösung. Durch eine stetige Steigerung des Anstellwinkels in schleppender Richtung nehmen die Größe der Schmelzbadwelle und der Spritzerauswurf zusehends zu. Bei zu großem Anstellwinkel ( $\gamma < -12^\circ$ ) wird so viel Schmelze ausgeworfen, dass im Falle einer gewollten Durchschweißung ein Schnittpalt entsteht (ohne Abbildung).

### ***Stechende Anstellung der Bearbeitungsoptik ( $\gamma > 0^\circ$ )***

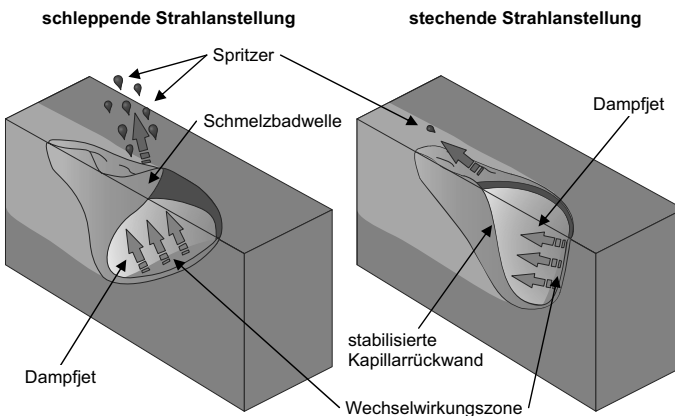
Entgegen dem richtet sich die geneigte Kapillarfront mit zunehmend stechemdem Strahleinfall und konstanten Prozessparametern nach Gleichung (3.7) auf, bis diese senkrecht steht. Eine weitere Steigerung des Anstellwinkels hat eine in Vorschubrichtung nach vorn ausgebildete Kapillare ( $\alpha < 0^\circ$ ) zur Folge. Analog zum senkrechten Strahleinfall zeigt die Kapillareintrittsöffnung eine deutliche Verlängerung. Der senkrecht von der Kapillarfront abströmende Metaldampf unterstützt mit zunehmend stechender Strahlanstellung die Aufweitung der Kapillareintrittsöffnung und hat eine erhöhte Stabilität der Kapillarrückwand zur Folge, sodass diese keinen signifikanten Fluktuationen unterliegt. Dies wirkt sich gleichermaßen auf das angrenzende Schmelzbad aus, welches weitestgehend frei von auftretenden Oszillationen ist. Eine damit beachtliche Reduktion der Spritzerablösung an der Kapillarrückwand ist die Folge, wie sie bereits in Bild 5.24 zu sehen ist.

### ***Diskussion***

Vergleichbar zu dem Antriebsmechanismus der Spritzerentstehung in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit lässt sich gleichermaßen aus der Umorientierung der Bearbeitungsoptik ein Szenario ableiten, bei dem der senkrecht von der Kapillarfront abströmende Metaldampf eine entscheidende Rolle spielt. Der dynamische Druck des Metaldampfjets übt dann einen vergleichbaren Druck auf die Kapillarrückwand aus und kann sie leicht verformen, wenn sich hinter dieser ein flüssiges Volumen wie das Schmelzbad befindet. Obwohl sich die Kapillare bezüglich der Vertikalen  $\alpha(\gamma)$  im un-

tersuchten Anstellwinkelbereich der Bearbeitungsoptik bei konstanten Prozessparametern um  $|2 \cdot \gamma| = 24^\circ$  umorientieren kann, bleibt der dynamische Druck des von ihr abströmenden Metaldampfes konstant. Dies liegt darin begründet, dass die relativ zur Strahlachse resultierende Kapillarneigung  $\alpha_{\text{rel}}$  unabhängig vom Anstellwinkel  $\gamma$  ist (vgl. Bild 3.9).

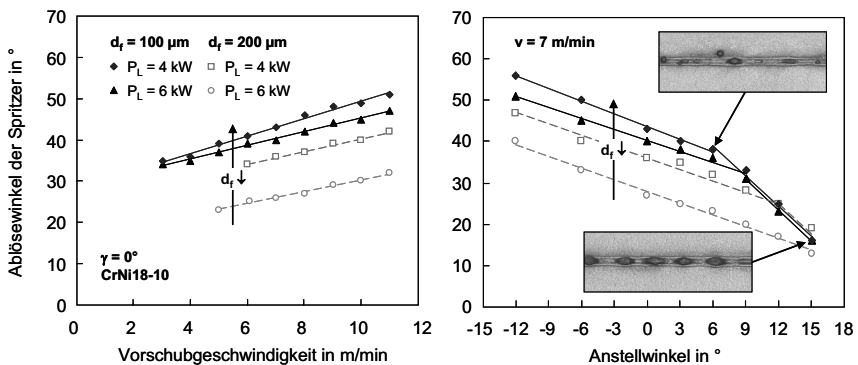
Infolge der schleppenden Strahlauslenkung nimmt die Kapillarneigung bezüglich der Vertikalen um den Anstellwinkel  $\gamma$  zu. Gleichermaßen neigt sich die Kapillarrückwand bezüglich der Vertikalen nach vorne, siehe Bild 3.11. Trifft der einfallende Laserstrahl auf die derart geneigte Kapillarfont, findet die Materialverdampfung vornehmlich auf der Wechselwirkungszone statt ( $v > 5 \text{ m/min}$ ), siehe Bild 5.29. Der senkrecht von der Kapillarfront abströmende Metaldampfjet übt letztlich eine dem dynamischen Druck entsprechende Kraft auf die ihm entgegen geneigte Kapillarrückwand aus. Geometrisch bedingt wird die Kapillarrückwand geradezu aufgeblasen und bildet die anhand der Hochgeschwindigkeitskamera beobachtete vor- und zurücklaufende Schmelzbadwelle aus. Wird die Schmelzbadwelle aufgrund des abströmenden Dampfjets nach hinten gedrückt, lösen sich, zusätzlich hervorgerufen durch die resultierende Reibungskraft zwischen Schmelze und Metaldampf, die Spritzer an deren Oberkante ab. Somit wird mit zunehmend schleppender Strahlanstellung die Schmelzbadstabilität an der Kapillarrückwand sukzessive herabgesetzt und resultiert in einem vermehrten Spritzervorkommen.



**Bild 5.29:** Schema der Kapillar- und Schmelzbadgeometrie bei Vorschubgeschwindigkeiten  $v > 5 \text{ m/min}$  bei schleppender (links) und stechender (rechts) Strahlanstellung.

Durch das Aufrichten der geneigten Kapillarfront infolge einer stechenden Anstellung der Bearbeitungsoptik neigt sich damit einhergehend die Kapillarrückwand nach hinten (vgl. Bild 3.11). Bei nahezu senkrechter Ausbildung der Kapillarfront trifft der nunmehr waagrecht liegende Metaldampfjet auf die nach hinten geneigte Kapillarrückwand. Aufgrund der verhältnismäßig großen Angriffsfläche wird diese weiter nach hinten gedrückt und dadurch stabilisiert. Gleichzeitig treffen geometrisch bedingt die an der Kapillarfront reflektierten Teilstrahlen erst im Nahtgrund auf die Kapillarrückwand, wodurch die Stabilität der Kapillarrückwand und des angrenzenden Schmelzbades zusätzlich erhöht werden. Letztlich wird die Reibungskraft zwischen Schmelze und Metaldampf mit abnehmender Kapillarneigung und sich gleichzeitig aufweitender Kapillaröffnung reduziert, sodass der Ablöswinkel der Spritzer und ihre Anzahl deutlich minimiert werden.

Allerdings sind der Stabilität an der Kapillarrückwand durch die stechende Strahlanstellung fluiddynamische Grenzen gesetzt. Um dies zu verdeutlichen, zeigt Bild 5.30 die Spritzerablösung auch bei  $d_f \leq 200 \mu\text{m}$ : Bei senkrechtem Strahleinfall zeigt der Ablöswinkel der Spritzer im Vergleich zu  $d_f = 200 \mu\text{m}$  ein unerwartetes Verhalten. Dieser nimmt bei den gewählten Fokussierbedingungen ( $d_f = 100 \mu\text{m}$ ;  $\beta = 1:2$ ;  $\theta_f = 11,4^\circ$ ) entgegen der Erwartung deutlich zu. Abgesehen davon wird der Ablöswinkel mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit und/oder geringerer Laserleistung größer. Demnach bestimmt der Divergenzwinkel des fokussierten Laserstrahls nicht nur die Einschweißtiefe, sondern ebenfalls die Austriebskraft und damit den Ablöswinkel der Spritzer.



**Bild 5.30:** Ablöswinkel der Spritzer als Funktion der Vorschubgeschwindigkeit für Fokussdurchmesser  $d_f \leq 200 \mu\text{m}$  (links). Eine stechende Strahlanstellung führt bei  $d_f = 100 \mu\text{m}$  zu einem Abknicken der Ausgleichsgeraden bei  $\gamma \geq +6^\circ$  (rechts).

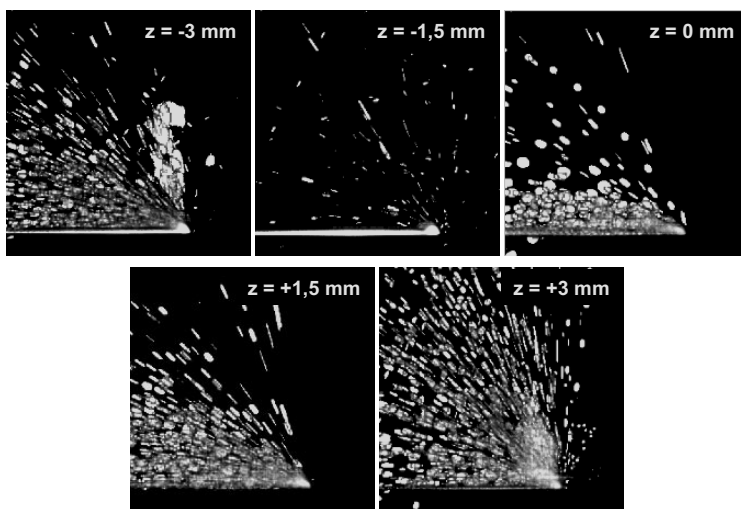
Durch eine Überlagerung der Kapillarneigung  $\alpha$  mit dem Anstellwinkel der Bearbeitungsoptik  $\gamma$  zeigt sich ebenso für den Fokusbereich  $d_f = 100 \mu\text{m}$  eine lineare Abnahme des Ablösewinkels der Spritzer mit der Steigung  $m = -1$ . Jedoch knickt die jeweilige Ausgleichsgerade in Abhängigkeit von Fokusbereich und Laserleistung bei stechender Strahlanstellung ab und führt zu einer deutlichen Minimierung des Ablösewinkels der Spritzer und ihrer Anzahl. Einhergehend damit wird die Schmelzbadströmung derart verändert, dass die Schmelze direkt hinter der Kapillare zu „Humps“ aufgeschoben wird, welche in Größe und Anzahl zunehmen (siehe Bild 5.30 rechts).

Wird die Bearbeitungsoptik bei Fokusbereich  $d_f \leq 200 \mu\text{m}$  zunehmend in stechender Richtung ausgelenkt, bildet sich die gering geneigte Kapillare in Vorschubrichtung nach vorne aus (negative Kapillarneigung in Bild 3.10). In diesem Fall ( $d_f = 200 \mu\text{m} @ \gamma \geq +12^\circ$  bzw.  $d_f = 100 \mu\text{m} @ \gamma \geq +6^\circ$ ) ist der abströmende Metaldampfjet nach unten in das Kapillarinne gerichtet und schiebt die gesamte Schmelze entlang der Kapillarrückwand nach oben und türmt die Schmelze direkt hinter der Kapillare zu periodisch auftretenden „Humps“ auf.

Demnach lassen sich die qualitativ besten Ergebnisse (einerseits eine geringe Spritzerablösung und andererseits kein Humping) mit einem Anstellwinkel unterhalb  $\gamma = +12^\circ$  in stechender Richtung und der damit verbundenen nahezu senkrecht ausgebildeten Dampfkapillare erzielen.

### *Variation der Fokusslage*

In Kapitel 4.1.3 wird eingehend beschrieben, welchen Einfluss eine Variation der Fokusslage auf die Ausbildung der Nahtgeometrie hat. Demnach lässt sich die Einschweißtiefe bei  $P_L = 3 \text{ kW}$  und sonst konstanten Prozessparametern mit einer negativen Fokusslage um bis zu 10% steigern, bevor diese wiederum abnimmt. Eine zusätzliche Leistungserhöhung auf  $P_L = 6 \text{ kW}$  führt neben einer Verschiebung der maximalen Einschweißtiefe (bei  $z \approx -1,5 \text{ mm}$ ) zu einer Aufweitung des Schweißbereichs, in dem die Einschweißtiefe bezüglich  $z = 0 \text{ mm}$  nicht abnimmt (siehe Bild 4.20). Bereits in Kapitel 5.1.2 wird die gesteigerte Prozessstabilität bei Aluminiumlegierungen (messbar anhand der Schweißnahtqualität, d. h. der Häufigkeit von Poren je geschweißter Nahtlänge) durch die Abnahme der Prozesssporen infolge einer negativen Fokusslage bestätigt. Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass durch die Verschiebung der Fokusslage in Strahlpropagationsrichtung der Verlauf der Isophoten und gleichermaßen die Kapillargeometrie und damit insbesondere die Neigung der Kapillarfront maßgeblich verändert werden.

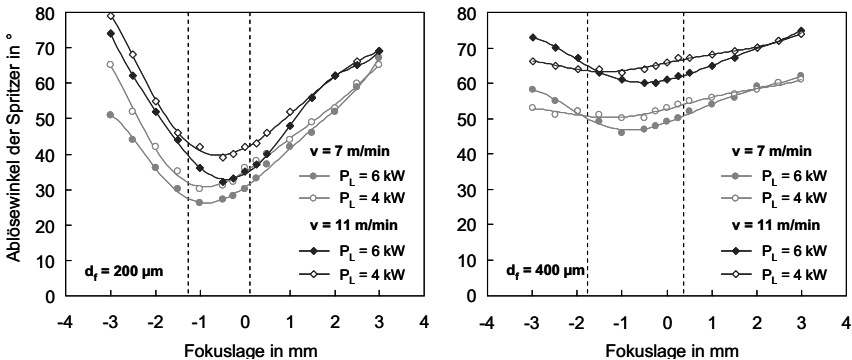


**Bild 5.31:** Trajektorien der Spritzer (Summenbild aus 80 Einzelbildern) in Abhängigkeit der Fokusslage ( $P_L = 6 \text{ kW}$   $d_f = 200 \text{ }\mu\text{m}$  und  $v = 7 \text{ m/min}$ ).

Inwieweit sich in Abhängigkeit der Fokusslage der Spritzerentstehungsmechanismus und damit der maximale Ablösewinkel der Spritzer kontrollieren lassen zeigt Bild 5.31 anhand der Aufnahmen mit der IR-Hochgeschwindigkeitskamera. Sind die wesentlichen Prozessparameter konstant und einzig die Fokusslage  $z$  die variable Stellgröße,

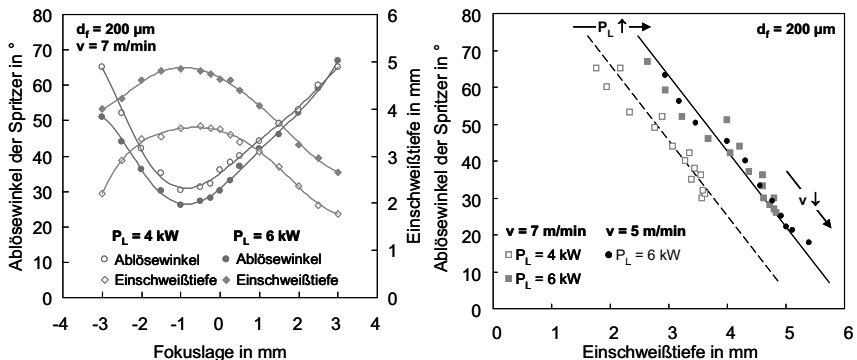
nehmen sowohl der Ablösewinkel als auch ihre Anzahl ausgehend von  $z = 0$  mm mit zunehmender positiver Fokusslage deutlich zu. Dagegen ist bei der Fokusslage  $z \approx -1,5$  mm die geringste Anzahl an Spritzern zu beobachten, wobei ein verhältnismäßig größerer Anteil beim Einstechen des Laserstrahls am Nahtanfang entsteht. Während des Schweißprozesses findet die vereinzelte Spritzerablösung unter einem sehr geringen Ablösewinkel statt. Wird die Fokusslage weiter ins Bauteil verlagert, nehmen damit einhergehend der Ablösewinkel und die Anzahl der Spritzer wieder zu.

Bei einer Variation von Fokussdurchmesser und/oder den Prozessparametern lässt sich das beschriebene Verhalten der Spritzerablösung gleichermaßen beobachten und ist in Abhängigkeit von der Fokusslage in Bild 5.32 dargestellt. Überdies spielt bei einer Variation der Fokusslage neben dem Fokussdurchmesser die Rayleighlänge eine essentielle Rolle. Für die gewählten Fokussbedingungen beträgt diese bei dem Fokussdurchmesser  $d_f = 200 \mu\text{m}$   $z_{Rf} = 1,0$  mm, während sie sich bei  $d_f = 400 \mu\text{m}$  auf  $z_{Rf} = 4,0$  mm ausdehnt. Für den Fokussdurchmesser  $d_f = 200 \mu\text{m}$  zeigt sich ein durchaus bekanntes Verhalten. Der parabelförmige Verlauf vom Ablösewinkel der Spritzer mit Tiefpunkt bei  $z \approx -0,75$  mm wird mit steigender Laserleistung (ausgefüllte Datenpunkte) zu kleineren Ablösewinkeln verschoben. Gleichzeitig führt eine Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit wiederum zu dessen Zunahme, unabhängig von der gewählten Fokusslage. Eine Vergrößerung des Fokussdurchmesser auf  $d_f = 400 \mu\text{m}$  verschiebt die Kurven zu einem größeren Ablösewinkel, weshalb der formelle Zusammenhang aus Gleichung (5.1) für  $z = \text{konst}$  ( $-2 \text{ mm} \leq z \leq 2 \text{ mm}$ ) seine Gültigkeit beibehält. Außerdem zeigen die Kurven bei  $d_f = 400 \mu\text{m}$  aufgrund der um Faktor 4 größeren Rayleighlänge einen flacheren Verlauf, weshalb der Bereich eines gleichbleibenden Ablösewinkels im Vergleich zu  $d_f = 200 \mu\text{m}$  nahezu verdoppelt wird (gestrichelte Linien in Bild 5.32).



**Bild 5.32:** Ablösewinkel der Spritzer als Funktion von Fokusslage, Vorschubgeschwindigkeit und Laserleistung bei  $d_f = 200 \mu\text{m}$  (links) und  $d_f = 400 \mu\text{m}$  (rechts).

Die vorigen Ergebnisse haben gezeigt, dass die Fokusslage bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit eine kapillarbestimmende Größe ist und damit die Stabilität der Kapillarrückwand sowie den Ablöswinkel der Spritzer entscheidend beeinflusst. Letztlich hängt die Spritzerablösung im Wesentlichen von der Neigung der Kapillarfront ab. Die Kapillargeometrie und vielmehr deren Neigung lässt sich näherungsweise mit Hilfe des Strahldurchmessers auf der Werkstückoberseite und maßgeblich anhand der Einschweißtiefe gemäß Gleichung (3.8) bestimmen, da diese insbesondere bei Stahlwerkstoffen mit dem Verlauf der Isophoten einhergeht (vgl. Bild 4.13). Die resultierende Einschweißtiefe ist in Bild 5.33 (links) dem Ablöswinkel der Spritzer als Funktion der Fokusslage gegenübergestellt und zeigt das bekannte Verhalten aus Kapitel 4.1.3. Demnach lässt sich die Einschweißtiefe durch die Verschiebung der Fokusslage unter die Werkstückoberseite um bis zu 10% gegenüber  $z = 0$  mm steigern. Gleichzeitig nimmt der Ablöswinkel der Spritzer ab und erreicht bei maximaler Einschweißtiefe seinen Minimalwert. Dieser spiegelbildliche Verlauf zwischen der Einschweißtiefe und dem Ablöswinkel der Spritzer lässt sich gleichermaßen bei dem Fokussdurchmesser  $d_f = 400 \mu\text{m}$  beobachten (ohne Abbildung).



**Bild 5.33:** Ablöswinkel der Spritzer sowie resultierende Einschweißtiefe bei variierender Fokusslage und Laserleistung für  $d_f = 200 \mu\text{m}$  (links). Rechts: Linearer Zusammenhang zwischen dem Ablöswinkel der Spritzer und der Einschweißtiefe.

Die Symmetrie zwischen der Einschweißtiefe und dem Ablöswinkel der Spritzer wird durch das lineare Verhalten in Bild 5.33 (rechts) bestätigt. Infolge einer Erhöhung der Laserleistung von  $P_L = 4 \text{ kW}$  auf  $P_L = 6 \text{ kW}$  wird bei gleicher Fokusslage und Vorschubgeschwindigkeit eine größere Einschweißtiefe erreicht und damit einhergehend der Ablöswinkel der Spritzer reduziert, vgl. Bild 5.33 (links). Demzufolge wird die gemeinsame Ausgleichsgerade parallel nach rechts verschoben (durchgezogene Linie mit vollen Datenpunkten). Die Einschweißtiefe wird gleichzeitig durch die Vorschub-

geschwindigkeit beeinflusst, sodass bei konstanter Laserleistung ( $P_L = 6 \text{ kW}$ ) eine Verschiebung auf der gemeinsamen Ausgleichsgeraden erfolgt. Um letztlich den Grad des linearen Zusammenhangs zwischen der Einschweißtiefe und dem Ablöswinkel der Spritzer in Abhängigkeit der prozessrelevanten Faktoren zu beschreiben, wird der Korrelationskoeffizient herangezogen. Er kann bei negativer Geradensteigung einen Wert zwischen 0 (Punkthaufen) und -1 (Punkte auf Geraden) annehmen. Bei einem Wert von -1 besteht demnach ein vollständig negativer linearer Zusammenhang. Für die untersuchten Fokusdurchmesser liegt der Korrelationskoeffizient bei variierender Laserleistung und/oder Vorschubgeschwindigkeit zwischen -0,964 und -0,995. Vor diesem Hintergrund stellt sich die Frage, inwieweit die Fokusslage und die resultierende Einschweißtiefe den Neigungswinkel der Kapillarfront beeinflussen und das beobachtete Spritzerverhalten kontrollieren. Neben der gezeigten Veränderung der Einschweißtiefe vergrößert sich der Strahlradius auf der Werkstückoberfläche bezüglich der Fokusnulllage in Abhängigkeit der Fokusslage und den gewählten Fokussierbedingungen (vgl. Bild 4.15). Unter der Berücksichtigung, das sich dort mit zu- oder abnehmender Fokusslage ( $z \neq 0 \text{ mm}$ ) eine immer mehr gaußförmige Intensitätsverteilung einstellt, bleibt der für die Kapillargeometrie bestimmende Strahlradius (Intensitätsabfall von weniger als 60% bezüglich dem Intensitätsmaximum) nahezu unverändert. Weiter außen liegende Bereiche werden aufgrund des geringen Strahlparameterquotienten nicht aufgeschmolzen. Dementsprechend spiegelt eine große Einschweißtiefe (negative Fokusslage) eine geringe Kapillarneigung gemäß Gleichung (3.8) wider und hat einen geringeren Ablöswinkel der Spritzer zur Folge, siehe Bild 5.33. Aufgrund des Ausgleichsmechanismus zwischen der Kapillarfrontneigung  $\alpha$  und der in Abhängigkeit der Fokusslage einfallenden Intensität bleibt der dynamische Druck des abströmenden Metaldampfes bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit unverändert.

Nachdem der Zusammenhang zwischen der Fokusslage und Ablöswinkel der Spritzer bei variierenden Prozessparametern ausführlich diskutiert ist, wird im Folgenden die Bedeutung des abströmenden Metaldampfes für die Schmelzbaddynamik und die damit verbundene Spritzerentstehung gezeigt. Mit Hilfe der Momentaufnahmen der Wechselwirkungszone in Bild 5.34 lässt sich der Antriebsmechanismus für die Spritzerentstehung an der Kapillarrückwand bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Fokusslage beschreiben:

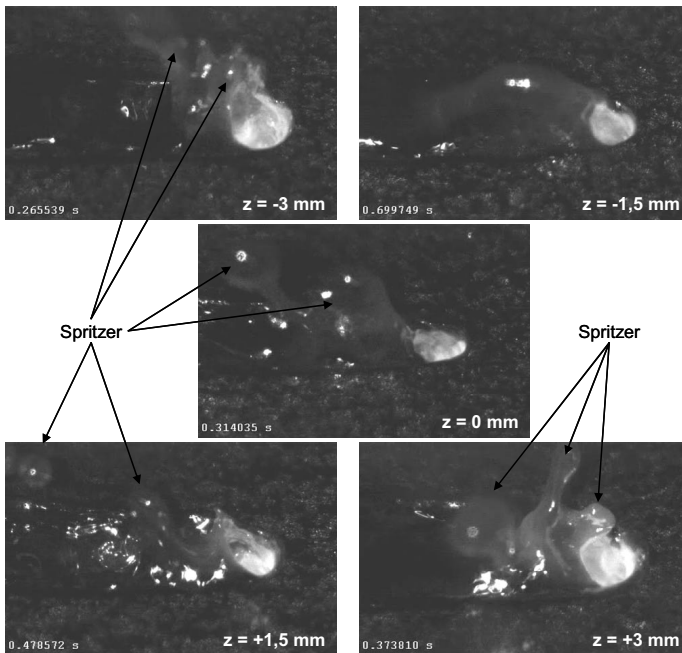
### ***Fokusnulllage ( $z = 0 \text{ mm}$ )***

Bei der Fokusslage  $z = 0 \text{ mm}$  zeigt sich bei einer Vorschubgeschwindigkeit von  $v = 7 \text{ m/min}$ , dass die Kapillarrückwand durch den abströmenden Metaldampf nach hinten gedrückt wird und eine große Schmelzbadwelle zur Folge hat (vgl. Kapitel

5.2.2 Bild 5.14). Ausgelöst durch den abströmenden Metalldampf findet die Spritzerablösung am oberen Rand der vor und zurück oszillierenden Schmelzbadwelle statt. Diese wird in periodischen Abständen nach hinten ausgeworfen und resultiert im beobachteten Ablöswinkel der Spritzer.

### **Positive Fokusslage ( $z > 0$ mm)**

Mit zunehmend positiver Fokusslage nimmt die Einschweißtiefe ab und damit einhergehend die Kapillarneigung zu. Gleichzeitig nehmen auch die Kapillaröffnung und die gesamte Breite des Schmelzbades zu. Der senkrecht von der Kapillarfront abströmende Metalldampfjet übt eine dem dynamischen Druck entsprechende Kraft auf die „breitere“ Kapillarrückwand aus und bläst diese im Vergleich zu  $z = 0$  mm stärker an. Dementsprechend nehmen die Oszillationen auf dem angrenzenden Schmelzbad deutlich zu und damit einhergehend die Spritzerablösung an der Kapillarrückwand, vgl. Bild 5.34.



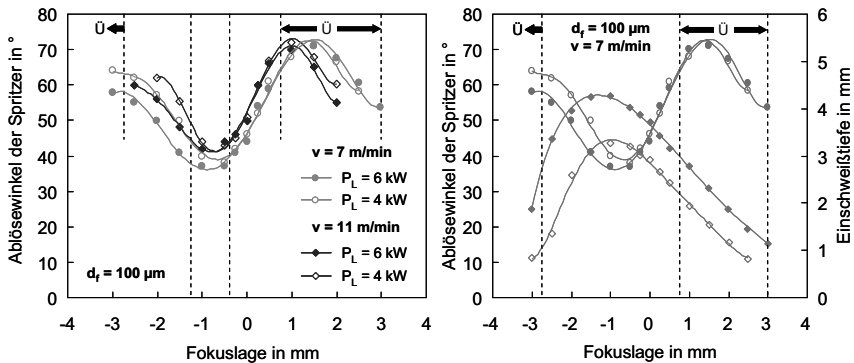
**Bild 5.34:** Momentaufnahmen der Wechselwirkungszone anhand der Hochgeschwindigkeitskamera in Abhängigkeit der Fokusslage ( $P_L = 6$  kW  $d_f = 200$   $\mu$ m und  $v = 7$  m/min). Bei  $z = -1,5$  mm zeichnet sich ein stabiles Prozessverhalten ab.

**Negative Fokusslage ( $z < 0$  mm)**

Liegt der Fokus unter der Werkstückoberfläche, nimmt die Einschweißtiefe bis zur Fokusslage  $z \approx -1,5$  mm zu und dementsprechend die Neigung der Kapillare bezüglich der Fokusnulllage ab. Dabei ist eine nahezu runde Kapillareintrittsöffnung zu beobachten, an deren Rückseite sich die an der Kapillarrückwand nach oben beförderte Schmelze aufrührt. Jedoch wird die Schmelze nicht nach hinten ausgeworfen, sondern fließt vielmehr in das angrenzende Schmelzbad zurück. Es ist nicht auszuschließen, dass die Dampfkapillare nach wie vor leichten Fluktuationen unterliegt. Diese übertragen sich auf die an der Kapillarrückwand nach oben fließende Schmelze, weshalb eine Spritzerablösung an deren Oberseite nicht gänzlich vermeidbar ist. Weiterhin sind kleine Schmelzanhäufungen um die gesamte Eintrittsöffnung zu beobachten, welche in einer willkürlichen Spritzerablösung resultieren (vgl. Bild 5.13). Allerdings ist ihr Auftreten im Vergleich zu geringen Vorschubgeschwindigkeiten bei senkrechtem Strahleinfall eher zu vernachlässigen, siehe Bild 5.31. Wird die Fokusslage weiter in negativer Richtung verschoben, nimmt die Einschweißtiefe kontinuierlich ab und die Neigung der Kapillare zu. Die Folge ist, dass sich die Schmelzbadwelle an der Kapillarrückwand erneut aufbaut ( $z < -1,5$  mm) und ein vergleichbares Verhalten zur positiven Fokusslage zeigt. Damit wird die Stabilität der Kapillarrückwand herabgesetzt, weshalb die Oszillationen der Schmelze und damit die Spritzerablösung wiederum zunehmen.

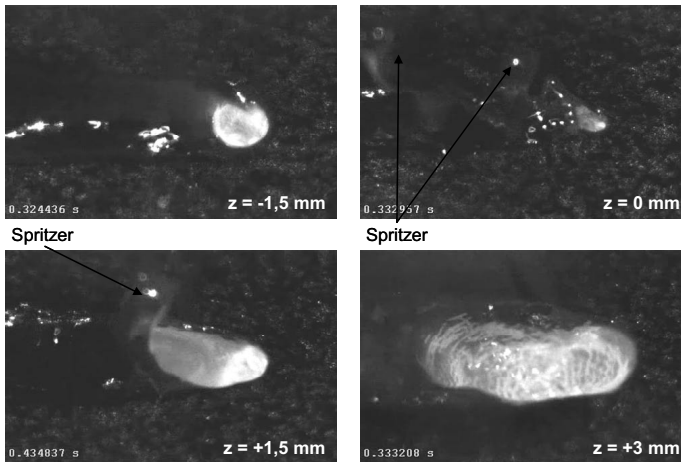
Wird der Fokussdurchmesser auf  $d_f = 100$   $\mu\text{m}$  reduziert, beträgt die Rayleighlänge bei der gewählten Fokussierung lediglich  $z_{Rf} = 0,25$  mm. Die damit größere Divergenz des fokussierten Laserstrahls hat neben dem bereits diskutierten größeren Ablöswinkel der Spritzer bei senkrechtem Strahleinfall und  $z = 0$  mm (vgl. Bild 5.30) weitere prozessbedingte Auswirkungen. Da der Divergenzwinkel maßgeblich den Verlauf der Isophoten beeinflusst, bestimmt dieser bei  $d_f \leq 200$   $\mu\text{m}$  die Nahtausbildung und resultiert in einer reduzierten Einschweißtiefe. Bei einer Variation der Fokusslage mit variierender Laserleistung und Vorschubgeschwindigkeit lässt sich das in Bild 5.32 gezeigte Verhalten der Spritzerablösung auf den Fokussdurchmesser  $d_f = 100$   $\mu\text{m}$  übertragen, siehe Bild 5.35. Demnach nimmt mit steigender Laserleistung (ausgefüllte Datenpunkte) der Ablöswinkel der Spritzer tendenziell ab. Gleichzeitig führt eine Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit wiederum zu dessen Zunahme, unabhängig von der gewählten Fokusslage. Dabei wird der Bereich eines gleichbleibenden Ablöswinkels im Vergleich zu  $d_f = 200$   $\mu\text{m}$  aufgrund der großen Strahldivergenz nahezu halbiert. Zudem zeigt sich mit zunehmender Defokussierung ein abweichendes Verhalten vom parabelförmigen Verlauf. Aufgrund des großen Divergenzwinkels nimmt der Strahlradius auf

der Werkstückoberfläche  $w(z)$  derart zu und damit einhergehend der Strahlparameterquotient ( $P_L/w(z)$ ) ab, dass in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit bereits bei einer Fokuslage von ungefähr  $z = +1,5$  mm bzw.  $z = -2,25$  mm der Übergangsbereich  $\ddot{U}$  erreicht wird. In diesem Bereich ist die Einschweißtiefe so weit zurück gegangen, dass damit einhergehend der Ablösewinkel der Spritzer ebenfalls zurückgeht. Damit wird die Symmetrie zwischen der Einschweißtiefe und dem Ablösewinkel der Spritzer gebrochen, weshalb diese ausschließlich im Tiefschweißbereich oberhalb des Übergangsbereichs gültig ist (ohne Abbildung).



**Bild 5.35:** Ablösewinkel der Spritzer (links) mit überlagerter Einschweißtiefe (rechts) als Funktion von Fokuslage, Vorschubgeschwindigkeit und Laserleistung für  $d_f = 100 \mu\text{m}$ . Ein Abknicken der Kurve bei  $z < -2,5$  mm bzw.  $z > 1$  mm kennzeichnet den Übergangsbereich  $\ddot{U}$ .

Grundsätzlich zeigt Bild 5.35 im Tiefschweißbereich ein analoges Verhalten für die Einschweißtiefe und den dazugehörigen Ablösewinkel der Spritzer zu den größeren Fokusdurchmessern  $d_f \geq 200 \mu\text{m}$  (vgl. Bild 5.33). Demnach lässt sich die Einschweißtiefe mit einer negativen Fokuslage bezüglich der Fokusnulllage steigern und damit die Anzahl der Spritzer sowie deren Ablösewinkel auf ein Minimum reduzieren. Letztlich hängt die Wirkung des Antriebsmechanismus für die Spritzerablösung im Wesentlichen von der Neigung der Kapillarfront ab. Diese lässt sich näherungsweise mit Hilfe des Strahldurchmessers auf der Werkstückoberseite und maßgeblich anhand der Einschweißtiefe bestimmen. Dementsprechend spiegelt eine große Einschweißtiefe eine geringe Kapillarneigung wider und hat einen geringeren Ablösewinkel der Spritzer zur Folge. Inwieweit das Erreichen des Übergangsbereiches den Antriebsmechanismus für die Spritzerentstehung an der Kapillarrückwand bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit und variierender Fokuslage beeinflusst, wird im Folgenden mit Hilfe der Momentaufnahmen der Wechselwirkungszone in Bild 5.36 beschrieben.



**Bild 5.36:** Momentaufnahmen der Wechselwirkungszone der Fokusslage ( $P_L = 6 \text{ kW}$ ,  $d_f = 100 \text{ }\mu\text{m}$  und  $v = 7 \text{ m/min}$ ). Während sich bei  $z = -1,5 \text{ mm}$  ein stabiles Prozessverhalten abzeichnet, wird ab  $z \geq +1,5 \text{ mm}$  der Übergangsbereich  $\ddot{U}$  erreicht.

Ausgehend von der Fokusslage  $z = 0 \text{ mm}$  zeigt sich bei einer Vorschubgeschwindigkeit von  $v = 7 \text{ m/min}$  unabhängig von der Größe der Kapillareintrittsöffnung der Aufbau der oszillierenden Schmelzbadwelle (siehe auch Bild 5.14). Unterstützt durch den Metaldampfjet findet in periodischen Abständen an deren oberem Rand die gerichtete Spritzerablösung statt (vgl. Bild 5.34). Wird die Fokus unter die Werkstückoberfläche gelegt ( $z = -1,5 \text{ mm}$ ), nimmt die Einschweißtiefe aufgrund der geringeren Kapillareinigung zu. Dabei ist eine runde Kapillareintrittsöffnung zu beobachten, an deren Rückwand im Vergleich zu  $z = 0 \text{ mm}$  fast keine Spritzerablösung stattfindet. Vielmehr türmt sich die Schmelze, die angetrieben durch die Reibungskraft zwischen Metaldampf und Schmelze im Kapillarinernen nach oben befördert wird, hinter der Kapillarrückwand auf und fließt in das angrenzende Schmelzbad zurück. Dennoch können kapillarinterne Fluktuation nicht vollständig unterbunden werden, die sich auf den Schmelzfluss an der Kapillarrückwand übertragen und eine Spritzerablösung zur Folge haben. Sowohl eine weitere Verschiebung der Fokusslage in negativer Richtung als auch in positiver Richtung bezüglich der Fokusslage  $z = 0 \text{ mm}$  führen zu einer Abnahme der Einschweißtiefe, siehe Bild 5.35. Gleichzeitig werden die Kapillaröffnung und damit das Schmelzbad und breiter. Mit zunehmender Kapillareinigung nimmt die Impulswirkung des abströmenden Metaldampfjets auf die Phasengrenze an der Kapillarrückwand zu, wodurch die Fluktuationen der Dampfkapillare und damit die durch das oszillierende Schmelzbad ausgeworfenen Spritzer ansteigen. Dieser Zusammenhang

setzt sich bis zum Erreichen des Übergangsbereiches fort, bei dem einerseits die Tiefe der Dampfkapillare bezüglich jener bei  $z \approx -1,5$  mm drastisch abgenommen und andererseits an Breite gewonnen hat, dass sich die Kapillarneigung auf  $\alpha > 45^\circ$  abschätzen lässt. Der abströmende Metaldampf verlässt dabei unbehindert die langgezogene Kapillarrücköffnung, weshalb der Ablöswinkel der Spritzer wiederum abnimmt. Infolge einer weiteren Defokussierung bildet sich beim Wärmeleitungsschweißen keine Dampfkapillare mehr aus, weshalb keine Spritzerablösung stattfinden kann (ohne Abbildung).



## 6 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, einen Beitrag zum Prozessverständnis beim Laserstrahlschweißen mit besonders kleinen Fokusdurchmessern zu schaffen, um bestehende Prozessgrenzen zu erweitern bzw. neue Anwendungsgebiete zu erschließen. Dazu ist es unabdingbar eine ganzheitliche Betrachtung des Laserschweißprozesses von der Kapillarausbildung bis zur Schmelzbaddynamik und der damit verbundenen Prozessstabilität darzustellen. In Abhängigkeit der wesentlichen Parameter lassen sich daraus Strategien ableiten, die ein effizientes Schweißen bei gleichzeitig verbesserter Schweißnahtqualität ermöglichen.

Mit der Charakterisierung der Kapillargeometrie, die sich maßgeblich in Abhängigkeit der Prozessparameter unterscheidet, wurde ein wichtiger Schritt zum grundlegenden Verständnis des Laserschweißprozesses gemacht. Es konnte gezeigt werden, dass die Neigung der sich ausbildenden Kapillarfront der monotonen Funktion Vorschubgeschwindigkeit je eingebrachter Intensität folgt. Demnach wird die Kapillarneigung größer, wenn die Vorschubgeschwindigkeit bzw. der Fokusdurchmesser zunimmt und/oder die Laserleistung abnimmt. Aufgrund des Ausgleichsmechanismus zwischen der Kapillarneigung und der einfallenden Intensität, ist der senkrecht auf die geneigte Kapillarfront treffende Intensitätsanteil unabhängig von den intensitätsbestimmenden Parametern bzw. der Fokussierbarkeit der verwendeten Laserstrahlquelle und wird einzig von der Vorschubgeschwindigkeit bestimmt. Ist folglich die Vorschubgeschwindigkeit konstant, nimmt die Neigung der Kapillare mit zunehmender Intensität ab, weshalb eine gute Fokussierbarkeit beim Tiefschweißen von großer Bedeutung ist. Vor diesem Hintergrund sind der induzierte Verdampfungsprozess und der dementprechende dynamische Druck des abströmenden Metaldampfes ebenfalls konstant.

Die gute Fokussierbarkeit der diodengepumpten Festkörperlaser ermöglicht mit konventionellen Bearbeitungsoptiken einen kleinsten Fokusdurchmesser von  $75\text{ }\mu\text{m}$  mit dem heutigen Scheibenlaser, respektive  $50\text{ }\mu\text{m}$  mit dem Faserlaser. Richtet sich die Kapillarfront mit kleiner werdendem Fokusdurchmesser bei sonst gleichen Prozessparametern auf, wird damit einhergehend die Einschweißtiefe sukzessive gesteigert. Dabei hat sich gezeigt, dass eine fortwährende Reduktion des Fokusdurchmessers zu einer Abnahme der Einschweißtiefe führt. Es konnte nachgewiesen werden, dass selbst

bei sehr hohen Leistungsdichten keine Plasmaabschirmung in der Wechselwirkungszone vorliegt. Aus prozesstechnischer Sicht ist daher kein Schutzgas erforderlich, sofern eine Oxidation der Schweißnaht akzeptiert werden kann. Vielmehr verändert sich mit der Wahl des Fokusedurchmessers die Geometrie der sich ausbildenden Nahtform, gleichwohl die aufgeschmolzene Nahtquerschnittsfläche konstant bleibt.

Als Ursache für die erneute Abnahme der Einschweißtiefe konnte gezeigt werden, dass im Bereich von Fokusedurchmessern kleiner  $200\text{ }\mu\text{m}$  der Divergenzwinkel des fokussierten Laserstrahls zusätzlich einen limitierenden Faktor darstellt. Nimmt bei starker Fokussierung auf besonders kleine Fokusedurchmesser die Divergenz des fokussierten Laserstrahls deutlich zu, bestimmt diese maßgeblich den radialen Verlauf der Isophoten. Insbesondere bei Stahlwerkstoffen nähern sich die Form der Dampfkapillare sowie die Begrenzung des Schmelzbades dem Verlauf der Isophoten an. Aluminium zeigt prinzipiell das gleiche Verhalten, aber aufgrund der unterschiedlichen Werkstoffeigenschaften ergeben sich andere Nahtformen.

Daraus lässt sich das Potenzial einer guten Fokussierbarkeit zur Erweiterung der Prozessgrenzen bei Fokusedurchmessern unterhalb von  $200\text{ }\mu\text{m}$  ableiten. Es wurde gezeigt, dass der Divergenzwinkel eine wesentliche Rolle im Bezug auf die Leistungsdichteverteilung entlang der Strahlpropagationsrichtung spielt. Die Abnahme der Einschweißtiefe kann demnach infolge der Verringerung des Divergenzwinkels – also der Steigerung der Fokussierbarkeit – aufgehoben werden.

Einen neuen Freiheitsgrad bei der Prozessgestaltung ermöglicht neben der generellen Verbesserung der Fokussierbarkeit die Steigerung der Laserleistung bei gleichzeitigem Erhalt bester Fokussierbarkeit. Umgesetzt werden kann diese Leistungssteigerung in einer erhöhten Einschweißtiefe und Vorschubgeschwindigkeit. Unter der Voraussetzung, dass der Schweißprozess nicht im Übergangsbereich stattfindet, lässt sich die Vorschubgeschwindigkeit für die untersuchten Materialien bei gleicher Einschweißtiefe verdoppeln. Gleichmaßen wirkt sich eine Leistungssteigerung auf die resultierende Nahtbreite aus, weshalb sich bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit durch die Verdopplung der Laserleistung die doppelte Querschnittsfläche aufschmelzen lässt. Das bedeutet, dass die Nahtquerschnittsfläche im Wesentlichen mit der Streckenenergie skaliert, welche das erzeugte Schmelzvolumen bestimmt.

Die Kombination von einer verbesserten Fokussierbarkeit und einer Steigerung der Laserleistung wirkt sich überdies positiv auf eine Variation der Fokuslage aus. Es wurde gezeigt, dass die Einschweißtiefe bei einer negativen Fokuslage annähernd gleich bleibt oder sogar um bis ca. 30% gesteigert werden kann. Die Verbesserung der

Fokussierbarkeit wirkt sich auch hier vor allem dann positiv aus, wenn der Divergenzwinkel weiter reduziert wird und den Bereich einer unveränderlichen Einschweißtiefe erweitert. Eine gleichzeitige Erhöhung der Laserleistung führt bei einer negativen Fokuslage neben einer Verschiebung der maximalen Einschweißtiefe zu einer deutlichen Aufweitung des Prozessfensters. Somit kann der Arbeitsbereich, in dem sich Ungenauigkeiten der Handhabungstechnik weniger stark auswirken und die Einschweißtiefe nicht maßgeblich reduziert wird, um einen Faktor von ungefähr drei für den jeweiligen Fokusbereich infolge einer Leistungsverdopplung vergrößert werden.

Die Vorteile der besseren Fokussierbarkeit sowie die Gültigkeit von Skalierungsgesetzen sind eng mit den Prozessformen des Laserstrahlschweißens verbunden. Der Übergang von der einen Prozessform zur anderen wird als Schwelle bezeichnet, welche sich mit kleiner werdendem Fokusbereich in Richtung geringerer Laserleistungen verschiebt. Beim Schweißen von Aluminiumlegierungen steigt beim Überschreiten der Schwelle die Einschweißtiefe aufgrund der Kapillarausbildung sprunghaft an, wodurch der Tiefschweißprozess charakterisiert wird. Stahlwerkstoffe verhalten sich im Wesentlichen wie Aluminiumlegierungen, jedoch ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Werkstoffeigenschaften etwas andere Verhältnisse. Demnach liegt die Schwelle für den Tiefschweißprozess bei einem kleineren Strahlparameterquotienten als bei der Aluminiumlegierung. Die Ausbildung der Dampfkapillare erfolgt bereits bei einem kleinen Aspektverhältnis, weshalb der Einkoppelgrad bzw. das spezifische Schmelzvolumen vergleichsweise gering sind. Mit steigendem Aspektverhältnis nimmt der Einkoppelgrad zunächst stark zu, was sich direkt auf das spezifische Schmelzvolumen auswirkt, bevor er schlussendlich in eine Sättigung übergeht. Der Bereich des Tiefschweißprozesses mit einem vergleichsweise geringen Einkoppelgrad wird als Übergangsbereich bezeichnet. Für einen sicheren und effizienten Tiefschweißprozess sollte demzufolge nicht nur die Schwelle sondern auch der Übergangsbereich überschritten werden. Für eine fundierte Aussage hierzu eignen sich am besten das spezifische Schmelzvolumen bzw. der Prozesswirkungsgrad.

Ein weiterer Schwerpunkt der Arbeit wurde auf die Stabilisierung des Schweißprozesses gelegt. Trotz langjähriger Forschung konnte das Auftreten von Prozesssporen in Aluminiumwerkstoffen bzw. Schmelzbadauswürfe beim Lasertiefschweißprozess von Stahlwerkstoffen nicht vollständig vermieden werden. Ausgehend von dieser Problemstellung wurden die jeweiligen Entstehungsmechanismen der material- und laserspezifischen Nahtfehler einerseits mit anschließenden Röntgenaufnahmen andererseits mit zeitlich hochauflösenden Highspeed-Kameras visualisiert. Aufbauend auf diesen Beob-

bachtungen wurden Modellvorstellungen entwickelt, wonach sich die Entstehungsmechanismen der unterschiedlichen Nahtfehler beschreiben lassen.

Prozessporen sind typische Nahtimperfectionen für das Laserstrahlschweißen von Aluminium und dessen Legierungen. Als deren Entstehungsursachen können alle Effekte gesehen werden, welche die Stabilität der Kapillarrückwand herabsetzen und das Abschnüren der Kapillare durch das Eindringen von Schmelze hervorrufen bzw. erleichtern. In erster Linie sind dabei die Oberflächenspannung, die Viskosität der Schmelze, die Größe des angrenzenden Schmelzbades sowie die Geometrie der Dampfkapillare zu nennen. Mit Hilfe der besseren Fokussierbarkeit konnte eine Lösung der Problemstellung herbeigeführt werden. Es wurde gezeigt, dass eine Verringerung des Divergenzwinkels bei gleichbleibendem Fokusedurchmessern ( $d_f = 200 \mu\text{m}$  bzw.  $100 \mu\text{m}$ ) zu einem verbesserten Abströmverhalten des Metaldampfes und damit zu einer stabileren Kapillarrückwand aufgrund der reduzierten lokalen Kapillareinschnürung an der Werkstückoberfläche führt. Eine signifikante Abnahme der Prozessporen ist die Folge. Gleichmaßen nimmt zum Erzielen einer konstanten Einschweißtiefe infolge einer Fokusedurchmesserreduktion die Vorschubgeschwindigkeit zu. Wichtig ist dabei die Erkenntnis, dass mit höherer Fokussierbarkeit bzw. Laserleistung sowie einer negativen Fokusslage das Schmelzvolumen abnimmt, was eine weniger turbulente Schmelzbadbewegung zur Folge hat. Letztlich resultiert dies in einer stabileren Kapillarrückwand und spiegelt sich in einer deutlichen Prozessporenabnahme wider.

Schmelzbadauswürfe beim Schweißen von Stahlwerkstoffen resultieren in einem unregelmäßigen Nahterscheinungsbild. In Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit lassen sich die unterschiedlichen Ausprägungen des Antriebsmechanismus für die Spritzerentstehung identifizieren, allerdings findet oberhalb einer Vorschubgeschwindigkeit von  $5 \text{ m/min}$  die Spritzerablösung ausschließlich an der Kapillarrückwand statt. Es wurde gezeigt, dass analog zur Kapillareigung der maximale Ablösewinkel der Spritzer mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit zunimmt bzw. eine Steigerung der Intensität dem entgegenwirkt. Allerdings ist der Ablösewinkel der Spritzer deutlich größer als die gemessene Kapillareigung. Die entwickelten Modellvorstellungen zeigen, dass sich die Spritzerentstehung nicht einzig durch die Abdampfrichtung beschreiben lässt. Vielmehr spielt auch die Reibung zwischen dem abströmenden Metaldampf und dem angrenzenden Schmelzbad an der Kapillarrückwand eine essentielle Rolle. Der resultierende Impuls schiebt die kapillarnähe Schmelze nach oben und wird durch den überlagerten Dampfjet als Spritzer ausgeworfen.

Mit diesen Beobachtungen wurde gezeigt, dass insbesondere mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit die Kapillarneigung sowie der dynamische Druck des abströmenden Metaldampfes zunehmen und damit die Stabilität der Kapillarrückwand herabsetzen. Es ist deshalb notwendig die Schmelzbaddynamik an der Kapillarrückwand zu kontrollieren, da die Spritzerablösung ausschließlich an dieser Stelle stattfindet. Eine Lösung der Problemstellung, die Kapillarneigung bei sonst konstanten Prozessparametern zu reduzieren, lässt sich mit Hilfe einer stechenden Strahlanstellung ohne Einbußen in der Nahtausbildung erreichen. Ausgehend vom senkrechten Strahleinfall wird der Ablösewinkel der Spritzer gleichermaßen reduziert, bis deren Minimum bei senkrechter Kapillarfront herbeigeführt wird. Allerdings sind der zunehmenden Stabilität an der Kapillarrückwand infolge der stechenden Einstrahlrichtung fluiddynamische Grenzen gesetzt. Bildet sich demnach die Kapillarfront nach vorne aus, schiebt der ins Kapillarinne gerichtete Dampfjet die gesamte Schmelze an der Kapillarrückwand nach oben und türmt sich zu periodisch auftretenden „Humps“ auf. Weiterführende Untersuchungen haben ergeben, dass sich neben einer höheren Fokussierbarkeit bzw. Laserleistung sowie einer stechenden Optikausrichtung die Kapillarfront und damit der Ablösewinkel der Spritzer mit einer negativen Fokuslage reduzieren lassen.

Die Zielsetzungen der Arbeit konnten somit erfüllt und zu einem besseren Prozessverständnis beim Laserstrahlschweißen mit besonders kleinen Fokusdurchmessern beitragen. Die umfangreichen Untersuchungen haben die sehr vielfältigen Vorteile deutlich gemacht, die durch den Einsatz höherer Fokussierbarkeit entstehen. Zudem haben sich Synergieeffekte zwischen höherer Laserleistung sowie besserer Fokussierbarkeit und erhöhter Schweißnahtqualität eingestellt, welche ein effizientes Laserstrahlschweißen ermöglichen. Der Vergleich mit anderen Laserstrahlquellen ermöglicht darüber hinaus dem Anwender eine Abwägung der Vor- und Nachteile der einzelnen Verfahrensvarianten und erleichtert damit die Entscheidung für einen sinnvollen und in der Gesamtheit wirtschaftlichen Einsatz des Werkzeugs Laser.



## 7 Literaturverzeichnis

- [1] N.N.: *DIN 1910-1: Schweißen – Begriffe, Einleitung der Schweißverfahren*. Berlin: Beuth Verlag, 1997.
- [2] BEHNISCH (HRSG.): *Kompendium der Schweißtechnik – Band 1: Verfahren der Schweißtechnik*. Düsseldorf: VDS-Verlag, 1997 (Fachbuchreihe Schweißtechnik Bd. 128/1).
- [3] N.N.: *DIN 1910-2: Schweißen – Schweißen von Metallen – Verfahren*. Berlin: Beuth Verlag, 1997.
- [4] HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeug Laser: Eine Einführung*. Stuttgart: Teubner, 1992 (Teubner Studienbücher Maschinenbau).
- [5] MASCHEDI, D.: *Optik, Licht und Laser*. Bonn: Teubner, 2005 (Teubner Studienbücher Physik).
- [6] DAUSINGER, F.; GREF, W.: *Braucht man zum Schweißen starke Fokussierbarkeit?* In: Tagungsband der Stuttgarter Lasertage (SLT), Stuttgart, 2001, S. 22.
- [7] SCHINZEL, C. M.: *Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Automobilbau*. München: Herbert Utz Verlag Wissenschaft, 2002. Universität Stuttgart, Maschinenbau, Dissertation, 2002 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [8] BECK, M.: *Modellierung des Lasertiefschweißens*. Stuttgart: B. G. Teubner-Verlag, 1996. Universität Stuttgart, Maschinenbau, Dissertation, 1996 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [9] MATSUNAWA, A.; KIM, J. D.; SETO, N.; MIZUTANI, M.; KATAYAMA, S.: *Dynamics of keyhole and molten pool in laser welding*. In: Journal of Laser Applications **10** (1998) S. 247-254.

- [10] DAUSINGER, F.; BECK, M.; RUDLAFF, T.; WAHL, T.: *On coupling Mechanism in Laser Processes*. In: Hgel, H. (Hrsg.): Proceedings of the 5<sup>th</sup> International Conference Lasers in Manufacturing (LIM), Stuttgart, 1988, S. 177-185.
- [11] FABBRO, R.; CHOUF, K.: *Dynamical description of the keyhole in deep penetration laser welding*. In: Journal of Laser Applications **12** (2000) S. 142-148.
- [12] MATSUNAWA, A.; SEMAK, V. V.: *The simulation of front keyhole wall dynamics during laser welding*. In: Journal of Physics D: Applied Physics **30** (1997) S. 798-809.
- [13] SEMAK, V. V.; BRAGG, W. D.; DAMKROGER, B.; KEMPKA, S.: *Transient model for the keyhole during laser welding*. In: Journal of Physics D: Applied Physics **32** (1999) S. L61-L64.
- [14] SEMAK, V. V.; HOPKINS, J. A.; MCCAY, M. H.; MCCAY, T. D.: *A concept for a hydrodynamic model of keyhole formation and support during laser welding*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), Orlando, 1994, S. 641-650.
- [15] SEMAK, V. V.; MATSUNAWA, A.: *The role of recoil pressure in energy balance during materials processing*. In: Journal of Physics D: Applied Physics **30** (1997) S. 2541-2552.
- [16] FABBRO, R.; SLIMANI, S.; COSTE, F.; BRIAND, F.: *Study of keyhole behavior for full penetration Nd-Yag CW laser welding*. In: Journal of Physics D: Applied Physics **38** (2005) S. 1881-1887.
- [17] WEBERPALS, J.; DAUSINGER, F.: *Fundamental Understanding of Spatter Behavior at Laser Welding of Steel*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), Temecula, 2008, S. 364-373.
- [18] FABBRO, R.; SLIMANI, S.; COSTE, F.; BRIAND, F.; DLUBAK, B.; LOISEL, G.: *Analysis of basic processes inside the keyhole during deep penetration Nd-YAG laser welding*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), Scottsdale, 2006, S. 1-7.

- [19] WEBERPALS, J.; RUß, A.; DAUSINGER, F.; HÜGEL, H.: *Influence of the focus diameter in laser welding with the thin disk laser*. In: Proceedings of Lasers in Manufacturing (LIM), München, 2005, S. 39-42.
- [20] MATSUNAWA, A.; KIM, J.-D.; KATAYAMA, S.: *Spectroscopic studies on laser induced plume of aluminium alloys*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), San Diego, 1995, S. 179.
- [21] SCHELLHORN, M.: *CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen*. München: Herbert Utz Verlag Wissenschaft, 2000. Universität Stuttgart, Maschinenbau, Dissertation, 2000 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [22] DUMORD, E.; JOUVARD, J.-M.; GREVEY, D.: *Modelling of high power cw Nd:YAG laser welding*. In: Farrukh, U. O.; Basu, S. (Hrsg.): Proceedings of the Conference on Modeling and Simulation of Higher-Power Laser Systems IV, San Jose, 1997. Bellingham (WA): SPIE, 1997, S. 236 (Proc. SPIE Vol. 2989).
- [23] HÜGEL, H.; DAUSINGER, F.; BERGER, P.: *Modelling of physical mechanisms in laser keyhole welding*. In: Proceedings of the 3rd International Conference on Computational Modeling and Simulation of Materials (CIMTEC), Acireale (CT) Sicily, Italy, 2004.
- [24] METZBOWER, E. A.: *Absorption in the Keyhole*. In: Fabbro, R.; Kar, A.; Matsunawa, A. (Hrsg.): Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), San Diego, 1997, S. G-16.
- [25] WEBERPALS, J.-P.: *Einfluss des Fokussdurchmessers beim Schweißen mit dem Scheibenlaser*. Diplomarbeit, Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, IFSW 04-13, 2004.
- [26] KILLING, R.: *Angewandte Schweißmetallurgie: Anleitung für die Praxis*. Düsseldorf: DVS-Verlag, 1996 (Fachbuchreihe Schweißtechnik, Bd. 113).
- [27] BARGEL, H. J.; SCHULZE, G. (HRSG.): *Werkstoffkunde*. Berlin: Springer, 2003.
- [28] IFFLÄNDER, R.: *Festkörperlaser zur Materialbearbeitung*. Berlin: Springer, 1990.

- [29] BAHNMÜLLER, J.: *Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur Qualitätssteigerung beim Laserbohren*. München: Herbert Utz Verlag Wissenschaft, 2000. Universität Stuttgart, Maschinenbau, Dissertation, 2000 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [30] DAUSINGER, F.: *Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozesseffektivität*. Stuttgart: B. G. Teubner-Verlag, 1995. Universität Stuttgart, Maschinenbau, Habilitationsschrift, 1995 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [31] BANAS, C.: *High power laser welding*. In: Belforte, D.; Levitt, M. (Hrsg.): *The Industrial Laser Annual Handbook*, 1986 Edition. PennWell Publishing Company, Tulsa, 1986.
- [32] GOUFFE, A.: *Rev. Optique* **24** (1945) S. 1.
- [33] SWIFT-HOOK, D. T.; GICK, A. E. F.: *Penetration welding with lasers*. *Welding Research Supplement* **493-s** (1973) S. 492.
- [34] WEBERPALS, J.; DAUSINGER, F.; GÖBEL, G.; BRENNER, B.: *Role of strong focusability on the welding process*. In: *Journal of Laser Applications* **19** (2007) S. 252.
- [35] REAM, S. L.; BACHHOLZKY, E. J.: *Analyzing Laser Butt Welding Efficiency*. In: Geiger, M. (Hrsg.): *Proceedings of the 12<sup>th</sup> International Congress (LASER)*, München, 1995, S. 247s-256s.
- [36] RAPP, J.: *Laserschweißbeignung von Aluminiumwerkstoffen*. Stuttgart: B. G. Teubner-Verlag, 1996. Universität Stuttgart, Maschinenbau, Dissertation, 1996 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [37] HOHENBERGER, B.: *Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokustechnik – Steigerung von Prozessstabilität, Flexibilität und verfügbarer Strahlleistung*. München: Herbert Utz Verlag Wissenschaft, 2003. Universität Stuttgart, Maschinenbau, Dissertation, 2003 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).

- [38] MATSUNAWA, A.; SETO, N.; KIM, J. D.; MIZUTANI, M.; KATAYAMA, S.: *Dynamics of keyhole and molten pool in higher CO<sub>2</sub> laser welding*. In: Proceedings of SPIE. Osaka, Japan: SPIE, 1999 (High-Power Lasers in Manufacturing, Bd. 3888).
- [39] TSUKAMOTO, S.; KAWAGUCHI, I.; ARKANE, G.: *Suppression of welding defects in deep penetration CO<sub>2</sub> laser welding*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), 2000, Dearborn, S. C-7.
- [40] KATAYAMA, S.; SETO, N.; KIM, J. D.; MATSUNAWA, A.: *Formation mechanism and reduction methods of porosity in laser welding of stainless steel*. In: Fabbro, R.; Kar, A.; Matsunawa, A. (Hrsg.): Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), San Diego, 1997, S. G-83.
- [41] MATSUNAWA, A.; KIM, J. D.; KATAYAMA, S.; SEMAK, V. V.: *Experimental and theoretical studies on keyhole dynamics in laser welding*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), Detroit, 1996, S. B-58.
- [42] KATAYAMA, S.; YAMAGUCHI, Y.; MIZUTANI, M.; MATSUNAWA, A.: *Evaluation of Mechanical Properties of Laser Welded Aluminium Alloy*. In: Fabbro, R.; Kar, A.; Matsunawa, A. (Hrsg.): Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), San Diego, 1997, S. G-93.
- [43] KATAYAMA, S.; KAWAHITO, K.; MIZUTANI, M.: *Plume behaviour and melt flows during laser and hybrid welding*. In: Proceedings of Lasers in Manufacturing (LIM), München, 2007, S. 265.
- [44] KATAYAMA, S.; KAWAHITO, Y.; MIZUTANI, M.: *Collaboration of physical and metallurgical viewpoints for understanding and process development of laser welding*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), Orlando, 2007, S. 360.
- [45] MATSUNAWA, A.; KIM, J. D.; KATAYAMA, S.: *Porosity formation in laser welding – mechanisms and suppression methods*. In: Fabbro, R.; Kar, A.; Matsunawa, A. (Hrsg.): Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), San Diego, 1997, S. G-73.

- [46] KATAYAMA, S.; SETO, N.; KIM, J. D.; MATSUNAWA, A.: *Formation mechanism and suppression procedure of porosity in laser welding of aluminium alloys*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), 1998, Orlando, S. C-24.
- [47] SETO, N.; KATAYAMA, S.; MATSUNAWA, A.: *High speed simultaneous observation of plasma and keyhole behaviour during high power CO<sub>2</sub> laser welding – Effect of shielding gas on porosity formation*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), 1999, San Diego, S. E-19.
- [48] DAUSINGER, F.; RAPP, J.; BECK, M.; FAIBT, F.; HACK, R.; HÜGEL, H.: *Welding of Aluminium: A Challenging Opportunity for Laser Technology*. In: Journal of Laser Applications **8** (1996) S. 285-290.
- [49] GREF, W.: *Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokuserixtechnik*. München: Herbert Utz Verlag Wissenschaft, 2004. Universität Stuttgart, Maschinenbau, Dissertation, 2004 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [50] HOHENBERGER, B.; FAIBT, F.: *Laserstrahlschweißen mit der Doppelfokustechnik – Grundlagen und industrielle Anwendung*. In: Tagungsband Fertigungstechnisches Kolloquium Stuttgart (FTK), Stuttgart, 2000. Berlin: Springer, 2000, S. 276.
- [51] DAUSINGER, F.; FAIBT, F.; GLUMANN, C.; HACK, R.; IFFLÄNDER, R.: *Effiziente Strahladdition zum Laserstrahlschweißen*. In: Laser und Optoelektronik **27** (4), 1995, S. 45.
- [52] DAUSINGER, F.; HACK, R.: *Multi-Beam technique to increase power, flexibility and quality*. In: Proceedings of the 6<sup>th</sup> European Conference on Laser Treatment of materials (ECLAT), Stuttgart, 1996, S. 19.
- [53] DAUSINGER, F.; RAPP, J.; HOHENBERGER, B.; HÜGEL, H.: *Laser beam welding of aluminium: state of the art and recent developments*. In: Proceedings of the International Body Engineering Conference on Advanced Technologies & Processes (IBEC), Stuttgart, 1997, S. 38.

- [54] HEIMERDINGER, C.: *Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen für die Luftfahrt*. München: Herbert Utz Verlag Wissenschaft, 2003. Universität Stuttgart, Maschinenbau, Dissertation, 2003 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [55] WEBERPALS, J.; DAUSINGER, F.: *Strong focusability – Advantages for welding quality*. In: Proceedings of Lasers in Manufacturing (LIM), 2007, Munich, S. 339-343.
- [56] FABBRO, R.; CHOUF, K.: *Keyhole behavior for deep penetration laser welding*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), 1999, San Diego, S. D-92.
- [57] KAPLAN, A.: *A model of deep penetration laser welding based on calculation of the keyhole profile*. In: Journal of Physics D: Applied Physics **27** (1994) S. 1805.
- [58] SEMAK, V. V.; WEST, J. C.; HOPKINS, J. A.; MCCAY, M. H.; MCCAY, T. D.: *Shape and position of keyhole during laser welding*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), 1995, Orlando, S. 544.
- [59] FABBRO, R.; SLIMANI, S.: *Melt pool dynamics during deep penetration CW Nd-Yag laser welding*. In: Proceedings of Lasers in Manufacturing (LIM), 2007, Munich, S. 259.
- [60] SCHUSTER, R.: *Melt bath shapes and keyhole vapour pressures*. In: Proceedings of 21<sup>st</sup> Meeting Mathematical Modelling of Material Processing with Lasers, 2008, Igls/Innsbruck.
- [61] FABBRO, R.; HAMADOU, M.; COSTE, F.: *Metallic vapor ejection effect on melt pool dynamics in deep penetration laser welding*. In: Journal of Laser Applications **16** (2004) S. 16.
- [62] GRIEBSCH, J.: *Grundlagenuntersuchungen zur Qualitätssicherung beim gepulsten Lasertiefschweißen*. Stuttgart: B. G. Teubner-Verlag, 1996. Universität Stuttgart, Maschinenbau, Dissertation, 1996 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).

- [63] WEBERPALS, J.; DAUSINGER, F.: *Influence of the inclination angle on spatter behavior at welding with lasers of strong focusability*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), 2007, Orlando, S. 858-865.
- [64] KLEMENS, P. G.: *Heat balance and flow conditions for electron and laser welding*. In: Journal of Applied Physics **47** (1976).
- [65] AMARA, E. H.; FABBRO, R.: *Modelling of gas jet effect on the melt pool movements during deep penetration laser welding*. In: Journal of Physics D: Applied Physics **41** (2008) 10pp.
- [66] KINOSHITA, K.; MIZUTANI, M.; KAWAHITO, Y.; KATAYAMA, S.: *Phenomena of welding with high-power fiber laser*. In: Proceedings of the Laser Materials Processing Conference (ICALEO), 2006, Scottsdale, S. 535-542.
- [67] BERGER, P.; GRIEBSCH, J.; BECK, M.; HÜGEL, H.: *Modellmäßige und experimentelle Erfassung von fluid- und gasdynamischen Prozessen beim gepulsten Lasertiefschweißen*. In: Geiger, M.; Hollmann, F. (Hrsg.): Strahl-Stoff-Wechselwirkung bei der Laserbearbeitung. Bamberg: Maisenbach Verlag, S. 15-21.

# Danksagung

Die vorliegende Dissertation ist das Ergebnis meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) der Universität Stuttgart. Mit der Fertigstellung dieser Arbeit ist es an der Zeit, nochmals denjenigen zu danken, die mich begleitet und unterstützt haben.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, ehemaliger Direktor des Instituts für Strahlwerkzeuge, möchte ich mich herzlich für die Übernahme des Hauptberichts bedanken. Durch ihn wurde bereits während meines Studiums meine Begeisterung für die wissenschaftliche Auseinandersetzung mit grundlegenden Fragen zur Lasertechnik geweckt. Seine immerwährende Diskussionsbereitschaft und stete Förderung haben sehr zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen.

Bei Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Friedrich Dausinger möchte ich mich besonders für zahlreiche anregende Diskussionen sowie die wissenschaftliche Betreuung bedanken.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. Reinhart Poprawe M. A. danke ich für die Übernahme des Mitberichts und das Interesse an meiner Arbeit.

Bedanken möchte ich mich bei allen Kollegen und Mitarbeitern des Instituts für Strahlwerkzeuge für die erfolgreiche Zusammenarbeit und die wohltuend freundliche Atmosphäre. Ebenso gilt mein Dank den Studenten, die im Rahmen ihrer Diplom- und Studienarbeiten einen wichtigen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben.

Meinen Eltern danke ich für ihre fortwährende, gleichermaßen moralische wie tatkräftige Unterstützung, wodurch sie die Grundlage für diese Arbeit geschaffen haben. Der größte Dank gilt meiner Frau Eva für ihre unermüdliche Unterstützung, ihre Liebe und Motivation. Ihr sei die vorliegende Arbeit von ganzem Herzen gewidmet.



# Laser in der Materialbearbeitung

## Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

### **Zoske, Uwe**

Modell zur rechnerischen Simulation von Laserresonatoren und Strahlführungssystemen  
1992, 186 Seiten, ISBN 3-519-06205-4

### **Goritz, Michael**

Adaptive Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen  
1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

### **Mohr, Ursula**

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO<sub>2</sub>-Laserschneiden von Metallen  
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

### **Rudlaff, Thomas**

Arbeiten zur Optimierung des Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen  
1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

### **Borik, Stefan**

Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern  
1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

### **Paul, Rüdiger**

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströmte CO<sub>2</sub>-Laser  
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

### **Wahl, Roland**

Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit Steuerung der Polarisationsrichtung  
1994, 150 Seiten, ISBN 3-519-06211-9

### **Frederking, Klaus-Dieter**

Laserlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter Lotdrahtzufuhr  
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

### **Grünewald, Karin M.**

Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströmten CO<sub>2</sub>-Lasern  
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

### **Shen, Jialin**

Optimierung von Verfahren der Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger Pulverzufuhr  
1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

### **Arnold, Johannes M.**

Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern  
1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

### **Holzwarth, Achim**

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in Excimerlasern  
1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

### **Dausinger, Friedrich**

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozeßeffektivität  
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

### **Meiners, Eckhard**

Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozeß  
1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

### **Beck, Markus**

Modellierung des Lasertiefschweißens  
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

### **Breining, Klaus**

Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaser  
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

### **Griebisch, Jürgen**

Grundlagenuntersuchungen zur Qualitätssicherung beim gepulsten Lasertiefschweißen  
1996, 133 Seiten, ISBN 3-519-06220-8

### **Kreputat, Walter**

Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser  
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06221-6

### **Xiao, Min**

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO<sub>2</sub>- und Nd:YAG-Lasern  
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

### **Glumann, Christiane**

Verbesserte Prozeßsicherheit und Qualität durch Strahlkombination beim Laserschweißen  
1996, 143 Seiten, ISBN 3-519-06224-0

### **Gross, Herbert**

Propagation höhermodiger Laserstrahlung und deren Wechselwirkung mit optischen Systemen  
1996, 191 Seiten, ISBN 3-519-06225-9

### **Rapp, Jürgen**

Laserschweißseignung von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Leichtbau  
1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

**Wittig, Klaus**

Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungslaserstrahlung  
1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-5

**Grünenwald, Bernd**

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaser  
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

**Lee, Jae-Hoon**

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung  
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

**Albinus, Uwe N. W.**

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren  
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

**Wiedmaier, Matthias**

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren  
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

**Bloehs, Wolfgang**

Laserstrahlhärten mit angepaßten Strahlformungssystemen  
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

**Bea, Martin**

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO<sub>2</sub>-Laserstrahlung  
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

**Stöhr, Michael**

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden  
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

**Plaß, Wilfried**

Zerstörschwellen und Degradation von CO<sub>2</sub>-Laseroptiken  
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

**Schaller, Markus K. R.**

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Mo-lybdän  
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

**Hack, Rüdiger**

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO<sub>2</sub>-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW  
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

**Krupka, René**

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser  
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

**Pfeiffer, Wolfgang**

Fluidodynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaser  
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

**Volz, Robert**

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern  
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

**Bartelt-Berger, Lars**

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern  
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

**Müller-Hummel, Peter**

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspaltung  
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

**Rohde, Hansjörg**

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser  
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

**Huonker, Martin**

Strahlführung in CO<sub>2</sub>-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung  
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

**Callies, Gert**

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen  
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

**Schubert, Michael E.**

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern  
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

**Kern, Markus**

Gas- und magnetofluidynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen  
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

**Raiber, Armin**

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken  
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

# Laser in der Materialbearbeitung

## Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

### Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas  
beim Abtragen und Schweißen  
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

### Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung  
2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

### Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen  
2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

### Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität  
2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

### Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik  
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

### Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der Strahlqualität von Hochleistungsdiodelnlasern  
2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

### Bahn Müller, Jochen

Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur Qualitätssteigerung beim Laserbohren  
2000, 138 Seiten, ISBN 3-89675-851-9

### Schellhorn, Martin Carl Johannes

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen  
2000, 142 Seiten, ISBN 3-89675-849-7

### Angstenberger, Birgit

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten  
2000, 153 Seiten, ISBN 3-89675-861-6

### Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlaser für den Karoseriebau  
2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

### Breitschwerdt, Sven

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen  
2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

### Mochmann, Gunter

Laserkristallisation von Siliziumschichten auf Glas- und Kunststoffsubstraten für die Herstellung verbesserter Dünnschichttransistoren  
2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

### Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötens mit Diodenlasern  
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

### Mästle, Rüdiger

Bestimmung der Propagationseigenschaften von Laserstrahlung  
2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

### Voß, Andreas

Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG  
2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

### Müller, Matthias G.

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung  
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

### Abeln, Tobias

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven Laserpräzisionsabtrags von Stahl  
2002, 138 Seiten, ISBN 3-8316-0137-2

### Erhard, Steffen

Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser  
2002, 184 Seiten, ISBN 3-8316-0173-9

### Contag, Karsten

Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers  
2002, 155 Seiten, ISBN 3-8316-0172-0

### Krastel, Klaus

Konzepte und Konstruktionen zur laserintegrierten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen  
2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

### Staud, Jürgen

Sensitive Werkzeuge für ein neues Montagekonzept in der Mikrosystemtechnik  
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

### Schinzel, Cornelius M.

Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Automobilbau  
2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

### Sebastian, Michael

Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-CVD Synthese von Diamant und amorphen Kohlenstoffen  
2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

**Lücke, Bernd**

Kohärente Kopplung von Vertikalemitter-Arrays  
2003, 120 Seiten, ISBN 3-8316-0224-7

**Hohenberger, Bernd**

Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokus-  
technik – Steigerung von Prozeßsicherheit, Fle-  
xibilität und verfügbarer Strahlleistung  
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

**Jasper, Knut**

Neue Konzepte der Laserstrahlformung und  
-führung für die Mikrotechnik  
2003, 152 Seiten, ISBN 3-8316-0205-0

**Heimerdinger, Christoph**

Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen  
für die Luftfahrt  
2003, 112 Seiten, ISBN 3-8316-0256-3

**Christoph Fleig**

Evalüierung eines Messverfahrens zur genauen  
Bestimmung des Reflexionsgrades optischer  
Komponenten  
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0274-3

**Joachim Radtke**

Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in ke-  
ramischen Werkstoffen mittels repetierender  
Laserbearbeitung  
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0285-9

**Michael Brandner**

Steigerung der Prozesseffizienz beim Lötten und  
Kleben mit Hochleistungsdiodenlasern  
2003, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0288-3

**Reinhard Winkler**

Porenbildung beim Laserstrahlschweißen von  
Aluminium-Druckguss  
2004, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0313-8

**Helmut Kindler**

Optische und gerätetechnische Entwicklungen  
zum Laserstrahlspritzen  
2004, 117 Seiten, ISBN 3-8316-0315-4

**Andreas Ruf**

Modellierung des Perkussionsbohrens von Metal-  
len mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern  
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

**Guido Hergenhan**

Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Sys-  
temkonzept und experimentelle Verifizierung  
2004, 115 Seiten, ISBN 3-8316-0376-6

**Klaus Goth**

Schweißen von Mischverbindungen aus Alumi-  
numguß- und Knetlegierungen mit CO<sub>2</sub>-Laser  
unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart  
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

**Armin Strauch**

Effiziente Lösung des inversen Problems beim  
Laserstrahlschweißen durch Simulation und  
Experiment  
2004, 169 Seiten, ISBN 3-8316-0425-8

**Thomas Wawra**

Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzi-  
sion mittels Laserstrahlung  
2004, 162 Seiten, ISBN 3-8316-0453-3

**Michael Honer**

Prozesssicherungsmaßnahmen beim Bohren  
metallischer Werkstoffe mittels Laserstrahlung  
2004, 113 Seiten, ISBN 3-8316-0441-x

**Thomas Herzinger**

Prozessüberwachung beim Laserbohren von  
Turbinenschaufeln  
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0443-6

**Reiner Heigl**

Herstellung von Randschichten auf Aluminium-  
gusslegierungen mittels Laserstrahlung  
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-8

# Laser in der Materialbearbeitung

## Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2005 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

### Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahl-tiefschweißen  
von Stahl  
2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2

### Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-  
verstärkern im Scheibenlaserdesign  
2005, 172 Seiten, ISBN 3-8316-0508-4

### Jiancun Gao

Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheiben-  
laser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzver-  
dopplung  
2005, 148 Seiten, ISBN 3-8316-0521-1

### Wolfgang Gref

Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen  
mit der Foksmatrixtechnik  
2005, 136 Seiten, ISBN 3-8316-0537-8

### Michael Weikert

Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laser-  
pulsen  
2005, 116 Seiten, ISBN 3-8316-0573-4

### Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit variab-  
lem Laserstrahldurchmesser in modularen Ferti-  
gungssystemen  
2006, 132 Seiten, ISBN 3-8316-0572-6

### Andreas Ruß

Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der  
guten Fokussierbarkeit  
2006, 142 Seiten, ISBN 3-8316-0580-7

### Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der La-  
sermaterialbearbeitung  
2006, 156 Seiten, ISBN 3-8316-0618-8

### Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen  
2007, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-0687-0

### Jens Walter

Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als  
Basis für die Prozesssteuerung und -regelung  
2008, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-0770-9

### Heiko Ridderbusch

Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete  
Laserzündkerze  
2008, 175 Seiten, ISBN 978-3-8316-0840-9

### Markus Leimser

Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Naht-  
eigenschaften beim Laserstrahlschweißen von  
Aluminiumwerkstoffen  
2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

### Mikhail Larionov

Kontaktierung und Charakterisierung von  
Kristallen für Scheibenlaser  
2009, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-0855-3

### Jürgen Müller-Borhanian

Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim  
Laserstrahlschweißen  
2009, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-0890-4

### Andreas Letsch

Charakterisierung allgemein astigmatischer  
Laserstrahlung mit der Methode der zweiten  
Momente  
2009, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-0896-6

### Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiter-  
scheibenlasers  
2009, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-0918-5

### Günter Ambrosy

Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte  
beim Laserstrahlschweißen  
2009, 170 Seiten, ISBN 978-3-8316-0925-3

### Agnes Ott

Oberflächenmodifikation von Aluminium-  
legierungen mit Laserstrahlung: Prozessver-  
ständnis und Schichtcharakterisierung  
2010, 226 Seiten, ISBN 978-3-8316-0959-8

### Detlef Breittling

Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren  
mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung  
2010, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-0960-4

### Dmitrij Walter

Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels  
ultrakurz gepulster Laserstrahlung  
2010, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-0968-0

