

Analyse der Geometrie und Stabilität der Kapillare beim Laserstrahltiefschweißen mittels reduzierter Modelle

Von der Fakultät Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik
der Universität Stuttgart

zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Florian Fetzter

aus Kirchheimbolanden

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Uwe Reisgen

Tag der mündlichen Prüfung: 16.07.2020

Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart

Erscheinungsjahr 2020

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

Florian Fetzer
Analyse der Geometrie und Stabilität
der Kapillare beim Laserstrahl-
schweißen mittels reduzierter Modelle

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von
Prof. Dr. phil. nat. 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.

Analyse der Geometrie und Stabilität der Kapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen mittels reduzierter Modelle

von Dr.-Ing. Florian Fetzner
Universität Stuttgart



utzverlag München

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

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Uwe Reisgen

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., 2020

D 93

Das Werk ist urheberrechtlich geschützt.
Sämtliche, auch auszugsweise Verwertungen bleiben vorbehalten.

Copyright © utzverlag GmbH 2020

ISBN 978-3-8316-4874-0 (gebundenes Buch)
ISBN 978-3-8316-7606-4 (E-Book)

Printed in Germany

utzverlag GmbH, München
Tel.: 089-277791-00 · www.utzverlag.de

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
Formelzeichen und Abkürzungen	8
Kurzfassung der Arbeit	13
Extended Abstract	17
1 Einleitung.....	20
1.1 Motivation	20
1.2 Aufbau der Arbeit.....	22
2 Grundlagen und Stand der Technik	24
2.1 Grundlagen des Laserstrahl-tiefschweißens	24
2.2 Entwicklung der Laserstrahlquellen	27
2.3 Modellierung des Laserstrahl-tiefschweißens	28
2.3.1 Herausforderungen und Modelle	28
2.3.2 Verwendete Berechnungsmethoden	34
2.3.2.1 Raytracing	34
2.3.2.2 Smoothed Particle Hydrodynamics.....	36
2.4 Diagnostik der Kapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen	39
2.4.1 Online-Röntgenvideographie.....	39
2.4.2 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in transparenten Medien	42
2.4.3 Optische Kohärenztomographie	44
3 Stationäre Modellierung der Kapillartiefe	46
3.1 Ziele und Ansatz.....	46
3.2 Modellierungsschema.....	48
3.2.1 Berechnete Geometrien.....	48
3.2.2 Physikalisches Wärmeleitungsmodell	50
3.2.3 Iterationsschema	53

3.3	Implementierung.....	56
3.4	Validierung und Anwendung.....	56
3.5	Diskussion und Ausblick.....	60
4	Transiente Modellierung der Kapillartiefe mit einem analytischen Ansatz	62
4.1	Ziele und Vorgehen	62
4.2	Methodik.....	63
4.2.1	Mathematischer Ansatz.....	63
4.2.2	Experimentelle Kalibrierung.....	68
4.2.3	Quantifizierung der Kapillardynamik	69
4.3	Anwendung.....	72
4.4	Limitierungen und Diskussion.....	74
4.5	Zusammenfassung und Fazit	76
5	Intrinsische Fluktuationen der Kapillartiefe	78
5.1	Das Spikingphänomen.....	79
5.2	Experimenteller Aufbau	80
5.3	Einfluss der Prozessstabilität auf das Spiking	82
5.4	Modellbasierte Untersuchung des Spikings	94
5.4.1	Absorbierte Bestrahlungsstärke in der Kapillare	94
5.4.2	Der Spikingmechanismus.....	97
5.4.3	Verifikation mittels multiphysikalischer Simulation	98
5.5	Experimentelle Validierung.....	106
5.5.1	Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf die Spikingfrequenz	106
5.5.2	Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf die Kapillarstabilität.....	107
5.6	Zusammenfassung und Fazit	109
6	Kapillargeometrie und Nahtqualität bei hohen Vorschüben und Laserleistungen	110
6.1	Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen von Aluminium	111
6.2	Einfluss des Vorschubs auf die Geometrie und Stabilität der Kapillare	113
6.2.1	Experimenteller Aufbau.....	113
6.2.2	Rekonstruktion der Kapillargeometrie.....	114
6.2.3	Ergebnisse	118

6.2.3.1	Instabile Kapillargeometrie bei niedrigen Vorschüben	118
6.2.3.2	Stabile Kapillargeometrie bei hohen Vorschüben	124
6.2.4	Diskussion	130
6.3	Einfluss des Vorschubs auf den Prozesswirkungsgrad	132
6.3.1	Wärmeleitungsmodell zur Berechnung des thermischen Wirkungsgrades	133
6.3.2	Messung und Berechnung des Prozesswirkungsgrades	137
6.4	Implementierung	140
6.4.1	Experimenteller Aufbau	140
6.4.2	Porenreduktion und Stabilität der Einschweißtiefe	141
6.4.3	Reduzierung des kritischen Randabstands bei Nahtmittenrissen	143
6.4.4	Limitierung	147
6.5	Zusammenfassung und Fazit	148
7	Zusammenfassung	150
	Literatur- und Quellenverzeichnis	153
	Danksagung	169

Formelzeichen und Abkürzungen

Symbol	Bedeutung	Einheit
A	Absorptionsgrad	
A_P	Absorptionsgrad bei parallelem Einfall	
A_S	Absorptionsgrad bei senkrechtem Einfall	
\vec{b}_i	Normalenvektor am Oberflächenpartikel i	m
c_p	isobare Wärmekapazität	J/(kg·K)
$c_{p,l}$	Wärmekapazität im flüssigen Zustand	J/(kg·K)
$c_{p,s}$	Wärmekapazität im festen Zustand	J/(kg·K)
D	Kapillartiefe	m
D_n	zeitabhängiger Anteil des Kapillartiefenverlaufs	m
\bar{D}	mittlere Kapillartiefe	m
d_B	Strahldurchmesser auf der Werkstückoberseite	m
d_F	Durchmesser der Strahltaile des fokussierten Laserstrahls	m
f	Frequenz	1/s
h	Enthalpie	J
h_l	latente Wärme des Schmelzvorgangs	J/kg
h_v	latente Wärme der Verdampfung	J/kg
I	Intensität	W/m ²
i	imaginäre Einheit	

J	Bestrahlungsstärke	W/m ²
k	imaginärer Anteil des komplexen Brechungsindex	
k_B	Boltzmannkonstante	J/K
m_i	Masse des Partikels i	kg
m_v	Molekulargewicht verdampfender Partikel	kg
\vec{n}	Normalenvektor	m
n^*	komplexer Brechungsindex	
n	realer Anteil des komplexen Brechungsindex	
P	eingestrahlte Laserleistung	W
P_{in}	eingekoppelte Laserleistung	W
P_n	zeitabhängiger Anteil der eingestrahkten Laserleistung	W
\bar{P}	mittlere eingestrahlte Laserleistung	W
$P_{v,f}$	Verlustleistung durch fluiddynamische Verlustmechanismen	W
$P_{v,o}$	Verlustleistung durch optische Verlustmechanismen	W
$P_{v,t}$	Verlustleistung durch thermische Verlustmechanismen	W
p_0	Dampfdruck	kg/(m·s ²)
p_a	Umgebungsdruck	kg/(m·s ²)
p_s	Oberflächendruck	kg/(m·s ²)
q_l	lokal in das Schmelzebad eingebrachte Leistung	W
q_s	lokale Verdampfungsleistung	W
s_{cap}	Kapillaroberfläche	m ²
T	Temperatur	K

T_{evap}	Verdampfungstemperatur	K
T_l	Liquidustemperatur	K
T_{melt}	Schmelztemperatur	K
T_s	Solidustemperatur	K
T_0	Raumtemperatur	K
t	Zeit	s
\vec{U}	Geschwindigkeitsfeld	m/s
\dot{V}	pro Zeit erzeugtes Nahtvolumen	m ³ /s
v	Vorschub	m/s
w_c	maximale Breite der Kapillare	m
w_m	maximale Breite des Schmelzebades	m
z_R	Rayleighlänge	m
α	linearer Abschwächungskoeffizient	1/m
γ	relativer Anteil der flüssigen Phase	
μ	dynamische Viskosität	kg/(m·s)
η_{th}	thermischer Wirkungsgrad	
λ	Wellenlänge der Laserstrahlung	m
λ_{th}	Wärmeleitfähigkeit	W/(m·K)
λ_l	Wärmeleitfähigkeit im flüssigen Zustand	W/(m·K)
λ_s	Wärmeleitfähigkeit im festen Zustand	W/(m·K)
η_A	Einkoppelgrad	
η_P	Prozesswirkungsgrad (experimentell ermittelt)	

η_p^*	Prozesswirkungsgrad (rechnerisch ermittelt)	
ρ	Dichte	kg/m ³
ξ	relativer Anteil des verdampfenden Materials	
ν	kinematische Viskosität	m ² /s
ϑ	Einfallswinkel	
φ	Phasenversatz	
ω	Kreisfrequenz	1/s
Co-Zahl	Courant-Zahl	
CO ₂	Kohlenstoffdioxid	
Cu-OF	Kupfer, desoxidiert	
cw	continuous wave (Dauerstrich)	
ED	Randabstand	
IFSW	Institut für Strahlwerkzeuge	
LLK	Lichtleitkabel	
M ²	Beugungsmaßzahl	
NaOH	Natronlauge	
OCT	optische Kohärenztomographie	
OpenFOAM	Open Field Operation and Manipulation	
SPH	Smoothed Particle Hydrodynamics	
SPP	Strahlparameterprodukt	
TCP/IP	Transmission Control Protocol/Internet Protocol	

Kurzfassung der Arbeit

Beim Laserstrahl-tiefschweißen haben Geometrie und Stabilität der Dampfkapillare einen entscheidenden Einfluss auf die Einschweißtiefe und die resultierende Nahtqualität. In der vorliegenden Arbeit werden Modelle und experimentelle Untersuchungsmethoden vorgestellt, mit denen die Kapillargeometrie stationär sowie zeitabhängig prognostiziert und die Stabilität der Kapillargeometrie analysiert werden kann. Die dargestellten Untersuchungen sind in vier Kapitel gegliedert, welche die Beschreibung und Untersuchung der Kapillargeometrie zunehmend detaillierter gestalten, motiviert durch Erkenntnisse im jeweils vorangegangenen Schritt. Diese behandeln die folgenden Aspekte:

- Die Schätzung der Kapillartiefe mit einem iterativen Wärmeleitungsmodell beim Laserstrahlschweißen mit konstanten Prozessparametern,
- die analytische, transiente Beschreibung der Kapillartiefe beim Schweißen mit zeitabhängiger Laserleistung,
- die experimentelle und theoretische Untersuchung von inhärenten Fluktuationen der Kapillargeometrie und
- die Untersuchung der Kapillargeometrie, Kapillarstabilität und Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen mit hohen Vorschüben und Laserleistungen.

Bei der Modellierung des Laserstrahlschweißens muss der Zielkonflikt zwischen Detaillierungsgrad und Präzision sowie benötigten Rechenressourcen gelöst werden. Die in dieser Arbeit dargestellten Methoden wurden vor diesem Gesichtspunkt entwickelt. Sie sind auf die Abbildung der physikalischen Effekte reduziert, welche zur Analyse der relevanten Wirkmechanismen notwendig sind und werden durch experimentelle Untersuchungen unterstützt.

Es wurde ein numerisches Modell zur Prognose der mittleren Kapillartiefe beim Laserstrahlschweißen mit konstanter Laserleistung entwickelt. Das Modell basiert auf einem physikalischen Wärmeleitungsmodell, welches in ein Iterationsschema zur Anpassung der Kapillartiefe eingebettet ist. Das Wärmeleitungsmodell bildet die grundlegenden physikalischen Zusammenhänge der Wärmeleitung, Phasenübergänge und der geomet-

rieabhängigen Einkopplung der Laserleistung in die Kapillare ab und berechnet das stationäre Temperaturfeld. Die Kapillartiefe wird iterativ, abhängig von diesem berechneten Temperaturfeld, skaliert. Der Iterationsmechanismus kann anhand einer einzelnen Schweißung experimentell kalibriert werden. Die Auswirkungen unbekannter Materialdaten und nicht implementierter physikalischer Effekte werden durch diese Kalibrierung und die Iteration abgefangen. Messungen der Kapillartiefe mittels optischer Kohärenztomographie (OCT) wurden zur Kalibrierung und Verifikation verwendet. Die mittlere relative Abweichung zwischen berechneten und gemessenen Kapillartiefen betrug 13,5%. Bei Schweißprozessen mit einem Vorschub von mindestens 5 m/min verringerte sich die Abweichung auf 7%. Die bessere Übereinstimmung von Modell und Experiment bei höheren Vorschüben legt nahe, dass der Schweißprozess bei hohen Vorschüben in geringerem Maße von transienten Effekten beeinflusst wird, die im Modell nicht berücksichtigt sind. Die weiteren Untersuchungen widmen sich daher der Beschreibung und Modellierung zeit- und vorschubabhängiger Prozesse. Hierzu wurde zunächst die Dynamik der Kapillargeometrie beim Laserstrahlschweißen mit kontrolliert fluktuierender Laserleistung untersucht.

Eine analytische Methode zur Berechnung des Kapillartiefenverlaufs beim Laserstrahlschweißen mit zeitabhängiger Laserleistung wurde erarbeitet. Die komplexe Abhängigkeit zwischen Laserleistung und Kapillartiefe wird dabei durch eine Differentialgleichung zweiter Ordnung abstrahiert, welche die beiden Größen zeitabhängig koppelt und das dynamische Verhalten der Kapillare abbildet. Zur Kalibrierung dieser Gleichung wurde mittels OCT-Messungen der Verlauf der Kapillartiefe beim Laserstrahlschweißen mit oszillierender Laserleistung bestimmt. Mit diesen Messungen konnte die Abhängigkeit der Amplitude des Kapillartiefenverlaufs von der Oszillationsfrequenz bestimmt werden. Die Koeffizienten der Differentialgleichung wurden aus diesem Amplitudengang bestimmt. Die Differentialgleichung kann für beliebige zeitliche Verläufe der Laserleistung integriert werden und so der resultierende, zeitabhängige Verlauf der Kapillartiefe bestimmt werden. Die Methodik wurde am Extremfall einer Schweißung in Baustahl mit rechteckförmiger Leistungsmodulation validiert. Die Abweichung zwischen berechneten Kapillartiefen und experimentell gemessenen lag dabei fast ausschließlich im Bereich der Messunsicherheiten der experimentellen Messungen. Bei Oszillationsfrequenzen von mehr als 100 Hz trat ein Hystereseeffekt im Verlauf der Kapillartiefe auf, der die zeitabhängige Kopplung von Kapillargeometrie und Laserleistung belegt. Die Wechselwirkung von Kapillargeometrie, geometrieabhängiger Einstrahlung der Laserleistung und fluiddynamischen Prozessen kann zu Kapillarinstabilitäten führen. Dies wurde in den folgenden Untersuchungen mit bildgebender Diagnostik und detaillierterer Modellierung der physikalischen Phänomene an der Kapillare analysiert.

Fluktuationen der Kapillargeometrie beim Laserstrahlschweißen mit gleichbleibenden Prozessparametern wurden zunächst am Beispiel des Spikingphänomens untersucht. Aufgrund der guten visuellen Zugänglichkeit wurden hierzu Laserstrahlschweißprozesse in Eis analysiert. Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Schweißprozesse konnten zur Untersuchung des Einflusses von Schmelzebadinstabilitäten auf das Spiking, sowie zur dreidimensionalen Rekonstruktion von Kapillargeometrien verwendet werden. Mittels einer multiphysikalischen, transienten Prozesssimulation wurde der Spikingmechanismus reproduziert und numerisch untersucht. In diesem Modell wird die Ausbreitung und Absorption der Laserstrahlung mittels Raytracing berechnet, thermo- und fluidodynamische Prozesse werden mit der Smoothed Particle Hydrodynamics Methode modelliert. Sowohl in der experimentellen, als auch in der numerischen Analyse konnte die zeitliche Änderung der lokalen Bestrahlungsstärke im unteren Bereich der Kapillarfront als Ursache des Spikings identifiziert werden. Eine Stabilisierung der Kapillargeometrie konnte einhergehend mit der Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit festgestellt werden. Eine Übertragung dieser Maßnahme auf reale Laserschweißanwendungen, die von Prozessinstabilitäten beeinträchtigt werden, liegt aufgrund ähnlicher Prozesscharakteristika der Laserbearbeitung von Eis und Metallen nahe.

Der Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf die Kapillargeometrie, deren Stabilität, sowie die resultierende Prozesseffizienz wurde für das Laserstrahl-tiefschweißen von Aluminiumlegierungen der 6000er-Serie analysiert. Bei diesen Laserstrahlschweißprozessen treten häufig Kapillarinstabilitäten auf und die Nahtqualität wird durch Fluktuationen der Einschweißtiefe, Prozessporen und Nahtmittenrisse gemindert. Online-Röntgenaufnahmen wurden verwendet, um die bei diesen Prozessen auftretenden Kapillargeometrien zu bestimmen. Die Abschwächung der Röntgenstrahlen beim Durchgang durch das Werkstück wurde zur quantitativen, dreidimensionalen Rekonstruktion der Kapillargeometrie genutzt. Die Einkopplung in diese Kapillaren wurde mittels Raytracing berechnet. Dabei konnten drei unterschiedliche Prozessregime abgegrenzt werden, die sich in der Form und Stabilität der Kapillare unterscheiden. Bei den untersuchten Versuchen vergrößerte sich der Abstand zwischen Kapillarfront und -rückwand mit steigendem Vorschub. Dies führte zu einer Zunahme der Kapillarstabilität und dadurch zu einer Reduzierung von Prozessporen und Schwankungen der Einschweißtiefe. Die Änderung der Kapillargeometrie geht mit einem abnehmenden Einkoppelgrad der Laserleistung einher. Gleichzeitig erhöht die zunehmende thermische Effizienz des Schweißprozesses den Gesamtwirkungsgrad und verringert die thermische Belastung der Werkstücke. An einem anwendungsnahen Beispiel wurde demonstriert, wie hohe Laserleistungen zum Schweißen bei hohen Vorschüben eingesetzt werden können, um die resul-

tierende Nahtqualität zu steigern. Hierzu wurde das randnahe Schweißen von Aluminiumblechen der Aluminiumlegierung EN AW-6016 im Überlappstoß mit Vorschüben von bis zu 50 m/min und einer Laserleistung von 16 kW untersucht. Die erzeugten Schweißnähte waren frei von Tiefenfluktuationen und Prozessporen. Zudem konnte der kritische Randbereich für die Entstehung von Nahtmittenrissen von 3-7 mm auf 2-3 mm reduziert werden.

Extended Abstract

In deep penetration laser beam welding, the geometry of the capillary and its stability have a decisive influence on the welding depth and the seam quality. This thesis presents theoretical models and experimental methods for the analysis of the capillary's geometry, its depth and stability. With these methods, the geometry of the capillary can be predicted and mechanisms, that cause instabilities can be analysed at different levels of detail. The investigations are structured in four chapters, successively increasing the complexity of the analysed phenomena:

- The estimation of the depth of the capillary with an iterative model for laser beam welding with constant laser power,
- an analytical description of the time-dependent depth of the capillary when welding with non-constant laser power,
- experimental and theoretical analysis of inherent fluctuations of the capillary's depth and
- the investigation of the geometry and stability of the capillary during laser beam welding at high feed rates of up to 50 m/min with laser powers of 16 kW.

The modelling of deep penetration laser beam welding is challenged by the conflict between the implemented degree of detail and the computational effort. Therefore, the complexity of the developed models is reduced to incorporate only those physical effects, which are relevant for the analysis of the respective problem.

A numerical model to predict the depth of the capillary during laser beam welding with constant laser power was developed. The model is based on a heat conduction model which is embedded in an iteration scheme, that adjusts the capillary depth. The heat conduction model calculates the stationary temperature field using the basic physical relations of heat conduction, phase transitions and the geometry-dependent coupling of the laser power into the capillary. The iteration scheme adjusts the capillary depth depending on this calculated temperature field. The iteration mechanism is experimentally calibrated using a single welding experiment. The impact of missing material data and non-implemented physical effects are compensated by this calibration. The model was calibrated and verified using measurements of the capillary depth with optical coherence tomography (OCT). The mean relative deviation between calculated and measured capillary depths was 13.5%. For welding processes with a feed rate of at least 5 m/min, the deviation reduced to 7%. The increasing consistency between model and experiment

at higher feed rates suggests that the welding process at high feed rates is influenced to a smaller extent by transient effects which are not considered in the model. Further investigations are therefore devoted to the analysis and modelling of time- and feed rate-dependent phenomena.

An analytical method for the calculation of the capillary's depth as a function of a time-dependent laser power was introduced. Here, the depth of the capillary and the laser power are coupled by a linear differential equation. This differential equation was calibrated experimentally by OCT measurements of the frequency response of the capillary's depth when welding with oscillating laser power. The frequency response was applied to determine the coefficients of the differential equation. The calibrated differential equation can be integrated to calculate the resulting transient course of the capillary depth during welding with an arbitrarily varying laser power. This was applied to determine the temporal evolution of the capillary depth during welding with rectangularly modulated laser power. The deviations of the calculated and the measured capillary depths were predominantly within the range of the measurement uncertainty. At oscillation frequencies of more than 100 Hz, a hysteresis effect occurred in the course of the depth, demonstrating the time- and geometry-dependent coupling of the capillary's depth to the irradiation and fluid dynamic phenomena.

Based on these findings, the interaction of the geometry-dependent local absorption of the laser power and the fluid dynamic processes influencing the stability of the capillary were analysed.

Even under constant external conditions, laser beam welding processes are prone to intrinsic depth fluctuations, the so-called spiking. Due to the good visual accessibility, the spiking phenomenon was investigated at the example of laser beam welding in ice. High-speed videos of the welding processes were used to investigate the influence of melt pool instabilities on spiking and for three-dimensional reconstruction of the geometries of the capillary. The spiking mechanism was reproduced in a multi-physical, transient simulation of the welding process. In this model the propagation and absorption of the laser beam is calculated by a ray-tracing approach, thermo- and fluid dynamic processes are modelled using the Smoothed Particle Hydrodynamics method. Both methods were combined to simulate deep penetration laser beam welding. In the experimental as well as in the numerical analysis, the temporal change of the local intensity distribution at the capillary walls could be identified as cause of the spiking. A stabilization of the capillary's geometry could be observed when welding at higher feed rates. A transfer of this measure to real world laser welding applications, which are prone to process instabilities, is the natural next step.

The influence of the feed rate on the geometry of the capillary, its stability and the process efficiency was investigated for laser beam welding of aluminium alloys of the 6000-series. These welding processes are often instable and prone to the formation of processing pores, a fluctuating welding depth and centerline cracks. Online X-ray diagnostics was used for a three-dimensional reconstruction of the geometries of the capillary. The coupling of the laser power into these capillaries was calculated using a ray-tracing approach. Three different processing regimes could be defined, which differ in shape and stability of the capillary. A stabilization of the capillary was observed when welding at higher feed rates. This resulted in the avoidance of both depth fluctuations and processing pores. The stabilization of the geometry was accompanied by a decreasing in-coupling of the laser power into the capillaries. The thermal efficiencies of the welding processes increased at higher feed rates, which reduced the thermal loads onto the work-piece. Finally, the potentials of welding with high laser powers at high feed rates are demonstrated at the example of close edge welding of aluminium sheets of the aluminium alloy EN AW-6016 in overlap configuration. When welding with a laser power of 16 kW at a feed rate of 50 m/min, the formation of centerline cracks could be avoided up to edge distances of 3 mm and the generated weld seams were free of depth fluctuations and processing pores.

1 Einleitung

1.1 Motivation

Beim Laserstrahltiefschweißen wird die Leistung, die für den Fügeprozess benötigt wird, über die Dampfkapillare tief in die Prozesszone eingebracht. Dies zeichnet das Laserstrahltiefschweißen vor anderen Schweißverfahren aus, bei denen der Leistungseintrag über die Oberfläche erfolgt, und ermöglicht das Erzeugen von schlanken, tiefen Nähten bei hohen Vorschüben. Die Einschweißtiefe und die Nahtqualität sind beim Laserstrahltiefschweißen im Wesentlichen durch die Kapillartiefe und -stabilität vorgegeben. Die Modellierung des Laserstrahltiefschweißens und eine modellbasierte Vorhersage der Prozessergebnisse stehen jedoch vor mehreren Herausforderungen: Eine Vielzahl miteinander gekoppelter physikalischer Prozesse beeinflussen das Schweißergebnis. Diese erstrecken sich über verschiedene physikalische Domänen und Größenordnungen. Viele Materialeigenschaften sind bei den hohen Temperaturen, die beim Laserstrahltschweißen auftreten, unbekannt. Experimentelle Untersuchungen werden durch die schlechte Zugänglichkeit und die große Dynamik der Dampfkapillare erschwert.

Die Kapillargeometrie ist bei vielen Laserstrahlschweißprozessen instabil. Dies kann durch sich ändernde Prozessbedingungen oder durch intrinsische Instabilitäten der Kapillare verursacht werden und zu Fluktuationen der Kapillartiefe, bis hin zum Kollabieren der Kapillare und der Erzeugung von Prozessporen führen. Dies ist in Bild 1.1 dargestellt. Links ist ein typisches Einzelbild aus einer online-Röntgenvideoaufnahme der Prozesszone beim Laserstrahltschweißen dargestellt. Die aufgeblähte Kapillare und eine bereits abgelöste Dampfblase sind als helle Bildbereiche zu erkennen. Die Fluktuationen der Kapillargeometrie und -tiefe führen zu einem unsteten Verlauf der Einschweißtiefe. Der Beginn der resultierenden Schweißnaht ist rechts in Bild 1.1 dargestellt. Die Einschweißtiefe nimmt über eine Strecke von ca. 4 mm auf eine mittlere Einschweißtiefe von 2,7 mm zu und fluktuiert dann um ca. $\pm 0,8$ mm. Am Beispiel dieser Schweißnaht wird deutlich, dass die Kapillargeometrie auf drei Ebenen analysiert werden kann:

- A. Die mittlere Kapillartiefe bei konstanter Laserleistung
- B. Der zeitliche Verlauf der Kapillartiefe bei Änderungen der Laserleistung
- C. Inhärente Fluktuationen der Kapillargeometrie und deren Einfluss auf die Nahtqualität.

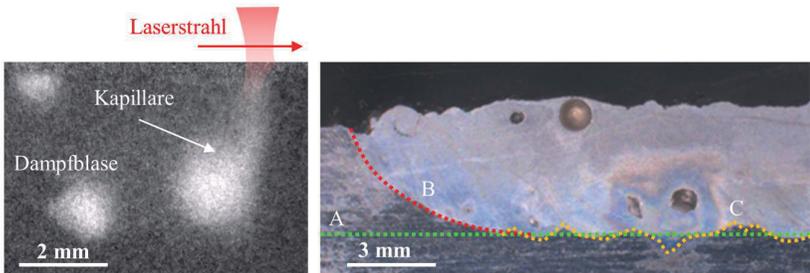


Bild 1.1: Links: Einzelbild aus einer online-Röntgenaufnahme der Prozesszone beim Laserstrahliefschweißen der Aluminiumlegierung EN AW-6082 mit einer Laserleistung von $P = 3,4$ kW, einem Vorschub von $v = 4$ m/min und einem Strahldurchmesser von $d_B = 630$ μm . Die Kapillare und eine abgelöste Dampfblase sind als helle Bildbereiche zu erkennen. Die Kapillare bläht sich in diesem Prozess regelmäßig auf und kollabiert sodann. Rechts: Beginn der resultierenden Schweißnaht. Die Nahttiefe fluktuiert um eine mittlere Einschweißtiefe von 2,7 mm (grüne Linie, A), nachdem sie über eine Strecke von ca. 4 mm nach Einschalten der Laserleistung stetig zunahm (rote Linie, B). Inhärente Tiefenfluktuationen (gelbe Linie, C) resultieren aus der Kapillarinstabilität und gehen hier mit dem Zurückbleiben von Prozesssporen in der Naht einher.

Eine Modellierung der Kapillare beim Laserstrahliefschweißen steht im Spannungsfeld zwischen hohem Detaillierungsgrad und rechentechnischem Aufwand. Ersteres ist nötig, um der Komplexität des Laserstrahliefschweißens gerecht zu werden und um Instabilitätsmechanismen und transiente Effekte wie Tiefenfluktuationen präzise abbilden zu können. Dies geht jedoch mit großem rechentechnischen und zeitlichen Aufwand einher, was den Einsatz der Modellierung im anwendungsnahen Umfeld einschränkt. Dies bedingt eine zielgerichtete Reduktion der Modelle, damit diese effektiv zum Verständnis der Wirkmechanismen und zur Prozessauslegung einsetzbar sind.

Die stetig zunehmende Leistungsfähigkeit der Systemtechnik treibt die Weiterentwicklung des Laserstrahlschweißens voran. Zum einen ermöglichen moderne Diagnostikmethoden, wie die online-Röntgenvideographie oder die optische Kohärenztomographie (OCT), eine direkte und hochaufgelöste Messung der Kapillargeometrie. Prozessdiagnostik kann mit der Modellbildung zusammenwirken, um das Verständnis aktueller und die Entwicklung zukünftiger Laserstrahlschweißprozesse zu unterstützen. Zum anderen nimmt die Ausgangsleistung kommerziell verfügbarer Strahlquellen kontinuierlich zu. Dies eröffnet dem Laserstrahlschweißen neue Anwendungen und neue Möglichkeiten der Prozessoptimierung, wie beispielsweise das Schweißen bei sehr hohen Vorschüben.

In diesem Kontext sind Modelle und Untersuchungsmethoden zur effektiven Analyse und Prognose der Geometrie und Stabilität der Dampfkapillare gefordert. Die hier vorgestellten Methoden adressieren dies anhand der vier Aspekte

- einer effizienten Abschätzung der mittleren Kapillartiefe,
- der analytischen Beschreibung der Kapillartiefe beim Schweißen mit zeitabhängiger Laserleistung,
- der Untersuchung inhärenter Fluktuationen der Kapillargeometrie und
- der Analyse der Kapillargeometrie beim Schweißen mit sehr hohen Vorschüben und Laserleistungen.

Die Modellierung wird jeweils durch experimentelle online-Messungen der Kapillargeometrie unterstützt und validiert.

1.2 Aufbau der Arbeit

Die grundlegenden physikalischen Prinzipien des Laserstrahl-tiefschweißens werden in Kapitel 2 erläutert. Auf Basis dessen werden die besonderen Herausforderungen einer umfassenden Modellierung des Laserstrahlschweißens abgeleitet, sowie etablierte Berechnungsmethoden und Modelle diskutiert. Die in dieser Arbeit verwendeten numerischen und experimentellen Methoden werden erläutert.

Die hierzu entwickelten Beiträge schließen sich in den folgenden vier Kapiteln an. Zunächst wird in Kapitel 3 ein statisches Modell zur Vorhersage der Einschweißtiefe beim Schweißen mit konstanten Prozessparametern beschrieben. Eine zeitabhängige, analytische Beschreibung der Relation zwischen Kapillartiefe und Laserleistung folgt in Kapitel 4. Intrinsische Fluktuationen der Kapillar- und Einschweißtiefe werden in Kapitel 5, mithilfe von Berechnungen der lokal absorbierten Laserleistung, sowie einer daran gekoppelten Fluid-dynamiksimulation, betrachtet. Die Kopplung von lokal absorbierte Bestrahlungsstärke und Kapillargeometrie sowie deren Stabilität werden untersucht. Daran anknüpfend werden in Kapitel 6 Untersuchungen zum Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf die Geometrie der Kapillare und den Schweißprozess beim Schweißen von Aluminiumlegierungen analysiert. Zunächst werden experimentelle und theoretische Grundlagenuntersuchungen zum Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf die Kapillargeometrie, deren Stabilität und den Prozesswirkungsgrad dargelegt. Anschließend werden die Potentiale des Schweißens bei hohen Vorschüben und den dazu benötigten hohen Laserleistungen an einem anwendungsnahen Beispiel, dem randnahen Schweißen von Aluminiumblechen, aufgezeigt. Die Arbeit schließt in Kapitel 7 mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Fazit.

2 Grundlagen und Stand der Technik

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Charakteristika und Mechanismen des Laserstrahl-tiefschweißens behandelt und die Leistungsentwicklung der hierfür relevanten Strahlquellen wird dargelegt. Die besonderen Herausforderungen bei der Modellierung des Laserstrahl-tiefschweißens werden abgeleitet, existierende Modelle vorgestellt und die in dieser Arbeit verwendeten Berechnungsmethoden und experimentellen Diagnosesmethoden erläutert.

2.1 Grundlagen des Laserstrahl-tiefschweißens

Bei guter Fokussierbarkeit der Laserstrahlung können mit Laserleistungen von einigen Kilowatt Intensitäten im Bereich von 10^{12} W/m² erreicht werden. Diese können beim Bestrahlen von Metallen innerhalb von Mikrosekunden zu Verdampfung führen [1]. Beim Laserstrahl-tiefschweißen wird die Laserleistung über die sich daraufhin ausbildende Dampfkapillare direkt in das Werkstück eingebracht. Die Möglichkeit, Leistung über die Dampfkapillare tief in die Fügezone einzubringen, unterscheidet das Laserstrahl-tiefschweißen von anderen Schweißverfahren, bei denen der Leistungseintrag über die Werkstückoberfläche erfolgt. Das Erzeugen von Schweißnähten mit einem Verhältnis von Nahttiefe zu –breite bis ca. 10:1 und das Schweißen mit Vorschüben von bis zu einigen Metern pro Sekunde wird dadurch ermöglicht [2]. Dies erschließt dem Laserstrahl-schweißen eine Vielzahl von Anwendungen, von Mikroschweißungen an Uhrwerken [3], wo der filigrane und gut kontrollierbare Leistungseintrag entscheidend ist, über den Getriebebau [4], bis zum Schweißen von Stahlplatten mit Dicken im Zentimeterbereich [5].

Beim Laserstrahl-schweißen wird Laserleistung zur Erzeugung von Nahtvolumen umgesetzt. Aus makroskopischer Sicht gilt dabei die Energiebilanz

$$P - P_{v,o} = P \cdot \eta_A = \dot{V} \cdot \rho \cdot [(T_{avg} - T_0) \cdot c_p + h_l + \xi \cdot h_v] + P_{v,t} + P_{v,f}. \quad (2.1)$$

Links in Gleichung (2.1) steht die Laserleistung, die in die Prozesszone eingekoppelt wird und dem Schweißprozess zur Verfügung steht. Dies ist die Laserleistung P abzüg-

lich der optischen Verlustleistung $P_{v,o}$, die durch Absorption und Streuung an Verdampfungsprodukten sowie durch Reflexion verloren geht. Der Anteil der eingekoppelten Laserleistung wird als Einkoppelgrad η_A bezeichnet. Die rechte Seite von Gleichung (2.1) gibt an, wie die eingekoppelte Laserleistung $P \cdot \eta_A$ im Prozess umgesetzt wird. Die Prozesszone beim Laserstrahltiefschweißen ist in Bild 2.1a skizziert. Zur Erzeugung des Nahtvolumens pro Zeit \dot{V} wird Leistung zum Aufheizen und zum Aufschmelzen des Materials benötigt. Im Mittel muss das Material dazu von Raumtemperatur T_0 auf eine mittlere Prozess Temperatur T_{avg} erhitzt werden. Zum Aufschmelzen dieses Volumens muss zusätzlich noch die Schmelzenthalpie h_l aufgebracht werden. Beim Laserstrahl-tiefschweißen verdampft ein Anteil ξ des Schmelzevolumens, wozu die Verdampfungsenthalpie h_v aufgebracht werden muss. Die Leistung $P_{v,t} + P_{v,f}$ geht dem Schweißprozess durch thermische und fluiddynamische Verluste, wie Wärmeleitung ins Bauteil oder Schmelzespritzer verloren. Materialparameter, wie die Dichte ρ und die Wärmekapazität c_p sind temperaturabhängig, die einzelnen Komponenten in Gleichung (2.1) sind im Allgemeinen nicht zeitlich konstant.

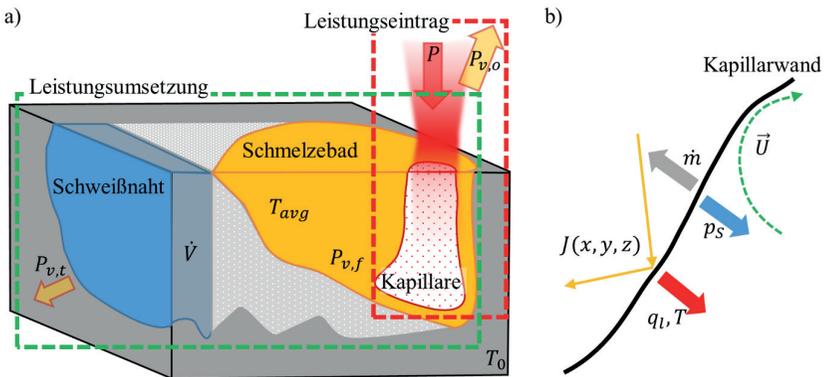


Bild 2.1: a) Schematische Darstellung der Prozesszone und der resultierenden Schweißnaht beim Laserstrahl-tiefschweißen. b) Schematische Darstellung der Kapillarwand und der hier ablaufenden Wechselwirkungen.

Der Leistungseintrag und die Leistungsumsetzung sind dabei über die Kapillare miteinander gekoppelt und beeinflussen sich wechselseitig. Dies ist anhand einiger vereinfacht dargestellter Wechselwirkungen der lokalen Masse-, Druck- und Leistungsbilanzen an der Kapillarwand in Bild 2.1b veranschaulicht: Verdampfungsprodukte, Kapillargeometrie und Materialeigenschaften bestimmen die Ausbreitung der Laserstrahlung zur Prozesszone und innerhalb der Kapillare. Die resultierende lokale Verteilung der

absorbierten Bestrahlungsstärke $J(x, y, z)$ bestimmt die hier pro Zeit und Fläche verdampfende Masse

$$\dot{m} = \frac{J(x, y, z) - q_l}{h_v}, \quad (2.2)$$

wobei lokal die Leistungsdichte q_l in die Schmelze eingebracht wird. Diese resultiert aus der absorbierten Bestrahlungsstärke abzüglich der zur Verdampfung benötigten Leistungsdichte und führt zu einer Temperaturerhöhung der Schmelze. Durch die Verdampfung wirkt ein Abdampfdruck

$$p_s = \frac{J(x, y, z) - q_l}{h_v} \sqrt{\frac{\pi k_B T}{2m_v}} \quad (2.3)$$

auf die verdampfende Oberfläche, der von der lokalen Temperatur T dieser Oberfläche abhängt [6]. Hier bezeichnet k_B die Boltzmannkonstante und m_v die Masse der verdampfenden Teilchen. Der Abdampfdruck kann zu einer Bewegung der Kapillarwand führen und damit die Kapillargeometrie und die Ausbreitung und Absorption der Laserstrahlung verändern. Bewegungen der Kapillarwand beeinflussen ferner die Strömungsgeschwindigkeit \vec{U} der umliegenden Schmelze. In der Prozesszone wird die Temperatur u.a. durch Diffusion und Konvektion entsprechend

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla^2 \left(\frac{\lambda_l}{c_p \cdot \rho} T \right) - \nabla(\vec{U}T) \quad (2.4)$$

verteilt, wobei λ_l die Wärmeleitfähigkeit der flüssigen Phase bezeichnet [7]. Die lokale Temperatur beeinflusst den Abdampfdruck, damit die Kapillargeometrie und wiederum die resultierende Verteilung der absorbierten Bestrahlungsstärke.

Durch diese (hier sehr reduziert dargestellten) Wechselwirkungen physikalischer Mechanismen ist die Kapillargeometrie im Allgemeinen zeitlich nicht stabil und der Laserstrahlschweißprozess verläuft unstet. Dies äußert sich im Auftreten von Effekten wie

- gleitenden Stufen an der Kapillarwand [8],
- Fluktuationen der Kapillargeometrie und der Einschweißtiefe [9] und
- der Entstehung von Nahtdefekten, wie Auswürfen, Prozessporen und Rissbildung [1;10], welche die Qualität der resultierenden Schweißnähte mindern.

In Bild 2.2 ist der Längsschliff einer Schweißnaht, deren Nahtqualität durch die Auswirkungen solcher Instabilitäten gemindert ist, dargestellt. Fluktuationen der Einschweißtiefe sind erkennbar und die Naht ist mit Poren und Rissen durchsetzt.

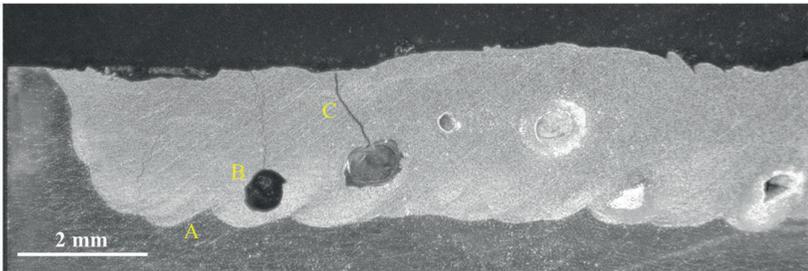


Bild 2.2: Längsschliff einer Schweißnaht mit typischen Nahtfehlern (A: fluktuierende Nahttiefe, B: Prozesssporen, C: Risse). Geschweißt wurde die Aluminiumlegierung EN AW-6082 mit einer Laserleistung von $P = 5 \text{ kW}$ bei einem Vorschub von $v = 8 \text{ m/min}$ mit einem Strahldurchmesser von $d_B = 630 \text{ }\mu\text{m}$. Der Riss (C) wurde durch lokale Anpassung des Bildkontrasts hervorgehoben.

Untersuchungen zur Entstehung der Tiefenfluktuationen und Defekte, sowie die Maßnahmen um diese zu vermeiden, setzen daher an der Kapillare an. Mittels online-Röntgenaufnahmen der Kapillare [11] und OCT-Messungen der Kapillartiefe [12] kann die Bildung von Prozesssporen [13], die Spritzerentstehung [14] und Fluktuationen der Kapillartiefe [9] untersucht werden. Die Kapillargeometrie kann mittels Leistungs- und Strahloszillation [15;16], sowie Strahlformung [17] beeinflusst werden, um diese Defekte zu vermeiden. Eine Steigerung der resultierenden Nahtqualität kann ferner durch Schweißen bei hohen Vorschüben und Laserleistungen erreicht werden [18].

2.2 Entwicklung der Laserstrahlquellen

Die Verbreitung des Laserstrahlschweißens als industrieller Fertigungsprozess wurde durch eine kontinuierliche Leistungssteigerung und Kostensenkung der Laserstrahlquellen gefördert. Diese Entwicklung dauert bis heute an und ermöglicht fortwährend die Umsetzung neuer Prozessstrategien. Als Strahlquellen haben sich für das Laserstrahlschweißen Scheibenlaser, Faserlaser, sowie fasergekoppelte Diodenlaser etabliert. Die Entwicklung der verfügbaren Ausgangsleistung von Faserlasern und Diodenlasern im Dauerstrichbetrieb ist in Bild 2.3a über den Zeitraum der letzten 25 Jahre dargestellt [19]. Die Ausgangsleistungen der Diodensysteme beziehen sich hier exemplarisch auf die maximal verfügbare Leistung von Systemen der Firma *Laserline GmbH*. Die in [19] gesammelten Daten wurden um ein Faserlaser-System mit 100 kW Ausgangsleistung ergänzt, welches zwischenzeitlich von der Firma *IPG Photonics* vorgestellt wurde. Zwischen 1990 und 2015 betrug die mittlere jährliche Leistungssteigerung bei Faserlasern

58%, was in etwa einer Verzehnfachung der Ausgangsleistung innerhalb von je fünf Jahren entspricht. Das jährliche Wachstum der Ausgangsleistung der Diodenlaser betrug etwa 25%. Eine Verlangsamung dieses Trends ist aus diesen Daten nicht erkennbar. In Bild 2.3b sind die Kosten pro Watt optischer Ausgangsleistung für Strahlquellen beider Technologien innerhalb desselben Zeitraums nach [19] aufgetragen. Die Kosten pro Watt halbierten sich in etwa in Drei-Jahres Intervallen, wobei die Entwicklung bei Faserlasern deutlicher ausfiel. Es kann also erwartet werden, dass die (zu erschwinglichen Kosten) verfügbare Laserleistung keinen limitierenden Faktor zukünftiger Laserstrahlschweißprozesse darstellen wird. Die Verfügbarkeit sehr hoher Laserleistungen eröffnet die Möglichkeit, Laserstrahl-tiefschweißprozesse durch Schweißen bei hohen Vorschüben und den dazu notwendigen hohen Laserleistungen zu stabilisieren.

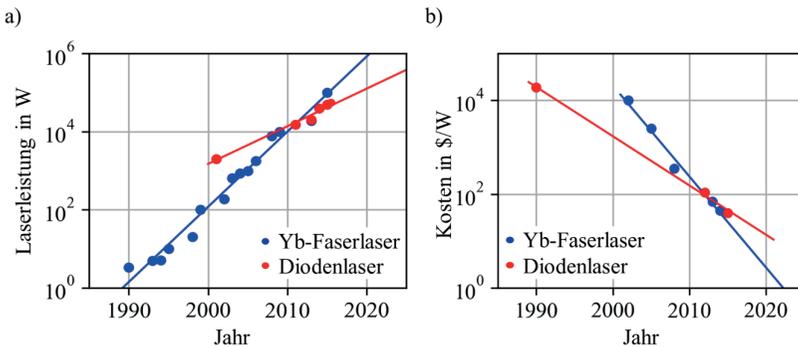


Bild 2.3: a) Entwicklung der maximalen Laserleistungen im Dauerstrichbetrieb für die in der Materialbearbeitung wichtigen Systeme Faserlaser (blau) [19] und fasergekoppelte Diodenlaser (rot, beispielhaft Systeme der Firma *Laserline GmbH*). b) Entwicklung der Kosten pro Watt Laserleistung für Faserlaser (blau) und fasergekoppelte Diodenlaser (rot) aus [19]. Die Daten der Leistungen und Preise wurden jeweils nach einer Exponentialfunktion gefittet (durchgezogene Linien), um die jährlichen Wachstumsraten zu berechnen.

2.3 Modellierung des Laserstrahl-tiefschweißens

2.3.1 Herausforderungen und Modelle

Modelle des Laserstrahlschweißens können zum Verständnis komplexer Phänomene beitragen, da sie einen (im Rahmen des Modells) vollständigen Einblick in die abgebildeten Wechselwirkungen und Größen erlauben. Dies ist mit experimentellen Untersu-

chungen nicht möglich. Außerdem können sie zur Abbildung von Eingangsgrößen (Prozess- und Materialparameter) auf Ausgangsgrößen (bspw. die mittlere Kapillartiefe oder resultierende Temperaturverteilungen) eingesetzt werden und damit eine modellbasierte Prozessprognose bzw. -optimierung ermöglichen.

Die beim Laserstrahlschweißen ablaufenden Prozesse können über partielle Differentialgleichungen mit den entsprechenden Randbedingungen abgebildet werden [20]. Diese müssen meistens numerisch behandelt werden. Eine umfassende Modellierung des Laserstrahltiefschweißens mit hohem Detaillierungsgrad ist aus mehreren Gründen herausfordernd:

- 1) Das Laserstrahltiefschweißen wird durch Phänomene aus mehreren physikalischen Teilbereichen, von der Lichtausbreitung, über Grenzflächeneffekte und Strömungsmechanik, bis hin zu Phasenübergängen, bestimmt.
- 2) Die ablaufenden Prozesse sind meist nichtlinear und miteinander gekoppelt.
- 3) Die Geometrie der Kapillare und des Schmelzebades ist dynamischen Änderungen unterworfen.
- 4) Viele Materialkennwerte sind in den beim Laserstrahlschweißen relevanten Temperaturbereichen nicht genau bekannt.
- 5) Die Werte der für den Schweißprozess relevanten Größen erstrecken sich über eine Vielzahl von Größenordnungen.

Die Modellierung des Laserstrahltiefschweißprozesses muss

- den Leistungseintrag in die Prozesszone abbilden und
- die Umsetzung der eingebrachten Leistung behandeln.

Dies kann mittels Modellierung der Strahlausbreitung und Absorption und einer daran gekoppelten Modellierung der Thermo- und Fluidodynamik geschehen. Beide Domänen können über die Kapillargeometrie miteinander gekoppelt werden. Dies ist schematisch in Bild 2.4 dargestellt. Der Leistungseintrag kann in Form der lokal an der Kapillarwand absorbierten Bestrahlungsstärke $J(x, y, z)$ abgebildet werden und eine Randbedingung der thermodynamischen Modellierung darstellen. Mit dieser Randbedingung und den im thermodynamischen Teil des Modells abgebildeten Effekten werden die berücksichtigten Größen, wie bspw. Temperatur T , die Strömungsgeschwindigkeit \vec{U} , der Druck p , die Phase α , die Enthalpie h und der Verzug D , berechnet. Bei transienten Simulationen kann die Kapillargeometrie auf Grundlage dieser Größen zeitabhängig angepasst werden und für den jeweils nächsten Zeitschritt an den optischen Teil des Modells zur Berechnung des Leistungseintrags zurückgeliefert werden.

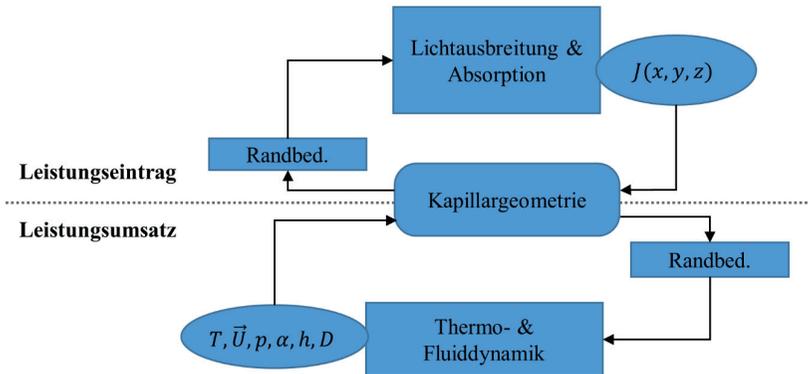


Bild 2.4: Schema der Modellierung des Laserstrahltiefschweißens, unterteilt in den Leistungseintrag in den Prozess (oben) und die Umsetzung dieser Leistung zur Berechnung physikalischer Größen und der Kapillargeometrie (unten). Die Kapillargeometrie koppelt beide Domänen über Randbedingungen aneinander.

Die Modellierung des Laserstrahltiefschweißens kann durch geschickte Wahl von Randbedingungen auf einzelne Teilbereiche beschränkt werden. Der Leistungseintrag kann beispielsweise durch eine bewegte Linienquelle abstrahiert werden, die sich durch einen unendlich ausgedehnten Körper bewegt. Die stationäre Lösung der Wärmeleitungsgleichung ist für diese Randbedingungen bekannt und kann (unter Vernachlässigung von u.a. Strömungen und Phasenübergängen) zu Abschätzungen des Temperaturfeldes und somit der Schmelzebadgeometrie beim Laserstrahltiefschweißen herangezogen werden [21]. Gaußförmige Oberflächenquellen [22], bzw. ellipsoide Volumenquellen [23] stellen weitere Ansätze zur vereinfachten Abbildung des Leistungseintrags beim Laserstrahltschweißen dar, und können z.B. zur Berechnung der auftretenden Temperaturfelder herangezogen werden. Mit diesen Temperaturfeldern als Randbedingung können weitere Größen, beispielsweise die Prozesseffizienz oder thermomechanische Belastungen, berechnet werden [24].

Die von *Lankalapalli* entwickelte Methodik zur Berechnung der Kapillartiefe beim Laserstrahltschweißen basiert auf einem zweidimensionalen Energieerhaltungsansatz und verdeutlicht die Herausforderung, einzelne Charakteristika der Kapillare mit ausreichender Präzision und über einen großen Parameterbereich mit reduzierten Ansätzen zu berechnen [25]. Zum einen werden für die Berechnungen zwei Materialparameter verwendet, die im relevanten Temperaturbereich nicht exakt bekannt sind, zum anderen

muss die Breite der Schweißnaht experimentell bestimmt werden, da diese in die Berechnung der Tiefe einfließt. Eine zylindrische bzw. konische Form der Kapillare ist dabei a priori festgelegt. Abschätzungen des mittleren Kapillardurchmessers [26] und der Kapillardynamik [27;28] konnten *Kroos* und *Klein* mit analytischen Ansätzen unter Berücksichtigung von Druck- und Energiebilanzen an der Kapillarwand ableiten. Auch hierbei waren grundlegende Charakteristika der Kapillargeometrie, wie beispielsweise eine Radialsymmetrie, vorgegeben.

Ohne solche expliziten Vorgaben von Kapillargeometrie und Leistungseintrag muss die Lichtausbreitung und Absorption in der Prozesszone berechnet werden. Dies kann mittels einer wellenoptischen Betrachtung und dem Lösen der Maxwellgleichungen erfolgen, oder unter stärkeren Vereinfachungen mit geometrischer Optik angenähert werden. Das Lösen der Maxwellgleichungen ist aufgrund der dafür nötigen hohen örtlichen Auflösung im Bereich von etwa einem Zehntel der Laserwellenlänge und den in der Lasermaterialbearbeitung üblichen Abmessungen der Kapillare mit sehr hohem Rechenaufwand verbunden [29]. Die Lichtausbreitung kann mittels geometrischer Optik angenähert werden, wenn die mit der Wellennatur des Lichts einhergehenden Effekte wie Beugung und Interferenz vernachlässigbar sind. Beim Laserstrahltiefschweißen ist diese Vereinfachung typischerweise akzeptabel, wenn ein relativ zur Wellenlänge großer Kapillareingang vorliegt und die Aspektverhältnisse nicht übermäßig hoch sind. Bei einer beispielhaften Kapillargeometrie mit einem Durchmesser d_B von 200 μm , einer Kapillartiefe D von 2 mm und einer Wellenlänge des Bearbeitungslasers λ von 1 μm , ergibt sich eine Fresnel-Zahl

$$F = \frac{d_B^2}{\lambda \cdot D} = 20, \quad (2.5)$$

was die Anwendbarkeit geometrischer Optik nahelegt [30]. Die Strahlausbreitung kann unter diesen Voraussetzungen mittels Raytracing (vgl. Abschnitt 2.3.2) angenähert werden.

Zur Berechnung der thermodynamischen Vorgänge müssen die partiellen Differentialgleichungen, welche die ablaufenden Phänomene beschreiben, numerisch gelöst werden. Je nach Anwendungsfall haben sich hierzu unterschiedliche Methoden etabliert, die grundsätzlich in gitterbasierte und gitterfreie Ansätze unterteilt werden können:

- Bei gitterbasierten Methoden wird der Raum in diskrete, miteinander vernetzte Elemente unterteilt. Die Differentialgleichungen, welche das zu modellierende System beschreiben, werden für diese Elemente gelöst. Hierzu zählen die Finite-Elemente-Methode (FEM) [31], sowie die Finite-Volumen-Methode (FVM)

[32]. Bei der FVM wird der Raum in einzelne Volumenelemente diskretisiert und dabei gewährleistet, dass die Summe der in ein Volumenelement einströmenden Größen der aus den Nachbarelementen abströmenden Größen entspricht. Diese konservative Methode ist gut zur Behandlung von Erhaltungsgrößen und damit zur Simulation fluiddynamischer Probleme geeignet.

- Bei gitterfreien Methoden wird die Geometrie durch eine gewisse Anzahl von Elementen (beispielsweise kugelsymmetrische Partikel) repräsentiert, die nicht ortsfest sind und mit ihrer Nachbarschaft in der durch die Systemgleichungen festgelegten Art interagieren [33]. Für die Berechnungen kann der Lagrange-Ansatz verwendet werden [34]. Die oft aufwändige Vernetzung der Geometrie entfällt und Geometrieveränderungen können durch die mögliche Bewegung der Elemente realisiert werden. Dies spart vor allem bei dynamischen Geometrien, wie bspw. einer zeitabhängigen und komplexen Kapillargeometrie, Rechenaufwand. Zu diesen Methoden zählt die partikelbasierte Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) Methode (vgl. Abschnitt 2.3.2).

Den Mehrwert einer umfassenden Modellierung bzgl. der Gewinnung von experimentell nicht zugänglichen Messgrößen verdeutlicht die von *Ki* entwickelte, zeitabhängige, dreidimensionale Modellierung des Laserstrahl-tiefschweißens [35]. Erstmals konnte eine Kapillargeometrie simuliert werden, die sich durch geometrieabhängige Absorption der Laserleistung, lokale Druck- und Leistungsbilanzen und gekoppelt an die Fluidodynamik des Schmelzebades, ausbildet. Der Leistungseintrag wurde mittels Raytracing berechnet, die Thermo- und Fluidodynamik mit der FVM behandelt und die Kapillaroberfläche wurde über die Level-Set-Methode abgebildet [36]. Bei dieser Simulation einer sich frei aufgrund von physikalischen Wechselwirkungen ausbildenden dreidimensionalen Kapillargeometrie konnten lokal vielfach höhere Bestrahlungsstärken beobachtet werden, als bei a priori vorgegebenen Geometrien. Im Modell traten durch die Kopplung von Verdampfungsdruck und Oberflächentemperatur an der Kapillare lokale Temperaturen von bis zu 7500 K auf.

Umfassende multiphysikalische Simulationsmodelle des Laserstrahlschweißens mit sich frei und transient entwickelnder Kapillargeometrie wurden ferner von *Na* und *Cho* [37–39], sowie von *Otto* [40;41] entwickelt. Zur Berechnung der Ausbreitung und Einkopplung von Laserstrahlung wird ein Raytracingansatz verwendet, die Thermo- und Fluidodynamik wird mittels der FVM berechnet und die Volume-of-Fluids-Methode [42] wird zur Berechnung der Grenzfläche zwischen flüssiger und gasförmiger Phase eingesetzt. Diese Modelle konnten zur Simulation einer Reihe von Anwendungsfällen, wie

dem Schweißen dicker Stahlplatten, der Analyse von Instabilitäten beim Schweißen verzinkter Werkstücke [43] oder des Humpings beim Schweißen dünner Bleche [44] verwendet werden. Der Einfluss der Gravitation auf die Form des Schmelzebades konnte untersucht werden, ebenso die Wechselwirkung von Wärmetransport durch Schmelzesströmungen und der Form des Schmelzebades [45;46]. Der Einfluss der Prozessparameter Vorschub und Anstellwinkel auf die Porenbildung beim Schweißen von Aluminium der 5000er Serie konnte mit der in [18] dargestellten Simulation untersucht werden. Die Reduzierung der Porenbildung bei relativ hohen Vorschüben von bis zu 12 m/min konnte auf eine größere Kapillaröffnung und die direkte Bestrahlung der Kapillarfront zurückgeführt werden. Diese Schlussfolgerungen werden bei Vorschüben von bis zu 50 m/min in Kapitel 6 dieser Arbeit bestätigt.

Die Berechnung von Lichtausbreitung und Absorption mittels Wellenoptik wurde von *Courtois* verwendet, um ebenfalls eine multiphysikalische, transiente Modellierung des Laserstrahlschweißens zu erstellen [47;48]. Dabei wurde mit einer Laserwellenlänge von 50 μm gerechnet, um die zur Berechnung des Leistungseintrags notwendige Ortsauflösung zu reduzieren. Zur Behandlung der Kapillaroberfläche wurde die Level-Set-Methode verwendet. Die Entstehung von Porositäten durch Kollabieren der Dampfkapillare konnte nachgebildet werden.

Die Durchführung detaillierter Simulationen des Laserstrahlschweißprozesses wird auch zukünftig durch die verfügbaren Rechenressourcen limitiert. Dies verdeutlicht die folgende Abschätzung: Soll ein Volumen von $4 \cdot 4 \cdot 4 \text{ mm}^3$ mit einer Ortsauflösung von $0,1 \mu\text{m}$ (einem Zehntel der Laserwellenlänge bspw. eines Yb:YAG-Lasers) dargestellt werden, dann entspricht dies $6,4 \cdot 10^{13}$ Volumenelementen mit einer Kantenlänge von $dx = 0,1 \mu\text{m}$. Der hierfür benötigte Speicherbedarf beträgt 1,28 Pb wenn für jedes Element vier Feldgrößen berechnet werden, die mit Datentypen einfacher Präzision (4 Bytes pro Wert) gespeichert werden. Die Zeitauflösung, die zur Einhaltung der numerischen Stabilität (Co-Zahl < 1) benötigt wird, kann zu $dt = \frac{dx}{v} \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ s}$, abgeschätzt werden, wenn im Schweißprozess eine maximal auftretende Strömungsgeschwindigkeit von $v = 50 \text{ m/s}$ zugelassen wird. Um eine Prozesszeit von einer Sekunde zu simulieren, müssten damit $5 \cdot 10^8 \cdot 1,28 \text{ Pb}$ an Daten berechnet und gespeichert werden.

Die wesentliche Herausforderung bei der Modellierung des Laserstrahlschweißens besteht somit darin, den Zielkonflikt zwischen Präzision und Aussagekraft sowie benötigter Rechenressourcen zu lösen.

2.3.2 Verwendete Berechnungsmethoden

Im Folgenden werden zwei in dieser Arbeit verwendete Berechnungsmethoden zur Modellierung des Leistungseintrags und der Leistungsumsetzung beim Laserstrahlschweißen erläutert. Dabei handelt es sich um das Raytracing-Verfahren und um die SPH-Methode.

2.3.2.1 Raytracing

Mittels Raytracing kann die Ausbreitung von Licht und die Bestrahlung einer Geometrie mit der Näherung geometrischer Optik modelliert werden [29;49]. Die Oberfläche der bestrahlten Geometrie wird in Oberflächenelemente diskretisiert. Das sich ausbreitende Licht wird durch ausreichend viele unabhängige Teilstrahlen modelliert, die den lokalen Poynting-Vektor der elektromagnetischen Welle nachbilden. Die jeweiligen Intensitäten, Polarisationen und Ausbreitungseigenschaften der Teilstrahlen werden entsprechend dem Strahlprofil und der Strahlparameter an den Startpositionen der Teilstrahlen gesetzt. Die Startpunkte der Teilstrahlen, ausgehend von denen die Ausbreitung berechnet wird, können basierend auf dem Intensitätsprofil und der Strahlkaustik des einfallenden Laserstrahls mit einem Monte-Carlo Verfahren erzeugt werden [50]. Für jeden Teilstrahl wird die Ausbreitung berechnet und das erste Oberflächenelement bestimmt, auf das der Strahl trifft. Die Transmission, Absorption und Reflexion des Teilstrahls wird hier unter Berücksichtigung des lokalen komplexen Brechungsindex $n^* = n + ik$ berechnet.

Bei der Transmission würde die Ablenkung des Strahls an Grenzflächen zwischen Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes n_1 und n_2 mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz

$$n_1 \cdot \sin(\vartheta_{in}) = n_2 \cdot \sin(\vartheta_t) \quad (2.6)$$

berechnet, wobei ϑ_{in} und ϑ_t die Winkel des einfallenden und des transmittierten Strahls zur Oberflächennormale in der Einfallsebene darstellen. Die Transmission wird aufgrund der geringen Eindringtiefen von Licht in Metalle bei der Modellierung des Laserstrahlschweißens üblicherweise vernachlässigt.

Der absorbierte Anteil der Leistung im auftreffenden Teilstrahl kann mithilfe der Fresnelgleichungen und des Snelliusschen Brechungsgesetzes bestimmt werden [51]. Die absorbierte Intensität der beiden Polarisationsrichtungen, senkrecht und parallel zur Einfallsebene (s und p), kann für Metalle durch

$$A_s = \frac{4n \cos^2 \vartheta_{in}}{(n^2+k^2)+2ncos\vartheta_{in}+\cos^2 \vartheta_{in}}, \quad (2.7)$$

bzw.

$$A_p = \frac{4n \cos\vartheta_{in}^2}{(n^2+k^2) \cos^2 \vartheta_{in}+ 2ncos\vartheta_{in}+1} \quad (2.8)$$

angenähert werden [29]. Die absorbierte Leistung beträgt $P_{abs} = A_s \cdot P_{in,s} + A_p \cdot P_{in,p}$, wobei $P_{in,s}$ und $P_{in,p}$ die Leistungen der senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene polarisierten Teilstrahlen darstellen. Von dem betrachteten Flächenelement wird dann die Leistung

$$P_{refl} = P_{in} - P_{abs} \quad (2.9)$$

reflektiert. Der Teilstrahl wird in der Einfallsebene mit dem Winkel

$$\vartheta_r = -\vartheta_{in} \quad (2.10)$$

abgestrahlt und transportiert nun die Leistung P_{refl} . Die Ausbreitung und weitere Wechselwirkungen des reflektierten Teilstrahls mit der bestrahlten Geometrie werden so oft berechnet, bis eine vorgegebene Anzahl an Reflexionen erreicht ist, oder der Strahl die konvexe Hülle der Geometrie verlässt. Die lokal absorbierte Bestrahlungsstärke wird für jedes Oberflächenelement berechnet, indem die absorbierten Leistungen aller auftreffenden Strahlen summiert und anschließend durch die Fläche des Oberflächenelements dividiert werden. Der Ablauf einer Berechnung der Bestrahlung einer Geometrie mittels Raytracing ist in Bild 2.5 skizziert.

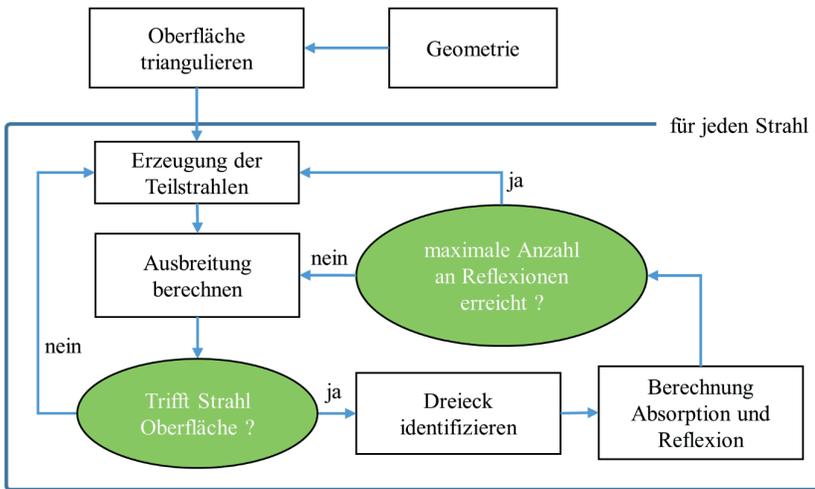


Bild 2.5: Schematische Darstellung des verwendeten Raytracing-Algorithmus zur Berechnung der lokal absorbierten Laserleistung bei Bestrahlung einer Geometrie nach [29].

Eine objektorientierte Implementierung der Berechnung der Bestrahlung einer Geometrie mittels Raytracing wurde von *Michalowski* erstellt und in [29] detailliert beschrieben. Die in den Abschnitten 5.4 und 6.2 dargestellten Berechnungen basieren auf dieser Implementierung. Hierbei wird die Oberfläche in einzelne Dreiecke trianguliert. Zur effizienten Bestimmung der Auftreffpunkte der Teilstrahlen werden die Dreiecke der bestrahlten Geometrie in hierarchisch angeordnete Quader einsortiert. Diese Quader sind entsprechend eines Suchbaums mit einer Tiefe N strukturiert. Die Suche nach dem von einem Teilstrahl getroffenen Dreieck läuft bei einer insgesamt aus N_T Dreiecken bestehenden Oberfläche effizient ab, wenn der Suchbaum in etwa eine Tiefe $N \approx \log_2(N_T)$ besitzt. Ausführliche Untersuchungen zur Fehlerabschätzung des Raytracings und Vergleiche zur Lösung der Maxwellgleichung sind in [52] zu finden.

2.3.2.2 Smoothed Particle Hydrodynamics

Die Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) Methode ist ein gitterfreier Lagrange-Ansatz zur numerischen Berechnung von partiellen Differentialgleichungen. Die SPH-Methode wurde 1977 unabhängig voneinander von *Monaghan*, *Gingold* und *Lucy* entwickelt [53;54]. Hierbei wird ein Kontinuum durch eine Anzahl an Partikel repräsentiert, die miteinander interagieren. Diese Partikel sind nicht ortsfest und bewegen sich

mit dem Kontinuum mit, ein explizites Vernetzen der Geometrie ist nicht nötig [55]. Die SPH-Methode eignet sich damit insbesondere zur Simulation von dynamischen Geometrien, Mehrphasen-Problemen, sowie der Interaktionen zwischen Fluid und Festkörper [56]. Dies macht die SPH-Methode zu einem vielversprechenden Ansatz zur Simulation von Lasermaterialbearbeitungsprozessen. In Bild 2.6 ist die berechnete Geometrie einer Blechkante, die mit Laserstrahlung aufgeschmolzen wird und teilweise verdampft, einige Millisekunden nach Einschalten der Laserleistung dargestellt. Die Geometrie ist entsprechend der Temperaturverteilung eingefärbt. Das Abschmelzen der Kante und die Schmelzespritzer verdeutlichen die komplexe Entwicklung der Geometrie bei diesem Prozess. Der Einsatz der SPH-Methode zur Modellierung des Laserstrahlschweißens ist in [57;58] beschrieben.

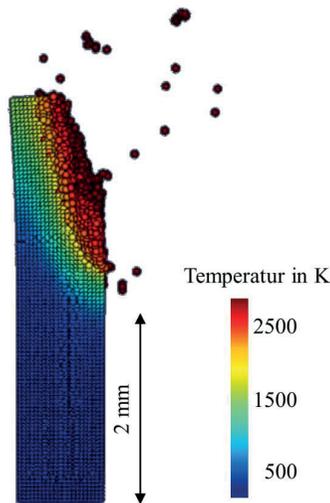


Bild 2.6: Berechnete Geometrie einer Blechkante, die mit Laserstrahlung aufgeschmolzen wird und unter Spritzerbildung zum Teil verdampft, zum Zeitpunkt $t = 32$ ms nach Beginn der Bestrahlung ($P = 8$ kW, $v = 0,3$ m/min, $d_B = 100$ μ m). Die transiente Simulation wurde mit einer SPH-Modellierung der Thermo- und Fluidynamik durchgeführt, die an eine Berechnung des Leistungseintrags mittels Raytracing gekoppelt war [59].

Kontinuitätsgleichungen sind durch den Lagrange-Ansatz der SPH-Methode automatisch erfüllt [60]. Die berechneten Feldgrößen sind auf den einzelnen Partikeln definiert und jeder Partikel repräsentiert eine definierte Masse. Die Berechnung der Größe f an einer beliebigen Position \vec{r} geschieht durch Interpolation ($f(\vec{r})$) zwischen den Partikeln basierend auf einer Kernelfunktion $W(\vec{r}, h)$ mit Glättungslänge h gemäß

$$\langle f(\vec{r}) \rangle = \int_{R^n} f(\vec{r}') W(\vec{r} - \vec{r}', h) d\vec{r}' \quad (2.11)$$

durch Integration über die n-dimensional modellierte Geometrie. Das Volumenintegral $\int_{R^n} W(\vec{r}', h) d\vec{r}'$ über die Kernelfunktion muss dazu normierbar sein. Dies wird als Kernelnäherung bezeichnet. Das Integral (2.11) wird durch die Summe

$$\langle f(\vec{r}_i) \rangle = \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} f(\vec{r}_j) W(\vec{r}_i - \vec{r}_j, h) = \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} f_j W_{ij} \quad (2.12)$$

über alle Nachbarpartikel j innerhalb einer gewissen Einflusslänge κh ersetzt. Dabei stellt $\langle f(\vec{r}_i) \rangle$ den berechneten Wert der Größe f an der Position \vec{r}_i des Partikels i dar, m_j und ρ_j die Masse, bzw. die Dichte des Partikels j , der sich an der Position \vec{r}_j befindet. Der Betrag der Kernelfunktion $W(\vec{r}, h)$ an der Stelle $\vec{r}_i - \vec{r}_j$ wird hier mit W_{ij} abgekürzt. Dies wird als Partikelnäherung bezeichnet. In Bild 2.7 ist dies anhand mehrerer Partikel und deren Kernelfunktion skizziert.

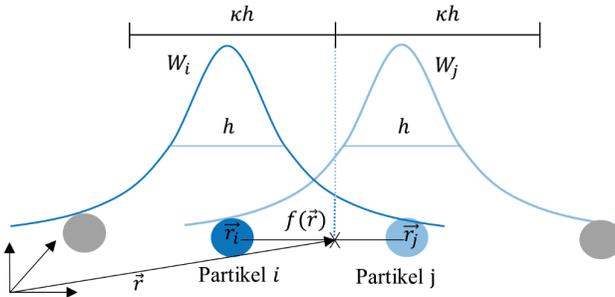


Bild 2.7: Repräsentation eines Kontinuums durch Partikel mit der SPH-Methode. Die Partikel i und j sind beispielhaft mit Kernelfunktion dargestellt.

Gradienten werden ebenso über

$$\langle \nabla f(\vec{r}_i) \rangle = - \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} f(\vec{r}_j) \cdot \nabla W(\vec{r}_i - \vec{r}_j, h) = - \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} f_j \nabla W_{ij} \quad (2.13)$$

berechnet. Durch diese Diskretisierungen werden die partiellen Differentialgleichungen, die im Falle von fluid- oder thermodynamischen Systemen die Erhaltungssätze von Energie, Masse und Impuls beschreiben, in ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen überführt. Beispielsweise kann die Massenerhaltung

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \vec{v} \quad (2.14)$$

in einem kompressiblen Medium der Dichte ρ und der lokalen Geschwindigkeit \vec{v} mit der SPH-Methode durch

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_j m_j \frac{\rho_j}{\rho_j} (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \nabla W_{ij} \quad (2.15)$$

diskretisiert werden.

Die genaue Auslegung der in der SPH verwendeten numerischen Parameter und Schemata geschieht meist empirisch und bedarf auf die jeweilige Simulationsaufgabe optimierte Einstellungen [61]. Von besonderer Bedeutung sind dabei Kernelfunktion und Glättungslänge. In der Praxis werden aus numerischen Gründen häufig Splines als Kernelfunktionen implementiert [62]. Die Glättungslänge h bestimmt die örtliche Auflösung und den Rechenaufwand. h kann dynamisch implementiert werden und sowohl zeitlich als auch lokal angepasst werden, um die örtliche Auflösung zu optimieren.

Die SPH-Methode wird zur Simulation astrophysikalischer Probleme [63] und bei Festkörperproblemen mit großen lokalen Verformungen [64] erfolgreich eingesetzt. Ein SPH-Modell zur Simulation des Wärmeleitungsschweißens wird in [57] vorgestellt. Die Tiefschweißschwelle beim Laserstrahlschweißen von Aluminium konnte durch Kopplung dieses SPH-Modells an die Berechnung des Leistungseintrags mittels Raytracing berechnet werden [58]. Mit dieser Kombination von SPH und Raytracing konnten Prozesse mit komplexen Geometrien, wie das in Bild 2.6 dargestellte Laserstrahlschweißen entlang einer Blechkante oder das in Kapitel 5 analysierte Spikingphänomen beim Laserstrahl-tiefschweißen, modelliert werden [59;65].

2.4 Diagnostik der Kapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen

Der direkte visuelle Zugang zur Dampfkapillare ist beim Laserstrahl-tiefschweißen von Metallen beschränkt. Im Folgenden werden drei in dieser Arbeit verwendete experimentelle Methoden dargestellt, mit denen Kapillargeometrie und Kapillartiefe bestimmt werden können.

2.4.1 Online-Röntgenvideographie

Mittels der online-Röntgenvideographie können Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Prozesszone während des Laserstrahlschweißprozesses (online) erstellt werden. In

Bild 2.8 ist der Aufbau der am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) vorhandenen Röntgenanlage (links), sowie ein typisches, mit dieser Anlage aufgenommenes Einzelbild (rechts) aus einem Laserstrahliefschweißprozess gezeigt.

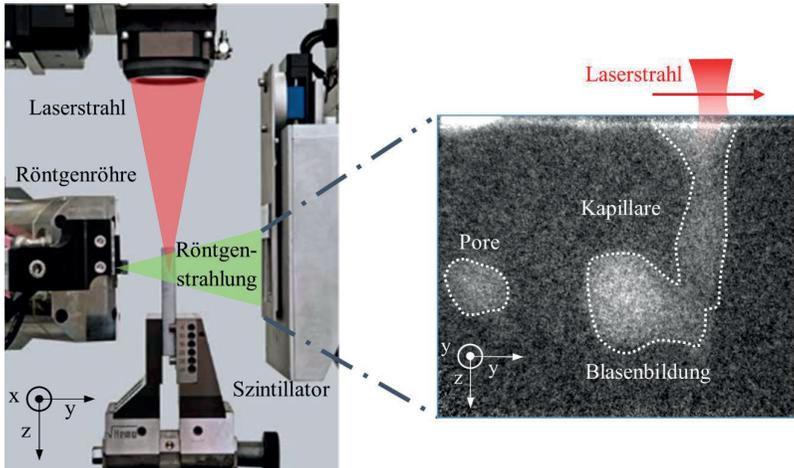


Bild 2.8: Links: Aufbau zur Untersuchung von Laserschweißprozessen mittels bildgebender online-Röntgendiagnostik.

Rechts: Typisches Einzelbild aus einem mit diesem System aufgenommenen Hochgeschwindigkeitsvideo [66]. Bereiche, in denen weniger dichtes Material durchstrahlt wird, zeichnen sich durch eine geringere Abschwächung der Röntgenstrahlung aus. Als helle Bildbereiche sind die Dampfkapillare, deren unterer Bereich sich aufbläht, und eine bereits zur Prozessspore erstarrte Blase zu sehen.

Während eine Linearachse das Werkstück unter der Bearbeitungsoptik hindurch bewegt (in x-Richtung), wird die Prozesszone mit Röntgenstrahlung durchstrahlt. Die Röntgenstrahlung wird auf ihrem Weg durch das Werkstück abhängig vom durchlaufenen Material und der durchstrahlten Geometrie abgeschwächt. Die durch das Werkstück transmittierte Strahlung trifft auf einen Szintillator. Die Prozesszone wird damit ähnlich einer Schattenabbildung auf den Szintillator projiziert. Dort wird die Röntgenstrahlung durch Fluoreszenz in sichtbares Licht umgewandelt. Da die Röntgenstrahlung beim Durchstrahlen von Kapillare oder Dampfblasen in geringerem Maße absorbiert wird, fluoreszieren die entsprechenden Regionen auf dem Szintillator heller. Dies ist in Bild 2.8 rechts gezeigt. Die Dampfkapillare, eine sich an ihrer Spitze ausbildende Dampfblase, sowie eine bereits abgelöste Prozessspore sind als helle Bildbereiche erkennbar. Im hier beschriebenen Aufbau wird der Szintillator zur Signalverstärkung auf einen Bildverstär-

ker abgebildet, der von einer Hochgeschwindigkeitskamera abgefilmt wird. Die verwendeten Beschleunigungsspannungen der Röntgenröhre liegen zur Prozessdiagnostik beim Laserstrahlschweißen von Metallen üblicherweise zwischen 50 keV und 130 keV, bei Röhrenströmen von bis zu 1800 μA . Detaillierte Beschreibungen dieser Röntgenanlage und der zur Röntgendiagnose notwendigen Bildverarbeitung sind in [11;67] gegeben. Mit dem dargestellten System kann ein Abbildungsfaktor von 68 Pixeln pro Millimeter und Aufnahmeraten von bis zu 10 kHz erreicht werden.

Die online-Röntgendiagnose erlaubt die bildbasierte Quantifizierung und Analyse der Kapillargeometrie. Damit einhergehend können die Prozesse der Poren- und Spritzerbildung untersucht werden [14;66]. Die Strömungen im Schmelzebad können durch Zugabe sogenannter Tracerpartikel sichtbar gemacht werden. Die Bewegung dieser Partikel im Schmelzebad kann in den Röntgenaufnahmen verfolgt werden und aus den einzelnen Trajektorien das entsprechende Strömungsfeld ermittelt werden. Zwei solcher Strömungsfelder aus [68] sind in Bild 2.9 dargestellt. Damit war es möglich, den Einfluss der Fokuslage auf die Schmelzeströmungen beim Laserstrahlschweißen von Vergütungsstahl zu analysieren. Die auftretenden Schmelzebadströmungen unterschieden sich trotz gleicher Einschweißtiefe, Vorschub und Werkstoff deutlich. Dies verdeutlicht die komplexen Wechselwirkungen beim Laserstrahlschweißprozess (vgl. Abschnitt 2.1 und 2.2) und demonstriert die Leistungsfähigkeit der bildgebenden Prozessdiagnostik hinsichtlich der Untersuchung komplexer Phänomene. Der Messaufbau und die Datenmenge, die bei der online-Röntgenvideographie anfällt, erlauben jedoch keine Echtzeitverarbeitung und keinen Produktionseinsatz dieser Diagnostikmethode (Stand 2019).

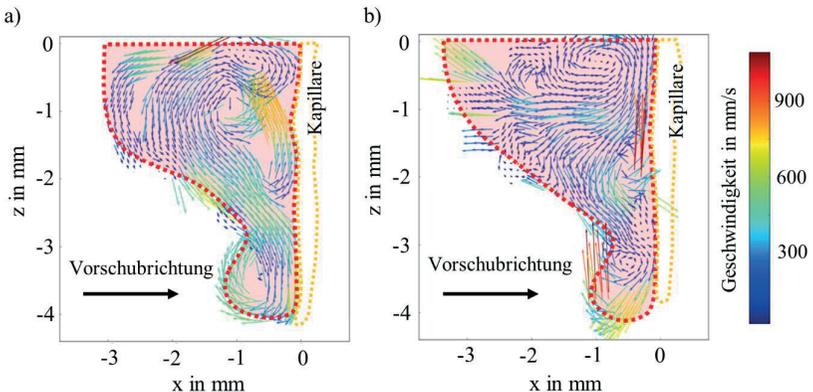


Bild 2.9: Online-Röntgenuntersuchung des Einflusses der Fokuslage auf die Schmelzeströmungen beim Laserstrahlschweißen [68]. Geschweißt wurde der Stahl 42CrMoS4 mit einem Vorschub von 4 m/min und einem Fokusedurchmesser von 116 μm bei

- einer Einschweißtiefe von 4 mm. a) Schmelzeströmungen beim Schweißen mit einer Fokusslage von $FL = -1,4$ mm bei einer Laserleistung von $P = 2,4$ kW. b) Schmelzeströmungen bei $FL = -2,1$ mm und $P = 2,7$ kW.

2.4.2 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in transparenten Medien

Die Laserbearbeitung von Materialien, die im visuellen Spektrum transparent sind, ermöglicht Videoaufnahmen mit konventionellen Hochgeschwindigkeitskameras. Erfolgt die Bearbeitung mit einem CO_2 -Laser, kann die Beleuchtung des Werkstücks mit herkömmlichen (breitbandigen) Leuchtmitteln erfolgen. Das Blockieren der Laserstrahlung ist nicht nötig, da die CCD- und CMOS-Sensoren der Hochgeschwindigkeitskameras bei der Laserwellenlänge von $10,6 \mu\text{m}$ keine Sensitivität aufweisen. Die örtliche und zeitliche Auflösung der Aufnahmen ist nur von der verfügbaren Kamera, der Abbildung und der Beleuchtung abhängig. Auflösungen von mehr als 50 kHz und einigen $\mu\text{m}/\text{Pixel}$ können erreicht werden. Eine homogene Beleuchtung kann indirekt über einen Streuschirm stattfinden, der auf der gegenüberliegenden Seite der Kamera, hinter dem Werkstück platziert ist. Eine direkte Beleuchtung aus Blickrichtung der Kamera kann zur Hervorhebung einzelner Regionen oder Grenzflächen verwendet werden.

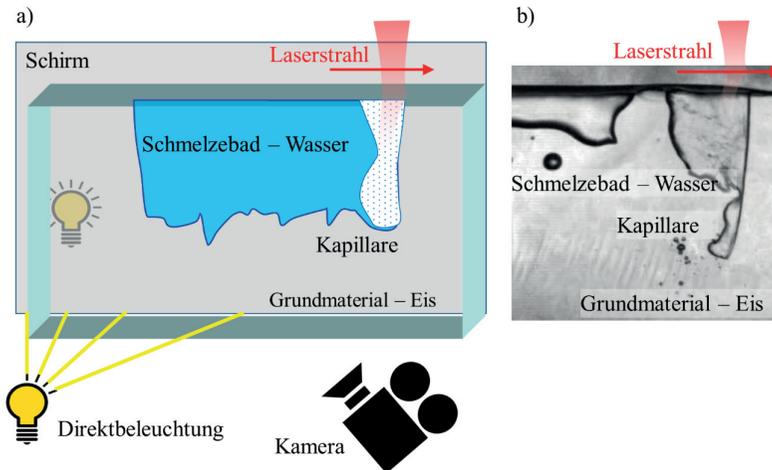


Bild 2.10: a) Versuchsaufbau und Bildgebung beim Laserstrahlschweißen von Eisplatten. b) Einzelbild aus einem Hochgeschwindigkeitsvideo des Laserstrahlschweißens in Eis.

Der experimentelle Aufbau zur bildgebenden Prozessdiagnostik beim Laserstrahl-schweißen von Eisblöcken ist in Bild 2.10a skizziert. Ein typisches Einzelbild aus einem aufgenommenen Hochgeschwindigkeitsvideo ist in Bild 2.10b gezeigt. Der Vergleich dieser Hochgeschwindigkeitsaufnahme mit dem Röntgenbild in Bild 2.8 verdeutlicht, dass Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in transparenten Medien deutlich höhere örtliche und zeitliche Auflösungen als die online-Röntgendiagnose ermöglichen. Die untersuchten Prozesse sind jedoch auf Materialien, welche im visuellen Spektrum transparent sind, beschränkt. Mit solchen Aufnahmen wurden Untersuchungen zum Laserstrahlbohren [69], -schneiden [70] und -schweißen [71] in Wasser, Eis und transparenten Kunststoffen durchgeführt. Viele relevante Materialparameter, wie die Viskosität und die Wärmekapazität liegen bei Wasser bzw. Eis in der selben Größenordnung wie bei Eisen oder Aluminium. Bei zirkular polarisierter oder unpolarisierter Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von $1\ \mu\text{m}$ ist die Winkelabhängigkeit der Absorption bis auf einen konstanten Skalierungsfaktor bei Stahl sehr ähnlich wie bei Wasser und einer Wellenlänge von $10\ \mu\text{m}$. Dieser Zusammenhang ist in Bild 2.11 dargestellt.

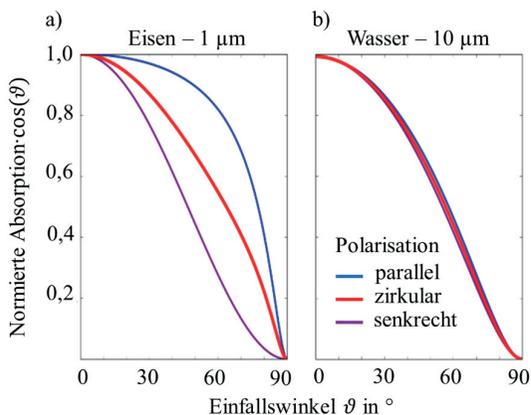


Bild 2.11: Abhängigkeit der Absorption von Laserstrahlung vom Einfallswinkel bei Eisen und einer Wellenlänge von $1\ \mu\text{m}$ (a) und Wasser bei einer Wellenlänge von $10\ \mu\text{m}$ (b), normiert auf die Absorption bei senkrechtem Einfall. Die Absorptionen sind mit den Fresnelgleichungen errechnet und zur Berücksichtigung der Projektion auf eine um den Winkel ϑ geneigten Fläche mit dem Faktor $\cos(\vartheta)$ [72] multipliziert. Die Werte in a) basieren auf den berechneten Werten des komplexen Brechungsindex für flüssiges Eisen bei Schmelztemperatur von 1811 K mit $n = 3,6$ und $k = 5$ [73]. In b) wurde für Wasser $n = 1,174$ und $k = 0,0764$ angenommen [74], die Temperaturabhängigkeit ist hier vernachlässigbar [73].

Tatsächlich konnten viele der Phänomene, die beim Schweißen von Metallen auftreten, auch beim Laserbearbeiten von Eis nachgewiesen werden [9;75]. Es kann daher angenommen werden, dass Erkenntnisse aus Untersuchungen zum Laserbearbeiten von Eis auf die entsprechenden Prozesse beim Bearbeiten von Metallen übertragen werden können.

2.4.3 Optische Kohärenztomographie

Die optische Kohärenztomographie (OCT) ist ein auf der Weißlichtinterferometrie basierendes ortsauflösendes Messprinzip zur Messung der optischen Weglänge. Die OCT wird zur Abstandsmessung, der topologischen Vermessung von Oberflächen und zur Vermessung von optischen Eigenschaften innerhalb des Volumens von transparenten Medien verwendet [76;77]. OCT-basierte Abstandsmessungen sind aufgrund des interferometrischen Prinzips sehr robust gegenüber Störungen, die in der Messumgebung auftreten. Dies ermöglicht das Vermessen optischer Pfadlängen innerhalb der Dampfkapillare während des Laserstrahl-tiefschweißprozesses [78].

Die OCT zeichnet sich durch eine hohe örtliche und zeitliche Auflösung aus. Beim Laserstrahlschweißen können mit OCT-Systemen Messraten von 70 kHz erreicht werden, bei örtlichen Auflösungen von einigen Mikrometern [12]. Der Messlaserstrahl wird dabei koaxial zum Bearbeitungslaserstrahl geführt, mit diesem in die Kapillare eingekoppelt und aus der Kapillare zurück auf einen Detektor reflektiert. Das zurückreflektierte Licht wird dort mit einem Referenzstrahl überlagert. Die optische Weglänge des Messstrahls kann über eine Fouriertransformation des resultierenden Intensitätssignals bestimmt werden. In Bild 2.12a ist dies schematisch für eine Messung der Tiefe der Dampfkapillare während des Laserstrahl-tiefschweißens dargestellt. Durch bekannten Abstand zur Werkstückoberfläche – der vor Beginn jeder Schweißung gemessen werden kann – ist die Kapillartiefe bestimmbar. Die Rohdaten der OCT-Messung müssen aufgrund von Rauschen, Fehlmessungen und vor allem Schwankungen der Kapillargeometrie gefiltert werden.

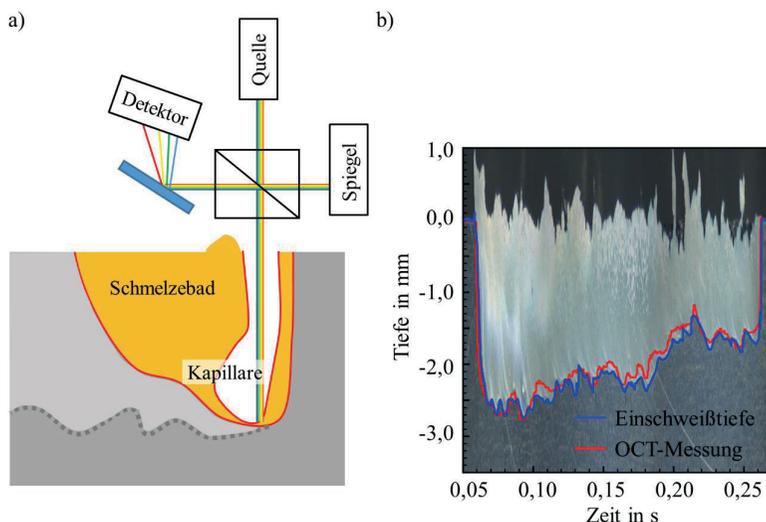


Bild 2.12: a) Skizzierte Messanordnung der Kapillartiefenmessung mittels OCT.
b) Mit OCT-Messung (rote Linie) und aus einem Längsschliff ermittelte Einschweißtiefe beim Laserstrahlschweißen von Aluminium AlMg3 mit einer Laserleistung von $P = 4$ kW, einem Vorschub von $v = 12$ m/min und einem Strahldurchmesser von $d_B = 300$ μm , aus [79].

Die optimale Filterung der OCT-Daten kann beispielsweise über eine größtmögliche Übereinstimmung mit den aus Röntgenaufnahmen bestimmten Kapillartiefen oder aus Längsschliffen ermittelten Einschweißtiefen bestimmt werden. Letzteres ist in Bild 2.12b dargestellt. Eine detaillierte Darstellung der Filterung der OCT-Messungen ist in [79] gegeben.

3 Stationäre Modellierung der Kapillartiefe

In diesem Kapitel wird ein stationäres Modell der Kapillare beim Laserstrahlschweißen dargelegt, welches die Kapillartiefe für gegebene Prozess- und Materialparameter numerisch abschätzt. Das Modell beinhaltet die grundlegenden physikalischen Zusammenhänge der Wärmeleitung und der geometrieabhängigen Einkopplung der Laserleistung in die Kapillare. Die Kapillartiefe wird iterativ angepasst, bis ein experimentell kalibriertes Konvergenzkriterium erfüllt ist. Die Auswirkungen fehlender Materialdaten und nicht implementierter physikalischer Wechselwirkungen auf die Prognose der Kapillartiefe werden implizit durch diese Iteration abgefangen.

Zunächst werden in Abschnitt 3.1 die Ziele und die Methodik der Modellierung vorgestellt. Dann werden in Abschnitt 3.2 die Komponenten des Modells und in Abschnitt 3.3 deren Implementierung erläutert. Die Validierung und Anwendung des Modells wird in Abschnitt 3.4 gezeigt. Abschließend werden in Abschnitt 3.5 die wesentlichen Vereinfachungen und Limitierungen diskutiert, sowie mögliche Erweiterungen angesprochen. Inhalte dieses Kapitels wurden in [80] veröffentlicht.

3.1 Ziele und Ansatz

Die Komplexität des Laserstrahlschweißprozesses stellt eine Herausforderung für dessen Modellierung dar. Modelle bewegen sich dementsprechend zwischen den beiden Polen einer detaillierten Abbildung der Vielzahl an physikalischen Wechselwirkungen und starker Abstraktion. Erstere ermöglicht realistische Prozesssimulationen, allerdings unter großem rechentechnischen Aufwand. Letztere erlaubt die schnelle Abschätzung einzelner Größen, jedoch mindert der geringe Detaillierungsgrad genaue Ergebnisprognosen und eine breite Anwendung. Elementare Effekte, wie Phasenübergänge oder eine geometrieabhängige Leistungseinkopplung, sind hier nur bedingt umsetzbar.

Das Modellierungsschema, welches in diesem Kapitel beschrieben wird, zielt darauf ab diesen Konflikt zu umgehen. Das Ziel ist die Vorhersage der Kapillartiefe bei vorgegebenen Material- und Prozessparametern. Das Modellierungsschema soll die wesentlichen physikalischen Zusammenhänge beinhalten, die zur Schätzung der Kapillartiefe

beim Laserstrahlschweißen mit konstanten Prozessparametern relevant sind und gleichzeitig auf das Nötigste reduziert sein, um diese Schätzung unter geringem Verbrauch von Rechenressourcen zu ermöglichen. Hierzu wird die Modellierung in zwei Teile unterteilt: Ein physikalisches Wärmeleitungsmodell des Laserstrahlschweißprozesses berechnet für eine gegebene Kapillargeometrie das aufgrund von Prozess- und Materialparametern zu erwartende stationäre Temperaturfeld. Die Abbildung der physikalischen Wechselwirkungen wird hierbei auf die wesentlichen thermodynamischen Beziehungen reduziert. Als grundlegende physikalische Mechanismen und Zusammenhänge werden dabei der geometrieabhängige Einkoppelgrad der Laserleistung, die geometrieabhängige Wärmeausbreitung ins Bauteil und der Phasenübergang zwischen fester und flüssiger Phase berücksichtigt. Alle anderen Mechanismen werden in ein Iterationsschema verlagert, das dieses physikalische Wärmeleitungsmodell umschließt und die Kapillargeometrie basierend auf dem berechneten Temperaturfeld anpasst. Das Konvergenzverhalten des Iterationsschemas wird experimentell kalibriert. Die Berechnung der Kapillartiefe soll innerhalb einiger Minuten auf einem Desktop-PC möglich sein.

Das Modellierungsschema ist in Bild 3.1 skizziert. Die Modellierung wird in einem ersten Schritt basierend auf Werkstückgeometrie, Material- und Prozessparametern initialisiert. Eine ins Werkstück integrierte Startgeometrie der Kapillare wird erstellt. Innerhalb der Iterationsschleife wird das stationäre Temperaturfeld für diesen Laserstrahlschweißprozess mit dem physikalischen Wärmeleitungsmodell berechnet. Die Laserleistung wird über die an der Kapillare vorgegebenen Randbedingungen in den Prozess eingebracht. Durch Anpassung der Randbedingungen wird ein geometrieabhängiger Einkoppelgrad, sowie die Limitierung der Maximaltemperatur auf Verdampfungstemperatur realisiert. Die Kapillartiefe wird basierend auf dem berechneten Temperaturfeld skaliert. Dies wird solange wiederholt, bis ein experimentell kalibriertes Konvergenzkriterium erfüllt ist. Dieses basiert auf der berechneten Temperaturverteilung an der Oberfläche der modellierten Dampfkapillare und wird anhand einer experimentellen Kalibrierung bestimmt. Die Kapillartiefe, bei der das Konvergenzkriterium erfüllt ist, stellt die erwartete mittlere Kapillartiefe beim Laserstrahl-tiefschweißen mit den verwendeten Material- und Prozessparametern dar.

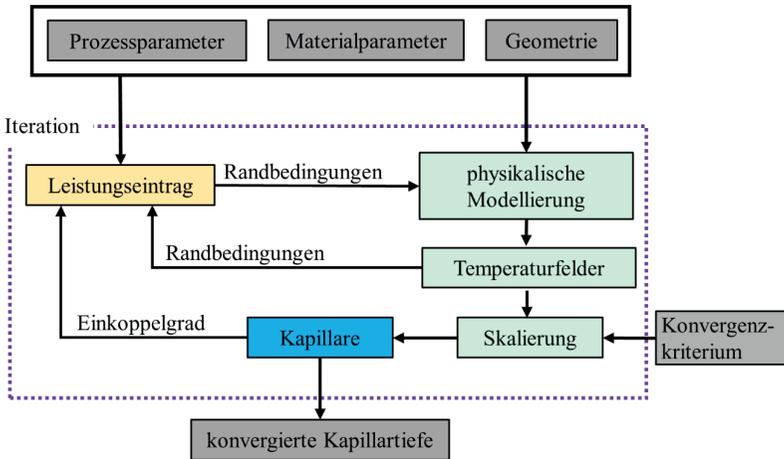


Bild 3.1: Schematische Darstellung der Modellierung zur Berechnung der Kapillartiefe beim Laserstrahlschweißen mit konstanten Prozessparametern, bestehend aus einem stationären Wärmeleitungsmodell, das zur Skalierung der Kapillargeometrie in eine Iterationsschleife eingebettet ist. Der Leistungseintrag wird in Abhängigkeit der aktuellen Kapillargeometrie und des im Wärmeleitungsmodell berechneten Temperaturfelds als Randbedingung vorgegeben (siehe Abs. 3.2.2).

3.2 Modellierungsschema

3.2.1 Berechnete Geometrien

Im Sinne der Einfachheit werden im Folgenden generische Geometrien verwendet, um das Werkstück und die beim Tiefschweißen vorhandenen Kapillaren zu modellieren. Das Werkstück wird dabei durch einen Quader repräsentiert, die Kapillare durch einen Zylinder, der auf einer Seite durch eine Halbkugel abgeschlossen ist. Der Kapillardurchmesser entspricht dem Durchmesser des Laserstrahls auf der Werkstückoberseite. Grundsätzlich können die Bauteilgeometrie und die initiale Kapillargeometrie im Modellierungsschema jedoch frei gewählt werden.

Die Geometrie der Kapillare und insbesondere der Kapillarspitze kann in realen Schweißungen stark variieren [14;81]. Der Einfluss der gewählten Kapillargeometrie auf die Berechnung der Kapillartiefe wird in Abschnitt 3.4 am Vergleich zwischen zylindrischen und kegelförmigen Geometrien diskutiert.

Der Laserstrahl wird im physikalischen Wärmeleitungsmodell als ortsfest implementiert. Als Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls wird die negative z-Achse gewählt. Innerhalb des Werkstücks wird ein homogenes Geschwindigkeitsfeld \vec{U} vorgegeben, welches die Bewegung des Werkstücks relativ zum Laserstrahl implementiert. Im Falle der hier verwendeten generischen Geometrie, stellt die von der Strahlachse und der Vorschubgeschwindigkeit aufgespannte Ebene eine Symmetrieebene dar, welche durch die Kapillare verläuft. Das Wärmeleitungsmodell kann somit ohne Informationsverlust nur für eine Hälfte des Werkstücks berechnet werden. Dies wird zur Reduzierung der benötigten Rechenressourcen ausgenutzt. Eine schematische Darstellung der berechneten Geometrie ist in Bild 3.2 gezeigt.

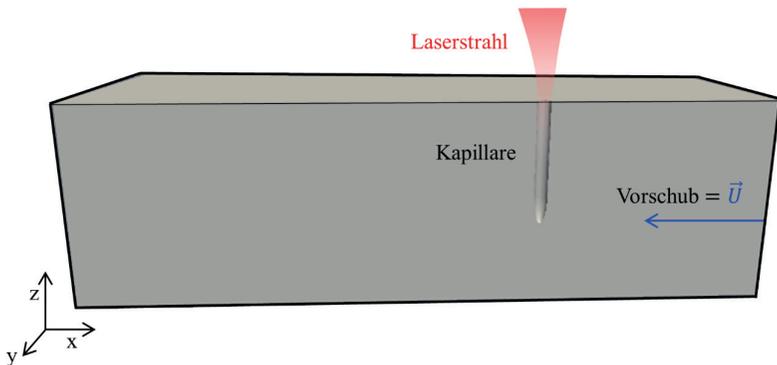


Bild 3.2: Generische Implementierung des Werkstücks und der Kapillare im Wärmeleitungsmodell.

Beim Laserstrahl-tiefschweißen kann eine Neigung der Kapillare die Energiebilanz lokal (die Verteilung der lokal absorbierten Leistung) und global (über den Einkoppelgrad) beeinflussen. Aus experimentellen Untersuchungen und theoretischen Analysen ist insbesondere eine mit der Vorschubgeschwindigkeit zunehmende Neigung der Kapillarfront und eine Öffnung der Kapillare bekannt (siehe auch Ergebnisse in Abschnitt 6.2 und [11;82;83]). Dies könnte Auswirkungen auf die Einschweißtiefe haben und wird im hier vorgestellten Ansatz stark vereinfacht durch den nachfolgend erklärten Iterationsmechanismus berücksichtigt. Dabei wird die Kapillargröße und damit einhergehend der Einkoppelgrad iterativ angepasst. Die Neigung der Kapillare bleibt während der Iteration unverändert. Eine Kalibrierung des Iterationsschemas bei zwei unterschiedlichen Vorschüben könnten verwendet werden, um eine vorschubabhängige Kapillargeometrie zu berücksichtigen.

3.2.2 Physikalisches Wärmeleitungsmodell

Leistungseintrag

Beim Schweißen mit einer Laserleistung P wird nur der durch den Einkoppelgrad η_A festgelegte Leistungsanteil innerhalb der Kapillare absorbiert. Der Einkoppelgrad ist wellenlängen-, geometrie- und werkstoffabhängig. Die Laserleistung P_{in} , die tatsächlich ins Werkstück eingebracht wird und dem Schweißprozess zu Verfügung steht, wird im hier beschriebenen Modell gemäß

$$P_{in} = P \cdot \eta_A = P \cdot A \cdot \frac{1 + (1-A) \left(\frac{o}{s_{cap}} \frac{\Omega}{2\pi} \right)}{A \left(1 - \frac{o}{s_{cap}} \right) + \frac{o}{s_{cap}}} \quad (3.1)$$

berechnet, wobei A den Absorptionsgrad des Werkstoffes, o die Öffnungsfläche der Kapillare und s_{cap} die Gesamtoberfläche der Kapillare inklusive der Öffnungsfläche darstellen. Der Öffnungswinkel Ω ist dabei durch

$$\Omega = 4\pi \sin \left(\frac{\arctan(d_B/2D)}{2} \right) \quad (3.2)$$

gegeben, wobei D die Tiefe und d_B den Durchmesser der Kapillare bezeichnen. Diese Berechnung des Einkoppelgrades basiert auf einem Modell, das den absorbierten Anteil von Strahlung berechnet, die in eine Geometrie eingestrahlt und dort diffus gestreut wird. Das Modell wurde ursprünglich von *Gouffé* [84] entwickelt und die hier verwendete, leicht korrigierte, Form ist in [1] zu finden.

Der Eintrag der Laserleistung in das Bauteil wird in dem physikalischen Wärmeleitungsmodell über das Setzen der Randbedingungen des Temperaturfeldes an der Kapillare ($RB|_T$) implementiert. Solange die Temperatur an der Kapillare unterhalb der Verdampfungstemperatur T_{evap} liegt, geschieht dies durch Vorgabe einer Neumann-Randbedingung an der Kapillarwand. Der (senkrecht auf der Oberfläche stehende) Temperaturgradient wird dabei auf den Wert

$$\nabla T = \frac{P_{in}}{s_{cap} \cdot \lambda_l} \vec{n} \quad (3.3)$$

gesetzt. Hierbei entspricht λ_l der Wärmeleitfähigkeit des Werkstoffes im flüssigen Zustand. Dadurch wird die in Gleichung (3.1) berechnete eingekoppelte Leistung durch Wärmeleitung über die Kapillaroberfläche ins Bauteil eingebracht [85]. Basierend auf der Annahme, dass die Verdampfungstemperatur nicht überschritten werden kann, wird

die Randbedingung beim Erreichen dieser Temperatur in eine Dirichlet-Randbedingung umgewandelt und die Temperatur der Kapillaroberfläche lokal auf Verdampfungstemperatur T_{evap} begrenzt:

$$RB|_T = \begin{cases} \nabla T(x, y, z) = \frac{P_{in}}{S_{cap} \cdot \lambda_l} \cdot \vec{n}, & T(x, y, z) < T_{evap} \\ T(x, y, z) = T_{evap}, & T(x, y, z) \geq T_{evap}. \end{cases} \quad (3.4)$$

Das Umschalten der Randbedingungen geschieht während der Temperaturfeldberechnung für jedes Flächenelement der Kapillargeometrie individuell. Die insgesamt ins Werkstück eingebrachte Leistung kann durch diesen Wechsel der Randbedingungen geringer ausfallen als in (3.1) berechnet. Ähnlich wird im realen Lasertiefschweißprozess die ins Bauteil eingebrachte Leistung durch die zur Verdampfung notwendige Leistung reduziert. Die Vergrößerung der Kapillare, welche aus dieser Verdampfung resultiert, wird durch die Adaption der Kapillargröße im Iterationsschema berücksichtigt. Eine schematische Darstellung der berechneten Geometrie mit den Randbedingungen des Wärmeleitungsmodells ist in Bild 3.3 gezeigt. An der Grenzfläche I wird die Temperatur des (hier „einströmenden“) Materials auf Umgebungstemperatur gesetzt, welche in den unten gezeigten Simulationen auf 295 K festgelegt wurde. Wärmestau am Werkstückrand wird durch Vorgabe von $\nabla T := 0$ an den Grenzflächen implementiert.

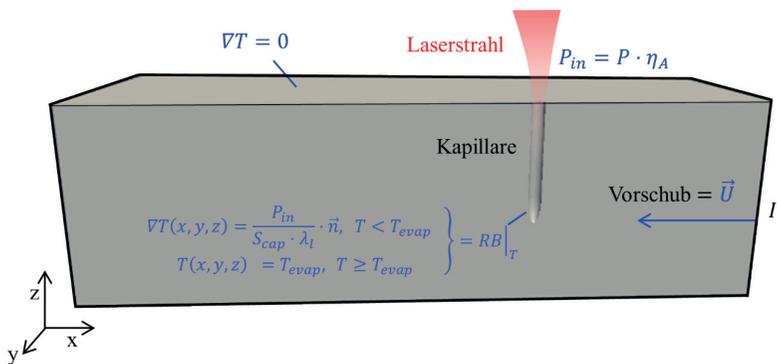


Bild 3.3: Generische Implementierung des Werkstücks und der Kapillare sowie der Randbedingungen des Wärmeleitungsmodells.

Leistungsumsatz

Das stationäre Temperaturfeld, welches sich im modellierten Laserstrahlschweißprozess einstellt, wird in jedem Iterationsschritt unter Verwendung der aktuellen Kapillargeometrie bestimmt. Dazu wird die Wärmeleitungsgleichung gelöst und damit die Wärmeausbreitung ausgehend von der Kapillare ins Werkstück berechnet. Betrachtet man den Schweißprozess ohne Phasenübergang und ohne Wärmequellen, dann wird die Wärmeleitung allgemein durch die Konvektions-Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla^2 \left(\frac{\lambda_{th}}{c_p \rho} T \right) - \nabla(\vec{U}T) \quad (3.5)$$

bestimmt, wobei T das Temperaturfeld, \vec{U} das Strömungsfeld, ρ die Dichte, c_p die Wärmekapazität und λ_{th} die Wärmeleitfähigkeit des Werkstoffs darstellen [7]. Der Phasenübergang zwischen fester und flüssiger Phase kann berücksichtigt werden, indem *Rösler und Brüggemann* folgend, Gleichung (3.5) gemäß

$$\begin{aligned} \frac{\partial(c_p(\gamma)T)}{\partial t} &= \nabla^2 \left(\frac{\lambda_{th}(\gamma)}{c_p \rho} T \right) - \nabla(\vec{U} c_p(\gamma) T) \\ &+ h_l \nabla \cdot (\gamma \vec{U}) + h_l \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial t} \\ &- T_{melt} \cdot \frac{\partial c_p(\gamma)}{\partial t} - T_{melt} \cdot \nabla \cdot (\vec{U} c_p(\gamma)) \end{aligned} \quad (3.6)$$

erweitert wird [86]. Hier stellt h_l die Schmelzenthalpie und

$$\gamma = \begin{cases} 0, & T < T_s \\ f_l(T), & T_s < T < T_l, \\ 1, & T > T_l \end{cases} \quad (3.7)$$

den lokalen Masseanteil an flüssigem Material dar, wobei T_s und T_l jeweils die Solidus- und Liquidustemperatur sind [86] und die hypothetische Schmelztemperatur als deren Mittelwert $T_{melt} = (T_s + T_l)/2$ angenommen wurde. Die Funktion $f_l(T)$ muss dabei zwischen den beiden Punkten ($T = T_s, \gamma = 0$) und ($T = T_l, \gamma = 1$) monoton steigend verlaufen. Zwischen diesen beiden Temperaturen werden c_p und λ_{th} in Abhängigkeit von γ linear zwischen den Werten der festen ($c_{p,s}, \lambda_s$), bzw. flüssigen ($c_{p,l}, \lambda_l$) Phase interpoliert, um die Änderung der Materialparameter mit dem Phasenanteil zu berücksichtigen. Dieser Zusammenhang kann bei bekannter Abhängigkeit zwischen Temperatur und Anteil der flüssigen Phase legierungsspezifisch durch die Wahl von $f(T)$ abge-

bildet werden. Im Folgenden wurde der Verlauf des Phasenanteils durch die Fehlerfunktion abgebildet. Auch bei reinen Materialien mit beliebig schmalen Erstarrungsintervallen ist es aus Gründen der numerischen Stabilität nötig, ein Erstarrungsintervall von einigen Kelvin Breite zu implementieren. Der im Folgenden beschriebene Iterationsmechanismus mildert über die experimentelle Kalibrierung den Einfluss von potentiell mangelhafter Kenntnis der verwendeten Materialparameter ab. Eine präzise Schätzung der Einschweißtiefen, gerade in größeren Abständen zum Kalibrationspunkt, wird jedoch durch eine möglichst realistische Wahl der Materialparameter begünstigt.

3.2.3 Iterationsschema

Die reduzierte Thermodynamik und die geometrieabhängige Leistungseinkopplung sind die einzigen expliziten physikalischen Zusammenhänge, welche in dem Modellierungsschema abgebildet werden. Der Einfluss komplexerer Effekte, wie Verdampfung und Schmelzeströmungen, werden durch das Iterationsschema ersetzt, bei dem in jedem Iterationsschritt die Kapillartiefe evaluiert und skaliert wird.

In jedem Iterationsschritt i wird das stationäre Temperaturfeld berechnet. Beispielhaft ist dies in Bild 3.4a dargestellt. Dies geschieht unter Verwendung des oben beschriebenen physikalischen Wärmeleitungsmodells und der in diesem Schritt gegebenen Kapillargeometrie mit Kapillartiefe D_i und den an ihrer Oberfläche definierten Randbedingungen (3.4). Basierend auf dem resultierenden Temperaturfeld wird dann entschieden, ob die Geometrie für den nachfolgenden Iterationsschritt größer oder kleiner skaliert werden muss. Hierzu wird die stationäre Temperaturverteilung an der Kapillarspitze ausgewertet. Als Entscheidungskriterium dient, bei welchem Anteil s_{evap} der tiefstgelegenen 5% der Kapillarfläche die Verdampfungstemperatur im stationären Zustand erreicht wurde. Diese ausgewertete Region an der Kapillarspitze ist in Bild 3.4b vergrößert dargestellt.

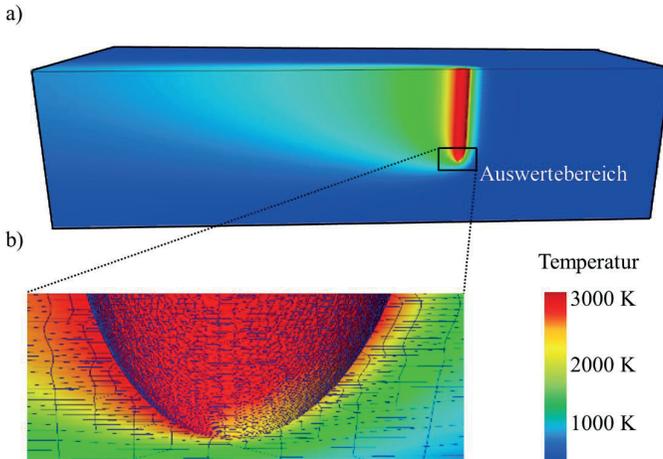


Bild 3.4: a) Berechnetes stationäres Temperaturfeld nach einem Iterationsschritt des Wärmeleitungsmodells. b) Temperaturverteilung an den tiefst-gelegenen 5% der Oberflächenelemente der Kapillare.

Wenn dieser Anteil s_{evap} einen vorher festgelegten Grenzwert C überschreitet, wird die Kapillare für den nächsten Iterationsschritt größer skaliert. Wird C unterschritten, so wird die Geometrie verkleinert. Dabei wird die Kapillare nur entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasers skaliert, also die Tiefe der Kapillare angepasst. Der Kapillardurchmesser wird konstant und gleich dem Strahldurchmesser auf der Werkstückoberseite belassen. Der Konvergenzwert C kann experimentell in einer Kalibrationsschweißung bestimmt werden. Dazu wird die Kapillartiefe für eine Kombination der Prozessparameter Laserleistung P , Vorschub \vec{U} und Strahldurchmesser d_B gemessen. Der Konvergenzwert C wird dann so festgelegt, dass die damit im Modell berechnete Kapillartiefe mit der gemessenen übereinstimmt.

Alternativ könnte das Iterationsschema durch Erweiterung von einer punktuellen Kalibrierung auf eine von Laserleistung und Vorschub aufgespannten Kalibrationsebene verfeinert werden. Um die Leistungsfähigkeit der vorgestellten Methode zu demonstrieren, wurde für die nachfolgend dargestellten Berechnungen eine Kalibration an nur einem Punkt durchgeführt.

Die Methode, die verwendet wurde, um die Skalierung zwischen den einzelnen Iterationen zu berechnen, ist äquivalent zur sogenannten Bisektionsmethode zum numerischen

Lösen von Gleichungen [87]. Wenn die Kapillartiefe vom Iterationsschritt i zum darauffolgenden Iterationsschritt $i + 1$ verringert werden muss, dann wird die neue Kapillartiefe D_{i+1} als Mittelwert der aktuellen Kapillartiefe D_i und der letzten Kapillartiefe, die als zu klein identifiziert wurde, berechnet. Im Falle der Kapillarvergrößerung wird D_{i+1} als Mittelwert von D_i und der letzten Kapillartiefe, die als zu groß ermittelt wurde, berechnet. Die Iteration wird abgebrochen, wenn zwei nachfolgende Kapillartiefen sich um weniger als 2% unterscheiden ($D_{i+1}/D_i - 1 < 0,02$).

In Bild 3.5 sind die ermittelten Werte D_i und $s_{evap,i}$ für die Iterationen der Modellierung eines Laserstrahlschweißprozesses in Baustahl bei einer Laserleistung von $P = 2$ kW, einem Vorschub von $v = 9$ m/min und einem Strahldurchmesser auf der Oberseite des Werkstückes von $d_B = 200$ μm dargestellt. In diesem Beispiel konvergierte die berechnete Kapillartiefe nach neun Iterationen gegen einen Wert von $D_9 = 1,9$ mm.

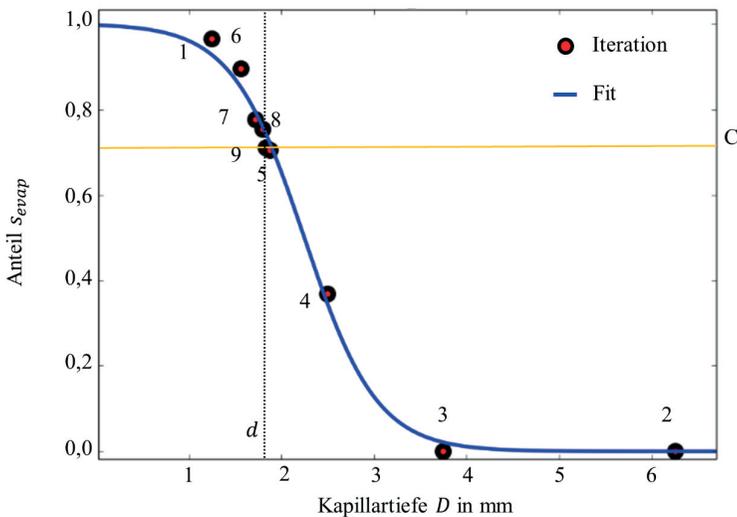


Bild 3.5: Berechnete Werte von s_{evap} und der Kapillartiefe D während der 9 Iterationsschritte einer Simulation eines Schweißprozesses in Baustahl mit $P = 2$ kW, $v = 9$ m/min und $d_B = 200$ μm . C ist der durch ein Kalibrierungsexperiment ermittelte Zielwert von s_{evap} .

Die berechneten Werte $s_{evap,i}$ können nach der Funktion

$$s_{evap,fit}(D) = \frac{1}{1 - \exp\{a \cdot D - b\}} \quad (3.8)$$

gefittet werden, mit den Regressionsparametern a und b . Diese Regression ist als blaue Kurve in Bild 3.5 dargestellt. Nach Beendigung der Iteration wird dieser Fit nach der Kapillartiefe D gelöst, für die $s_{evap,fit}(D) = C$ gilt. Dieser Wert stellt die geschätzte Kapillartiefe dar.

3.3 Implementierung

Zur Umsetzung des in Abschnitt 3.2. beschriebenen physikalischen Wärmeleitungsmodells wurde das freie Simulationssoftwarepaket *OpenFOAM* verwendet [88;89]. Im Rahmen dieses Open-source-Projektes werden Bibliotheken und Anwendungen zur numerischen Berechnung von partiellen Differentialgleichungen auf beliebigen Geometrien und der damit einhergehenden Schritte der Simulationsvorbereitung (Preprocessing) und der Ergebnisaufbereitung (Postprocessing) bereitgestellt. OpenFOAM ist insbesondere bei Simulationen fluiddynamischer Probleme weit verbreitet und zeichnet sich durch die Möglichkeit der Individualisierung und freien Programmierung aus.

Im Wärmeleitungsmodell wird Gleichung (3.6) nach der von *Rösler und Brüggemann* bereitgestellten Methodik mittels der FVM numerisch berechnet [86]. Die hier verwendete quaderförmige Werkstückgeometrie wurde mittels der OpenFOAM-Standardanwendung *blockMesh* erzeugt. Die Kapillare wurde aus diesem Werkstück mit der OpenFOAM-Standardanwendung *snappyHexMesh* ausgeschnitten. Die zur Modellierung verwendete Kapillargeometrie kann hierbei im weit verbreiteten Stereolithography Format (STL) vorliegen [90]. Die Skalierung der Geometrie erfolgt über die OpenFOAM-Standardanwendung *transformPoints*.

Das Iterationsschema, in welches das physikalische Wärmeleitungsmodell eingebettet ist, sowie die Datenvorbereitung, Auswertung und Automation wurden in einem in der Programmiersprache *Java* geschriebenen Programm implementiert.

3.4 Validierung und Anwendung

Das hier beschriebene Modellierungsschema soll mit einer einzelnen Schweißung kalibriert werden und trotzdem über einen weiten Bereich von Prozessparametern die Kapillartiefe prognostizieren können. Die Leistungsfähigkeit des vorgestellten Ansatzes wurde anhand von Einschweißungen in Baustahl S235JR geprüft. Die Schweißungen wurden mit Laserleistungen zwischen $P = 1$ kW und 4 kW, bei Vorschüben zwischen

$v = 1 \text{ m/min}$ und 20 m/min durchgeführt. Die Experimente wurden mit einem Scheibenlaser *TruDisk5001* durchgeführt. Der Laserstrahl wurde mit einer Transportfaser mit einem Kerndurchmesser von $200 \mu\text{m}$ zur Bearbeitungsstation geführt und mit einer Bearbeitungsoptik mit einem Abbildungsverhältnis von 1:1 auf die Werkstückoberseite fokussiert [91]. Der Strahldurchmesser auf der Werkstückoberseite betrug somit $200 \mu\text{m}$. Die Kapillartiefe wurde während dieser Schweißungen mittels der in Abschnitt 2.4.3 beschriebenen OCT-Messungen bestimmt. Die Messungen der Kapillartiefen wurden mit dem System *In-process Depth Meter* (IDM) der Firma *Precitec GmbH* durchgeführt [12].

Für die Modellierung wurde ein Volumen berücksichtigt, welches sich von $3,5 \text{ mm}$ vor der Kapillare (in Vorschubrichtung) bis $7,5 \text{ mm}$ hinter der Kapillare erstreckt und 3 mm breit ist. Die Starttiefe der Kapillare betrug 1 mm . Die Geometrie wurde in $267\,000$ Zellen unterteilt, wobei die Diskretisierung orthogonal zur Vorschubrichtung durch ein lineares Grading mit Faktor fünf verfeinert wurde, um die Auflösung in der Umgebung der Kapillare zu erhöhen. Die Kapillare wurde durch 6100 Oberflächenelemente dargestellt. Um die Simulation mit dieser Geometrie durchzuführen, wurde physischer Speicher der Größe 430 Mb benötigt, was die parallele Simulation mehrerer Prozesse erlaubt. Eine einzelne Simulation konnte auf einem Desktop-PC, der mit einem Arbeitsspeicher von 8 Gb und einer *Intel CoreTM i5-4570* CPU ausgestattet war, innerhalb von 8 Minuten durchgeführt werden.

Für die Simulationen wurden die in Tabelle 3.1 dargestellten Werte der Materialparameter verwendet.

Tabelle 3.1: Verwendete Materialparameter für Baustahl S235JR.

Parameter	Formelzeichen	Wert
Absorptionsgrad	A	$0,36$ [92]
Schmelzenthalpie	h_l	275 kJ/kg [93]
Verdampfungstemperatur	T_{evap}	3273 K [94]
Wärmeleitfähigkeit feste Phase	λ_s	$58 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ [95]
Wärmeleitfähigkeit flüssige Phase	λ_l	$48 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ [93]
Wärmekapazität feste Phase	$c_{p,s}$	$625 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ [95]
Wärmekapazität flüssige Phase	$c_{p,l}$	$834 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ [96]

Eine Schweißung bei einer Laserleistung von 3 kW und ein Vorschub von 13 m/min wurde als Kalibrationsexperiment durchgeführt. Basierend auf dieser Schweißung wurde für den Konvergenzwert C des Iterationsmechanismus der Wert $0,73$ bestimmt.

Dazu wurde die Simulation mit den Prozessparametern des Kalibrierungsexperiments wiederholt durchgeführt und C solange angepasst, bis die errechnete Kapillartiefe mit der gemessenen übereinstimmte. Mit diesem Konvergenzwert wurden die Kapillartiefen mit dem oben dargestellten Modellierungsschema für verschiedene Prozessparameter geschätzt. Die Ergebnisse sind in Bild 3.6 gezeigt. Die berechneten Werte sind hier als Punkte dargestellt. Die zur Kalibrierung verwendete Messung ist mit „R“ gekennzeichnet. Die errechneten Kapillartiefen wurden nach einer zum Vorschub antiproportionalen Funktion $d(v) = \frac{a}{v+b}$ gefittet, um die Abhängigkeit von Kapillartiefe und Vorschubgeschwindigkeit zu visualisieren.

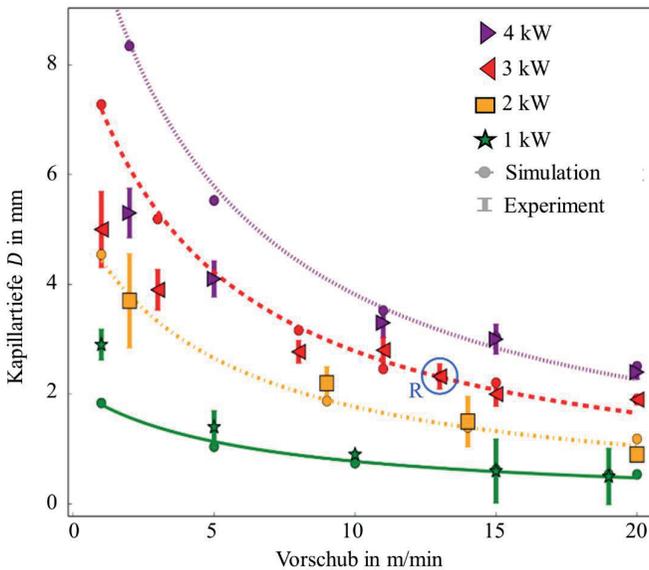


Bild 3.6: Vergleich der gemessenen (eckige Marker) und berechneten (runde Marker) Kapillartiefen beim Laserstrahlschweißen von Baustahl S235JR. Geschweißt wurde mit einem Strahldurchmesser auf der Werkstückoberfläche von $d_B = 200 \mu\text{m}$. Die senkrechten Balken stellen eine Standardabweichung der gemessenen Kapillartiefen dar. Zur besseren Visualisierung sind die berechneten Datenpunkte jeweils nach einer antiproportionalen Funktion der Vorschubgeschwindigkeit gefittet (Linien).

Diese Simulationsergebnisse wurden mit den online-Messungen der Kapillartiefe verglichen. Für jeden Prozessparameter wurden mindestens drei Schweißversuche durch-

geführt. Die gemessenen mittleren Kapillartiefen sind mit Fehlerbalken in Bild 3.6 dargestellt. Die numerisch vorhergesagten Kapillartiefen wichen im Mittel um 17% von den Messwerten ab. Die signifikantesten Abweichungen traten bei niedrigen Vorschüben auf. In diesem Parameterbereich überschätzt das hier vorgestellte Modell die zu erwartenden Kapillartiefen für Schweißungen bei Laserleistungen von 3 kW und 4 kW, während für niedrigere Leistungen von 1 kW und 2 kW die Kapillartiefen unterschätzt werden. Die signifikantesten Abweichungen traten bei Schweißungen mit einer Laserleistung von 4 kW und einem Vorschub von 2 m/min auf, wo die absolute Differenz 2,9 mm betrug.

Dies kann darauf hindeuten, dass physikalische Effekte, wie eine inhomogene oder stark fluktuierende Absorption der Laserstrahlung innerhalb der Kapillare, konvektiver Wärmetransport (beispielsweise durch Wirbel im Schmelzbad) und durch Verdampfung angetriebene fluiddynamische Effekte in diesem Regime den Schweißprozess stärker beeinflussen, als am Kalibrationspunkt [97]. Diese Effekte sind im Modell nicht berücksichtigt.

Für Vorschübe von mehr als 5 m/min betrug die Abweichung zwischen gemessenen und berechneten Kapillartiefen im Mittel 150 μm . Dies entspricht einer mittleren relativen Abweichung von 7%. Die Wahl des Kalibrationspunktes beeinflusst die Genauigkeit der Schätzungen aufgrund der sich mit der Vorschubgeschwindigkeit ändernden Charakteristika des Schweißprozesses. Würde die Kalibration bei einem Vorschub von 1 m/min für die Leistungen 1 kW, 3 kW oder 4 kW durchgeführt, dann würden die resultierenden Schätzungen im Mittel um bis zu 30% von den Messwerten abweichen. Bei jedem anderen Kalibrationspunkt ergäben sich mittlere Abweichungen zwischen 16% und 22% über den gesamten Prozessparameterbereich.

Die oben vorgestellten Ergebnisse resultieren aus der Modellierung mit einer Kapillargeometrie, die durch einen mit einer Halbkugel abgeschlossenen Zylinder vorgegeben wurde. Um den Einfluss der Kapillargeometrie auf die berechneten Tiefen zu bestimmen, wurden die selben Berechnungen mit gleichen Bedingungen und Parametern mit einer kegelförmigen Kapillargeometrie durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Bild 3.7 dargestellt. Die mittlere Abweichung über alle simulierten Prozesse beträgt hier nur 13,5%. Die kegelförmige Kapillare führt also im Mittel zu besseren Schätzungen, wobei auch hier die größten Abweichungen bei niedrigen Vorschüben auftraten. Die mittlere relative Abweichung bei Vorschüben von mehr als 5 m/min beträgt ca. 5%.

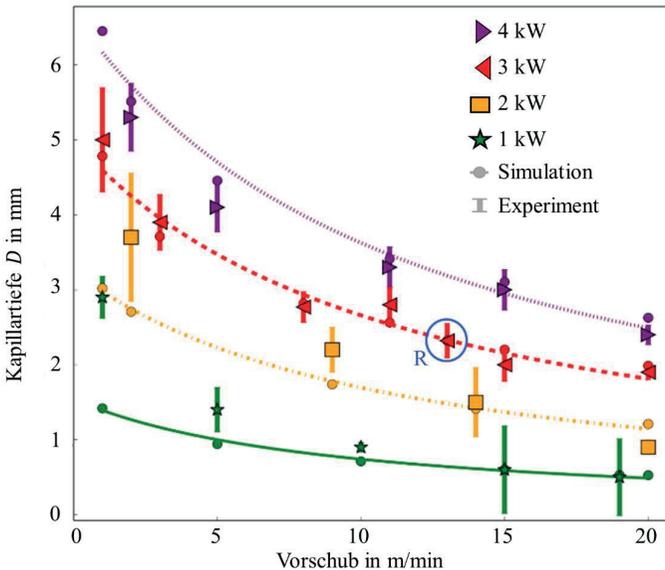


Bild 3.7: Vergleich der gemessenen und berechneten Kapillartiefen, analog zu Bild 3.6, jedoch unter Vorgabe einer konisch geformten Dampfkapillare.

3.5 Diskussion und Ausblick

Eine Methode zur effizienten numerischen Schätzung der Kapillartiefe beim Laserstrahlschweißen mit konstanten Prozessparametern wurde vorgestellt. Diese beruht auf der Einbettung eines reduzierten physikalischen Wärmeleitungsmodells des Laserstrahlschweißens in einen Iterationsmechanismus zur Anpassung der Kapillargeometrie. Durch die experimentelle Kalibrierung des Iterationsmechanismus werden die Auswirkungen der im Modell vernachlässigten physikalischen Effekte, sowie von teilweise unbekanntem und nur schwer zu messenden Materialparametern abgemildert. Die Methode ermöglicht eine Berechnung der Kapillartiefe innerhalb weniger Minuten und zeichnet sich durch eine Präzision der Vorhersage von etwa 5% bei Vorschüben von mehr als 5 m/min aus.

Das physikalische Modell kann unabhängig vom umgebenden Iterationsmechanismus angepasst und erweitert werden. Effekte, wie ein ortsabhängiger Leistungseintrag in die Kapillare, könnten beispielsweise mittels Raytracing berechnet und integriert werden.

Ebenso kann eine komplexere Anpassung der Kapillargeometrie, basierend auf den Ergebnissen des physikalischen Wärmeleitungsmodells (bspw. Verschiebung der Kapillarwände hin zu den Isotemperaturflächen der Verdampfungstemperatur), stattfinden. Diese Erweiterungen gehen jedoch mit höherem Rechenaufwand einher.

Eine Möglichkeit die benötigten Iterationsschritte zu reduzieren, könnte sein, nach jedem Iterationsschritt die Regression nach Gleichung (3.8) mit den bisher berechneten Werten der Kapillartiefen und Flächenanteilen durchzuführen. Als Kapillartiefe des nächsten Iterationsschrittes kann das D_{i+1} verwendet werden, welches $s_{evap,fit}(D_{i+1}) = C$ erfüllt. Die Konvergenz verläuft dabei wahrscheinlich schneller, jedoch nicht notwendiger Weise stabil, wie bei Verwendung der Bisektionsmethode.

Ob ein einzelner Kalibrationswert für die Schätzung der Einschweißiefen über einen großen Bereich von Prozessparametern ausreicht, hängt von der gewünschten Präzision der Vorhersage ab. Eine Verfeinerung der Kalibrierung könnte durch das Abbilden der Abhängigkeit des Parameters C von den Prozessparametern umgesetzt werden. Beispielsweise könnten für drei Kombinationen von Laserleistung P_j und Vorschub v_j (mit $j = 1 \dots 3$) die entsprechenden Konvergenzwerte $C_j(P_j, v_j)$ bestimmt werden. Damit kann eine Kalibrationsebene $C_j(P_j, v_j)$ definiert werden, die von den Prozessparametern P und v aufgespannt wird. Der entsprechende Konvergenzwert für eine gegebene Prozessparameterkombination könnte aus dieser Ebenengleichung bestimmt werden.

Die mit der Vorschubgeschwindigkeit steigende Präzision des vorgestellten Modells deutet darauf hin, dass die im Modell nicht berücksichtigten Wechselwirkungen den Schweißprozess im Bereich hoher Vorschübe weniger stark beeinflussen. Das Überschätzen der Kapillartiefen im Bereich niedriger Vorschübe deutet darauf hin, dass in diesem Geschwindigkeitsbereich komplexere, nicht im Modell abgebildete Effekte, Leistung verbrauchen. Dies können vor allem Verdampfung, sowie fluiddynamische Instabilitäten der Kapillare und im Schmelzebad sein. Dies deutet darauf hin, dass der Schweißprozess durch Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit effizienter und stabiler ablaufen kann. Untersuchungen zum Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf Geometrie und Stabilität der Dampfkapillare sowie die Prozesseffizienz sind in den Kapiteln 5 und 6 dargestellt.

4 Transiente Modellierung der Kapillartiefe mit einem analytischen Ansatz

Im diesem Kapitel wird ein analytisches Modell zur transienten Berechnung der Kapillartiefe beim Laserstrahl-tiefschweißen mit zeitabhängigen Laserleistungen vorgestellt. Das Modell basiert auf einer experimentell kalibrierten Differentialgleichung, welche die Beziehung zwischen Laserleistung und Kapillartiefe zeitabhängig beschreibt. Das Modell ermöglicht eine Quantifizierung der Dynamik der Kapillartiefe beim Laserstrahlschweißen und ist zur Charakterisierung, Vorhersage und Steuerung von Laserstrahlschweißprozessen geeignet. Die Kalibrierung und Validierung des Modells erfolgt mittels OCT-Messungen der Kapillartiefe während des Laserstrahlschweißens mit oszillierter Laserleistung.

Die Ziele und das Vorgehen zur Modellentwicklung werden in Abschnitt 4.1 dargelegt. In Abschnitt 4.2 wird der mathematische Ansatz der Modellierung erläutert, die experimentellen Messungen zur Modellkalibrierung werden dargestellt und die Dynamik der Kapillartiefe quantifiziert. In Abschnitt 4.3 wird eine Anwendung des Modells, die Berechnung des Verlaufs der Kapillartiefe beim Laserstrahlschweißen mit rechteckförmig modulierter Laserleistung, gezeigt. Die Limitierungen und Grenzen des Modells werden in Abschnitt 4.4 diskutiert, ein Ausblick sowie eine Schlussfolgerung folgen in Abschnitt 4.5.

Die in diesem Kapitel dargestellten Ergebnisse sind teilweise in [98] veröffentlicht.

4.1 Ziele und Vorgehen

Es existiert eine Vielzahl an Modellen, mit denen die Kapillar- bzw. Einschweißtiefe beim Laserstrahlschweißen mit zeitlich konstanter Laserleistung berechnet werden kann (vgl. Abschnitt 2.3, Kapitel 3, sowie bspw. [99–101]). Solche Modelle werden bislang nicht zur Vorhersage der Kapillartiefe beim Laserstrahlschweißen mit zeitabhängigen Laserleistungen eingesetzt, obwohl entsprechende Anwendungen immer weitere Verbreitung finden. So wird beispielsweise mit modulierter Laserleistung geschweißt, um die Entstehung von Nahtrissen oder Auswürfen zu vermeiden [10;66;102].

Wie in Abschnitt 2.4.3 dargelegt, ermöglicht die OCT-Technologie zeitlich und örtlich hochaufgelöste Messungen der Kapillartiefe während des Laserstrahlschweißprozesses. Die mittels OCT-Messung bestimmten Kapillartiefen stellen aufgrund des direkten und einfach handhabbaren Messprinzips die ideale Messgröße zur Regelung der Einschweißtiefe während des Laserstrahlschweißprozesses dar. Die Laserleistung bietet sich als Stellgröße solcher Regelungsprozesse an, da diese schneller und aus anlagentechnischer Sicht einfacher zu variieren ist als beispielsweise die Vorschubgeschwindigkeit oder der Strahldurchmesser. Eine zeitabhängige mathematische Verknüpfung von Laserleistung und resultierender Kapillartiefe ist nötig, um Anwendungen mit zeitlich variierender Laserleistung zu optimieren und die physikalischen Grenzen von solchen Prozessen abzuschätzen. Eine zeitabhängige Laserleistung kann prinzipiell in die transienten, multiphysikalischen Modelle, die für das Laserstrahlschweißen entwickelt wurden, integriert werden. Durch die hohe Komplexität dieser Modelle ist dies jedoch mit einem großen rechentechnischen Aufwand verbunden. Für steuer- oder regelungstechnische Betrachtungen ist außerdem eine analytisch darstellbare Relation zwischen der Laserleistung als Eingangsgröße und der Kapillartiefe als Ausgangsgröße vorteilhaft. Die im Folgenden dargelegte Methode adressiert dies. Hierbei werden die physikalischen Prozesse des Laserstrahlschweißens nicht explizit abgebildet, sondern die Relation zwischen Laserleistung und resultierender Kapillartiefe wird durch eine experimentell kalibrierte, gewöhnliche Differentialgleichung dargestellt.

4.2 Methodik

4.2.1 Mathematischer Ansatz

Zunächst sei die zeitliche Komponente in der Beziehung zwischen Kapillartiefe D und Laserleistung P unberücksichtigt und nur die zeitlich gemittelten Größen \bar{D} und \bar{P} betrachtet. Innerhalb eines gewissen Gültigkeitsbereichs führen Änderungen der Laserleistung um den Betrag $\Delta\bar{P}$ zu einer proportionalen Änderung der mittleren Kapillartiefe von $\Delta\bar{D} = b \cdot \Delta\bar{P}$. Für die mittlere Kapillartiefe folgt damit die lineare Beziehung

$$\bar{D} = b \cdot \bar{P} + c. \quad (4.1)$$

Die Konstante c stellt dabei eine Integrationskonstante dar. Die Konstante c könnte in dieser einfachsten Relation zwischen Laserleistung und Kapillartiefe beispielsweise den Sprung an der Tiefschweißschwelle und andere nichtlineare Effekte abbilden.

Die Kapillare kann – wie bei üblichen physikalischen Systemen – Änderungen der Laserleistung nicht instantan folgen, sondern ändert ihre Tiefe mit einer gewissen Trägheit. Gleichung (4.1) kann somit nur die Relation zwischen Kapillartiefe und Laserleistung bei zeitlich konstanten Größen beschreiben. In Bild 4.1a ist der Verlauf von Kapillartiefe und Laserleistung für diesen Fall skizziert.

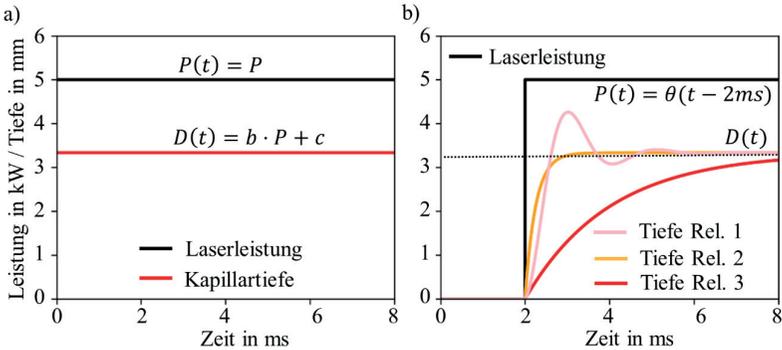


Bild 4.1: Skizzierter Verlauf von Laserleistung $P(t)$ und Kapillartiefe $D(t)$. a) Zeitlich konstante Laserleistung (schwarze Kurve) und Kapillartiefe (rote Kurve). b) Sprunghafter Anstieg der Laserleistung (schwarz) und mögliche Verläufe der Kapillartiefe (pink, orange, rot), die von der Relation zwischen Laserleistung und Kapillartiefe abhängen.

Das zeitabhängige Verhalten vieler physikalischer Systeme kann durch Differentialgleichungen der Form

$$\sum_{j=0}^N a_j \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^j D(t) = \sum_{k=0}^M b_k \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^k P(t), \quad (4.2)$$

beschrieben werden, welche zwei Größen D und P , sowie ihre zeitlichen Ableitungen $\left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^j$, bis zu einer gewissen Ordnung verknüpfen ($j \leq N, k \leq M$). Die rechte Seite der Gleichung stellt beispielsweise eine Eingangsgröße dar, die linke Seite die Reaktion der abhängigen Größe. Im Falle konstanter Koeffizienten (a_j, b_k) sind diese gewöhnlichen Differentialgleichungen aufgrund ihrer Linearität mathematisch einfach zu behandeln und ein etabliertes Werkzeug zur Beschreibung physikalischer Systeme [103]. Ein Beispiel ist das eines gedämpften Oszillators. In diesem Fall würde die linke Seite in Gleichung (4.2) die Auslenkung einer Masse und die rechte Seite eine anregende Kraft beschreiben.

Zur Modellierung des Laserstrahlschweißens kann $D(t)$ die aktuelle Kapillartiefe darstellen, welche durch eine Laserleistung $P(t)$ vorgegeben wird und auf Änderungen dieser mit einer gewissen Zeitabhängigkeit folgt. Die Dynamik ist durch die Koeffizienten a_j und b_k bestimmt. In Bild 4.1b sind beispielhaft drei mögliche Verläufe der Kapillartiefe bei einem instantanen Anstieg der Laserleistung skizziert, die sich durch die zugrundeliegende Zeitabhängigkeit der Relation zwischen Kapillartiefe und Laserleistung unterscheiden.

Beim Laserstrahl-tiefschweißen bildet sich die Kapillare im Wesentlichen durch den Abdampfdruck des verdampfenden Materials aus. Der Rückstoßdruck der abdampfenden Teilchen übt eine Kraft auf die verdampfende Oberfläche aus. Diese Kraft kann als Beschleunigung auf die Kapillarwände wirken. Die Beziehung zwischen Laserleistung und Kapillartiefe wird daher im Folgenden durch eine Differentialgleichung zweiter Ordnung der Form

$$D(t) + a_1 \frac{\partial}{\partial t} D(t) + a_2 \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^2 D(t) = b P(t) + c \quad (4.3)$$

beschrieben. Diese verknüpft die aktuelle Laserleistung $P(t)$ mit der aktuellen Kapillartiefe $D(t)$, der Geschwindigkeit, mit der sich die Kapillartiefe verändert $\frac{\partial}{\partial t} D(t)$, und der Beschleunigung der Kapillartiefe $\left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^2 D(t)$. Beim Schweißen mit zeitabhängigen Laserleistungen können die Kapillartiefe und die Laserleistung jeweils in einen mittleren, zeitunabhängigen Anteil \bar{D} bzw. \bar{P} und einen zeitabhängigen Anteil $D_n(t)$ und $P_n(t)$ zerlegt werden:

$$D(t) = \bar{D} + D_n(t) \text{ und } P(t) = \bar{P} + P_n(t). \quad (4.4)$$

Auf diese Weise verschwindet der Mittelwert der zeitabhängigen Anteile $\left(\overline{D_n(t)} = \overline{P_n(t)} = 0 \right)$. Für die zeitunabhängigen Mittelwerte der Größen gilt dann Gleichung (4.1). Dies ist in Bild 4.2 skizziert. Hier ist ein zeitlicher Verlauf der Laserleistung (schwarze Kurve) dargestellt, der um eine mittlere Laserleistung \bar{P} oszilliert. Der resultierende Verlauf der Kapillartiefe fluktuiert um den mittleren Wert \bar{D} . Die (frequenzabhängige) Amplitude und die zeitliche Charakteristik des Kapillartiefenverlaufs können durch eine Differentialgleichung entsprechend (4.3) beschrieben werden.

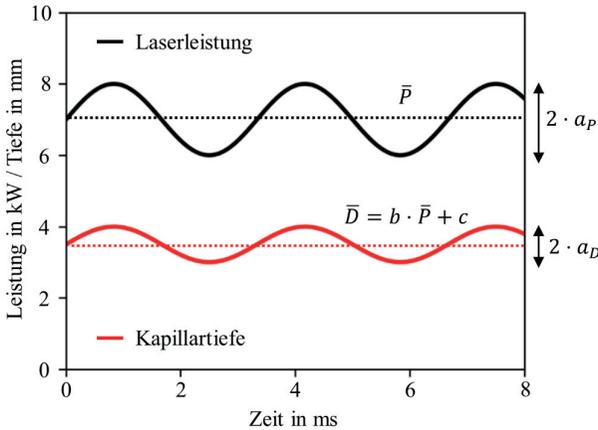


Bild 4.2: Skizzierter zeitlicher Verlauf einer sinusförmig mit Amplitude a_P um eine mittlere Leistung \bar{P} oszillierenden Laserleistung (schwarze Kurve) und der resultierenden Kapillartiefe (rote Kurve).

Hierzu wird zunächst die mittlere Kapillartiefe \bar{D} von Gleichung (4.3) subtrahiert. Auf die rechte Seite der resultierenden Gleichung

$$D(t) - \bar{D} + a_1 \frac{\partial}{\partial t} (D(t) - \bar{D}) + a_2 \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^2 (D(t) - \bar{D}) = b P(t) + c - \bar{D}. \quad (4.5)$$

kann nun Gleichung (4.1) angewendet werden, so dass

$$D(t) - \bar{D} + a_1 \frac{\partial}{\partial t} (D(t) - \bar{D}) + a_2 \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^2 (D(t) - \bar{D}) = b (P(t) - \bar{P}) \quad (4.6)$$

folgt. Der dynamische Teil der Relation kann unter Verwendung von Gleichung (4.4) durch eine Differentialgleichung wie (4.3), ohne die Konstante c , beschrieben werden:

$$D_n(t) + a_1 \frac{\partial}{\partial t} D_n(t) + a_2 \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^2 D_n(t) = b P_n(t). \quad (4.7)$$

Wenn die Parameter (a_1, a_2, b) bekannt sind, kann $D(t)$ für beliebige Laserleistungsverläufe $P(t)$ berechnet werden. Hierzu wird $D_n(t)$ berechnet, indem Gleichung (4.7) mit $P_n(t) = P(t) - \bar{P}$ integriert wird. Die Berechnung der absoluten Tiefe wird durch Berücksichtigung der mittleren Laserleistung mit $D(t) = D_n(t) + b \cdot \bar{P} + c$ erreicht.

Der Parameter c kann experimentell aus Gleichung (4.1) bestimmt werden. Zur Bestimmung der Parameter (a_1, a_2, b) wird zunächst die Fouriertransformation von Gleichung (4.7) berechnet. Diese ist durch

$$D_n(\omega) + a_1 i \omega D_n(\omega) - a_2 \omega^2 D_n(\omega) = b_0 P_n(\omega) \quad (4.8)$$

gegeben, wobei i die imaginäre Einheit darstellt. Gleichung (4.8) kann zum einen algebraisch behandelt werden und erlaubt zum anderen die Analyse der Relation zwischen Kapillartiefe $D_n(\omega)$ und Laserleistungssignal $P_n(\omega)$ im Frequenzraum (bei einer Frequenz von $f = \omega/2\pi$). Der Absolutbetrag des Verhältnisses von Kapillartiefe zu Laserleistung $\left| \frac{D_n(\omega)}{P_n(\omega)} \right|$ wird im Allgemeinen als Amplitudengang bezeichnet [103]. Im Falle von Gleichung (4.8) kann der Amplitudengang zu

$$\left| \frac{D_n(\omega)}{P_n(\omega)} \right| = \frac{b}{\sqrt{(1-a_2\omega^2)^2 + a_1^2\omega^2}} \quad (4.9)$$

bestimmt werden. Eine Methode zur Bestimmung der Parameter (a_1, a_2, b) ist das Vermessen des Amplitudengangs bei einzelnen Anregungsfrequenzen ω_i . Wenn mit sinusförmig modulierter Laserleistung $P(t) = a_{p,i} \cdot \sin(\omega_i t) + \bar{P}$ mit einer Amplitude $a_{p,i}$ und einer mittleren Leistung von \bar{P} geschweißt wird, dann reagiert ein durch Gleichung (4.7) beschriebenes System mit einer Oszillation der Kapillartiefe von

$$D_n(t) = a_{D,i} \cdot \sin(\omega_i t + \phi). \quad (4.10)$$

Hier stellt $a_{D,i}$ die Amplitude der Tiefenschwankung der Kapillare und ϕ eine mögliche Phasenverschiebung dar. Der Amplitudengang bei den Frequenzen ω_i kann durch das Verhältnis der Amplituden $a_{D,i}$ und $a_{p,i}$ zu $\left| \frac{D_n(\omega_i)}{P_n(\omega_i)} \right| = \frac{a_{D,i}}{a_{p,i}}$ bestimmt werden.

Die Amplitude der Laserleistungsoszillation $a_{p,i}$ kann im Experiment vorgegeben werden und während des Schweißvorgangs kann die Amplitude der Kapillartiefenoszillation mittels OCT-Messungen bestimmt werden. Die Koeffizienten a_1, a_2 und b der Gleichung (4.7) können durch eine Regression von Gleichung (4.9) auf die experimentell ermittelten Amplitudenverhältnisse geschätzt werden. Diese Vorgehensweise wurde bei den im Folgenden dargestellten Versuchen angewandt.

4.2.2 Experimentelle Kalibrierung

Die Experimente wurden mit einem Scheibenlaser *TruDisk16002* durchgeführt. Zur Strahlführung wurde ein Lichtleitkabel mit einem Kerndurchmesser von 200 μm verwendet. Der Bearbeitungslaserstrahl wurde mit einer Schweißoptik des Typs *YW52* der Firma *Precitec GmbH* auf die Werkstückoberseite fokussiert. Die Brennweiten der Kollimier- und Fokussierlinsen betragen jeweils 200 mm. Dies resultierte in einem Abbildungsverhältnis von 1:1 und damit einem Fokusedurchmesser von 200 μm bei einer Rayleighlänge von 1 mm. An diese Bearbeitungsoptik war das OCT-System *In-process Depth Meter* (IDM) gekoppelt, mit welchem Messungen der optischen Pfadlänge eines Messlaserstrahls mit Abtastraten von bis zu 70 kHz durchgeführt werden können. Der Messlaserstrahl wurde dazu coaxial in die Bearbeitungsoptik eingekoppelt. Gleichzeitig mit den OCT-Messungen wurden online-Röntgenaufnahmen der Kapillargeometrie aufgezeichnet. Die Versuche wurden an der in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen Röntgenanlage des IFSW durchgeführt. Die aufgenommenen Röntgenvideos wurden zur Optimierung der Rohdatenfilterung der OCT-Messungen verwendet. Ein programmierbarer Signalgenerator wurde verwendet, um die Messsysteme zu synchronisieren und um die Laserleistung zu steuern. Schweißungen in Baustahl (S235JR), der Aluminiumlegierung AlMg3 und hochreinem Kupfer Cu-OF wurden untersucht. Für diese Metalle wurde der Amplitudengang der Relation zwischen Kapillartiefe und Laserleistung bei einem Vorschub von 4 m/min bestimmt.

Hierzu wurden Schweißungen mit sinusförmig oszillierter Laserleistung bei verschiedenen Oszillationsfrequenzen ω_i durchgeführt und dabei die Verläufe der Kapillartiefen mit dem OCT-System gemessen. Aus diesen Tiefenmessungen wurden die Amplituden $a_{D,i}$ der Oszillationen der Kapillartiefe bestimmt und in Relation zur Amplitude des Laserleistungssignals $a_{P,i}$ gesetzt. Somit wurde der Amplitudengang von Gleichung (4.7) an den Frequenzen ω_i abgetastet. Nachfolgend wurden die Koeffizienten a_1, a_2 und b durch die Regression von Gleichung (4.9) auf diese experimentell ermittelten Amplitudenverhältnisse $\frac{a_{D,i}}{a_{P,i}}$ bestimmt. Die mittlere Laserleistung \bar{P} und die Amplituden der Leistungsoszillation a_p wurden so gewählt, dass der Schweißprozess dauerhaft im Tiefschweißmodus ablief. Die Prozessparameter der durchgeführten Untersuchungen sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

Tabelle 4.1: Prozessparameter beim Abtasten des Amplitudengangs beim Laserstrahl-tief-schweißen der Werkstoffe S235JR, AlMg3 und Cu-OF.

Vorschub	v	4	m/min
Strahldurchmesser	d_B	200	μm
Werkstoff	\bar{P} in kW	a_p in kW	f in Hz
S235JR	2,25	1,75	0 – 500
AlMg3	2,5	1,5	0 – 500
Cu-OF	4,5	1,5	0 – 800

4.2.3 Quantifizierung der Kapillardynamik

Ein typisches Beispiel der aufgenommenen OCT-Messungen ist in Bild 4.3 dargestellt.

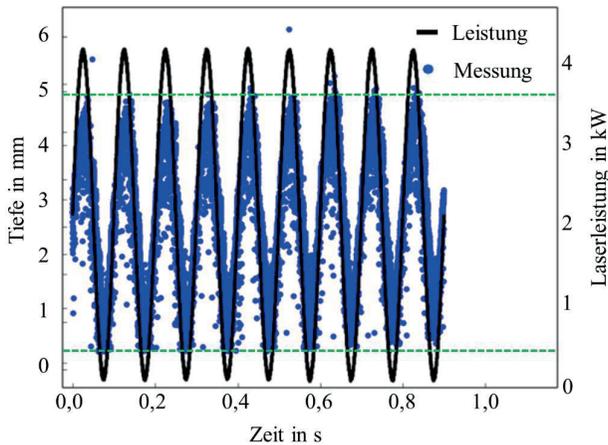


Bild 4.3: Laserleistungssignal (schwarze Kurve) und die ungefilterten Messwerte der OCT-Messung der Kapillartiefe (blaue Marker) beim Schweißen mit sinusförmig oszillierender Laserleistung. Oszillationsparameter: sinusförmige Leistungsozillation, $f = 10$ Hz, $\bar{P} = 2,25$ kW und $a_p = 1,75$ kW.

Die verwendete Laserleistung ist als schwarze Linie zusammen mit den ungefilterten Messdaten der Tiefenmessung, die als blaue Punkte geplottet sind, gezeigt. Die Tiefenmessungen wurden während einer Einschweißung in Baustahl aufgenommen, während mit oszillierender Laserleistung geschweißt wurde. Die Laserleistung oszillierte hier mit einer Frequenz von $f = 10$ Hz und einer Amplitude von $a_p = 1,75$ kW um die mittlere Leistung von $\bar{P} = 2,25$ kW. Die maximalen und minimalen gemessenen Kapillartie-

fen innerhalb der in Bild 4.3 dargestellten Oszillationsperioden nahmen über die Prozessdauer von 0,9 s um ca. 0,2 mm zu (vgl. grüne Linien in Bild 4.3), womit die Amplitude der Kapillartiefenoszillationen über den Schweißprozess hinweg konstant blieb. Für die nachfolgenden Analysen werden daher die zeitlich überlagerten Messdaten aller Oszillationsperioden einer Schweißung ausgewertet, um den typischen Verlauf der Kapillartiefe innerhalb einer Oszillationsperiode zu bestimmen. Dies ist für den oben gezeigten Prozess beispielhaft in Bild 4.4 dargestellt. Die Rohdaten (blaue Punkte in Bild 4.3) wurden mit einem laufenden, symmetrisch platzierten 80 %-Perzentilfilter [104] mit einer zeitlichen Fensterlänge von 0,14 ms gefiltert. Eine detaillierte Analyse der optimalen Filtermethodik der OCT-Messungen ist in [79] dargestellt. Die gefilterten Daten sind als rote Kurve in Bild 4.4 dargestellt. Die Amplitude dieses gefilterten Tiefensignals wurde als $a_{D,i} = \frac{D_{max} - D_{min}}{2}$ definiert, wobei D_{max} und D_{min} das Maximum bzw. Minimum des gefilterten Kapillartiefenverlaufs bezeichnen.

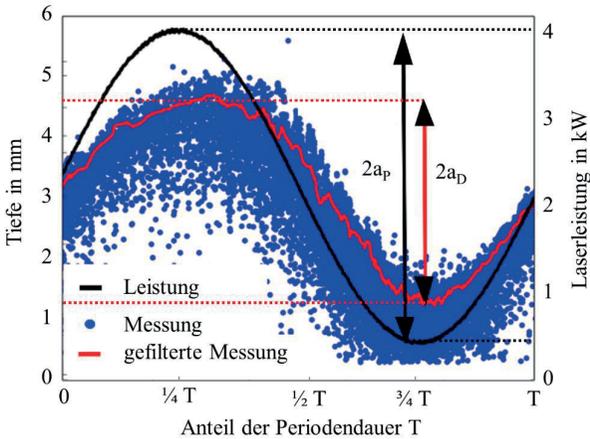


Bild 4.4: Laserleistung (schwarze Kurve), ungefilterte OCT-Messdaten (blaue Marker) und gefilterter Verlauf der Kapillartiefe (rote Kurve) über eine Oszillationsperiode. Oszillationsparameter: sinusförmige Leistungsozillation, $f = 10$ Hz, $\bar{P} = 2,25$ kW, $a_P = 1,75$ kW.

Diese Amplituden wurden für alle untersuchten Oszillationsfrequenzen gemessen und dann auf die Amplitude der Laserleistungsozillationen $a_{P,i}$ normiert. Ein Plot dieser Amplitudenverhältnisse ist für die drei Werkstoffe in Bild 4.5 dargestellt. Die abgetasteten Werte der Amplitudenverhältnisse $\frac{a_{D,i}}{a_{P,i}}$ sind hier durch die Marker mit Fehlerbalken dargestellt. Die Parameter (a_0, a_1, b) wurden durch eine Regression von Gleichung (4.9)

an die experimentell ermittelten Amplitudenverhältnisse ermittelt. Die mit dieser Regression bestimmten Amplitudengänge sind als gestrichelte Linien in Bild 4.5 geplottet.

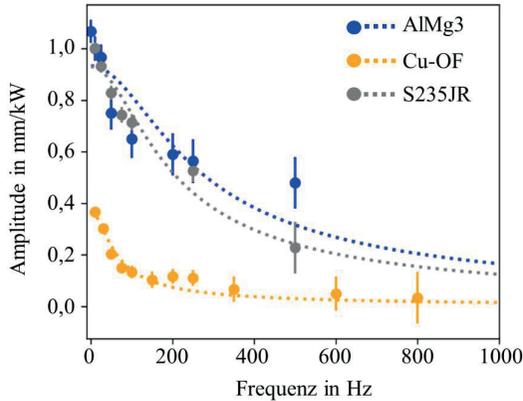


Bild 4.5: Amplitudengänge der Relation zwischen Kapillartiefe und Laserleistung für das Laserstrahlschweißen der Werkstoffe AlMg3 (blau), S235JR (grau) und Cu-OF (orange). Experimentell bestimmter Amplitudengang (Marker) und Fit der theoretischen Systemfunktion nach Gleichung (4.9) (gestrichelte Linie).

Der Summand c in Gleichung (4.3) wurde aus dem gemessenen Verlauf der Kapillartiefen beim Schweißen mit der niedrigsten Oszillationsfrequenz ω_m aus

$$c = \frac{D_{min}(\bar{P} + a_{P,\omega_m}) - D_{max}(\bar{P} - a_{P,\omega_m})}{a_{P,\omega_m}}$$

für die zwei Kombinationen von Laserleistung und zugehöriger Kapillartiefe, $(\bar{P} - a_{P,\omega_m}, D_{min})$ und $(\bar{P} + a_{P,\omega_m}, D_{max})$, folgt.

Der ermittelte Amplitudengang kann ferner verwendet werden, um grundlegende Charakteristika des Laserstrahlschweißprozesses in den drei untersuchten Werkstoffen abzuleiten:

Bei niedrigen Oszillationsfrequenzen ist die Amplitude der Tiefenoszillation beim Laserstrahlschweißen von Aluminium und Stahl mit 1,05 mm/kW bzw. 0,95 mm/kW annähernd gleich groß. Der Verlauf des Amplitudengangs kann für die Aluminiumschweißungen jedoch schlechter durch Gleichung (4.9) beschrieben werden, wie an der großen Abweichung zwischen Messung und Fit bei der Oszillationsfrequenz von 500 Hz in Bild 4.5 deutlich wird. Bei dieser Oszillationsfrequenz ist die Amplitude der Tiefenoszillationen mehr als doppelt so groß, wie bei Schweißungen in Baustahl (0,52 mm/kW, bzw. 0,24 mm/kW).

Beim Schweißen von Kupfer sind die resultierenden Änderungen der Kapillartiefe bei gleicher Änderung der Laserleistung über alle Frequenzen hinweg weniger als halb so groß wie beim Laserstrahlschweißen von Aluminium und Baustahl. Daraus kann geschlossen werden, dass die Kapillartiefe hier träger auf Änderungen der Laserleistung reagiert als beim Tiefschweißprozess in Aluminium oder Baustahl. Der Amplitudengang für Schweißungen in Kupfer nimmt schon bei niedrigen Frequenzen signifikant ab. Die Kapillartiefe vollzieht bei einer Oszillationsfrequenz von 100 Hz nur noch ein Viertel der Tiefenänderung, die beim Laserstrahlschweißen mit einer Leistungsozillation bei einer Frequenz von 10 Hz auftreten. Bei Schweißungen in Aluminium und Baustahl können auch bei einer Oszillationsfrequenz von 200 Hz noch 60% der maximalen Tiefenänderung beobachtet werden.

4.3 Anwendung

Im Nachfolgenden wird das Laserstrahlschweißen von Baustahl detaillierter betrachtet. Hier wurden die Koeffizienten der Differentialgleichung (4.7) aus dem Amplitudengang zu $a_1 = 1,12 \cdot 10^{-10} \text{ mm}/(\text{kW} \cdot \text{s})$, $a_2 = 4,17 \cdot 10^{-7} \text{ mm}/(\text{kW} \cdot \text{s}^2)$, $b = 0,93 \text{ mm}/\text{kW}$ und $c = 0,0725 \text{ mm}$ ermittelt. Der Verlauf der Kapillartiefe $D(t)$ kann nun unter Verwendung dieser Koeffizienten mit Differentialgleichung (4.7) in Abhängigkeit eines beliebigen zeitabhängigen Laserleistungssignal $P(t)$ berechnet werden. Dies wurde am Beispiel des Laserstrahlschweißens mit rechteckförmig oszillierender Laserleistung validiert. Der Verlauf der Kapillartiefe wurde durch Integration von (4.7) berechnet und zur Validierung experimentell mittels OCT-Messung bestimmt. Schweißungen bei einem Vorschub von 4 m/min und einer Pulsdauer von 50 ms wurden durchgeführt, wobei die Laserleistung zwischen einer minimalen Leistung von 0,5 kW und einer maximalen Leistung von 4 kW wechselte. Die Differentialgleichung (4.7) wurde numerisch mit der *Python-SciPy* Funktion *odeint* integriert [105]. In Bild 4.6 ist das aufgebrachte Laserleistungssignal $P(t)$ (oben) zusammen mit der gemessenen (rote Kurve) und der berechneten Kapillartiefe $D(t)$ (grüne Kurve) dargestellt. Die Kurve der gemessenen Tiefenwerte ist eingehüllt von der gleitenden Standardabweichung über 50 Messwerte. Im quasi statischen Fall bei voller Laserleistung, wurde eine mittlere Kapillartiefe von 4,8 mm gemessen. Die Messwerte bewegen sich im Bereich zwischen etwa 4,5 mm und 5,1 mm. Die berechneten Kapillartiefen konvergieren hierbei gegen 4,9 mm. Im Intervall mit niedriger Laserleistung erreicht die gemessene Kapillartiefe eine mittlere Tiefe von 1,35 mm und fluktuiert dabei um ca. 0,5 mm. Die mittels der Differentialgleichung berechnete Kapillartiefe konvergiert gegen 1,25 mm. Die berechneten Kapillartiefen weichen im quasi statischen Fall somit um weniger als 10% von den gemessenen Tiefen

ab und bewegen sich im Bereich der gemessenen Tiefenfluktuationen der Kapillare, bzw. des Messrauschens.

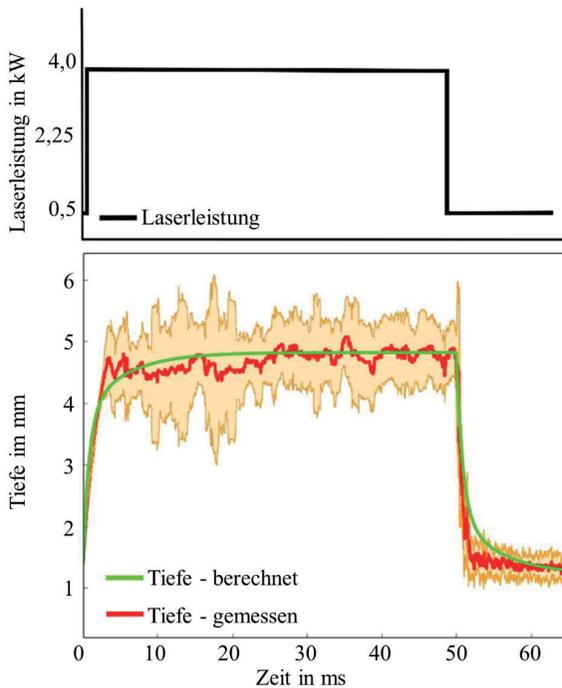


Bild 4.6: Oben: Laserleistungsverlauf während des Laserstrahlschweißens in Baustahl S235JR bei einem Vorschub von 4 m/min (Modulationsparameter: rechteckige Pulsform, $f = 10$ Hz, $\bar{P} = 2,25$ kW, $a_p = 1,75$ kW).

Unten: Lösung der Differentialgleichung (grüne Kurve), für das oben dargestellte Laserleistungssignal. Die rote Kurve stellt den mittels OCT gemessenen Verlauf der Kapillartiefe dar. Die orangen Hüllkurven repräsentieren die über jeweils 50 Messpunkte gleitende Standardabweichung der Tiefenmessungen.

In Bild 4.7 ist der Anstieg und Abfall der Kapillartiefe im Zeitbereich um die aufsteigende bzw. abfallende Flanke der Laserleistung vergrößert dargestellt. Die gemessene Kapillartiefe steigt nach der ansteigenden Flanke des Laserleistungssignals sehr schnell an, die maximale Tiefenzunahme beträgt dabei 2 m/s. Die berechnete Kapillartiefe ist innerhalb der ersten 2,1 ms nach der steigenden Flanke des Laserleistungssignals größer als die gemessene Kapillartiefe. Die maximale Abweichung von gemessener und be-

rechner Tiefe tritt zum Zeitpunkt 1,5 ms nach der ansteigenden Flanke der Laserleistung auf und beträgt $300\ \mu\text{m}$, was 10% der Kapillartiefe zu diesem Zeitpunkt entspricht. Die berechneten Kapillartiefen bewegen sich im Bereich innerhalb der gleitenden Standardabweichungen um die gemessenen Tiefenwerte ab 1,8 ms nach der ansteigenden Flanke. Beim Abfall der Laserleistung weichen die berechneten und gemessenen Tiefenwerte insgesamt für etwa eine Millisekunde um mehr als die gleitenden Standardabweichungen der Messwerte voneinander ab. Die maximale Abweichung beträgt dabei $500\ \mu\text{m}$. Tendenziell eilt die berechnete Kapillartiefe der gemessenen Kapillartiefe beim Anstieg der Laserleistung voraus und hinkt dieser beim Abfall der Laserleistung hinterher. Dies wird im Folgenden diskutiert.

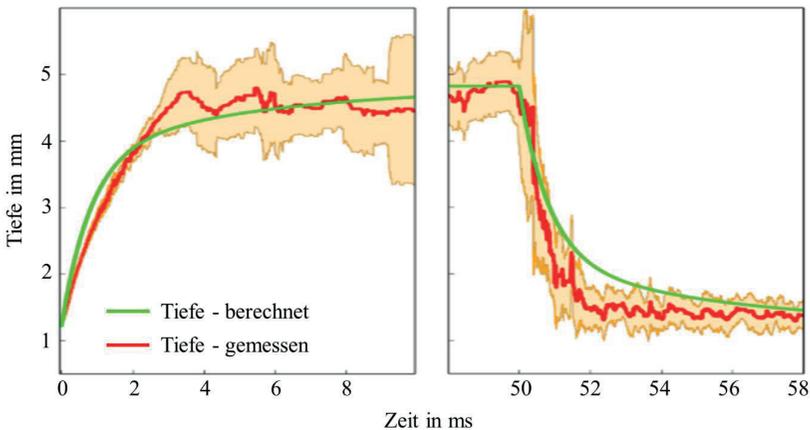


Bild 4.7: Vergleich des berechneten (grüne Kurve) und gemessenen Verlaufs der Kapillartiefe an der steigenden und fallenden Flanke des rechteckförmigen Laserleistungssignals (vgl. Bild 4.6). Oszillationsparameter: rechteckige Pulsform, $f = 10\ \text{Hz}$, $\bar{P} = 2,25\ \text{kW}$, $a_p = 1,75\ \text{kW}$.

4.4 Limitierungen und Diskussion

Mit zunehmender Oszillationsfrequenz trat in den experimentellen Messungen ein Hystereseeffekt in der Relation zwischen Kapillartiefe und Laserleistung auf. Dieser Effekt manifestierte sich dadurch, dass die Zunahme der Kapillartiefe bei steigender Laserleistung langsamer und gleichmäßiger erfolgte, als die Abnahme der Kapillartiefe bei entsprechend fallender Leistung. Bild 4.8 zeigt den Verlauf der Laserleistung zusammen mit der resultierenden Kapillartiefe beim Schweißprozess mit sinusförmig oszillierender

Laserleistung bei einer Frequenz von 100 Hz. Die Kapillartiefe nahm im ersten Viertel der Periode (bei steigender Laserleistung, bis $t = 2,5$ ms) mit Geschwindigkeiten von ca. $0,5$ m/s zu. Bei fallender Laserleistung verringerte sich die Kapillartiefe deutlich schneller. Die Gesamtzeit innerhalb einer Oszillationsperiode, während der die Kapillartiefe zunahm, summierte sich auf 7 ms, bei einer Periodendauer von 10 ms. Der Anstieg der Kapillartiefe setzte sich noch etwa 2 ms nach Erreichen der maximalen Laserleistung fort. Die Abnahme von der maximalen zur minimalen Kapillartiefe vollzog sich hingegen innerhalb von 3 ms. Die Abnahme der Kapillartiefe von $3,5$ mm auf $2,5$ mm geschah annähernd instantan, was auf ein Kollabieren der Kapillare hindeuten kann. Fluiddynamische Effekte können zu Einschnürungen der Kapillare und deren Kollaps führen. Dies kann innerhalb von Bruchteilen von Millisekunden geschehen (vgl. Ergebnisse in Kapitel 5 und 6). Die abrupte Tiefenabnahme kann auch durch den gemeinsam mit der Kapillartiefe abnehmenden Einkoppelgrad der Laserleistung begünstigt werden [84].

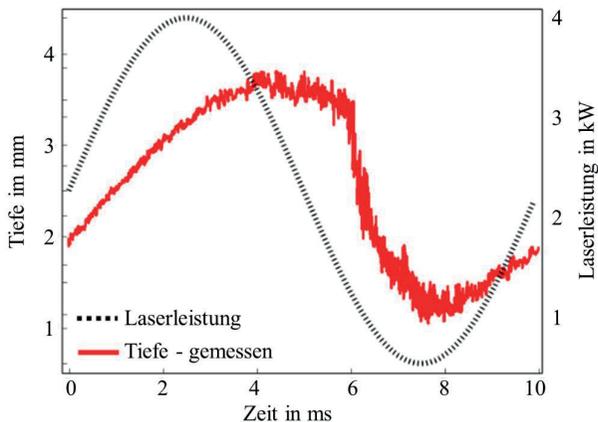


Bild 4.8: Gemessener Verlauf der Einschweißtiefe (rote Kurve) beim Laserstrahlschweißen von Baustahl S235JR mit oszillierender Laserleistung. Oszillationsparameter: sinusförmige Leistungsoszillation, $f = 10$ Hz, $\bar{P} = 2,25$ kW, $a_P = 1,75$ kW. Die Zunahme der Kapillartiefe erfolgt bei steigender Laserleistung (0 ms – $2,5$ ms) langsamer als die Abnahme der Kapillartiefe bei fallender Laserleistung ($2,5$ ms – $7,5$ ms).

Nichtlineare Effekte, wie beispielsweise ein von der Kapillartiefe abhängiger Einkoppelgrad, können mit dem vorgestellten Ansatz nicht abgebildet werden, da die verwendete Differentialgleichung linear ist. Zeitliche Veränderungen der Randbedingungen des Schweißprozesses, bspw. durch Wärmeakkumulation, können mit dem beschriebenen

Ansatz nicht abgebildet werden, da die Relation zwischen Kapillartiefe und Laserleistung über eine Differentialgleichung mit konstanten Koeffizienten dargestellt wurde. Der Hystereseeffekt zeigt den zeitabhängigen Einfluss der Kapillargeometrie auf die Beziehung zwischen Kapillartiefe und Laserleistung.

4.5 Zusammenfassung und Fazit

Es wurde eine analytische Methode zur transienten Berechnung der Kapillartiefe beim Laserstrahlschweißen mit zeitabhängiger Laserleistung vorgestellt. Kapillartiefe und Laserleistung sind über eine lineare Differentialgleichung verknüpft, deren Parameter experimentell durch punktuelles Abtasten des Amplitudengangs beim Schweißen mit sinusförmig oszillierender Laserleistung bestimmt wurden. Der Amplitudengang stellt eine quantitative Beschreibung der Kapillardynamik dar. Bei den hier untersuchten Prozessen fiel die Amplitude der Tiefenoszillationen der Kapillare bis zu einer Oszillationsfrequenz der Laserleistung von 200 Hz auf die Hälfte der Amplitude bei einer Oszillation bei 10 Hz ab. Der zeitliche Verlauf der Kapillartiefe kann durch Integration der Differentialgleichung für beliebige Laserleistungssignale berechnet werden. Dies wurde am Beispiel des Laserstrahlschweißens von Baustahl mit rechteckförmig modulierter Laserleistung demonstriert. Der Verlauf der Kapillartiefen wurde experimentell mittels OCT-Messung bestimmt. Im Zeitraum bis 1,8 ms nach der ansteigenden Flanke der Laserleistung wichen die berechneten und gemessenen Kapillartiefen um mehr als eine Standardabweichung der Messwerte voneinander ab. Die maximale relative Abweichung zwischen gemessenen und berechneten Kapillartiefen betrug dabei 10%. Nach der abfallenden Flanke der Laserleistung wichen berechnete und gemessene Tiefen über einen Zeitraum von 1 ms um mehr eine Standardabweichung der Messwerte voneinander ab.

Beim Schweißen mit sinusförmig oszillierender Laserleistung trat mit zunehmender Oszillationsfrequenz ein Hystereseeffekt auf. Der Anstieg der Kapillartiefe bei steigender Laserleistung verlief langsamer als die Tiefenabnahme bei fallender Laserleistung. Die Beziehung zwischen Laserleistung und Kapillartiefe kann somit nur begrenzt als linearer Prozess dargestellt werden. Nichtlineares Verhalten der Kapillartiefe beim Laserstrahltschweißen könnte durch Verwenden einer nichtlinearen Differentialgleichung berücksichtigt werden. Die Transformation der Differentialgleichung in den Frequenzraum und die Bestimmung derer Parameter durch Regression an den Amplitudengang wären dann jedoch nicht möglich.

Zusätzlich zur Berechnung des zeitabhängigen Verlaufs der Kapillartiefe beim Laserstrahlschweißen mit einer zeitabhängig vorgegebenen Laserleistung könnte die hier dargestellte Methodik für folgende Anwendungen verwendet werden:

- Der optimale Verlauf der Laserleistung zur Leistungssteuerung der Kapillartiefe könnte mit Differentialgleichung (4.7) berechnet werden. In diesem Fall wäre die linke Seite der Differentialgleichung (4.7), der zeitabhängige Verlauf der Kapillartiefe und deren Ableitungen, bekannt und die rechte Seite (die Laserleistung) müsste berechnet werden.
- Die OCT-Messung der Kapillartiefe könnte im Schweißprozess an einen Regler zurückgeführt werden, der über die Laserleistung die Kapillartiefe regelt. Der Amplitudengang der Relation zwischen Kapillartiefe und Laserleistung kann zur Auslegung optimaler Regelparameter herangezogen werden.
- Ein weiterer Anwendungsfall stellt die Kalibration von transienten, multiphysikalischen Simulationen mithilfe des empirisch ermittelten Amplitudengangs dar. Komplexere Simulationen könnten nach ihrer Fähigkeit, die ermittelte Kapillardynamik nachzubilden, kalibriert und verifiziert werden.

Die abrupte Abnahme der gemessenen Kapillartiefen beim Schweißen mit oszillierender Laserleistung bei Oszillationsfrequenzen ab 100 Hz könnte durch eine zeitabhängige Interaktion von Kapillargeometrie und eingestrahelter Laserleistung und einer damit einhergehenden instabilen Kapillargeometrie hervorgerufen werden. Für eine Untersuchung dieser komplexen Phänomene und Instabilitäten ist eine Betrachtung der gesamten Kapillargeometrie notwendig. Dabei ist das Zusammenspiel der geometrieabhängigen Einstrahlung und lokaler Absorption der Laserleistung sowie der thermo- und fluiddynamischen Prozesse, welche die Kapillargeometrie beeinflussen, relevant. Dies wird in den folgenden Kapiteln untersucht.

5 Intrinsische Fluktuationen der Kapillartiefe

Schwankungen der Einschweißtiefe können beim Laserstrahlschweißen auch bei konstanten Prozessparametern auftreten. Im Folgenden werden experimentelle und modellbasierte Untersuchungen dieses als „Spiking“ bezeichneten Phänomens dargestellt. Diese Untersuchungen wurden aufgrund der guten visuellen Zugänglichkeit am Beispiel des Laserstrahlweißens in Eis durchgeführt (vgl. Abschnitt 2.4.2). Der Spikingprozess wurde zunächst experimentell mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen untersucht und der Einfluss von Schmelzebadinstabilitäten auf die Tiefenfluktuationen analysiert. Kapillargeometrien wurden aus diesen Hochgeschwindigkeitsaufnahmen rekonstruiert und die lokale Verteilung der Laserleistung innerhalb dieser Kapillaren für die verschiedenen Phasen des Spikingzyklus berechnet. Die Untersuchungen legen den Schluss nahe, dass die Fluktuationen der Einschweißtiefe durch inhärente Fluktuationen der Kapillartiefe bestimmt werden und dass diese durch die Kopplung von Kapillargeometrie und lokaler Verteilung der absorbierten Laserleistung verursacht werden. Dies konnte durch eine multiphysikalische Simulation bestätigt werden.

In Abschnitt 5.1 wird zunächst das Spikingphänomen erläutert. Danach werden in Abschnitt 5.2 die durchgeführten Experimente zur Untersuchung des Spikings dargestellt und in Abschnitt 5.3 der Einfluss fluiddynamischer Instabilitäten an Kapillarfront und Kapillarrückwand auf die Tiefenschwankungen dargelegt. In Abschnitt 5.4 wird der Spikingprozess modellbasiert analysiert. Die Verteilung der Bestrahlungsstärke wird für verschiedene Phasen des Spikingzyklus analysiert und der Mechanismus, der dem Spikingphänomen zu Grunde liegt, abgeleitet. Es wird die Prozesssimulation mit einem multiphysikalischen, transienten Modell, mit dem Spiking beim Laserstrahlschweißen von Eis simuliert werden kann, dargestellt. Eine experimentelle Validierung des postulierten Spikingmechanismus wird in Abschnitt 5.5 gezeigt. Die Ergebnisse und Schlussfolgerungen sind in Abschnitt 5.6 zusammengefasst.

Die in diesem Kapitel dargestellten Ergebnisse sind teilweise in [58;59] veröffentlicht.

5.1 Das Spikingphänomen

Bei Laserstrahlschweißprozessen können auch bei konstanten äußeren Bedingungen intrinsische Fluktuationen von Kapillargeometrie und Einschweißtiefe auftreten. Periodisch auftretende, schnelle Fluktuationen der Einschweißtiefe werden als Spiking bezeichnet und mindern die resultierende Nahtqualität. Spiking tritt auch bei anderen Schweißverfahren auf und wird seit den 1960er Jahren untersucht, hauptsächlich beim Elektronenstrahlschweißen. Eine ausführliche Übersicht zum Stand der Forschung des Spikingphänomens ist in [106] dargestellt. Die existierenden Vorstellungen zum Ablauf und den Ursachen des Spikings reichen dabei von periodischen Einschnürungen der Kapillare [107;108], periodischen Schmelzefflüssen um und in der Kapillare [109;110], instabilen Intensitätsverteilungen [111;112] bis hin zu Ungleichgewichten zwischen statischem, dynamischem und durch Verdampfen verursachtem Druck an der Kapillarwand [113]. Letzteres kann zu einem periodischen Massetransport entlang der Kapillarwände hin zur Kapillarspitze führen, was mit Schwankungen der Kapillartiefe in Verbindung gebracht wurde [8;114;115].

Offensichtlich handelt es sich beim Spiking um ein komplexes Phänomen, bei dem mehrere physikalische Prozesse interagieren. Überwiegend werden jedoch fluiddynamische Instabilitäten als Ursache angesehen. Zur detaillierten Untersuchung des Spikingmechanismus sind daher bildgebende Methoden von großem Nutzen, welche die Kapillargeometrie und das Schmelzebad zeitlich und örtlich hochauflösend aufnehmen. Dies wird durch die in Abschnitt 2.4.2 erläuterten Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Laserstrahlschweißprozessen in transparenten Medien ermöglicht.

In den hier dargestellten Untersuchungen wurden Laserstrahlschweißungen in Eis verwendet, um das Spiking zu analysieren. Bezüglich intrinsischer Tiefenfluktuationen beim Laserstrahlschweißen wird das qualitativ sehr ähnliche Verhalten von Metallen und Eis in Bild 5.1 verdeutlicht. Hier sind die Auswirkungen von Spiking am Beispiel eines Längsschliffs durch eine Schweißnaht in Edelstahl (5.1a) und einer Aufnahme des Laserstrahlschweißprozesses in einer Eisplatte (5.1b) dargestellt. In beiden Fällen sind Schwankungen der Tiefe der Nahtwurzel zwischen 15% und 25% der Einschweißtiefe vorhanden.

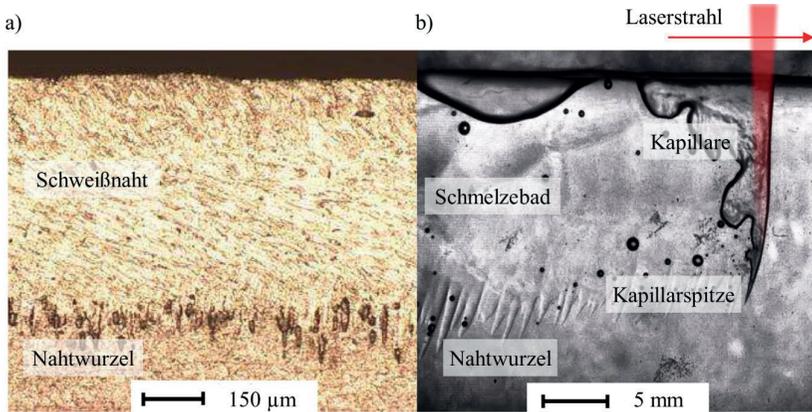


Bild 5.1: Schnelle, intrinsische Fluktuationen der Einschweißtiefe, das sog. Spiking, beim Laserstrahl-tiefschweißen. a) Längsschliff durch eine Schweißnaht in Edelstahl, geschweißt mit einem Scheibenlaser bei einer Laserleistung von $P = 0,1$ kW, einem Vorschub von $v = 3$ m/min und einem Fokusbereich von $d_B = 15$ µm [116]. b) Einzelbild aus einem Hochgeschwindigkeitsvideo einer Laserstrahl-schweißung in Eis mit einem CO_2 -Laser bei $P = 0,75$ kW, $v = 4$ m/min und $d_B = 440$ µm.

Die Untersuchung des Spikings am Beispiel des Laserstrahlschweißens in Eis bietet den Vorteil, den Prozess mit gewöhnlichen Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bei hohen zeitlichen und örtlichen Auflösungen untersuchen zu können.

5.2 Experimenteller Aufbau

Die Experimente wurden mit einem CO_2 -Laser *TLF5000* durchgeführt. Zur Strahlfokussierung wurde eine Spiegeloptik mit einer Brennweite von 280 mm verwendet. Der Fokusbereich des Laserstrahls betrug 440 µm bei einer Rayleighlänge von $z_R = 6$ mm. Es wurden Eisblöcke mit einer Länge von 200 mm (in Schweißrichtung, der x -Achse), einer Höhe von 50 mm (entlang der Strahlausbreitung, der z -Achse) und einer Breite von 20 mm (entlang der y -Achse) bearbeitet. Das verwendete Eis war frei von Luftporen, um Videoaufnahmen hoher Qualität zu ermöglichen. Die Eisblöcke wurden mit einer Linearachse unter der ortsfesten Bearbeitungsoptik bewegt. Um das Schmelzen zu verzögern, wurde das Eis zur thermischen Isolation mit *Styroopor* fixiert. Zwei Arten der Beleuchtung wurden eingesetzt: Mit einem Halogenlampen-Array

wurde ein weißer Schirm auf der von der Kamera abgewandten Seite des Eisblocks beleuchtet. Dies ermöglichte eine homogene Hintergrundbeleuchtung. Zusätzlich wurde der Eisblock aus Blickrichtung der Kamera leicht schräg von unten mit einer Glühlampe direkt beleuchtet. So konnte die Sichtbarkeit des Schmelzebades und der Nahtwurzel, an der das Licht der Glühlampe gebrochen wird, erhöht werden. Die Bearbeitungsprozesse wurden mit bis zu 30.000 Bildern pro Sekunde aufgezeichnet. Die Laserleistungen, die bei den Schweißversuchen verwendet wurden, betragen zwischen 0,75 kW und 5 kW, Vorschübe zwischen 1 m/min und 20 m/min wurden untersucht. Tabelle 5.1 fasst die Versuchsdurchführung zusammen.

Tabelle 5.1: Versuche und Parameter der experimentellen Untersuchung des Spikingphänomens in Eis.

Allgemeine Eigenschaften			
Laser	CO ₂ -Laser TLF 5000		
Rayleighlänge (z_R)	6 mm		
Fokusedurchmesser	440 μ m		
Material	Eis bei -11°C		
Messreihen			
Ziel	Laserleistung	Fokuslage	Vorschub
Einfluss Stabilität (Abs. 5.3)	0,75 kW	-10 mm – +10 mm	4 m/min
Einfluss Vorschub (Abs. 5.5)	0,75 kW-5 kW	0 mm	2 m/min- 20 m/min

Zwei Arten von Experimenten wurden durchgeführt. In einem ersten Experiment (Abs. 5.3) wurde die Fokusedge relativ zur Werkstückoberseite innerhalb einer Schweißung variiert. Dies wurde umgesetzt, indem die Schweißoptik während des Prozesses nach unten bewegt wurde. Hierdurch konnte die Stabilität des Schweißprozesses innerhalb einer Schweißung bei ansonsten konstanten Prozessparametern variiert werden [117]. In einer zweiten Versuchsserie (Abs. 5.5) wurden Schweißungen bei verschiedenen Kombinationen aus Laserleistung und Vorschub durchgeführt, um den Einfluss des Vorschubs auf die Frequenz des Spikings zu bestimmen. In allen Versuchen wurde über eine Strecke von 138 mm geschweißt. Der Laserstrahl war dabei durchgehend auf die Werkstückoberfläche fokussiert. Eine Abbildung des Versuchsaufbaus ist in Bild 5.2 gezeigt.

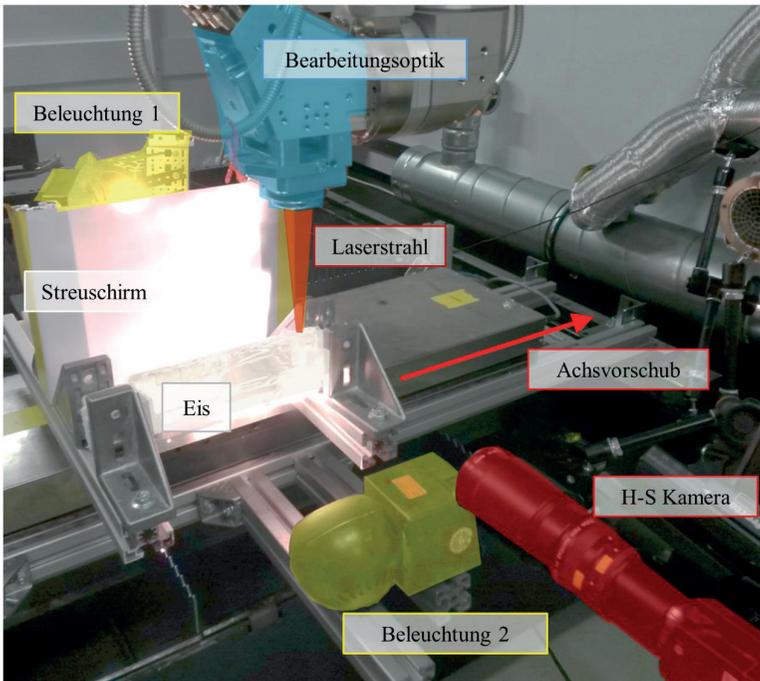


Bild 5.2: Fotografie des experimentellen Aufbaus zur Untersuchung des Spikingphänomens mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Laserstrahlschweißens in Eis. Die wesentlichen Elemente des Versuchsaufbaus sind farblich hervorgehoben und beschriftet.

5.3 Einfluss der Prozessstabilität auf das Spiking

Die Stabilität des Laserstrahlschweißprozesses wurde durch Variation der Fokuslage relativ zur Werkstückoberseite beeinflusst. Dies ermöglichte es, den Einfluss der Prozessstabilität auf die Entstehung und den Ablauf des Spikings zu untersuchen. Während des Schweißprozesses wurde die Fokuslage kontinuierlich ins Werkstück hineinverschoben. Zu Beginn der Schweißung befand sich die Strahltaille +10 mm oberhalb der Werkstückoberseite und wurde bis zum Ende der Schweißung um 20 mm nach unten bewegt. Am Ende der Schweißung war die Fokuslage dementsprechend -10 mm ins Werkstück

hineinversetzt. Dies entspricht einer Fokuslagenverschiebung um die 3,3-fache Rayleighlänge. Die Laserleistung betrug bei diesem Prozess 0,75 kW bei einem Vorschub von 4 m/min.

In Bild 5.3 sind zwei Einzelbilder aus dem aufgenommenen Hochgeschwindigkeitsvideo im stabilen (5.3a, bei Fokuslage +8 mm oberhalb der Werkstückoberfläche) und im instabilen Prozessregime (5.3b, bei Fokuslage -5,5 mm unterhalb der Werkstückoberfläche) gezeigt. Die Position der Kapillarspitze (roter Marker in Bild 5.3) und die Nahtwurzel – der Übergang von festem zu flüssigem Material – (schwarze Linie in Bild 5.3) wurden für jedes Bild des Hochgeschwindigkeitsfilms bestimmt, um den Spikingprozess zu quantifizieren.

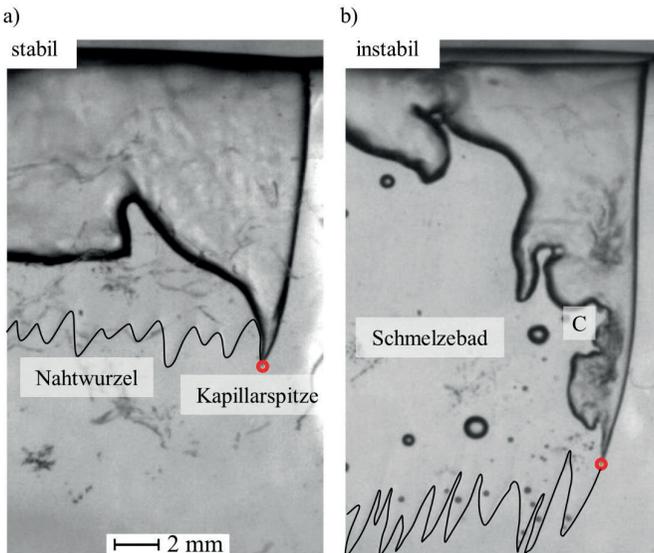


Bild 5.3: Einzelbilder aus einem Hochgeschwindigkeitsvideo des Laserstrahlschweißens in Eis mit einem CO₂-Laser bei einer Leistung von 0,75 kW und einem Vorschub von 4 m/min. a) Stabile Kapillare bei einer Fokuslage +8 mm oberhalb der Werkstückoberfläche, was in einem Strahldurchmesser auf der Werkstückoberfläche von $d_B = 733 \mu\text{m}$ resultierte. Spiking manifestiert sich hier in Fluktuationen der Kapillartiefe (roter Marker) und damit der Nahtwurzel (Die Nahtwurzel wurde zur besseren Sichtbarkeit mit der schwarzen Linie gekennzeichnet). b) Fokusposition -5,5 mm unterhalb der Werkstückoberfläche ($d_B = 600 \mu\text{m}$). Hier treten Kapillarinstabilitäten auf, charakterisiert durch Aufblähungen der Kapillarrückwand, dann folgenden Einschnürungen oberhalb dieser Ausbuchtungen („C“) und einem Zusammenbruch der Kapillare unterhalb dieser Einschnürung.

Die Tiefe der Nahtwurzel fluktuiert dabei im Mittel mit derselben Frequenz wie im stabilen Prozessregime.

Im Folgenden wird der Schweißprozess als „stabil“ bezeichnet, wenn die Kapillare dauerhaft vollständig geöffnet bleibt und sich ihre Tiefe kontinuierlich ändert. Die Rückwand der Kapillare wird dabei niemals direkt vom Laserstrahl beleuchtet und Rück- und Frontwand der Kapillare berühren sich nie (vgl. Bild 5.3a). Im hier untersuchten Prozess war dies für Fokuslagen zwischen +10 mm und +3,6 mm, sowie für Fokuslagen zwischen -7,6 mm und -10 mm der Fall. Für Fokuslagen zwischen +3,6 mm und -7,6 mm war der Prozess „instabil“. Der Prozess wird als instabil bezeichnet, wenn die Kapillare komplett oder teilweise kollabiert. Dies wird typischerweise durch ein Aufblähen des unteren Teils der Kapillare initiiert, was nachfolgend zum Abschnüren der Kapillare oberhalb dieses aufgeblähten Teils führt („C“ in Bild 5.3b). Daraufhin kollabiert der untere, abgeschnürte Teil der Kapillare, was mit einer abrupten Verringerung der Kapillartiefe einhergeht. Innerhalb eines sehr kurzen Zeitintervalls können mehrere dieser Aufblähungen und Zusammenbrüche der Kapillare erfolgen, wobei diese immer wieder in dieselbe Vertiefung der Nahtwurzel eindringt. Solche lokalen, spitzen Vertiefungen der Nahtwurzel werden im Folgenden als Spikes bezeichnet. Damit einhergehend können mit Luft gefüllte Blasen im Schmelzebad zurückbleiben, welche aus den Überresten der abgeschnürten Kapillare entstehen. Die Frequenz des Spikings war innerhalb einer Schweißung über die Stabilitätsregime hinweg konstant.

Der komplette Verlauf der Kapillartiefe und der Nahtwurzel über den Schweißprozess ist in Bild 5.4 dargestellt. Die rote Kurve stellt den Verlauf der Kapillartiefe, die schwarze Linie den Verlauf der Nahtwurzel dar. Für diesen Prozess wurde eine Spikingfrequenz von 72 Hz gemessen.

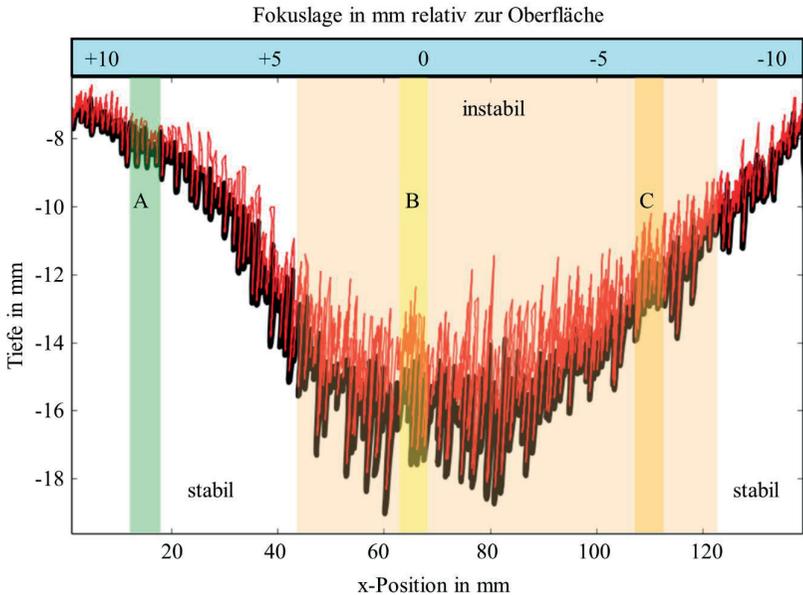


Bild 5.4: Während des Schweißprozesses aus dem Hochgeschwindigkeitsvideo gemessene Kapillartiefe (rote Linie) zusammen mit dem resultierenden Verlauf der Nahtwurzel (schwarze Linie). Geschweißt wurde mit einem CO₂-Laser bei einer Leistung von 0,75 kW und einer Vorschubgeschwindigkeit von 4 m/min. Der Fokusedurchmesser des Bearbeitungsstrahls betrug 440 µm, bei einer Rayleighlänge von 6 mm. Die sich linear während des Prozesses verändernde Fokusslage ist oberhalb des Graphen angezeigt. Das instabile Prozessregime ist orange hervorgehoben. Die Kapillarfluktuationen innerhalb der Intervalle A, B und C werden im Detail analysiert, siehe Text.

Es konnte eine starke Abhängigkeit der Einschweißtiefe von der Fokusslage festgestellt werden. Die Einschweißtiefe variierte zwischen 7 mm und 18 mm, während die Fokusslage von +10 mm auf -10 mm bewegt wurde. Die maximale mittlere Einschweißtiefe wurde erreicht, als die Fokusslage auf der Werkstückoberseite lag.

Am Beispiel der in Bild 5.4 mit A und C gekennzeichneten Intervalle werden die typischen Charakteristika des Spikings, getrennt für den stabilen und den instabilen Schweißprozess, dargestellt. Der Einfluss des Schmelzetransports an der Frontwand der Kapillare wird dann am Beispiel des Intervalls B analysiert. Im stabilen Prozessregime, das in Bild 5.5 dargestellt ist, generierte jeder Zyklus von Anwachsen und Zusammenziehen der Kapillare einen einzelnen Spike.

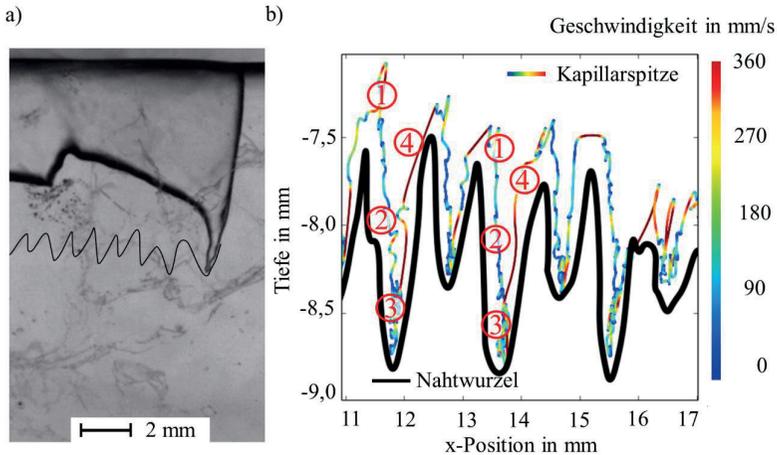


Bild 5.5: Spiking im stabilen Prozessregime. a) Einzelbild aus dem Hochgeschwindigkeitsvideo des Schweißprozesses im stabilen Prozessregime, Intervall A in Bild 5.4. Die Fokusslage war hier 8,18 mm oberhalb der Werkstückoberseite. Die Nahtwurzel ist zur besseren Sichtbarkeit mit einer schwarzen Linie hervorgehoben. b) Plot der gemessenen Positionen der Kapillarspitze (mehrfarbige Kurve) und der resultierenden Nahtwurzel (schwarze Kurve). Die Farbgebung spiegelt die Geschwindigkeit der Kapillarspitze an der entsprechenden Position wider. Die in zwei Spikes eingezeichneten Ziffern (1) bis (4) markieren die vier Phasen des Spikingzyklus.

Die Höhe eines Spikes, welche hier durch die Distanz zwischen lokalem Minimum und Maximum der Nahtwurzel definiert ist, betrug dabei ca. 1 mm, was 15% der mittleren Kapillartiefe entspricht. Eine typische Kapillargeometrie ist links im Bild 5.5a gezeigt. Hier ist der Verlauf der Nahtwurzel zur besseren Sichtbarkeit nachgezeichnet. Der Verlauf der Kapillartiefe, sowie der resultierende Verlauf der Nahtwurzel im Intervall A, ist in Bild 5.5b dargestellt. Die Farbskala, mit der die Trajektorie der Kapillarspitze geplottet ist, gibt die gemessenen Geschwindigkeiten an, mit denen sich die Kapillarspitze bewegt. Vier charakteristische und periodisch auftretende Phasen innerhalb eines Spikingzyklus sind mit den Ziffern (1) bis (4) gekennzeichnet. Diese korrespondieren zur Startphase eines Spikes (1), der Expansionsphase (2), dem Abschnitt, in dem die Kapillare ihre maximale Ausdehnung erreicht (3), sowie dem Zurückziehen der Kapillare (4). Dieselbe Trajektorie aus Bild 5.5 ist im ortsfesten Laborsystem in Bild 5.6a dargestellt. Die Strahlachse des Laserstrahls ist hierbei ortsfest und die Bewegung der Kapillarspitze ist um die Vorschubgeschwindigkeit korrigiert. So kann die Relativbewegung zwischen Kapillare und Strahlachse analysiert werden. Aus dieser ortsfesten

Darstellung der einzelnen Trajektorien wurde das mittlere Bewegungsmuster der Kapillarspitze berechnet. Dies ist in Bild 5.6b dargestellt. Der typische Ablauf des Spikings in diesem Prozessregime ist im Folgenden beschrieben.

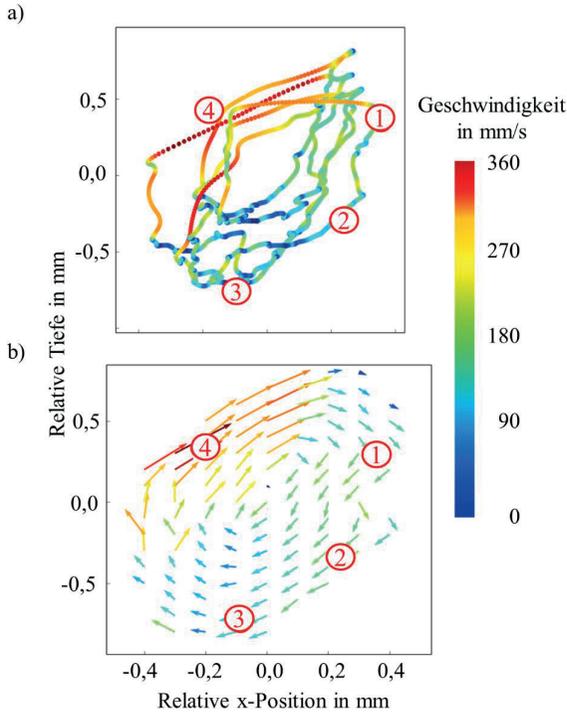


Bild 5.6: a) Gemessene Trajektorien der Kapillarspitze im Laborsystem im stabilen Prozessregime, entsprechend dem Verlauf der Kapillartiefe in Bild 5.5b, bei gleicher Ausrichtung der y-Achse. Negative Werte stehen für überdurchschnittlich tiefe Positionen der Kapillarspitze. Die Phasen (1) bis (4) innerhalb des Spikingzyklus sind den Beschriftungen an den entsprechenden Spikes in Bild 5.5b zugeordnet. b) Mittleres Geschwindigkeitsfeld der Bewegung der Kapillarspitze berechnet aus den in a) gezeigten Trajektorien. Die Farbe und die Länge der Pfeile geben die Geschwindigkeit der Kapillarspitze im Laborsystem an.

Ausgehend vom Punkt minimaler Kapillartiefe (Phase 1 in Bild 5.5b und Bild 5.6) expandiert die Kapillare zuerst beinahe vertikal nach unten. Diese Expansion geschieht sehr gleichmäßig, mit einer Geschwindigkeit von ca. 180 mm/s. Während sich die Kapillare ausdehnt, beginnt der untere Teil der Kapillarfront hinter der Translationsbewegung des oberen Teils der Front zurückzubleiben. Diese bewegt sich gleichmäßig mit

der Vorschubgeschwindigkeit des Laserstrahls durch das Eis (Phase 2 in Bild 5.5b und Bild 5.6). Der untere Teil der Kapillare beginnt sich dadurch nach hinten zu neigen, entgegen der Vorschubrichtung. Das vertikale Wachstum der Kapillare setzt sich zunächst auch dann noch fort, wenn keine direkte Bestrahlung der Kapillarspitze durch den Laserstrahl mehr möglich ist. Die vertikale Ausdehnung verlangsamt sich jedoch nach etwa 0,5 mm und die Kapillarspitze wird schließlich nur noch mit dem Werkstoff (entgegen der Vorschubrichtung, von der Strahlachse nach hinten weg) bewegt. Dies ist als Phase 3 des Spikingprozesses in Bild 5.5b sowie in Bild 5.6 dargestellt. Kurz darauf beginnt sich die Kapillarspitze nach oben zurück zu ziehen, was mit Geschwindigkeiten von ungefähr 360 mm/s schneller geschieht als bei der Ausdehnung (Phase 4 in Bild 5.5b und Bild 5.6). Die Abnahme der Kapillartiefe verläuft zudem ungleichmäßiger als die Tiefenzunahme. Der zuletzt geformte Spike wird mit Wasser, welches von der Kapillarfront nach unten fließt, gefüllt. Der Spikingzyklus endet damit, dass sich die Kapillarspitze weiter vorne (in Vorschubrichtung) erneut in die Tiefe bohrt. Dies ist Phase 1 des nächsten Spikingzyklus. Bei jedem Zyklus entsteht ein neuer Spike. Dieser Zyklus wiederholte sich im hier untersuchten Prozess mit einer Frequenz von 72 Hz.

Der Schweißprozess verlief bei Fokuslagen zwischen +3,6 mm oberhalb und -7,6 mm unterhalb der Werkstückoberfläche instabil. Die Instabilitäten zeichnen sich durch schnelles und ungleichmäßiges Zerfallen und Wiederausdehnen der Kapillare innerhalb der umgebenden Schmelze aus. Bild 5.7a zeigt eine typische Aufnahme der Kapillare aus dem instabilen Intervall C (vgl. Bild 5.4). Der Verlauf der Kapillartiefe, sowie der resultierenden Nahtwurzel in diesem Intervall, ist in Bild 5.7b dargestellt. In Intervall C beträgt die mittlere Tiefenfluktuation der Kapillare etwa 3 mm, was ca. 25% der mittleren Kapillartiefe entspricht. Typischerweise gelangt die Rückwand der Kapillare innerhalb eines Spikingzyklus fünf bis zehn Mal in den Laserstrahl. Geschieht dies, werden die Bereiche der Kapillare unterhalb des abgeschatteten Bereiches nicht mehr bestrahlt und die Verdampfung stoppt hier abrupt. Dieser Teil der Kapillare kollabiert sodann. Dies ist durchaus eine Bestätigung dafür, dass die in [107–110] beschriebenen fluidodynamischen Wechselwirkungen bei Auftreten von Spiking vorhanden sind und die Kapillarstabilität beeinflussen. Nach dem Kollaps dringt die Kapillare jedoch immer wieder in denselben Spike ein, und weder die Form der Kapillarfront, noch die Geometrie des aktuellen Spikes werden durch diese hochdynamische Tiefenfluktuation der Kapillarspitze beeinflusst (vgl. auch Bild 5.7).

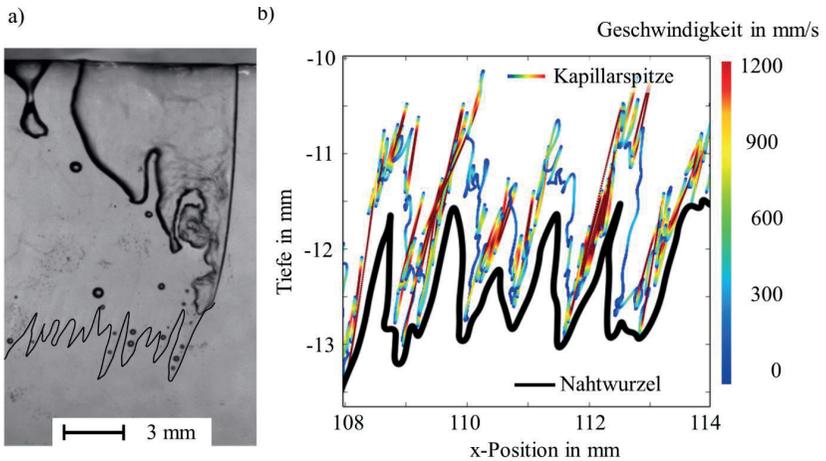


Bild 5.7: Spiking im instabilen Prozessregime. a) Einzelbild aus dem Hochgeschwindigkeitsvideo des Schweißprozesses im instabilen Prozessregime, Intervall C in Bild 5.4. Zur besseren Sichtbarkeit ist die Nahtwurzel mit einer schwarzen Linie hervorgehoben. Die Fokuslage war hier -5,67 mm unterhalb der Werkstückoberseite. b) Plot der gemessenen Positionen der Kapillarspitze (mehrfarbige Kurve); die Farbgebung spiegelt die Geschwindigkeit der Kapillarspitze an der entsprechenden Position wider. Die resultierende Nahtwurzel ist als schwarze Linie geplottet.

Der Verlauf der Nahtwurzel ist in diesem Regime entkoppelt von den deutlich schneller ablaufenden Fluktuationen der Kapillarrückwand und den komplexen Schmelzeströmungen, die zu Zusammenbrüchen der Kapillare führen. Diese treten mit der fünf- bis zehnfachen Frequenz des Spikings auf. Die Frequenz des Spikings wird durch die häufigen Zusammenbrüche der Kapillare nicht beeinflusst und liegt auch im instabilen Prozessregime bei 72 Hz. Die im instabilen Intervall C gemessene Trajektorie der Kapillarspitze ist in Bild 5.8a zur Gegenüberstellung mit dem stabilen Regime (Bild 5.6) im Laborsystem geplottet. In Bild 5.8b ist das daraus berechnete Bewegungsmuster der Kapillarspitze dargestellt.

Die Expansionsgeschwindigkeiten der Kapillarspitze können maximal 700 mm/s erreichen. Die Zusammenbrüche der Kapillare können teilweise innerhalb einiger Mikrosekunden verlaufen. Dabei kollabieren abgeschnürte Teile der Kapillare über eine Länge von einigen Millimetern zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bildern des Hochge-

schwindigkeitsvideos. Das beobachtete Bewegungsmuster der Kapillarspitze ist im instabilen Prozessregime aufgrund dieses scheinbar chaotisch ablaufenden Prozesses deutlich ungleichmäßiger als das in Bild 5.6b gezeigte Profil im stabilen Prozessregime.

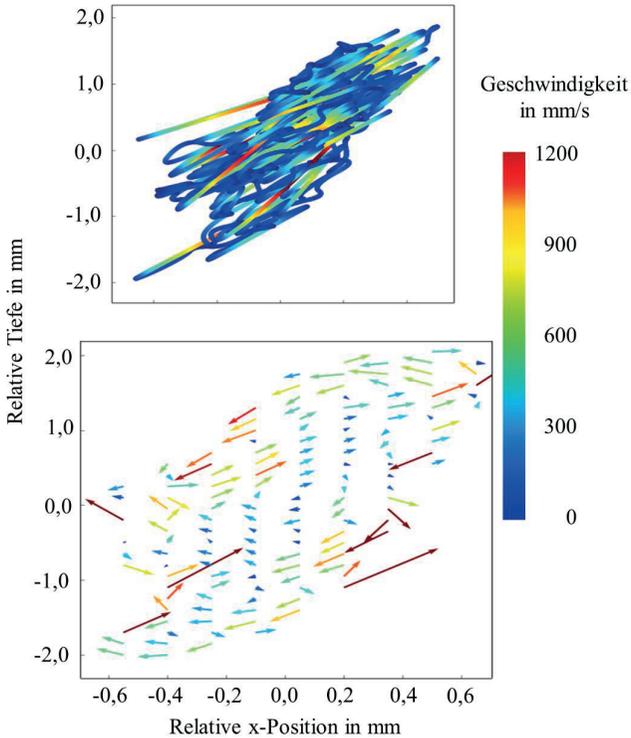


Bild 5.8: a) Gemessene Trajektorien der Kapillarspitze im Laborsystem im instabilen Prozessregime, entsprechend dem Verlauf der Kapillartiefe in Bild 5.7b. b) Mittleres Geschwindigkeitsfeld der Bewegung der Kapillarspitze entsprechend der in a) gezeigten Trajektorien.

Es kann festgestellt werden, dass die durchschnittliche Spikingfrequenz der Nahtwurzel während des gesamten Schweißprozesses konstant bei 72 Hz liegt und unabhängig von der Prozessstabilität ist (vgl. 6 bis 7 Spikes pro 6 mm in den in Bild 5.5b und Bild 5.7b geplotteten Trajektorien). Die dabei auftretenden Instabilitäten, die mit der Fluidodynamik hinter der Kapillare zusammenhängen, haben keinen Einfluss auf das Auftreten und die Frequenz des Spikings der Nahtwurzel, da im instabilen Zustand die abrupt fluktuierende Kapillare mehrfach in denselben Spike eindringt. Die relative Tiefe der Spikes

ist im instabilen Prozessregime jedoch größer. Aus der Tatsache, dass Spiking unabhängig von der Stabilität des Schmelzbad hinter der Kapillare auftrat und darüber hinaus die Frequenz des Spikings unabhängig von der Prozessstabilität war, kann somit geschlossen werden, dass die durch Schmelzfluss verursachten Instabilitäten der Kapillarrückwand nicht ausschlaggebend für das Auftreten des Spikings der Nahtwurzel beim Laserstrahlschweißen in Eis sind.

Einfluss gleitender Stufen an der Kapillarfront auf das Spiking

Im Schweißprozess können kleine, stufenförmige Strukturen beobachtet werden, die sich an der Kapillarfront nach unten bewegen. Dieses Phänomen – in Anlehnung an [8] als „gleitende Stufen“ bezeichnet – wurde bereits beim Schweißen von Metallen beschrieben [114;115;118;119] und auch beim Laserstrahlschneiden mit CO₂- und Faserlasern untersucht [120;121]. Beim Elektronenstrahlschweißen wurden ähnliche Strukturen beobachtet, die sich mit Geschwindigkeiten von 1,2 m/s an der Kapillarfront hinunter bewegten, während beim Laserschweißen von Edelstahl die gemessenen Geschwindigkeiten, je nach Prozessparameter, im Bereich zwischen 5 m/s und 12 m/s lagen [114].

Die Trajektorien der gleitenden Stufen, die sich an der Kapillarfront entlang nach unten bewegten, wurden aus den Hochgeschwindigkeitsvideos des oben beschriebenen Schweißprozesses gemessen, um einen möglichen Einfluss dieses Phänomens auf das Spiking zu untersuchen. Bild 5.9 zeigt die gemessenen Trajektorien, die über eine Zeitspanne von 10 ms, innerhalb des Intervalls B (vgl. Bild 5.4), aufgezeichnet wurden. Es traten dabei eine bis maximal drei solcher gleitenden Stufen gleichzeitig an der Kapillarfront auf. Die durchschnittliche Geschwindigkeit der gleitenden Stufen betrug 15,7 m/s. Die Geschwindigkeit liegt somit im Bereich dessen, was auch für die Bewegung ähnlicher Strukturen beim Laserstrahlschweißen von Metallen gemessen wurde. Die gleitenden Stufen traten mit einer Frequenz von etwa 1700 Hz auf. Daher kann es als sehr unwahrscheinlich angesehen werden, dass die sehr viel höherfrequent auftretenden gleitenden Stufen das Spiking der Nahtwurzel (bei einer Frequenz von 72 Hz) beeinflussen oder gar initiieren.

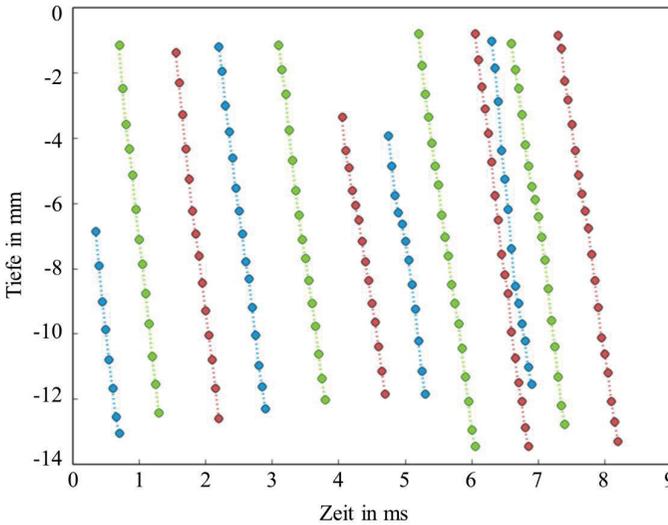


Bild 5.9: Aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ermittelte Trajektorien von gleitenden Stufen, die sich beim Laserstrahlschweißen in Eis an der Kapillarfront hinunterbewegen. Die Fokusslage war 0,64 mm oberhalb der Werkstückoberseite, bei einem Fokussdurchmesser von 440 μm und einer Rayleighlänge von 6 mm. Geschweißt wurde mit einer Leistung von 0,75 kW bei einem Vorschub von 4 m/min. Die Stufen traten mit einer Frequenz von 1720 Hz auf, ihre mittlere Geschwindigkeit betrug 15,7 m/s.

Die Werte aller gemessener Geschwindigkeiten und Beschleunigungen der gleitenden Stufen sind in Bild 5.10 über die Tiefe entlang der Kapillarfront aufgetragen. Die Abhängigkeit der Geschwindigkeiten und Beschleunigungen der gleitenden Stufen von der Position an der Kapillarfront wurde mittels einer Regression über alle vermessenen Trajektorien bestimmt (schwarze Kurven in Bild 5.10). Die Geschwindigkeit der gleitenden Stufen nimmt entlang der Front nach unten von 17,5 m/s auf 14,8 m/s ab, die Beschleunigung ist zunächst mit 8,2 m/s^2 positiv, fällt jedoch bis zur Kapillarspitze auf -22 m/s^2 ab. Tendenziell werden die hier untersuchten gleitenden Stufen somit zu Beginn der vermessenen Bewegung beschleunigt und auf ihrem Weg zur Kapillarspitze hin schließlich abgebremst. Die Streuung der einzelnen Werte der Geschwindigkeiten und Beschleunigungen um die Regressionskurven sind jedoch sehr groß, sodass eine Abhängigkeit der Geschwindigkeit und Beschleunigungswerte von der Position an der Kapillarfront nicht mit Sicherheit festzustellen ist.

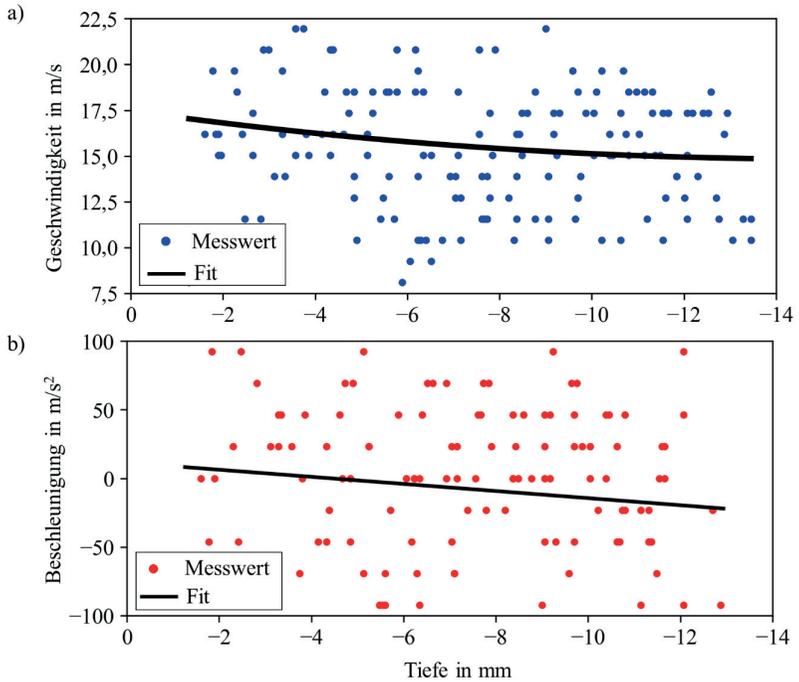


Bild 5.10: Aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen gemessene Geschwindigkeiten (a) und Beschleunigungen (b) der gleitenden Stufen, die sich beim Laserstrahlschweißen in Eis an der Kapillarfront hinunterbewegen. Die Werte wurden aus den in Bild 5.9 dargestellten Trajektorien berechnet und nach einem Polynom zweiten Grades (Geschwindigkeit), bzw. einer linearen Funktion (Beschleunigung) gefittet (schwarze Kurven).

Zusammenfassend können fluiddynamische Effekte, sowohl an der Front als auch an der Rückwand der Kapillare, als Ursache des Spikings beim Laserstrahlschweißen in Eis ausgeschlossen werden.

5.4 Modellbasierte Untersuchung des Spikings

5.4.1 Absorbierte Bestrahlungsstärke in der Kapillare

Die lokale Absorption der Laserleistung innerhalb der Kapillare wurde mittels des in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Raytracingverfahrens berechnet [29;52]. Dazu wurde die Kapillargeometrie aus den aufgenommenen Hochgeschwindigkeitsaufnahmen rekonstruiert. Im Hochgeschwindigkeitsvideo ist die Projektion der Kapillare in die von der Strahlachse (entlang der z-Achse) und der Vorschubrichtung (x-Achse) aufgespannten Ebene zu sehen. Die Kapillargeometrie wurde aus dieser Projektion mit folgenden Randbedingungen rekonstruiert:

- Die Breite (in y-Richtung) der Kapillare an der Werkstückoberkante ist durch den Durchmesser des Laserstrahls auf dieser Höhe vorgegeben.
- Die Breite der Kapillare nimmt von der Werkstückoberseite bis zur Kapillarspitze linear ab.
- Die Frontwand der Kapillare ist dabei halbkreisförmig in Vorschubrichtung gewölbt und
- die Seitenwände sind plan.

Zunächst wurde die Außenkontur der Kapillaren aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen extrahiert. Dann wurde unter Berücksichtigung der oben genannten Bedingungen eine Punktwolke innerhalb dieser Kontur erzeugt. Diese Punkte wurden mit dem sogenannten Ball-Pivoting-Algorithmus (BPA) [122] zu einer dreidimensionalen Oberflächengeometrie trianguliert. Hierbei handelt es sich um ein mit den sogenannten „Alpha Shapes“ [123] verwandtes Konzept, das bei genügend dichter Abtastung einer Oberfläche, diese homeomorph und mit einer begrenzten Fehlerobergrenze rekonstruieren kann. Dabei wird aus drei Punkten ein Oberflächendreieck gebildet, falls eine Kugel mit vorgegebenem Radius alle drei Punkte gleichzeitig berühren kann, ohne einen weiteren Punkt einzuschließen. Zur Rekonstruktion startet die virtuelle Kugel an einem sogenannten Seed-Dreieck und rotiert fortwährend entlang der Kanten, bis sie einen Punkt berührt, der noch nicht zu einem Dreieck gehört. Mit diesem Punkt wird ein weiteres Dreieck gebildet. Bleiben Punkte übrig, die von der Kugel nicht berührt werden können und noch nicht an die Oberfläche angehängt wurden, wird die Oberflächenrekonstruktion ausgehend von einem anderen Seed-Dreieck weitergeführt.

Die Oberfläche der Kapillaren wurde durch etwa 45.000 Dreiecke repräsentiert, wobei die stark bestrahlte Kapillarfront vierfach höher aufgelöst war als die Seitenwände. Im

Folgendes wird die lokale Verteilung der absorbierten Bestrahlungsstärke innerhalb zweier Kapillaren aus Intervall A des oben beschriebenen Schweißprozesses analysiert. In der Raytracingrechnung wurden die in Abschnitt 5.2 beschriebenen Strahleigenschaften verwendet. Die Fokusslage des berechneten Laserstrahls wurde auf +8,3 mm oberhalb der Werkstückoberseite eingestellt, was der Fokusslage an dieser Stelle im Schweißprozess entspricht. Als Brechungsindex wurde $(n, k) = (1,174, 0,0764)$ verwendet [74]. Die resultierende Verteilung der absorbierten Bestrahlungsstärke ist in Bild 5.11 für zwei verschiedene Kapillargeometrien gezeigt. Diese Geometrien entsprechen jener mit maximaler Ausdehnung der Kapillare in Phase 3 eines Spikingzyklus (Bild 5.11a) und jener mit minimaler Ausdehnung in Phase 1 (Bild 5.11b) des folgenden Spikingzyklus. Letztere Geometrie stellt gleichzeitig den Beginn eines neuen Spikes dar.

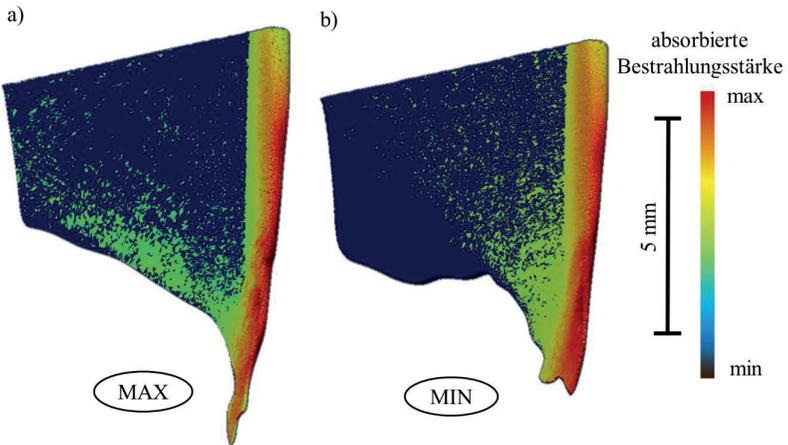


Bild 5.11: Verteilung der absorbierten Bestrahlungsstärke der Laserstrahlung innerhalb der Kapillare beim Laserstrahlschweißen in Eis, berechnet mittels Raytracing. Die beiden Bilder stellen die Situation bei der maximalen (MAX, a) und der minimalen (MIN, b) Ausdehnung der Kapillare während eines Spikingzyklus im stabilen Prozessregime dar. Die Kapillargeometrien wurden aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen rekonstruiert.

Die berechneten Bestrahlungsstärken entlang der Mittellinie der Kapillarfront und der Rückwand sind für die beiden Geometrien in Bild 5.12 dargestellt. Der mit MAX bezeichnete Plot bezieht sich dabei auf die in Bild 5.11a dargestellte Geometrie und der mit MIN bezeichnete Plot auf die in 5.11b dargestellte Geometrie. Form und Verteilung der Bestrahlungsstärke sind im oberen Bereich der Kapillaren annähernd gleich für

beide Geometrien. Die Bestrahlung unterscheidet sich jedoch im unteren Teil der Kapillare ab einer Tiefe von -6,3 mm bis zu den Kapillarspitzen. Dies ist der Bereich der Kapillare, wo das Spiking abläuft. Zu Beginn eines neuen Spikes ist die Kapillarfront überall annähernd gleichmäßig bestrahlt. In der Kapillarspitze ist die Bestrahlungsstärke um das 2,5-fache höher, als irgendwo sonst an der Front (rote Linie in Bild 5.12b, Geometrie MIN). Durch die hohe absorbierte Bestrahlungsstärke wird das einströmende Eis an der Kapillarfront aufgeschmolzen und die Kapillare wächst durch Verdampfung an der Kapillarspitze weiter in vertikale Richtung an.

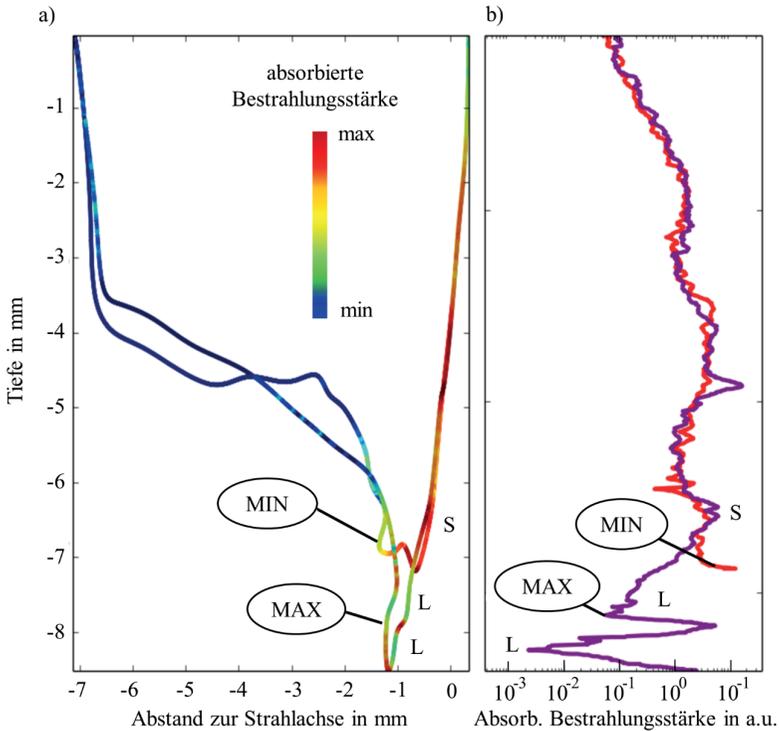


Bild 5.12: a) Kapillargeometrie und relative Verteilung der absorbierten Bestrahlungsstärke der Laserstrahlung entlang der Kapillarmitte ($y = 0$). Geometrie MAX entspricht der in Bild 5.11a und Geometrie MIN der in Bild 5.11b gezeigten Kapillare. b) Absorbierte Bestrahlungsstärke der Laserstrahlung an der Front der Kapillare für beide Geometrien.

Während sich die Kapillare nach unten ausdehnt, nimmt die im unteren Teil der Front absorbierte Leistung ab. Dies ist aufgrund der anwachsenden Oberfläche der sich ausdehnenden Kapillare zu erwarten. Wenn die Kapillare innerhalb des Spikingzyklus ihre maximale Ausdehnung erreicht, kommt es im unteren Teil der Geometrie zu starken Schwankungen der absorbierten Bestrahlungsstärke (Geometrie MAX). Die absorbierte Bestrahlungsstärke fällt lokal auf weniger als 1% der mittleren Bestrahlungsstärke (Bild 5.12, Geometrie MAX, Abschnitte „L“). Bis zur Kapillarspitze steigt die Bestrahlungsstärke wieder an. Dies ist auf Mehrfachreflexionen in die Kapillarspitze zurückzuführen. Trotzdem ist die absorbierte Bestrahlungsstärke in der Kapillarspitze zu diesem Zeitpunkt um ein vierfaches geringer als zu Beginn des Zyklus. Das Anwachsen der Kapillartiefe stoppt somit. Währenddessen strömt durch die Vorschubbewegung immer die gleiche Menge an Eis an der Kapillarfront nach. Die Abschnitte der Kapillarfront, wo die lokale Bestrahlungsstärke nicht mehr für das Aufschmelzen des Eis ausreicht, beginnen sich relativ zur Strahlachse nach hinten zu bewegen. Die Kapillare neigt sich unterhalb dieser Stellen dementsprechend nach hinten. Dabei tritt die höchste absorbierte Bestrahlungsstärke nicht mehr an der Kapillarspitze, sondern ca. 1,5 mm oberhalb auf („S“ in Bild 5.12). Die hohe absorbierte Bestrahlungsstärke kann hier die Bildung eines neuen Spikes initiieren, wenn der untere Teil der Kapillare weit genug hinter der Strahlachse zurückgeblieben ist. Somit liegt der Schluss nahe, dass der Spikingprozess von der transienten Verteilung der Bestrahlungsstärke an der Kapillarfront bestimmt wird.

5.4.2 Der Spikingmechanismus

Die Kopplung der Kapillargeometrie an die Verteilung der absorbierten Bestrahlungsstärke innerhalb der Kapillare führt zu einer periodisch fluktuierenden Kapillartiefe. Instabilitäten im Schmelzefluss um die Kapillare sind nicht der ausschlaggebende Treiber des Spikingmechanismus. Sie können das Spiking verstärken und fügen den Schwankungen der Kapillartiefe eine chaotische Fluktuation hinzu. Diese laufen aber auf einer schnelleren Zeitskala ab, als die Fluktuation der Nahtwurzel. Der Spikingmechanismus wird durch die zeitlich nicht konstante Bestrahlung an der Kapillarfront bestimmt.

Der hypothetische Spikingmechanismus ist in Bild 5.13 schematisch dargestellt. Zu Beginn eines Spikingzyklus ist die Bestrahlungsstärke am unteren Teil der Kapillarfront, sowie in der Kapillarspitze relativ hoch („h“ in Skizze 1 in Bild 5.13). Hier tritt starke Verdampfung auf und als Folge kann sich die Kapillare vertikal nach unten ausdehnen. Die an der Front absorbierte Bestrahlungsstärke nimmt während dieser Ausdehnung ab („m“ in Skizze 2 in Bild 5.13). Die in der Kapillarspitze auftreffende Bestrahlungsstärke

reicht allerdings immer noch aus, um die Kapillartiefe weiter zu erhöhen (Skizze 2). Die Kapillartiefe nimmt weiterhin zu, die Kapillarfront beginnt sich jedoch nach hinten zu neigen, da an einzelnen Abschnitten das einströmende Eis nicht mehr komplett aufgeschmolzen werden kann („l“ in Skizze 3 in Bild 5.13). Zuletzt ist die Bestrahlungsstärke in der Kapillarspitze zu gering für eine weitere Zunahme der Kapillartiefe. Ein neuer Spike wird weiter oben an der Kapillarfront initiiert, wo die größere Neigung der Front zu einer Erhöhung der absorbierten Bestrahlungsstärke geführt hat („h“ in Skizze 4 in Bild 5.13).

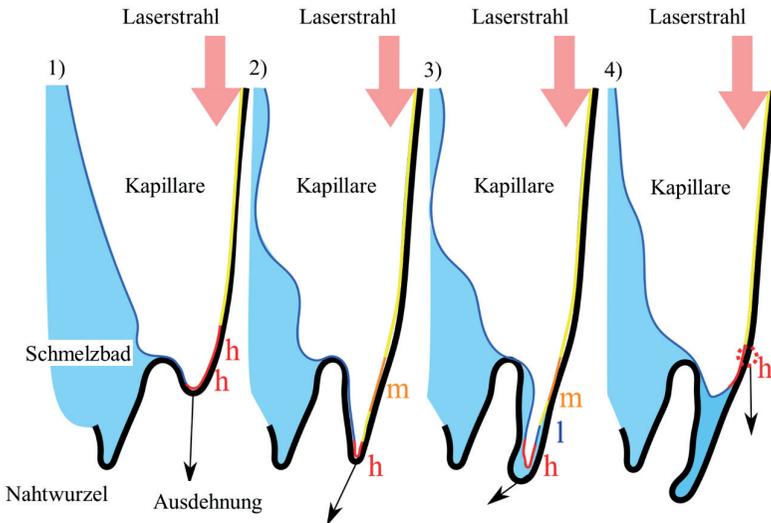


Bild 5.13: Darstellung der vier Phasen innerhalb des Spikingzyklus. Mit den Buchstaben „h“, „m“ und „l“ (hoch, mäßig, gering) ist qualitativ die lokal absorbierte Bestrahlungsstärke gekennzeichnet. Die Ausdehnung der Kapillare wird durch den schwarzen Pfeil angezeigt.

5.4.3 Verifikation mittels multiphysikalischer Simulation

Um die Validität des postulierten Spikingmechanismus zu überprüfen, wurde der Schweißprozess simuliert. Der Spikingmechanismus wurde mithilfe einer transienter Simulation untersucht. Diese bildet das Wechselspiel zwischen Strahlausbreitung und Absorption innerhalb der Kapillare und der folgenden Änderung der Kapillargeometrie ab. Dabei wurde der Leistungseintrag – Ausbreitung und Absorption der Laserstrahlung –

mittels Raytracing berechnet und der Leistungsumsatz – die thermo- und fluiddynamischen Vorgänge – mit einem SPH-Modells behandelt. Das SPH-Modell wurde mithilfe von *Pasimodo* [124], einem am Institut für Technische und Numerische Mechanik (ITM) entwickelten Softwarepaket zur Durchführung gitterfreier Simulationen implementiert und ist in [58;59] beschrieben. Die beiden Teile wurden zu einer transienten Gesamtsimulation des Laserstrahl-tiefschweißprozesses verbunden. Beide Teile der Simulation sind als eigenständige Programme implementiert und tauschen Daten über eine TCP/IP-Schnittstelle aus. Während der Simulation wird die Kapillargeometrie in regelmäßigen Intervallen, dem sogenannten Kopplungsintervall, in der SPH-Simulation rekonstruiert und an das Raytracer-Programm geschickt. Eine schematische Darstellung der beiden Programmteile und deren Kopplung ist in Bild 5.14 skizziert. Durch diesen modularen Aufbau wird die Gesamtsimulation logisch strukturiert und die Pflege beider Programmteile erleichtert.

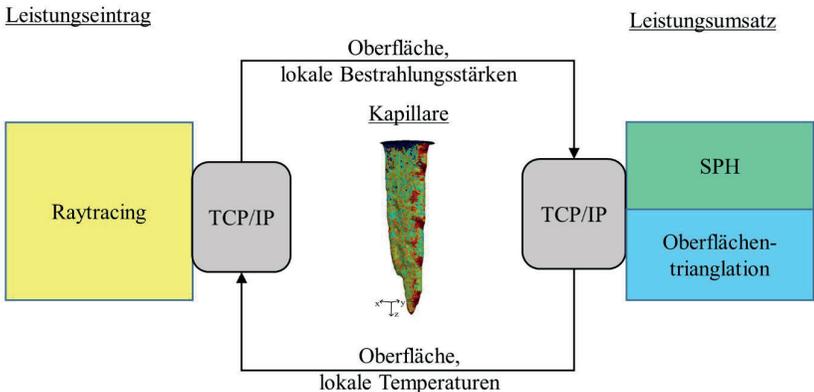


Bild 5.14: Modellierungsschema des Laserstrahlschweißens in Eis, bestehend aus den beiden Simulationseinheiten zur Berechnung des Leistungseintrags mittels eines Raytracing-Programms und der Thermo- und Fluidodynamik mit einem SPH-Modell. Beide Programme tauschen Daten und Ergebnisse über eine TCP/IP-Schnittstelle aus.

Oberflächenrekonstruktion und Leistungseintrag

Die absorbierte Bestrahlungsstärke wird mittels des in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Raytracingverfahrens berechnet. Die Oberfläche, welche am Ende jedes Kopplungsintervalls rekonstruiert wird, wird in Form einer STL-Datei an das Raytracing-Programm geschickt. Hier wird die Strahlausbreitung und die lokal absorbierten Bestrahlungsstärken J_i der einzelnen Oberflächenelemente berechnet. Im folgenden Kopplungsintervall

werden im SPH-Modell Wärmequellenpartikel an die Positionen der Schwerpunkte der bestrahlten Oberflächenelemente eingefügt, die jeweils die thermische Energie $J_i \cdot A_i \Delta t$ abgeben. Hierbei bezeichnet A_i die Fläche des bestrahlten Oberflächenelements und Δt die Länge des Kopplungsintervalls.

Um zu entscheiden, ob SPH-Partikel i einen Oberflächenpartikel darstellt, wird der mittlere Verbindungsvektor

$$\vec{b}_i = \sum_j \frac{\vec{x}_i - \vec{x}_j}{\|\vec{x}_i - \vec{x}_j\|} \quad (5.1)$$

zu allen Nachbarpartikeln, die sich innerhalb einer vorgegebenen maximalen Distanz befinden, bestimmt. In Bild 5.15 ist die Berechnung des Normalenvektors und die Prüfung dieser Bedingung skizziert.

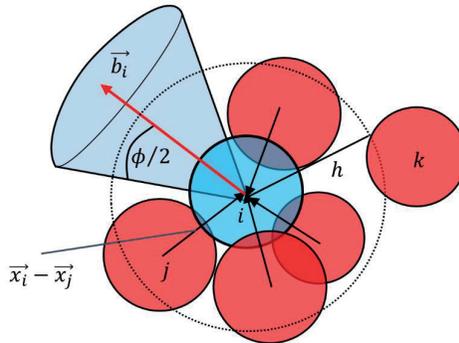


Bild 5.15: Rekonstruktion der Oberflächennormalen \vec{b}_i aus den Verbindungsvektoren $\vec{x}_i - \vec{x}_j$ eines Partikels i zu dessen Nachbarpartikeln, die innerhalb des Kernradius h liegen.

Handelt es sich um einen Oberflächenpartikel, so stellt \vec{b}_i die Approximation des Normalenvektors der Oberfläche an der Position dieses Partikels dar. Es handelt sich bei Partikel i dann um einen Oberflächenpartikel, wenn für jeden Nachbarpartikel j

$$\arccos \left(\frac{\vec{x}_i - \vec{x}_j}{\|\vec{x}_i - \vec{x}_j\|} \cdot \frac{\vec{b}_i}{\|\vec{b}_i\|} \right) > \frac{\phi}{2} \quad (5.2)$$

gilt. Dies entspricht der Prüfung, ob sich keine anderen Partikel innerhalb eines Kegels mit Öffnungswinkel ϕ (hier 60°) um die approximierten Oberflächennormale befinden.

Aus der Menge der Oberflächenpartikel wird nun eine dreidimensionale Oberfläche trianguliert. Diese Triangulation geschieht mittels des BPA. In der hier durchgeführten Simulation zeichnet sich dieser gegenüber der beispielsweise in [57] verwendeten Delaunay-Triangulation durch die Möglichkeit aus, Hinterschnidungen abbilden zu können. Gegenüber der in [59] entwickelten Methode der Oberflächentemplates zeichnet sich der BPA durch geringeren Speicherverbrauch und geringere Rechenzeiten aus.

Leistungsumsatz

Von besonderer Bedeutung bei der Simulation des Spikingphänomens ist die Behandlung der Phasenübergänge. Die thermische Energie jedes Partikels wird im SPH-Modell durch die Enthalpie h repräsentiert. Durch Zuführen thermischer Energie wird die Enthalpie eines Partikels um Δh erhöht. Bei gleichbleibendem Druck kann diese in eine Temperaturänderung ΔT umgerechnet werden, wobei die Wärmekapazität die Proportionalität zwischen beiden Größen bestimmt. Die Abbildung von Temperatur auf Enthalpie wird im hier beschriebenen Modell über

$$h = \begin{cases} c_{p,s}T, & T < T_m \\ c_{p,s}T_m + h_l \frac{(T-T_l)}{T_l-T_m}, & T_m < T < T_l \\ c_{p,s}T_m + h_l + c_{p,l}(T - T_l), & T_l < T < T_e \\ c_{p,s}T_m + h_l + c_{p,l}(T_e - T_l) + h_v \frac{(T-T_l)}{T_v-T_e}, & T_e < T < T_v \\ c_{p,s}T_m + h_l + c_{p,l}(T_e - T_l) + h_v, & T = T_v \end{cases} \quad (5.3)$$

unter Berücksichtigung der Phasenübergänge umgesetzt. Hierbei stellen $c_{p,s}$ und $c_{p,l}$ die Wärmekapazität der festen und flüssigen Phase dar. h_l und h_v bezeichnen die Schmelz- und Verdampfungsenthalpie, T_m , T_l die Solidus- bzw. Liquidustemperatur. T_e und T_v bezeichnen die Temperaturen, bei denen der Verdampfungsvorgang beginnt bzw. abgeschlossen ist. Phasenübergänge werden basierend auf der Enthalpie der einzelnen Partikel berücksichtigt. Die Umwandlung in einen Fluidpartikel findet statt, wenn die Enthalpie eines Partikels die des festen Zustandes übersteigt. Die Erhaltungsgleichungen werden getrennt für die feste und die flüssige Phase berechnet. Ein Partikel wird gelöscht, wenn er die Verdampfungsenthalpie überschreitet. Eine Gasphase wird im Modell somit nicht berücksichtigt. Ein lokaler Verdampfungsdruck wird in dem Zeitschritt berücksichtigt, in dem ein Partikel verdampft. Dieser wird nach [6] durch

$$p_s = \frac{q_s}{Ah_v} \sqrt{\frac{\pi k_B T}{2m_v}} \quad (5.4)$$

aus der Leistung q_s , die pro Oberfläche A zur Verdampfung zu Verfügung steht, und der Temperatur der verdampfenden Oberfläche T berechnet. Hierbei stellt m_v die Molekülmasse der verdampfenden Partikel und k_B die Boltzmannkonstante dar. Dabei wird q_s für jeden SPH-Partikel nach

$$q_s = \left[h - (c_s T_m + h_f + c_l (T_e - T_l)) \right] \frac{m}{\Delta t} \quad (5.5)$$

berechnet, wobei m die Masse eines SPH-Partikels und Δt den Zeitschritt der SPH-Simulation darstellen. An der Oberfläche sind Druck und Temperatur über die Clausius-Clapeyron-Gleichung [125]

$$\frac{p_a + p_s}{p_0} = e^{\left(\frac{m_v h_v}{k_B} \left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T} \right) \right)} \quad (5.6)$$

verknüpft. Die Temperatur T und der Druck p_s auf der bestrahlten Oberfläche stellen die zwei Unbekannten des aus Gleichung (5.4) und Gleichung (5.6) bestehenden nicht-linearen Gleichungssystems dar. p_0 und p_a bezeichnen den Sättigungsdampfdruck bei der Temperatur T_v und den Umgebungsdruck. Druck und Temperatur an der verdampfenden Oberfläche werden durch Einsetzen von (5.4) in (5.6) und Lösen der daraus folgenden Gleichung

$$f(T_S) = \frac{p_a}{p_0} + \frac{q_s}{p_0 A h_v} \sqrt{\frac{\pi k_B T}{2 m_v}} - e^{\left(\frac{m_v h_v}{k_B} \left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T} \right) \right)} = 0 \quad (5.7)$$

nach T numerisch bestimmt.

Das Schmelzbad wird als inkompressibles newtonsches Fluid betrachtet. Die Navier-Stokes-Gleichung wird für einen Partikel i durch

$$\frac{dv_i}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \Delta v_i + f_i + g_i \quad (5.8)$$

ausgedrückt, wobei ν_i die kinematische Viskosität, g_i die Gravitationskraft, v_i die Partikelgeschwindigkeit und f_i die Oberflächenspannung darstellen. Letztere wurde im Modell als Volumenkraft behandelt.

Für alle Partikeltypen wird eine kubische B-Spline Funktion [62] als Kernelfunktion verwendet. Zur Zeitintegration wird ein explizites Leapfrog-Schema zweiter Ordnung mit Prädiktor-Korrektor Schema und Zeitschrittweitensteuerung verwendet [126].

Der in Abschnitt 5.3 analysierte Prozess des Laserstrahl-tiefschweißens in Eis mit einer Laserleistung von 0,75 kW bei einem Vorschub von 4 m/min und einem Strahldurchmesser von 440 μm wurde simuliert. Die Simulation war zeitlich so hoch aufgelöst, dass die verschiedenen Phasen innerhalb des Spikingzyklus abgebildet und die Entstehung der Tiefenfluktuationen der Nahtwurzel beobachtet werden konnte. Als Kopplungsintervall wurde eine Zeitspanne von 50 μs gewählt, was einer Abtastung der experimentell gemessenen Periodendauer des Spikingzyklus in etwa 250 Schritten entspricht. Die Kapillarrückwand wurde im Simulationsmodell nur im unteren Bereich der Kapillare berücksichtigt. So konnten explizit die potentiellen Einflüsse einer instabilen Rückwand auf das Spiking ausgeschlossen werden. Die Tatsache, dass Spiking in dieser Simulation trotzdem auftrat, bestärkt die Hypothese, dass Instabilitäten der Kapillarrückwand und der Schmelze, welche die Kapillare umgibt, nicht die Ursache des Spikings sind.

Für die Simulation wurden die Prozess- und Materialparameter aus Abschnitt 5.2 verwendet. Das Werkstück wurde durch annähernd 700.000 Partikel diskretisiert, welche in einem Anfangsabstand von 100 μm angeordnet waren. Der simulierte Eisblock hatte eine Länge von 12 mm, eine Breite von 3 mm und eine Höhe von 18 mm. Innerhalb der Raytracing-Rechnungen wurde die Ausbreitung von 500.000 Teilstrahlen berechnet, wobei eine gaußförmige Intensitätsverteilung und die in Abschnitt 5.2 angegebenen Strahlparameter verwendet wurden. Die Fokusslage des Laserstrahls lag in der Simulation auf der Werkstückoberfläche. Insgesamt wurde eine Prozesszeit von 70 ms simuliert. Bei Fortschreiten der Simulation konnte der Spiking-Mechanismus in Eis beobachtet werden. Dies ist in Bild 5.16 gezeigt. Hier ist der Eisblock mit der Kapillare, die sich durch diesen hindurchbewegt, dargestellt. Die Kapillarwand ist hier entsprechend der lokal absorbierten Bestrahlungsstärke eingefärbt. Material (Eis), welches keinen Phasenübergang durchlaufen hat, ist grau eingefärbt, flüssiges Material und die Kapillare sind blau dargestellt. Die Nahtwurzel zeigt die für Spiking typischen Tiefenschwankungen. Innerhalb einer simulierten Prozesszeit von 70 ms traten 4 Spikes auf, was in etwa einer Spikingfrequenz von 57 Hz entspricht. Die Größe der Spikes von 1,9 mm, bzw. ca. 20% der mittleren Kapillartiefe, sowie die Frequenz ihres Auftretens waren im Bereich dessen, was im Experiment beobachtet wurde. Das Spiking lief jedoch weniger stark ausgeprägt und etwas ruhiger ab als im Experiment. Trotz der quantitativen Unterschiede zwischen Experiment und Simulation, kann das Spiking so nachgebildet werden.

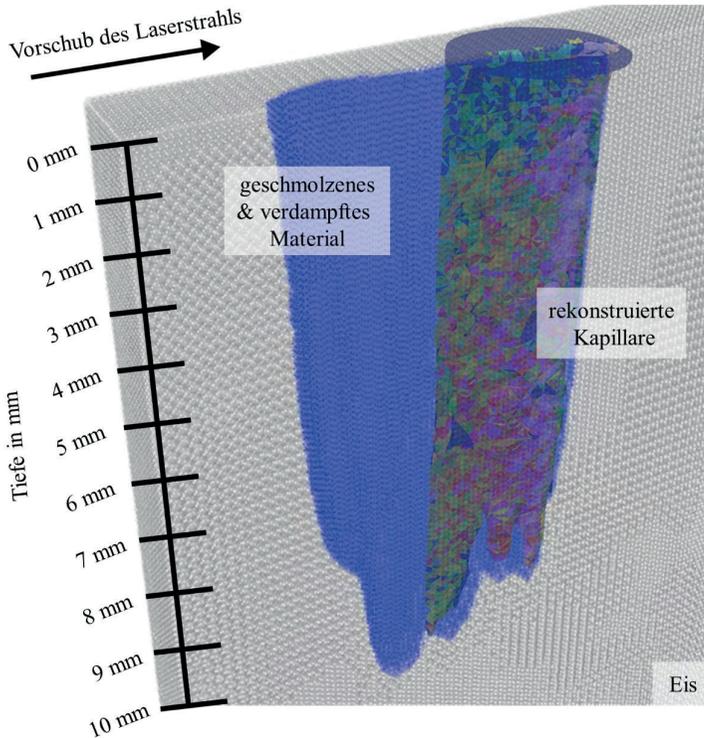


Bild 5.16: Numerischen Simulation von Schmelzbad und Nahtwurzel beim Laserstrahlschweißen in Eis mit einem Vorschub von $v = 4$ m/min, einer Laserleistung von $P = 0,75$ kW und einem Strahldurchmesser von $d_B = 440$ μm . Die Fokusslage war hierbei auf der Oberfläche des Eisblocks positioniert. Blau eingefärbte Bereiche stellen die Partikel dar, die während des Prozesses geschmolzen bzw. verdampft sind. Das feste, nicht geschmolzene Eis ist grau eingefärbt.

In Bild 5.17 sind Kapillaren gezeigt, die sich in der Simulation ausbilden. Der zeitliche Abstand zwischen diesen beiden Geometrien beträgt 0,5 ms. Mit einer maximalen Tiefe von 10 mm sind die in der Simulation auftretenden Kapillartiefen geringer als die experimentell ermittelten. Ebenso wie im Experiment treten in der Simulation gleitende Stufen auf, welche sich an der Kapillarfront nach unten bewegen. Diese Stufen bewegen sich mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 2 m/s an der Kapillarfront nach unten und treten mit einer Frequenz von ca. 600 Hz auf. Verglichen mit dem Experiment bewegen sich die gleitenden Stufen in der Simulation langsamer. Ihr Verhalten ist jedoch trotz

der quantitativen Unterschiede dasselbe wie im Experiment. Sie treten mit einer deutlich höheren Frequenz als das Spiking auf und bewegen sich schneller als die Tiefenfluktuation der Kapillare. Darüber hinaus verschwinden die Stufen überwiegend, bevor sie die Kapillarspitze erreichen. Das Auftreten der gleitenden Stufen und das Spiking sind somit auch in der Simulation getrennte Phänomene.

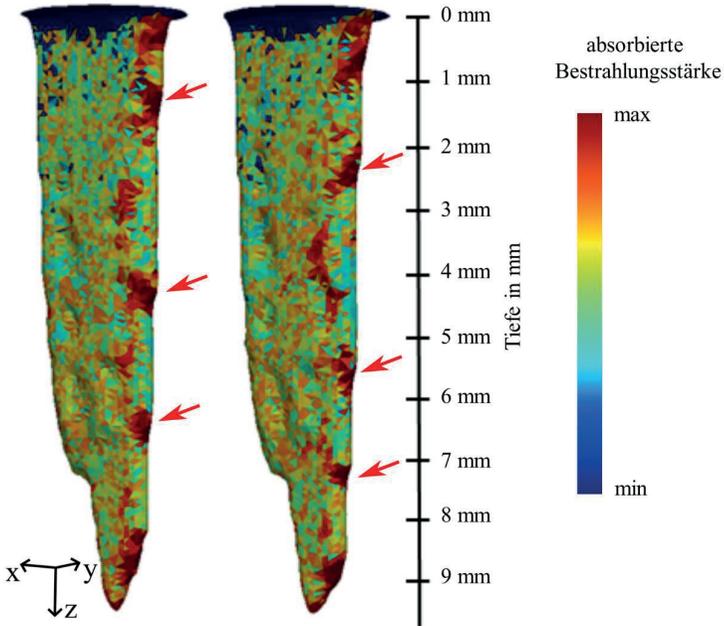


Bild 5.17: Simulierte Kapillargeometrien mit Verteilungen der absorbierten Bestrahlungsstärke (rot: hohe Bestrahlungsstärke, blau: niedrige Bestrahlungsstärke) zu den Zeitpunkten 30,2 ms (links) und 30,7 ms (rechts) beim Laserschweißen in Eis mit $P = 0,75$ kW, $v = 4$ m/min und $d_B = 440$ μm . Die Fokusslage befindet sich hier auf der Oberfläche des simulierten Eisblocks. Innerhalb von 0,5 ms bewegen sich die gleitenden Stufen (rote Markierungen) an der Kapillarfront um bis zu 1 mm nach unten, was einer Geschwindigkeit von ca. 2 m/s entspricht.

Das Spiking konnte in der Simulation trotz der Vernachlässigung der Kapillarrückwand reproduziert werden und es trat unabhängig von den an der Kapillarfront auftretenden Stufen auf. Dies bestärkt die Vermutung, dass Spiking durch eine sich ändernde Bestrahlung der Kapillarfront verursacht wird. Die qualitativen Unterschiede könnten durch Schwierigkeiten des BPA-Algorithmus bei der Oberflächenrekonstruktion, vor allem im unteren Bereich der Kapillare, verursacht werden.

5.5 Experimentelle Validierung

5.5.1 Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf die Spikingfrequenz

Wenn die Abnahme der Intensität im unteren Teil der Kapillarfront die Ursache für deren Neigung und damit schließlich des Zurückziehens der Kapillare ist, dann sollte eine Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit mit einer Erhöhung der Spikingfrequenz einhergehen. Ist die absorbierte Intensität an einem Abschnitt der Kapillarfront zu gering zum Aufschmelzen des einströmenden Eis⁴, dann neigt sich diese schneller, wenn mit höheren Vorschüben geschweißt wird. Das Ende der Tiefenzunahme und die Initiierung eines neuen Spikes sollten nach kürzerer Zeit einsetzen. Um diesen Zusammenhang zu untersuchen, wurde die Abhängigkeit der Spikingfrequenz von der Vorschubgeschwindigkeit experimentell bestimmt. Dies wurde im Rahmen der in Abschnitt 5.2 beschriebenen zweiten Serie von Experimenten durchgeführt, wobei jeweils Schweißungen bei Laserleistungen zwischen 0,75 kW und 5 kW und Vorschüben zwischen 2 m/min und 20 m/min durchgeführt wurden. Der Laserstrahl war bei allen Prozessen auf die Werkstückoberseite fokussiert, der Strahldurchmesser betrug 440 μm . Die Spikingfrequenzen wurden aus aufgezeichneten Hochgeschwindigkeitsvideos ermittelt. Diese sind in Bild 5.18 in Abhängigkeit von der Vorschubgeschwindigkeit aufgetragen. Für die durchgeführten Versuche wurde ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Vorschubgeschwindigkeit und mittlerer Spikingfrequenz ermittelt. Es wurde eine Zunahme der Spikingfrequenz mit steigender Vorschubgeschwindigkeit um 15,3 Hz/(m/min) ermittelt. Die Vermutung einer positiven Korrelation von Vorschubgeschwindigkeit und Spikingfrequenz konnte somit bestätigt werden. Es wurde kein signifikanter Einfluss der mittleren Laserleistung auf die Spikingfrequenz festgestellt. Beim Schweißen mit höherer Laserleistung steigt zwar die mittlere Kapillartiefe. Das Spiking läuft aber immer im unteren Teil der Kapillare ab, wo unabhängig von der absoluten Tiefe, die absorbierte Bestrahlungsstärke gerade am Limit dessen ist, was für die Kapillarausbildung nötig ist.

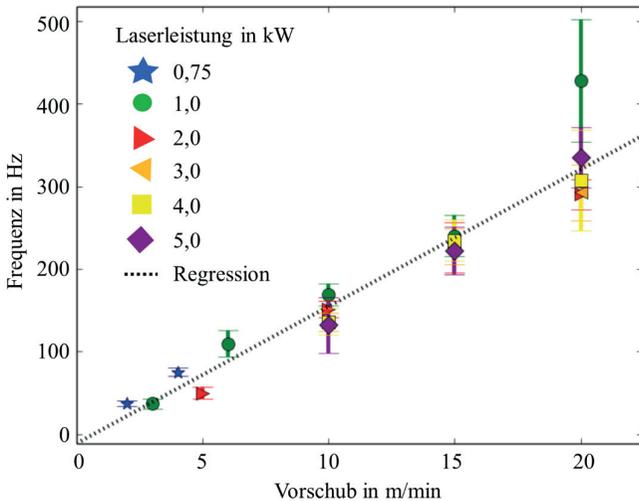


Bild 5.18: Frequenz des Spikings in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit beim Laserstrahlschweißen in Eis mit verschiedenen Laserleistungen. Der Strahl war jeweils auf die Werkstückoberfläche fokussiert ($d_B = 440 \mu\text{m}$). Die Frequenzen wurden aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, jeweils über 35 bis 70 Spikingzyklen, ermittelt. Die vertikalen Balken kennzeichnen die Standardabweichungen dieser Messungen. Die schwarze gestrichelte Linie zeigt eine lineare Regression der Messwerte.

5.5.2 Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf die Kapillarstabilität

Mit steigendem Vorschub vergrößerte sich der Abstand zwischen der Kapillarrückwand und der Kapillarfront. Die Interaktion der Kapillarrückwand mit dem Laserstrahl reduzierte sich stark bei Vorschubgeschwindigkeiten von mehr als 10 m/min. Dies ging mit einer Zunahme der Kapillarstabilität einher. In Bild 5.19 sind zwei Kapillargeometrien, aufgenommen beim Laserstrahlschweißen mit einem Vorschub von 6 m/min und einer Laserleistung von 1 kW (links), bzw. bei 15 m/min und 3 kW (rechts), dargestellt. Die Fokusslage war bei beiden Prozessen direkt auf der Werkstückoberfläche positioniert. Die mittlere Einschweißtiefe war bei beiden Prozessen mit etwa 7 mm annähernd gleich. Beim Schweißen mit einem Vorschub von 6 m/min traten die oben diskutierten Instabilitäten auf. Schmelzeausbuchtungen der Kapillarrückwand, die in den Laserstrahl oder an die Kapillarfront geraten, sorgten für ein häufiges Abschnüren und Kollabieren der Kapillare. Wie auch bei dem in Abschnitt 5.3 analysierten Schweißprozess wirkten sich

diese fluiddynamischen Instabilitäten nicht auf das Spiking der Nahtwurzel aus, die Kapillare dringt mehrfach in denselben Nahtwurzelspике ein. Bei einem Vorschub von 15 m/min war die Kapillarrückwand so weit von der Front entfernt, dass sie nicht mit dieser wechselwirken konnte. Ein Abschnüren und Kollabieren der Kapillare unterblieb, der Schweißprozess verlief dabei stabil, Spiking der Nahtwurzel trat jedoch auch hier auf.

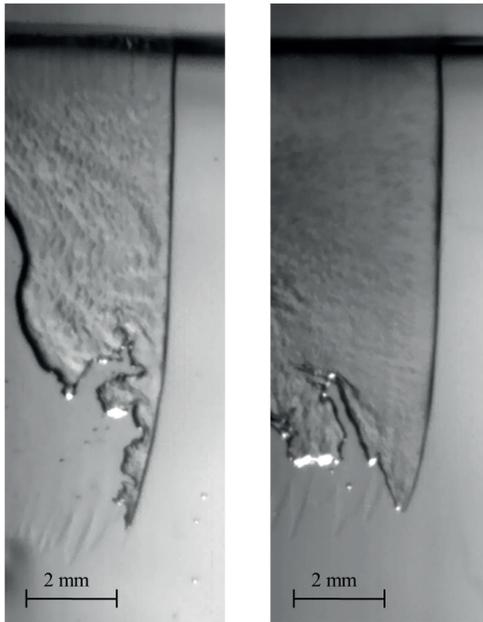


Bild 5.19: Einzelbilder aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Laserstrahlschweißens in Eis bei gleicher Fokuslage (auf der Werkstückoberfläche, $d_B = 440 \mu\text{m}$) und mittlerer Einschweißtiefe, jedoch unterschiedlichen Vorschüben. Links: $P = 1 \text{ kW}$, $v = 6 \text{ m/min}$. Die Kapillarrückwand ist sehr instabil und interagiert mit der Frontwand. Die Kapillare kollabiert häufig, analog zu dem in Bild 5.7 dargestellten, instabilen Prozess. Rechts: $P = 3 \text{ kW}$, $v = 15 \text{ m/min}$. Die Kapillarrückwand ist einige Millimeter von der Frontwand entfernt, zwischen beiden findet keine Interaktion statt. Die Kapillare kollabiert nicht, Spiking tritt jedoch auf.

Auch bei höheren Vorschüben kam es zu Spiking. Dies bestätigt erneut die Aussage aus Abschnitt 5.3, dass fluiddynamische Vorgänge zwar die Stabilität der Kapillare beeinflussen, nicht jedoch für das Auftreten von Spiking verantwortlich sind.

5.6 Zusammenfassung und Fazit

Experimentelle und theoretische Untersuchungen intrinsischer Fluktuationen der Kapillartiefe wurden dargelegt. Diese Untersuchungen wurden aufgrund der guten visuellen Zugänglichkeit am Beispiel des Laserstrahlschweißens in Eis durchgeführt. Zeitlich und örtlich hochaufgelöste Videoaufnahmen des Laserstrahlschweißens wurden verwendet, um die Vorgänge an der Kapillare während des Spikingprozesses zu analysieren. Aus diesen Aufnahmen wurden Kapillargeometrien rekonstruiert, anhand derer mittels Raytracing die lokale Verteilung der absorbierten Laserleistung untersucht wurde.

Ein multiphysikalisches Modell des Laserstrahl-tiefschweißens wurde vorgestellt. Die Ausbreitung und Einkopplung der Laserstrahlung wurde mittels Raytracing berechnet und ein SPH-Modell wurde zur Berechnung der Thermo- und Fluidodynamik verwendet. Beides wurde zu einer transienten Simulation des Laserstrahlschweißens gekoppelt. Die instabile Kapillarrückwand blieb im Modell unberücksichtigt. Spiking konnte in der Simulation reproduziert werden. Wie auch im Experiment traten gleitende Stufen an der Kapillarfront auf, waren jedoch nicht ausschlaggebend für das Auftreten von Spiking. Fluiddynamische Instabilitäten konnten somit, anders als bisher angenommen, als Ursache des Spikings ausgeschlossen werden.

Es konnte gezeigt werden, dass die Schwankungen der absorbierten Bestrahlungsstärken an der Kapillarfront den Treiber des Spikings darstellen. Spiking wird durch eine periodisch wechselnde Verteilung der absorbierten Bestrahlungsstärke im unteren Teil der Dampfkapillare und der daraus resultierenden Anpassung der Kapillargeometrie verursacht.

Beim Schweißen mit höheren Vorschubgeschwindigkeiten nahm der Abstand zwischen Kapillarrückwand und Kapillarfront zu. Dies führte zu einer Stabilisierung der Kapillargeometrie. Eine Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit kann somit als einfache Maßnahmen zur Vermeidung von Kapillarinstabilitäten identifiziert werden. Eine Übertragung dieser Strategie auf reale Laserschweißanwendungen, die von Prozessinstabilitäten beeinträchtigt werden, liegt aufgrund ähnlicher Prozesscharakteristika der Laserbearbeitung von Eis und Metallen nahe. Untersuchungen zum Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf die Geometrie und Stabilität der Kapillare und des Schweißprozesses sind im folgenden Kapitel dargelegt.

6 Kapillargeometrie und Nahtqualität bei hohen Vorschüben und Laserleistungen

Qualitativ hochwertige Schweißnähte zeichnen sich durch eine den Zielvorgaben entsprechende Einschweißtiefe aus und sind frei von Poren und Rissen. Die Erfüllung dieser Qualitätskriterien stellt beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen eine Herausforderung dar. Dies gilt insbesondere, wenn auf Maßnahmen wie die Verwendung von Zusatzdraht, Speziallegierungen oder Prozessstrategien wie Strahloszillation verzichtet werden muss [127–129]. Aus den in Kapitel 5 gezeigten Untersuchungen des Spikingmechanismus kann die Hypothese abgeleitet werden, dass eine Steigerung der Nahtqualität durch eine positive Beeinflussung der Kapillargeometrie beim Schweißen mit hohen Vorschüben realisiert werden kann.

In diesem Kapitel werden Untersuchungen des Einflusses der Vorschubgeschwindigkeit auf das Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen der 6000er-Serie dargestellt. Zunächst werden in Abschnitt 6.1 die Herausforderungen des Laserstrahlschweißens von Aluminiumwerkstoffen erläutert. In Abschnitt 6.2 werden Untersuchungen des Einflusses der Vorschubgeschwindigkeit auf die Geometrie und Stabilität der Kapillare beim Laserstrahlschweißen von Aluminium der Legierung EN AW-6082 dargestellt. Eine Methode zur Rekonstruktion der Kapillargeometrie mittels online-Röntgenvideographie wird erläutert. Drei vorschubabhängige Prozessregime, die sich in der Geometrie und Stabilität der Kapillare unterscheiden, können abgegrenzt werden. Mittels Ray-tracing wird der Einkoppelgrad und die lokale Verteilung der Laserleistung in diesen Kapillaren berechnet.

In Abschnitt 6.3 werden theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Abhängigkeit des Prozesswirkungsgrads von der Vorschubgeschwindigkeit dargestellt.

Die Bestätigung der Hypothese, dass mit einer Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit eine Steigerung der Nahtqualität im oben definierten Sinne erreicht werden kann, wird abschließend in Abschnitt 6.4 an einem typischen Anwendungsfall, dem randnahen Schweißen von Aluminiumblechen im Überlappstoß, dargelegt. Die Ergebnisse werden in Abschnitt 6.5 zusammengefasst.

Die im Folgenden dargestellten Ergebnisse wurden zum Teil in [130–132] veröffentlicht.

6.1 Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen von Aluminium

Instabilitäten der Dampfkapillare gelten als Ursache der Entstehung von Prozessporen beim Laserstrahl-tiefschweißen [13;18;133–135]. Das Zurückbleiben von Poren in der Schweißnaht ist insbesondere beim Schweißen von Aluminiumlegierungen ein Problem. Zusätzlich treten hierbei oft Schwankungen der Einschweißtiefe auf. Der Längsschliff einer mit Poren durchsetzten Naht, die in der Aluminiumlegierung EN AW-6082 geschweißt wurde, ist in Bild 6.1a gezeigt. Die hier vorhandenen Poren entstanden durch Instabilitäten der Dampfkapillare während des Tiefschweißprozesses. Beim Laserstrahl-tiefschweißen von Kupfer wurde gezeigt, dass Schweißen mit hoher Laserleistung pro Nahttiefe ($\geq 2,2$ kW/mm) zur Erhöhung der Kapillarstabilität und damit zu einer Erhöhung der Nahtqualität führen kann [136]. Dies konnte bspw. durch Schweißen bei hohen Vorschüben und Laserleistung erreicht werden. Vergleichbare Effekte wurden für das Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen postuliert [137] und in Simulationen des Laserstrahlschweißprozesses bei Vorschüben von bis zu 12 m/min nachgewiesen [18].

a)



b)

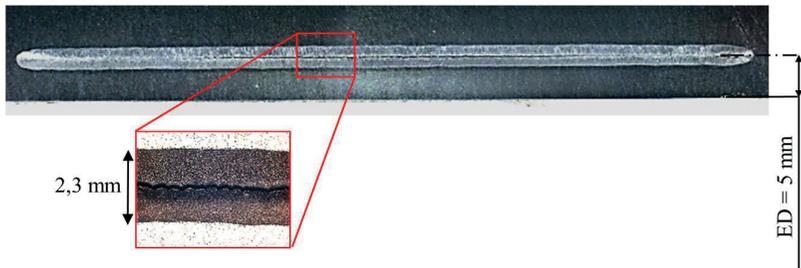


Bild 6.1: Schliffe von Schweißnähten in Aluminiumlegierungen der 6000er-Serie. a) Längsschliff einer Schweißnaht (EN AW-6082, $P = 3,4$ kW, $v = 4$ m/min), deren Nahtqualität durch Prozessporen und Schwankungen der Einschweißtiefe gemindert ist. b) Flachschliff einer Schweißnaht (EN AW-6016, $P = 5$ kW, $v = 6$ m/min), die in einem Randabstand von $ED = 5$ mm geschweißt wurde. Ein Nahtmittensenkungsrisse (siehe Vergrößerung) durchläuft die Naht über etwa 2/3 ihrer

Länge von 80 mm. Der Strahldurchmesser betrug bei beiden Schweißungen $d_B = 630 \mu\text{m}$, die Strahltaile war 3 mm oberhalb der Werkstückoberseite positioniert.

Randnahe Schweißungen in gängigen Aluminiumlegierungen, insbesondere der 6000er-Serie, sind des Weiteren anfällig für die Bildung sogenannter Nahtmittenrisse [138–142]. In Bild 6.1b ist ein Flachscliff einer Naht gezeigt, die mit einem Vorschub von 6 m/min in einem Randabstand (ED) von 5 mm geschweißt wurde. Ein Nahtmittenriss erstreckt sich längs durch die Naht. Beim Schweißen bestimmt die Wärmeleitung die zeitliche und räumliche Ausbildung des resultierenden Temperaturfelds im Werkstück. Das Temperaturfeld nähert sich im mit dem Laserstrahl mitbewegten Koordinatensystem nach einer gewissen Schweißdauer üblicherweise einem stationären Zustand an [140]. Die Charakteristika des Temperaturfelds sind von Prozess- und Materialparametern, sowie der Werkstückgeometrie abhängig. Beim randnahen Schweißen kommt es zu Wärmestau zwischen der Schweißnaht und dem Werkstückrand, der den Wärmefluss blockiert. Thermische Ausdehnung des Materials, zusammen mit Erstarrungsschrumpfen am Schmelzebadende, können zu Spannungsbelastungen in der Nahtmitte und der hier wiedererstarrenden Schmelze führen [143;144]. Bei Schweißungen innerhalb eines Bereichs kritischer Randabstände kann dies zur Entstehung von den in Bild 6.1b gezeigten Nahtmittenrisen führen. Solche Nahtmittenrisse stellen einen nicht tolerierbaren Nahtfehler dar. Nahtmittenrisse entstehen beim Laserstrahlschweißen von Aluminium der Legierung EN AW-6016 mit Vorschüben zwischen 3 m/min und 8 m/min und Laserleistungen im Bereich von 1 kW bis 8 kW bei Randabständen zwischen 3 mm und 8 mm [139;142]. Die Vermeidung solcher Nahtmittenrisse kann entweder durch Optimierung der Metallurgie [145] oder der Prozessstrategie angestrebt werden. Prozessstrategien wie das Schweißen von Stepp-Nähten, welche den Wärmestau zwischen Naht und Werkstückrand reduzieren und damit die thermomechanischen Belastungen der Erstarrungszone während der Schweißung mindern, wurden bereits entwickelt [139]. Ein alternativer Ansatz zur Reduzierung des Wärmestaus kann das Schweißen bei hohen Vorschüben darstellen. Die thermische Belastung könnte hierbei durch geringere Prozesszeiten, sowie einen geringeren Wärmeeintrag reduziert werden.

Die zum Schweißen verwendete Laserleistung muss bei vorgegebender Einschweißtiefe einhergehend mit der Vorschubgeschwindigkeit erhöht werden. Die verfügbare maximale Laserleistung begrenzt daher in der Prozessentwicklung und Anwendung die erreichbaren Vorschübe. Durch die rasante Entwicklung der Festkörperlaser (vgl. Abschnitt 2.2) sind heute (Stand 2019) Dauerstrichlaser mit einer Ausgangsleistung von bis zu 100 kW kommerziell verfügbar. Solche Laserleistungen wurden bisher eingesetzt, um bei geringen Vorschüben im Bereich weniger Meter pro Minute sehr hohe

Die Werkstücke wurden auf einer Linearachse unter der Bearbeitungsoptik bewegt, die ortsfest in der Röntgenanlage fixiert war. Während des Schweißprozesses wurden Röntgenaufnahmen der Prozesszone mit einer zeitlichen Auflösung von 2.000 Hz erzeugt. Die verwendete Beschleunigungsspannung der Röntgenröhre betrug 50 kV bei einem Röhrenstrom von 1800 μA . Das Aufnahmeprinzip der online-Röntgenaufnahmen entspricht dem in Abschnitt 2.4.1 erläuterten.

6.2.2 Rekonstruktion der Kapillargeometrie

Aus den aufgenommenen Röntgenbildern wurden dreidimensionale Rekonstruktionen der Kapillargeometrie erstellt. Die Ausdehnung der Kapillaren entlang der Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlung kann unter der Annahme berechnet werden, dass die Intensität der Röntgenstrahlung nach dem Durchgang durch Material der Stärke d von einer ursprünglichen Intensität I_0 auf

$$I_d = I_0 \cdot e^{-d \cdot \alpha} \quad (6.1)$$

abfällt, wobei α der lineare Abschwächungskoeffizient des Werkstoffs ist. Wird die Prozesszone und eine sich darin befindende Dampfkapillare von Röntgenstrahlung durchstrahlt, dann wird die Strahlung beim Durchgang durch das Werkstück auf

$$I_w = I_0 \cdot e^{-(d-w) \cdot \alpha} \quad (6.2)$$

abgeschwächt, wobei w die lokale Breite der Kapillare und d die Breite des Werkstücks bezeichnet. Aus dem Verhältnis

$$\frac{I_w}{I_d} = \frac{e^{-(d-w) \cdot \alpha}}{e^{-d \cdot \alpha}} = e^{w \alpha} \quad (6.3)$$

beider Intensitäten kann nun die Breite der Kapillare

$$w = \frac{\ln(I_w/I_d)}{\alpha} \quad (6.4)$$

bestimmt werden. Dies ist in Bild 6.2 am Beispiel einer typischen Röntgenaufnahme einer Dampfkapillare dargestellt. Links oben ist ein Röntgenbild gezeigt, welches während des Laserstrahlschweißens bei einem Vorschub von 4 m/min aufgenommen wurde. Die horizontale Schnittansicht durch das Werkstück auf Höhe z_1 der in gelb eingefügten Linie ist links unten skizziert. Die Kapillare ist hier schematisch als Hohlraum dargestellt. Rechts ist der Intensitätsverlauf der Röntgenstrahlung beim Durchstrahlen dieser

Probe bei den Positionen (x_1, z_1) (Durchstrahlen der Kapillare) und (x_2, z_1) (Durchstrahlen der vollen Werkstückbreite) dargestellt. Die Intensität fällt bei der Position (x_1, z_1) auf $I(x_1, z_1) = I_w$, bzw. bei (x_2, z_1) auf $I(x_2, z_1) = I_d$ ab.

Die Kapillarbreite $w(x_i, z_j)$ kann an jeder Position aus der Intensität der Pixel $I(x_i, z_j)$ der aufgenommenen Röntgenbilder nach Gleichung (6.4) berechnet werden. Ein dreidimensionales Abbild der Kapillare kann erstellt werden, indem die zugehörigen y -Positionen der Kapillarwände zu $y_{i,j} = \pm \frac{w(x_i, z_j)}{2}$ gesetzt werden. Damit wird eine zur (x, z) -Ebene symmetrische Kapillare erzeugt. Das Bildrauschen, sowie der Dichteunterschied zwischen festem und flüssigem Material bedingen eine zusätzliche Filterung und Glättung der y -Werte. Dies ist notwendig, um trotz Bildrauschen und der rasterartig angeordneten Bildpunkte stetige und glatte, somit physikalisch sinnvolle Geometrien zu erzeugen. Für die folgenden Auswertungen wurde unter Berücksichtigung der spezifischen Charakteristika des bildgebenden Systems ein effektiver Abschwächungskoeffizient der Röntgenstrahlung in Aluminium von $\alpha = 2,32/\text{cm}$ verwendet [148].

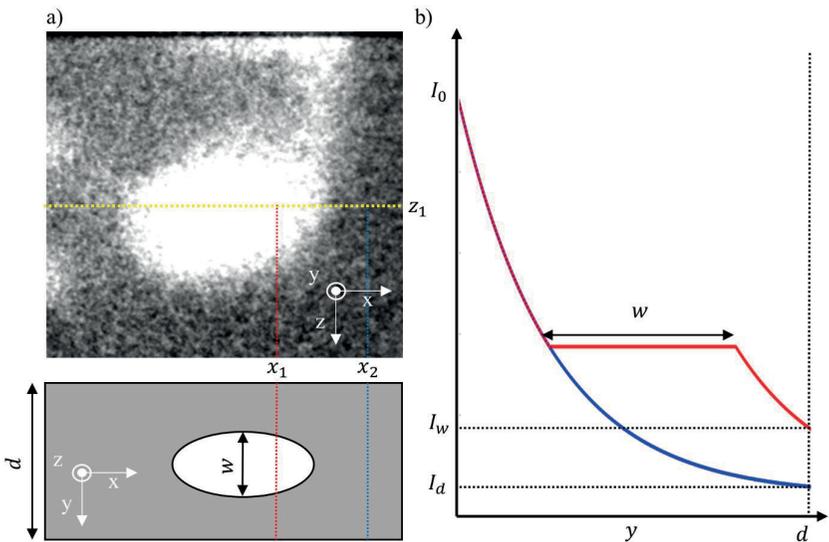


Bild 6.2: Abschwächung von Röntgenstrahlung beim Durchgang durch das Werkstück beim Laserstrahlschweißen. a) Oben: typisches Einzelbild aus einem mittels online-Röntgenvideographie aufgenommenen Hochgeschwindigkeitsvideo. Unten: horizontaler Schnitt durch das Werkstück auf Höhe z_1 (gelbe Linie im Röntgenbild). Die Kapillare ist hier als Aussparung im Werkstück dargestellt. b)

Intensitätsverlauf der Röntgenstrahlung beim Durchlaufen des Werkstücks an den Positionen x_1 (Kapillare) und x_2 (festes Material), dargestellt durch die rote und blaue Linie.

Die Rekonstruktion der Kapillargeometrie aus den online-Röntgenbildern erfolgte in den folgenden Schritten:

1. Auswahl des relevanten Bildbereichs, in dem die Kapillaren liegen.
2. Bestimmung von I_d als minimaler Pixelwert dieses Bereichs
3. Berechnung von $y_{i,j} = \pm \frac{w_{i,j}}{2} = \frac{\ln(I_{x_i,z_j}/I_d)}{2 \cdot \alpha}$ mit der Intensität I_{x_i,z_j} für alle Pixel i,j an den Positionen (x_i, z_j) .
4. Glätten der y -Werte (hier mit einem zweidimensionalen Gaußfilter mit einem Radius von $44 \mu\text{m}$).
5. Bereiche mit einer Breite $|y| < 25 \mu\text{m}$ werden gelöscht, um den Einfluss von Bildrauschen zu begrenzen.
6. Die Front und die Rückwand der Kapillare werden geglättet. Hier können sonst Kanten durch die rasterartig angeordneten Pixel des Kamerachips auftreten. In dieser Arbeit wird hierzu ein Polynom des Grades 15 durch die Mittellinie der Front und der Rückwand ($y = 0$) gefittet. Diese Glättung ist in Bild 6.3b durch die schwarze Kurve veranschaulicht.

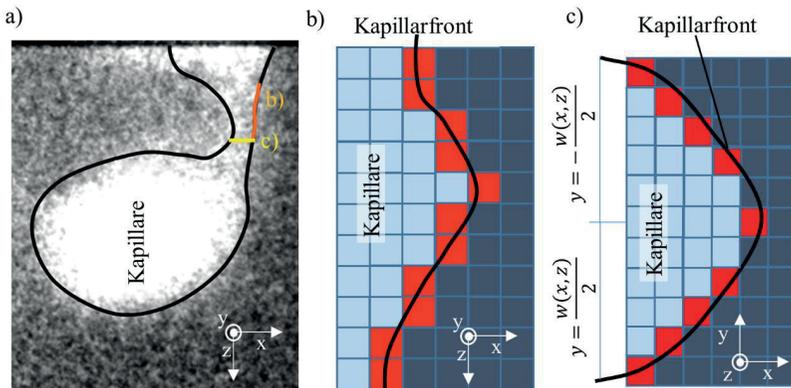


Bild 6.3: Rekonstruktion der Kapillargeometrien aus Einzelbildern der online-Röntgenvideos. a) Röntgenbild einer sich ausdehnenden Kapillare ($P = 3,4 \text{ kW}$, $v = 4 \text{ m/min}$, $d_B = 630 \mu\text{m}$). b) Diskretisierung der Kapillarwände durch die Pixel des Kamerachips. Die Kapillarfront wird in der Symmetrieebene ($y = 0$) durch einen Fit der (x,z) -Positionen der Pixel mit $w_{i,j} = 0$ nach einem Polynom

berechnet. c) Berechnung der Kapillarfront in horizontaler Orientierung, durch einen Fit der Pixelwerte in der (x,y) -Ebene nach einem Polynom.

7. Die Frontwand wird in der Symmetrieachse ($y = 0$) glatt zusammengefügt ($\left. \frac{\partial y}{\partial x} \right|_{y=0} = 0$). In dieser Arbeit wird für jede Höhe z_i ein Polynom sechsten Grades horizontal durch die Kapillarfront gefittet. Diese Glättung ist in Bild 6.3c durch die schwarze Kurve veranschaulicht.
8. Aus den Punkten $(x_i, z_j, y_{i,j})$ wird eine Oberfläche trianguliert, welche die Kapillare darstellt. Dies geschieht mittels Delaunay-Triangulation [149]. Beide Hälften der Kapillare ($y > 0$ und $y < 0$) werden getrennt in den Dimensionen (x,z) trianguliert, anschließend auf den entsprechenden y -Wert expandiert und zusammengefügt.
9. Die Oberfläche wird im STL-Format gespeichert.

Ein typisches Röntgenbild und die mit dem oben beschriebenen Verfahren rekonstruierte Kapillargeometrie sind in Bild 6.4 dargestellt.

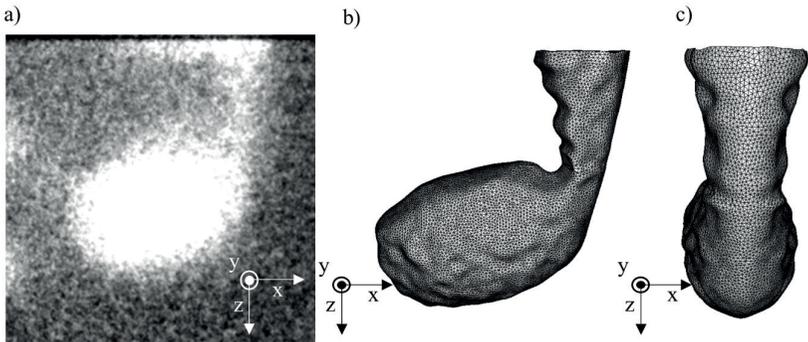


Bild 6.4: Rekonstruktion der Kapillargeometrie aus einem Einzelbild der online-Röntgenvideos. a) Röntgenbild einer sich ausdehnenden Kapillare ($P = 3,4 \text{ kW}$, $v = 4 \text{ m/min}$, $d_B = 630 \text{ }\mu\text{m}$), sowie die aus den Pixelwerten der Aufnahme mit dem beschriebenen Algorithmus rekonstruierte Kapillargeometrie in Seitenansicht (b) und Frontansicht (c).

6.2.3 Ergebnisse

6.2.3.1 Instabile Kapillargeometrie bei niedrigen Vorschüben

In Bild 6.5 ist der Längsschliff einer Schweißnaht gezeigt, die bei einem Vorschub von 4 m/min geschweißt wurde. Die mittlere Nahttiefe beträgt 2,7 mm. Die Nahttiefe fluktuiert um bis zu 0,8 mm.

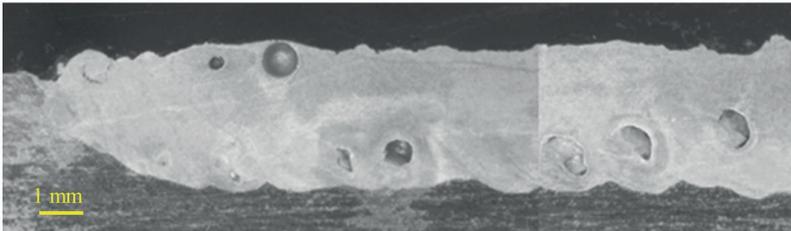


Bild 6.5: Längsschliff durch eine Schweißnaht in der Aluminiumlegierung EN AW-6082 mit einer mittleren Einschweißtiefe von 2,7 mm, geschweißt mit einer Laserleistung von $P = 3,4$ kW, einem Vorschub von $v = 4$ m/min und einem Strahldurchmesser von $d_B = 630$ μm . Die Einschweißtiefe fluktuiert um bis zu 0,8 mm und die Naht ist von Poren durchsetzt.

Die hier zu erkennenden Poren entstanden durch Instabilitäten der Dampfkapillare. Die Kapillargeometrie durchlief bei den untersuchten Schweißprozessen bei niedrigen Vorschüben einen periodisch ablaufenden Zyklus, der mit der Entstehung der Poren einhergeht. Eine typische Sequenz von Einzelbildern, welche die Porenentstehung zeigen, ist in Bild 6.6 dargestellt. Die Bilder wurden während des Schweißprozesses der in Bild 6.5 gezeigten Naht aufgenommen. Zunächst war die Kapillare relativ schmal ($t = 0$ ms), dann blähte sich der untere Bereich der Kapillare auf und bis zum Zeitpunkt $t = 1,5$ ms entstand eine rundliche Ausbuchtung. Diese dehnte sich weiter aus, während sich der obere Teil der Kapillare verengte ($t = 3,5$ ms). Schließlich wurde die Ausbuchtung von der Kapillare abgeschnürt ($t = 6,5$ ms). Das abgeschnürte Volumen wurde von der Kapillare abgetrennt ($t = 10$ ms) und bewegte sich als Blase mit dem Schmelzebad fort ($t = 11,5$ ms). Diese Blasen können mit dem Schmelzebad erstarren und als Prozessporen in der Schweißnaht zurückbleiben.

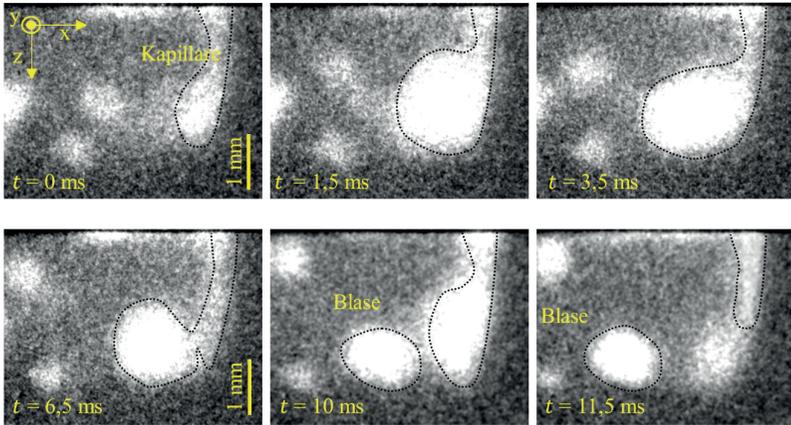


Bild 6.6: Einzelbilder aus online-Röntgenaufnahmen des Entstehungsprozesses einer Blase beim Laserstrahlschweißen der Aluminiumlegierung EN AW-6082 mit einer Laserleistung von $P = 3,4$ kW, einem Vorschub von $v = 4$ m/min und einem Strahldurchmesser von $d_B = 630$ μm .

Dieser Zyklus konnte beim Schweißen mit Vorschüben von 4 m/min und 8 m/min entsprechend der in Bild 6.6 gezeigten Form beobachtet werden. Beim Schweißen mit einem Vorschub von 10 m/min kam es nur vereinzelt zur Bildung von Poren.

Die mittlere Kapillarform kann durch Berechnung des zeitlichen Mittelwertes jedes Pixels der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen visualisiert werden. Durch die Berechnung der zeitlichen Standardabweichung der Pixelwerte können Veränderungen des Bildinhaltes und somit die Kapillarstabilität dargestellt werden. Beides ist in Bild 6.7 am Beispiel des Schweißprozesses bei einem Vorschub von 4 m/min gezeigt. Bei diesem Prozess kommt es zu starker Porenbildung (vgl. Sequenz in Bild 6.6). Helle Bildbereiche in der Mittelwertprojektion (6.7a) korrespondieren zu einer geringeren mittleren Absorption der Röntgenstrahlen. Dies sind Regionen, in denen die Dampfkapillare liegt, oder durch welche sich Blasen hindurchbewegen (vgl. Abs. 6.2.2). In der Projektion der Standardabweichung (6.7b) stellen helle Bildbereiche die Regionen dar, in denen starke Änderungen des Bildinhaltes stattfinden. Dies sind Regionen, in denen sich die Kapillargeometrie im Laufe der Schweißung stark ändert, oder durch die sich Blasen hindurchbewegen. In Bild 6.7a ist zu erkennen, dass die mittlere Kapillargeometrie nach unten hin breiter und aufgeblähter wird (A in Bild 6.7a). Gleichzeitig ist der Bildbereich hinter der Kapillare heller. Dies wird durch Blasen verursacht, die sich im Schmelzbad

durch diesen Bildbereich hindurchbewegen (B in Bild 6.7a). In der Projektion der Standardabweichung (Bild 6.7b) erscheinen der untere und hintere Bereich der Kapillare hell, da sich die Kapillare hier ständig aufbläht und kollabiert (A in Bild 6.7b). Auch im Schmelzebad hinter der Kapillare treten große zeitliche Änderungen des Bildinhaltes auf, verursacht durch die Bewegung der Blasen in der Schmelze (B in Bild 6.7b).

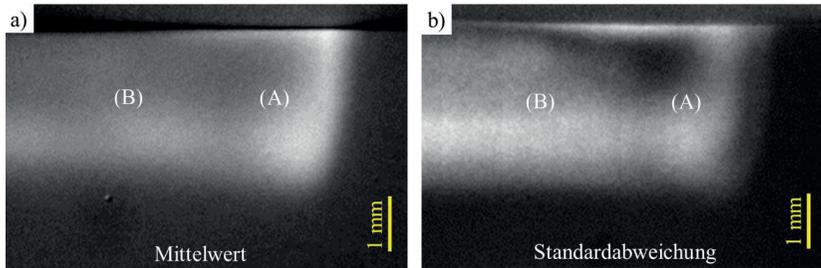


Bild 6.7: a) Mittelwerte der zeitlichen Projektion der Pixelwerte des Röntgenvideos beim Schweißprozess mit einem Vorschub von $v = 4$ m/min und einem Strahldurchmesser von $d_B = 630$ μm . b) Standardabweichung der zeitlichen Projektion der Pixelwerte.

Bei diesem Schweißprozess änderte sich die Kapillargeometrie entsprechend dem oben beschriebenen Prozess. Die Kapillargeometrie wurde daher zur zeitaufgelösten Analyse mit der in Abschnitt 6.2.2 erläuterten Methode rekonstruiert. Die rekonstruierten Kapillargeometrien sind in Bild 6.8 dargestellt.

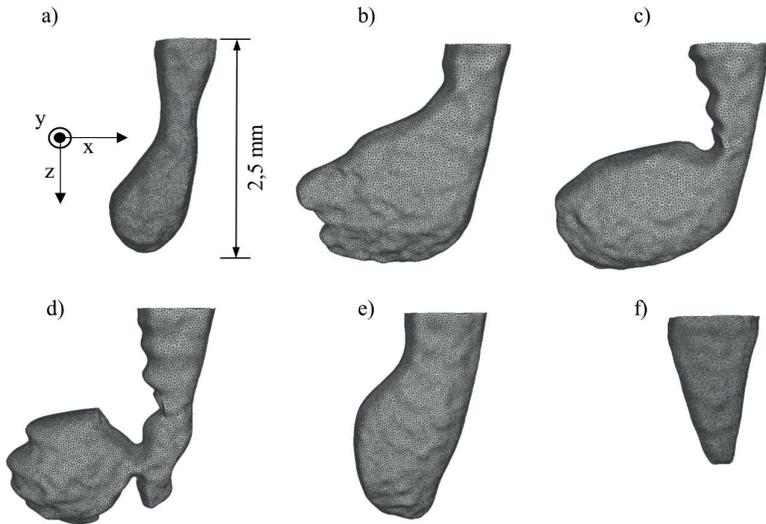


Bild 6.8: Rekonstruierte Kapillargeometrien während des in Bild 6.6 gezeigten Prozesses der Porenentstehung. Darstellung in Seitenansicht.

Die Tiefe der Kapillare schwankte während der Porenentstehung zwischen 2,8 mm beim Abschnüren der Blase (Zeitpunkt $t = 6,5$ ms in Bild 6.8d) und 1,7 mm (Zeitpunkt $t = 11,5$ ms in Bild 6.8f). Die Breite (in y -Richtung), sowie die Länge (in x -Richtung) der Kapillaröffnung (bei $z = 0$) blieben über den Zyklus hinweg annähernd gleich. Die Kapillaröffnung war in etwa $600 \mu\text{m}$ breit und $550 \mu\text{m}$ lang. Der untere Teil der Kapillargeometrie durchlief starke Änderungen: Die Kapillare war zunächst ($t = 0$ ms, 6.8a) relativ schlank, mit einer kleinen Ausbuchtung in der unteren Hälfte, die sich bis etwa $800 \mu\text{m}$ hinter die Strahlachse ausdehnte. Diese blähte sich nun innerhalb von 1,5 ms bis ca. $2,4$ mm hinter die Strahlachse auf und hatte eine Breite von ca. $700 \mu\text{m}$ ($t = 1,5$ ms). Die Kapillarfront knickte dann im unteren Drittel ab und das Abschnüren dieser Ausbuchtung als Blase begann ($t = 3,5$ ms, 6.8c). Beim Abschnüren ($t = 6,5$ ms, 6.8d) verkleinerte sich die entstehende Blase und nahm eine annähernd kugelförmige Geometrie mit einem Durchmesser von $1,1$ mm an. Nach dem Ablösen der Blase ($t = 10$ ms, 6.8e) war die Kapillaröffnung am größten, mit einer Breite von $700 \mu\text{m}$ und einer Länge von $660 \mu\text{m}$. Die Kapillare war zu diesem Zeitpunkt $2,8$ mm tief. Die Kapillartiefe nahm darauf hin stark ab und verkleinerte sich bei $t = 11,5$ ms (Bild 6.8f) auf eine Tiefe von $1,7$ mm. Die Kapillaröffnung blieb dabei gleich groß. Der Prozess der Blasenentstehung begann daraufhin in ähnlicher Form erneut.

Die Einkopplung und die Verteilung der in die Kapillare eintreffenden Laserstrahlung wurde für die in Bild 6.8 dargestellten Geometrien berechnet. Dazu wurde das in Abschnitt 2.3.2 beschriebene Raytracingverfahren verwendet. Für die Rechnung wurde ein komplexer Brechungsindex der Aluminiumschmelze von $(n, k) = (4, 10)$ angenommen, was der linearen Interpolation zwischen den Werten bei Schmelz- und Verdampfungstemperatur bei einer Wellenlänge von $1,03 \mu\text{m}$ entspricht [150]. Es wurde die Ausbreitung der Laserstrahlung mit einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 30$ und einem Fokaldurchmesser von $200 \mu\text{m}$ berechnet. Die Fokuslage des simulierten Laserstrahls befand sich, wie auch im Experiment, 3 mm oberhalb der Kapillaröffnung, sodass der Strahldurchmesser auf Höhe der Kapillaröffnung $630 \mu\text{m}$ betrug. Aufgrund der starken Defokussierung wurde für die Berechnung ein gaußförmiges Strahlprofil verwendet. Die Ausbreitung und Reflexion von 100.000 zufällig polarisierten Strahlen wurde berechnet und dabei je 25 mögliche Reflexionen berücksichtigt. Die berechnete Verteilung der lokal absorbierten Bestrahlungsstärken und Einkoppelgrade sind in Bild 6.9 dargestellt.

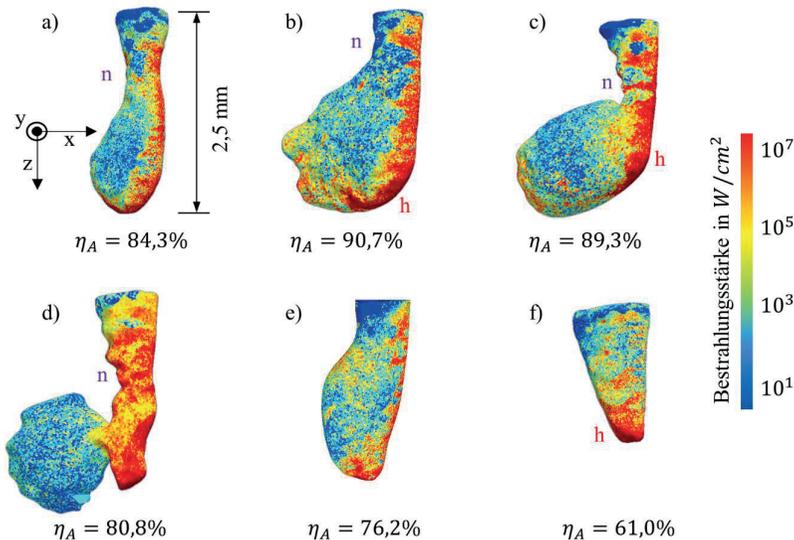


Bild 6.9: Einkoppelgrad und Verteilung der lokal absorbierten Bestrahlungsstärke, berechnet mittels Raytracing für die rekonstruierten Kapillargeometrien während der in Bild 6.6 dargestellten Entstehung von Prozesssporen.

Im untersuchten Zeitraum schwankte der Einkoppelgrad zwischen $90,7\%$ und $61,0\%$. Zu Beginn der Blasenbildung (Bild 6.9a) wurden $84,3\%$ der eingestrahlteten Laserleistung

absorbiert. Die meiste Laserleistung wurde entlang der Front und am Kapillarboden absorbiert. Die Kapillare war zu diesem Zeitpunkt ($t = 0$ ms) schlank, an ihrer engsten Stelle ca. $300 \mu\text{m}$ breit („n“ in Bild 6.9). Es kann angenommen werden, dass in der Kapillare mehr Material verdampfte, als durch die Engstelle entweichen konnte. Deshalb blähte sich die Kapillare auf. Zum Zeitpunkt $t = 1,5$ ms (Bild 6.9b) wird mit einem Einkoppelgrad von 90,7% der höchste Anteil der eingestrahlten Leistung in der Kapillare absorbiert. Die Laserleistung wurde hauptsächlich entlang der Front und im Vergleich zur Situation zu $t = 0$ ms zu einem größeren Anteil am Kapillarboden absorbiert. Der Teil der Strahlung, der von hier nach hinten in die entstehende Blase reflektiert wurde, konnte von dort kaum mehr aus der Kapillare entweichen. Die entstehende Blase agierte somit als Strahlfalle und sorgte für einen steigenden Einkoppelgrad. Die Einkopplung blieb mit 89,3% hoch, während zum Zeitpunkt $t = 3,5$ ms die Abschnürung der Blase begann (Bild 6.9c). Der Ort der maximalen absorbierten Bestrahlungsstärke hatte sich an der Kapillarfront nach oben verschoben, („h“ in Bild 6.9), wo die Kapillarfront abknickte. Beim Abschnüren der Blase bei $t = 6,5$ ms (Bild 6.9d) wurde nur noch 80,8% der einfallenden Laserleistung absorbiert. Die lokal absorbierte Bestrahlungsstärke war relativ gleichmäßig innerhalb der noch vorhandenen Kapillare verteilt. Nur wenig Laserleistung traf die noch angebundene Blase. Diese agierte somit nicht mehr als Strahlfalle und mehr Laserleistung konnte wieder aus der Kapillare herausreflektiert werden. Nach dem Abtrennen der Blase sank der Einkoppelgrad η_A weiter auf 76,2% bei $t = 10$ ms (Bild 6.9e). Die Tiefe der Kapillare verringerte sich dadurch nun auf $1,7$ mm ($t = 11,5$ ms, Bild 6.9f). Die Öffnungsfläche blieb annähernd gleich groß. Damit einhergehend verringerte sich der Einkoppelgrad weiter auf 61%. Die größte Bestrahlungsstärke trat nun am Kapillarboden und am unteren Teil der Kapillarrückwand auf.

Die Fluktuationen der Kapillargeometrie gingen bei dem hier untersuchten instabilen Schweißprozess mit starken Schwankungen des Einkoppelgrades einher. Der zeitliche Verlauf des Einkoppelgrades ist in Bild 6.10 für den untersuchten Entstehungsprozess der Prozesssporen dargestellt.

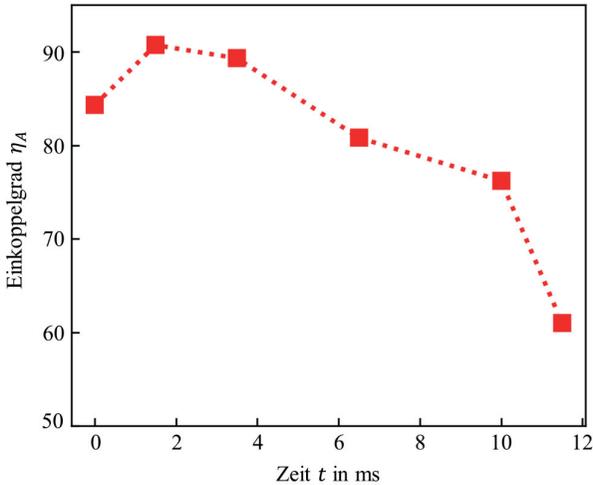


Bild 6.10: Zeitlicher Verlauf des aus der rekonstruierten Kapillarform berechneten Einkoppelgrades beim Schweißprozess mit $v = 4$ m/min über einen Zeitraum von 11,5 ms mit instabiler Kapillargeometrie während der Entstehung von Prozessporen (vgl. Bilder 6.8 und 6.9). Die gestrichelte rote Linie dient der Veranschaulichung.

6.2.3.2 Stabile Kapillargeometrie bei hohen Vorschüben

Die Bildung von Prozessporen konnte bei Schweißungen mit Vorschubgeschwindigkeiten von mindestens 12 m/min nicht mehr nachgewiesen werden. Beim Schweißen mit Vorschüben von bis zu 30 m/min traten jedoch noch Schwankungen der Einschweißtiefe auf. In Bild 6.11 ist der Längsschliff einer Schweißnaht gezeigt, die bei einem Vorschub von 30 m/min erzeugt wurde. Die mittlere Nahttiefe beträgt etwa 2,5 mm. Die Nahttiefe fluktuiert um ca. 0,6 mm. Die Naht ist frei von Prozessporen.

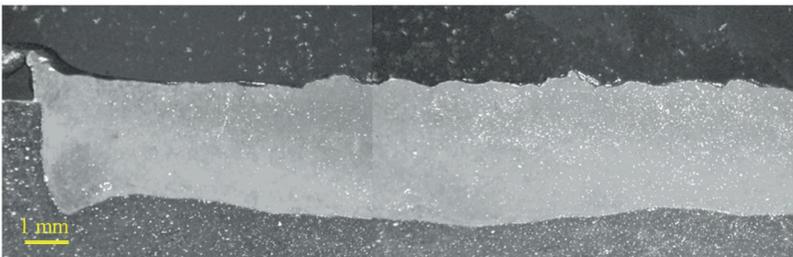


Bild 6.11: Längsschliff durch eine Schweißnaht in der Aluminiumlegierung EN AW-6082 mit einer Einschweißtiefe von 2,5 mm, geschweißt bei einem Vorschub von $v = 30$ m/min, einer Laserleistung von $P = 16$ kW und einem Strahldurchmesser von $d_B = 630$ μm . Die Naht ist frei von Prozesssporen.

In Bild 6.12 ist der Längsschliff einer Schweißnaht gezeigt, die bei einem Vorschub von 40 m/min erzeugt wurde. Die Naht ist ebenfalls frei von Prozesssporen. Die Nahttiefe beträgt im Mittel 2,2 mm und fluktuiert um ca. 0,1 mm.

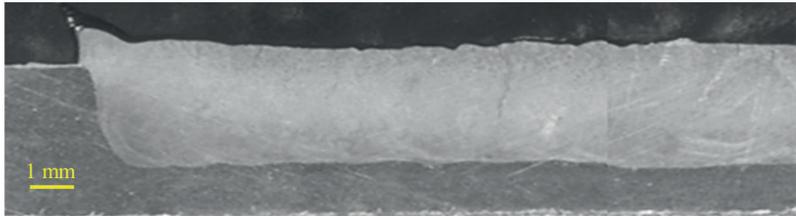


Bild 6.12: Längsschliff durch eine Schweißnaht in der Aluminiumlegierung EN AW-6082 mit einer Einschweißtiefe von 2,2 mm, geschweißt bei einem Vorschub von $v = 40$ m/min, einer Laserleistung von $P = 16$ kW und einem Strahldurchmesser von $d_B = 630$ μm . Die Naht ist frei von Prozesssporen und die Einschweißtiefe fluktuiert um etwa 100 μm .

Die in Bild 6.13 gezeigten Projektionen der Mittelwerte und Standardabweichungen der Helligkeitswerte der Röntgenaufnahmen der Schweißprozesse bei Vorschüben von 12 m/min bis 50 m/min wurden berechnet, um die Abhängigkeit der Kapillargeometrie und deren Stabilität von der Vorschubgeschwindigkeit sichtbar zu machen.

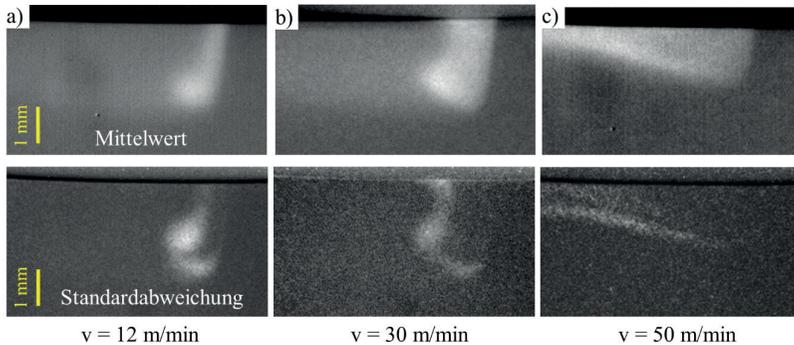


Bild 6.13: Zeitliche Projektion des Mittelwertes (oben) und der Standardabweichung (unten) der Helligkeitswerte der Röntgenvideos der Schweißprozesse bei Vorschüben von $v = 12$ m/min (a), $v = 30$ m/min (b) und $v = 50$ m/min (c).

Beim Schweißprozess mit einem Vorschub von 12 m/min war die Kapillaröffnung schmal, der untere Teil der Kapillare aufgebläht (Bild 6.13a, oben). Die Kapillare kollabierte jedoch nicht und es kam somit nicht zur Entstehung von Blasen. In Bild 6.13a unten sind die Bereiche der Kapillarrückwand und die Spitze der Kapillare als helle Bildbereiche zu erkennen. Dies deutet darauf hin, dass die Kapillartiefe und die Rückwand auch bei diesem Vorschub fluktuieren, jedoch keine Blasen ins Schmelzebad entlassen wurden. Eine ähnliche Kapillargeometrie trat bei einem Vorschub von 30 m/min auf. Hier war die Rückwand jedoch weiter von der Frontwand der Kapillare entfernt und die Kapillare war in Vorschubrichtung länger gestreckt (Bild 6.13b, oben). Die Projektion der Standardabweichung zeigt, dass die Fluktuationen der Kapillarrückwand und Kapillartiefe beim Schweißen mit einem Vorschub von 30 m/min schwächer ausfielen (Bild 6.13b, unten). Bei Schweißungen mit Vorschüben ab 40 m/min öffnete sich die Kapillare vollständig und nahm eine keilförmige Geometrie an. Dies ist oben in Bild 6.13c am Beispiel der Schweißung bei einem Vorschub von 50 m/min dargestellt. Die Kapillarrückwand fluktuierete noch geringfügig, die Kapillartiefe war konstant (Bild 6.13c, unten). Es kann hier zum Auftreten von Humping auf der Nahtoberraupe kommen.

Die Kapillargeometrien wurden mit der in Abschnitt 6.2.2 dargestellten Methode für die untersuchten Vorschübe ab 12 m/min rekonstruiert. Da die Kapillargeometrien bei diesen Prozessen keine zyklischen Veränderungen durchlaufen, wurden zur Rekonstruktion die zeitlichen Projektionen der mittleren Pixelwerte (vgl. Bild 6.13 oben) herangezogen. Die rekonstruierten Geometrien sind in Bild 6.14 dargestellt.

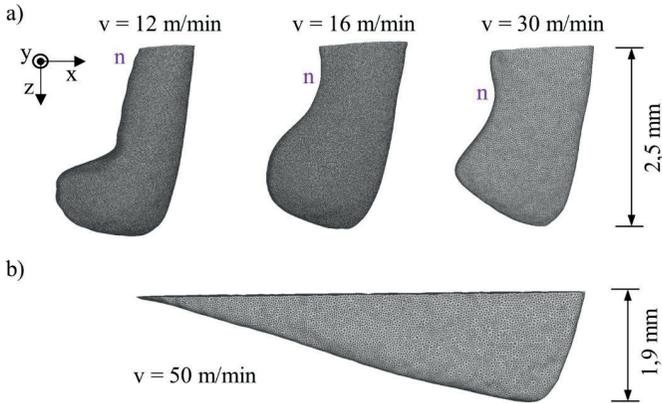


Bild 6.14: Rekonstruierte Kapillargeometrien beim Schweißen der Aluminiumlegierung EN AW-6082 mit Vorschüben von 12 m/min bis 30 m/min (a) und 50 m/min (b). Darstellung in Seitenansicht.

Die Kapillargeometrien weisen beim Schweißen mit Vorschüben zwischen 12 m/min und 30 m/min ähnliche Charakteristika auf (Bild 6.14a). Die Kapillaren sind etwa 2,5 mm tief und der untere Teil der Kapillare ist aufgebläht. Die Größe der Kapillaröffnung nimmt mit steigender Vorschubgeschwindigkeit zu. Beim Schweißen mit einem Vorschub von 12 m/min ist die Kapillaröffnung in Vorschubrichtung $670 \mu\text{m}$ lang, bei 16 m/min ist die Kapillaröffnung 1 mm lang und bei 30 m/min ist die Kapillaröffnung 1,5 mm lang. Damit einhergehend vergrößerte sich auch der minimale Abstand zwischen Front- und Rückwand („n“ in Bild 6.14) von $670 \mu\text{m}$ beim Vorschub von 12 m/min auf 1,4 mm beim Schweißen mit 30 m/min. Die relative Größe der Aufblähung im unteren Teil der Kapillare nimmt mit steigender Vorschubgeschwindigkeit ab. Die maximale Breite der Kapillare orthogonal zum Vorschub (in y -Richtung) beträgt bei diesen Vorschüben ca. $700 \mu\text{m}$. Bei Vorschüben ab 40 m/min (Bild 6.14b) nimmt die Kapillare eine keilförmige Geometrie an und öffnet sich über eine Länge von etwa 4 mm. Die Breite der Kapillare beträgt hier ca. $900 \mu\text{m}$.

Die untersuchten Schweißprozesse können in Abhängigkeit vom Vorschub in drei Regime unterteilt werden, innerhalb welcher sich die Kapillargeometrie und deren Stabilität unterscheiden:

- **Regime mit instabiler Kapillargeometrie:** Das erste Prozessregime, bei Vorschüben zwischen 4 m/min und 10 m/min ist durch eine instabile Kapillargeometrie gekennzeichnet. Die Kapillare bläht sich regelmäßig auf, Front- und Rückwand berühren sich schließlich oberhalb dieser Aufblähung und ein Kapillarzusammenbruch unterhalb dieser Stelle folgt. Damit einhergehend kommt es zur Entstehung von Prozesssporen. Die Einkopplung fluktuiert sehr stark mit der Kapillargeometrie (vgl. Bilder 6.9 und 6.10) und die resultierende Nahttiefe ist nicht konstant.
- **Regime mit schlanker Kapillargeometrie:** In diesem Prozessregime, bei Vorschüben zwischen 12 m/min und 30 m/min, ist die Kapillare im unteren Bereich aufgebläht (Bild 6.14a). Der Abstand zwischen Front- und Rückwand ist jedoch größer als im ersten Prozessregime. Die Kapillarrückwand fluktuiert zwar, interagiert jedoch nie mit der Kapillarfront und die Kapillare kollabiert nicht. Es kommt nicht zur Entstehung von Prozesssporen (vgl. Bild 6.11). Die Nahttiefe fluktuiert, jedoch weniger stark als im ersten Prozessregime.
- **Regime mit keilförmiger Kapillargeometrie:** Im dritten Prozessregime, bei Vorschüben von mindestens 40 m/min, weist die Kapillare eine keilförmige Geometrie auf (Bild 6.14b). Die Kapillaröffnung ist ca. 4 mm lang. Die Kapillarrückwand fluktuiert, die Kapillartiefe ist stabil. Es entstehen keine Prozesssporen und die Einschweißtiefe ist annähernd konstant (vgl. Bild 6.12), es kann jedoch zum Auftreten von Humping kommen.

Das größere Verhältnis von Öffnungsfläche zur Gesamtfläche der Kapillare lässt mit steigenden Vorschüben sinkende Einkoppelgrade erwarten [84]. Berechnungen der Einkopplung mittels Raytracing bestätigen dies. Die Berechnungen wurden analog zu denen des Prozessregimes mit instabiler Kapillargeometrie durchgeführt. Die lokalen Verteilungen der absorbierten Laserstrahlung in den Kapillaren und die Einkoppelgrade sind in Bild 6.15 für die Schweißprozesse mit Vorschüben von 12 m/min bis 50 m/min dargestellt. Mit steigendem Vorschub nahm der Einkoppelgrad η_A ab. Der Einkoppelgrad sank von 84,1% bei einem Vorschub von 12 m/min über 83,4% bei 16 m/min auf 78,4% bei 30 m/min. Die Laserleistung wird in diesem Prozessregime mit schlanker Kapillargeometrie vor allem entlang der Frontwand, in der Kapillarspitze und im unteren, aufgeblähten Teil der Kapillarrückwand absorbiert. Im Vergleich zur Situation beim Schweißen mit einem Vorschub von 4 m/min, wies die Kapillare in diesem Regime keine starke Verengung auf. Der minimale Abstand zwischen Front- und Rückwand vergrößerte sich bei steigendem Vorschub (670 μm bei 12 m/min bis 1,4 mm bei 30 m/min). Gleich große absolute Schwankungen der Kapillarrückwand führen deshalb

wahrscheinlich zu geringeren Änderung der Leistungsverteilung und des Einkoppelgrades während des Schweißprozesses.

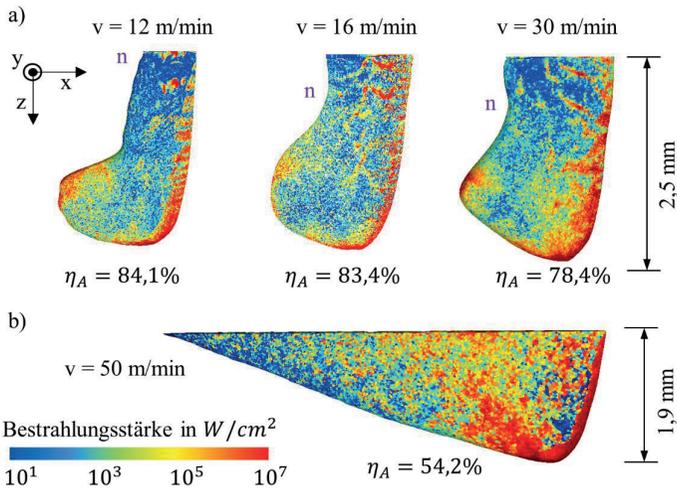


Bild 6.15: Einkoppelgrade und Verteilung der lokal absorbierten Bestrahlungsstärke in den Kapillaren, rekonstruiert für Vorschübe von 12 – 30 m/min (a) und 50 m/min (b), berechnet mittels Raytracing. Darstellung in Seitenansicht.

Beim Schweißen mit einem Vorschub von 50 m/min sinkt der Einkoppelgrad auf 54,2% ab. Verglichen mit dem Schweißprozess bei einem Vorschub von 30 m/min, stellt dies eine Reduzierung der eingekoppelten Leistung um 30% dar. Die Strahlung wird hierbei sehr homogen entlang der Kapillarfront absorbiert. Die Strahlung wird dort ein- bis zweimal nach unten in die Kapillare hinein reflektiert. Dann verlässt die Strahlung die Kapillare durch die große Öffnungsfläche oder trifft auf die Seitenwände. Der Großteil der Strahlung wird im vorderen Drittel der Kapillare absorbiert. Auf die Kapillarrückwand und den hinteren Teil der Seitenwände trifft kaum Strahlung. Änderungen der Geometrie der Kapillarrückwand beeinflussen daher die Einkopplung und die Intensitätsverteilung nicht. Dies lässt den Schluss zu, dass der Einkoppelgrad und die lokale Intensitätsverteilung innerhalb der Kapillare im Schweißprozess sehr stabil sind, da die Kapillargeometrie und die Verteilung der absorbierten Leistung voneinander entkoppelt sind. Die Kapillartiefe fluktuiert daher in diesem Regime mit keilförmiger Kapillargeometrie nur minimal (vgl. Bild 6.12).

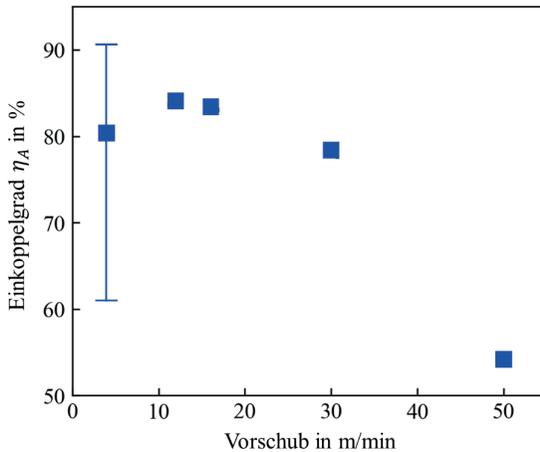


Bild 6.16: Einkoppelgrade in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit. Der Fehlerbalken stellt die maximale und minimale Einkopplung beim instabilen Prozess bei einem Vorschub von 4 m/min dar.

Die berechneten Einkoppelgrade sind in Bild 6.16 in Abhängigkeit von der Vorschubgeschwindigkeit aufgetragen. Für den Schweißprozess bei einem Vorschub von 4 m/min sind der über den Verlauf des Porenzyklus berechnete minimale, maximale und mittlere Einkoppelgrad aufgetragen (vgl. Bilder 6.9 und 6.10). Dies ist durch den Fehlerbalken dargestellt.

6.2.4 Diskussion

Die zunehmende Stabilität der Kapillargeometrie beim Schweißen mit höheren Vorschüben kann zusätzlich zur Veränderung der Einstrahlsituation durch eine Änderung der Ausströmung des verdampften Materials erklärt werden. Dies ist im Folgenden stark vereinfacht am Beispiel zweier grundlegender strömungsmechanischer Zusammenhänge dargestellt.

Wird das Ausströmen des Metaldampfes aus der Kapillare als laminare Rohrströmung abstrahiert, dann kann der ausströmende Volumenstrom

$$\dot{v} = -\frac{\Delta p}{\Delta z} \frac{\pi \left(\frac{d}{2}\right)^4}{8 \cdot \mu} \quad (6.5)$$

mit dem Gesetz von Hagen-Poiseuille [125] abgeschätzt werden. Die Menge an Metall-
dampf, welche bei gegebenem Druckgradienten $\frac{\Delta p}{\Delta z}$ durch eine Kapillare mit Durchmes-
ser d ausströmen kann, skaliert also mit der vierten Potenz des Durchmessers. Hierbei
bezeichnet μ die dynamische Viskosität des Fluids. Die Situation ist in Bild 6.17 skiz-
ziert.

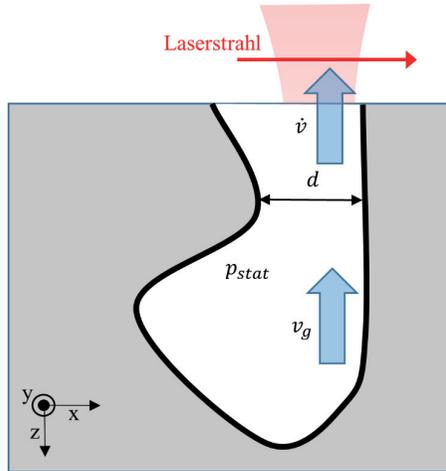


Bild 6.17: Skizze des Ausströmens von verdampftem Material aus der Dampfkapillare heraus.

Der Anstand zwischen Kapillarfront und Rückwand nimmt beim Schweißen mit höhe-
ren Vorschüben zu, der Kapillardurchmesser d wird größer. Dies ermöglicht einer deut-
lich größeren Menge an verdampftem Material aus der Kapillare auszuströmen. Das
Aufblähen der Kapillare wird somit verhindert.

Nach der Bernoulli-Gleichung [125] gilt für den statischen Druck p_{stat} in einem mit der
Geschwindigkeit v_g strömenden Fluid

$$p_{stat} + \frac{1}{2} \rho v_g^2 = const. \quad (6.6)$$

Hier bezeichnet ρ die Dichte des Fluids, Gravitation und Dichteänderungen sind dabei
vernachlässigt. Der statische Druck fällt mit steigender Strömungsgeschwindigkeit. Bei
größerem Kapillardurchmesser (bzw. nicht vorhandener Engstelle) kann derselbe Volu-
menstrom mit einer langsameren Geschwindigkeit aus der Kapillare ausströmen. Somit

kommt es zu einem geringeren Abfall des statischen Drucks, insbesondere beim Umströmen von Engstellen wie Schmelzeausbuchtungen der Kapillarrückwand. Dies kann das Ansaugen der Kapillarrückwand an die Kapillarfront und damit das Abschnüren der Kapillare verhindern.

Durch eine Erhöhung der Vorschubgeschwindigkeit wird die Kapillaröffnung verbreitert, was die Einkopplung der Laserleistung stabiler gegenüber Kapillarfluktuationen macht. Darüber hinaus wird das Ausströmen des verdampften Materials dahingehend beeinflusst, dass das Aufblähen der Kapillare verhindert und deren Abschnüren vermieden wird.

6.3 Einfluss des Vorschubs auf den Prozesswirkungsgrad

Im Folgenden werden die berechneten Einkoppelgrade zusammen mit Schätzungen des thermischen Wirkungsgrades verwendet, um die Abhängigkeit des Prozesswirkungsgrades von der Vorschubgeschwindigkeit zu untersuchen. Der Prozesswirkungsgrad $\eta_P = \eta_A \cdot \eta_{th}$ kann als Produkt von Einkoppelgrad η_A und thermischem Wirkungsgrad η_{th} dargestellt werden. η_A stellt den Anteil der Laserleistung dar, welcher tatsächlich in den Prozess eingebracht wird und η_{th} gibt an, wie effizient diese Leistung zur Erzeugung von Nahtvolumen umgesetzt wird. Im Folgenden wird eine Methodik zur Schätzung des thermischen Wirkungsgrades mit einem analytischen Wärmeleitungsmodell dargestellt.

Die Rekonstruktion der Kapillargeometrien zeigte auf, dass die Kapillare unabhängig vom Vorschub in etwa so breit ist wie der Strahldurchmesser auf der Werkstückoberseite. Die Kapillare wird aber bei höheren Vorschüben entlang der Vorschubrichtung gestreckt. Diese Änderung der Kapillargeometrie wird in der folgenden Berechnung des thermischen Wirkungsgrades implizit berücksichtigt. Aus den beiden berechneten Werten für η_A und η_{th} wird dann der theoretisch mögliche Prozesswirkungsgrad η_P^* berechnet. Effizienzverluste durch Effekte, die in der Modellierung nicht abgebildeten sind, können aus den Abweichungen zu experimentell ermittelten Prozesswirkungsgraden η_P abgeschätzt werden.

6.3.1 Wärmeleitungsmodell zur Berechnung des thermischen Wirkungsgrades

Die beim Laserstrahliefschweißen auftretenden Temperaturfelder können durch Lösen der Wärmeleitungsgleichung unter der Randbedingung einer bewegten Linienquelle abgeschätzt werden. Das stationäre Temperaturfeld $T(x, y)$, das sich um die Linienquelle einstellt, ist durch

$$T(x, y) = \left(\frac{P_{in}}{s} \right) \frac{1}{2 \pi \lambda_{th}} \cdot e^{-\frac{x \cdot v}{2 \cdot \kappa}} \cdot K_{0,1} \left(\frac{v}{2 \cdot \kappa} \cdot \sqrt{x^2 + y^2} \right) + T_0 \quad (6.7)$$

gegeben [21]. Hierbei bezeichnet v die Vorschubgeschwindigkeit, mit der sich die Linienquelle bewegt. Die Linienquelle gibt die Leistung P_{in} ab und erstreckt sich über eine Länge s in Richtung der z -Achse durch einen Körper, der in den beiden anderen Koordinaten unendlich weit ausgedehnt ist. Angewandt auf das Laserstrahlschweißen, entspricht die von der Linienquelle abgegebene Leistung $P_{in} = P \cdot \eta_A$ der eingestrahnten Laserleistung P multipliziert mit dem Einkoppelgrad η_A und die Länge s der Dicke des Werkstücks. $K_{0,1}$ stellt die Besselfunktion nullter Ordnung, ersten Grades dar und die Wärmeleitfähigkeit und Temperaturleitfähigkeit des Materials sind durch λ_{th} , bzw. κ gegeben. T_0 bezeichnet die Temperatur in unendlicher Entfernung von der Linienquelle, im Anwendungsfall ist das die Raumtemperatur. Die folgenden Vereinfachungen sind im Vergleich zur komplexen Situation beim realen Laserstrahlschweißprozess hervorzuheben:

- Wärmefluss findet nur in der (x, y) -Ebene statt.
- Das Material bewegt sich überall gleichmäßig mit Vorschubgeschwindigkeit um die Linienquelle.
- Phasenübergänge werden nicht berücksichtigt.
- Die Temperatur divergiert am Ort der Linienquelle aufgrund der Leistungseinbringung in ein infinitesimal kleines Volumen.
- Die Lösung des Temperaturfeldes ist stationär.

Darüber hinaus muss die zum Erreichen der Kapillartiefe s nötige Laserleistung P a priori bekannt sein, um mit Gleichung (6.7) das Temperaturfeld beim Laserstrahlschweißen zu berechnen. Einen Ansatz zur Lösung dieses Problems ist im Folgenden dargestellt.

In Bild 6.18 sind zwei Temperaturfelder abgebildet, die mit Gleichung (6.7) und den Materialparametern für Aluminium ($\lambda = 235 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$, $\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$,

$c_p = 890 \text{ J}/(\text{Kg}\cdot\text{K})$) für eine Kapillartiefe von $s = 2,5 \text{ mm}$ berechnet wurden. Die Streckenenergie betrug in beiden Fällen $8,3 \text{ J}/\text{m}$, realisiert mit einer Vorschubgeschwindigkeit von $v = 8 \text{ m}/\text{min}$ und einer eingekoppelten Laserleistung von $P_{in} = 4 \text{ kW}$ (Bild 6.18a), bzw. einem Vorschub von $16 \text{ m}/\text{min}$ und einer eingekoppelten Leistung von 8 kW (Bild 6.18b). Es sind zudem die Isothermen bei Schmelztemperatur T_m (schwarze Linie, 933 K) und Verdampfungstemperatur T_v (rote Linie, 2743 K) eingezeichnet. Die berechneten Temperaturfelder unterscheiden sich trotz gleicher Streckenenergie. Die Isothermen sind bei höherem Vorschub stärker in Richtung der Vorschubrichtung ausgedehnt.

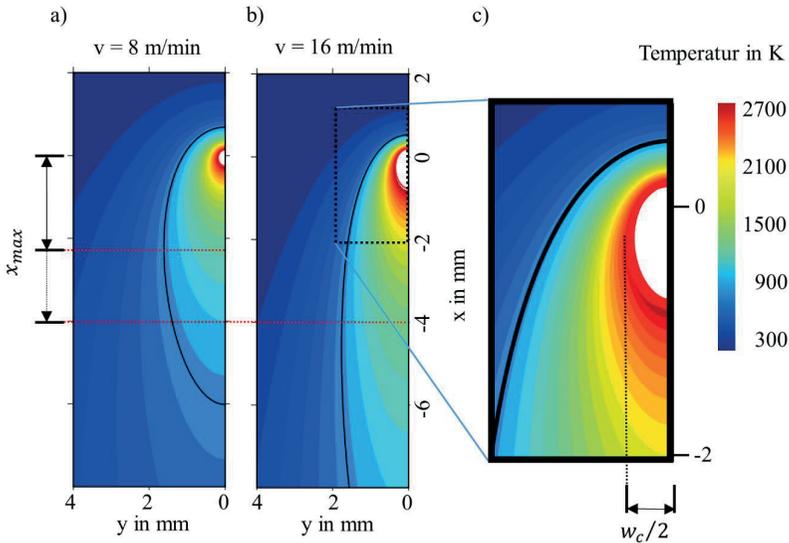


Bild 6.18: Mit Gleichung (6.7) berechnete stationäre Temperaturfelder beim Schweißen von Aluminium mit einer Einschweißtiefe von $s = 2,5 \text{ mm}$ bei einem Vorschub von $v = 8 \text{ m}/\text{min}$ und einer eingekoppelten Laserleistung von $P_{in} = 4 \text{ kW}$ (a), bzw. von $v = 16 \text{ m}/\text{min}$ und $P_{in} = 8 \text{ kW}$ (b). c) Vergrößerung der Region um die Linienquelle. Die Isothermen bei Verdampfungstemperatur (rote Linie) und Schmelztemperatur (schwarze Linie) sind eingezeichnet.

Bei einem Vorschub von $8 \text{ m}/\text{min}$ hat die Verdampfungsisotherme eine maximale Ausdehnung orthogonal zur Vorschubrichtung von $w_c = 380 \mu\text{m}$. Entlang der Vorschubrichtung erstreckt sie sich über $320 \mu\text{m}$. Bei einer Vorschubgeschwindigkeit von $16 \text{ m}/\text{min}$ hat w_c eine maximale Ausdehnung von $700 \mu\text{m}$ orthogonal zum Vorschub

und von 1 mm entlang der Vorschubrichtung. Um die Prozesseffizienz des Laserstrahlschweißens mit Vorschub v , Strahldurchmesser d_B und vorgegebener Kapillartiefe s abzuschätzen, wird zunächst die Laserleistung P_{in} bestimmt, mit der die maximale Breite der Verdampfungsisotherme w_c des aus Gleichung (6.7) resultierenden Temperaturfeldes genauso breit ist, wie der Durchmesser des Laserstrahls auf der Werkstückoberseite d_B :

$$P_{in}: w_c = 2 \cdot \max\{y(x)|_{T(x,y)=T_v}\} = d_B. \quad (6.8)$$

Eine direkte analytische Berechnung der Laserleistung, die diese Bedingung erfüllt, ist nicht möglich. P_{in} muss iterativ bestimmt werden und kann beispielsweise mit der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Bisektionsmethode ermittelt werden. Der thermische Wirkungsgrad bei einem Vorschub v wird dann mit der ermittelten Laserleistung P_{in} durch

$$\eta_{th} = \frac{s \cdot v \cdot \rho \cdot c_p}{P_{in}} \int_{-w_m}^{+w_m} (T(x_{max}, y) - T_0) dy = \frac{s \cdot v \cdot \rho \cdot c_p}{in} \cdot 2w_m \cdot (T_{avg} - T_0) \quad (6.9)$$

bestimmt. Hierbei bezeichnet $w_m = \max\{y(x)|_{T(x,y)=T_m}\}$ die maximale Ausdehnung der Schmelzsisotherme. An der breitesten Stelle des Schmelzbadens x_{max} wird orthogonal zum Vorschub über das Temperaturfeld integriert. Im Mittel hat das Schmelzbad hier die Prozesstemperatur T_{avg} . In Bild 6.19 ist exemplarisch der berechnete Temperaturverlauf an der breitesten Stelle des Schmelzbadens für einen Schweißprozess in Aluminium mit einem Vorschub von $v = 12$ m/min, einem Strahldurchmesser von $d_B = 630$ μm und einer Kapillartiefe von $s = 2,5$ mm gezeigt. Die breiteste Stelle befindet sich bei $x_{max} = 4,19$ mm hinter der Linienquelle und das Schmelzbad ist hier $w_m = 1,95$ mm breit. Die mittlere Temperatur des Schmelzbadens beträgt hier bei diesem Prozess $T_{avg} = 1180$ K. Die Leistung P_{in} , die bei diesen Prozessparametern im Linienmodell benötigte wurde beträgt 6,6 kW. Im Experiment wurde mit einer Laserleistung von 8,1 kW geschweißt (vgl. Tabelle 6.1) und ein Einkoppelgrad von 84% wurde ermittelt, was in einer eingekoppelten Leistung von 6,8 kW resultiert. Die geringe Abweichung zur aus der Wärmeleitungsrechnung berechneten eingekoppelten Leistung verdeutlicht die Leistungsfähigkeit dieses stark vereinfachten Ansatzes.

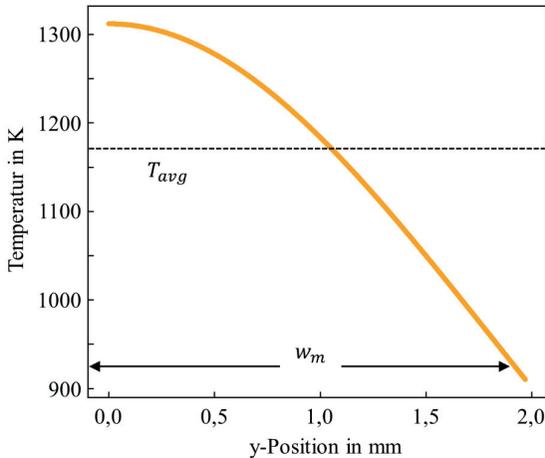


Bild 6.19: Mit dem Modell der bewegten Linienquelle berechneter Temperaturverlauf orthogonal zur Vorschubrichtung an der breitesten Stelle des Schmelzabades. Diese befindet sich bei $x_{max} = 4,19$ mm hinter der Linienquelle, wo das Schmelzbad $w_m = 1,95$ mm breit ist. Das Temperaturfeld wurde mit Gleichung 6.7 für das Schweißen von Aluminium bei einem Vorschub von $v = 12$ m/min mit einem Strahldurchmesser von $d_B = 630$ μm und einer Kapillartiefe von $s = 2,5$ mm berechnet.

Die berechneten thermischen Wirkungsgrade sind in Bild 6.20 für die oben gezeigten Schweißungen mit Vorschüben zwischen 4 m/min und 50 m/min dargestellt. Die Berechnung wurde für eine Kapillartiefe von $s = 2,5$ mm und einen Strahldurchmesser von $d_B = 630$ μm durchgeführt. Die thermische Effizienz nimmt mit höheren Vorschüben streng monoton zu und steigt von 57% bei einem Vorschub von 4 m/min auf 67% bei 50 m/min. Die Steigung des thermischen Wirkungsgrades nimmt stetig ab. Schon bei einem Vorschub von 12 m/min ist ein thermischer Wirkungsgrad von 63,7% erreicht.

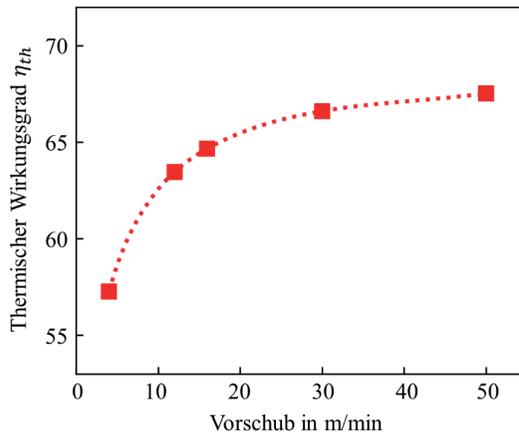


Bild 6.20: Mit dem Modell der bewegten Linienquelle berechneter Verlauf des thermischen Wirkungsgrades in Abhängigkeit des Vorschubs beim Schweißen von Aluminium mit einem Strahldurchmesser von $d_B = 630 \mu\text{m}$ und einer Kapillartiefe von $s = 2,5 \text{ mm}$.

6.3.2 Messung und Berechnung des Prozesswirkungsgrades

Aus den berechneten Werten für Einkoppelgrade und thermische Wirkungsgrade können die rechnerisch möglichen Prozesswirkungsgrade $\eta_P^* = \eta_{th} \cdot \eta_A$ bestimmt werden. Diese werden im Folgenden den experimentell realisierten Prozesswirkungsgraden η_P gegenübergestellt. Die experimentell realisierten Wirkungsgrade

$$\eta_P = \frac{v \cdot \rho \cdot A}{P} \cdot [c_p (T_{avg} - T_0) + h_l] \quad (6.10)$$

wurden aus Querschliffen für die in Abschnitt 6.2 dargestellten Versuche ermittelt. Hier bezeichnet A die im Querschliff gemessene Nahtfläche, c_p die Wärmekapazität und h_l die Schmelzenthalpie, für die hier $h_l = 398 \text{ kJ/kg}$ verwendet wurde [151]. Ein typischer Querschliff ist in Bild 6.21 gezeigt.

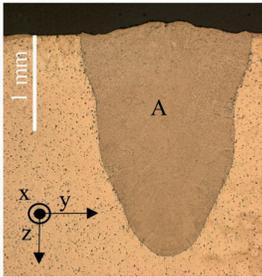


Bild 6.21: Querschliff einer Naht in Aluminium EN AW-6082, geschweißt mit $P = 9 \text{ kW}$, $v = 16 \text{ m/min}$ und $d_B = 630 \mu\text{m}$.

Als Prozessstemperatur T_{avg} wird die mit dem Wärmeleitungsmodell bestimmte mittlere Temperatur an der breitesten Stelle im Schmelzbad herangezogen. Die rechnerisch möglichen Prozesswirkungsgrade sind in Bild 6.22 (violette Kurve) zusammen mit den experimentell ermittelten Prozesswirkungsgraden (gelbe Marker) aufgetragen. Der Prozesswirkungsgrad für den instabilen Schweißprozess bei einem Vorschub von 4 m/min wurde unter Verwendung der oben berechneten Einkoppelgrade während des instabilen Schweißprozesses berechnet (Abschnitt 6.2.3.1). Der Fehlerbalken stellt die Prozesswirkungsgrade dar, die aus dem maximalen bzw. minimalen Einkoppelgrad bei diesem

instabilen Prozess resultieren. Bei den höheren Vorschüben wurden die in Abschnitt 6.2.3.2 ermittelten mittleren Einkoppelgrade verwendet. Im Experiment wurde ein maximaler Prozesswirkungsgrad bei einem Vorschub von 16 m/min erreicht. Alle experimentell gemessenen Prozesswirkungsgrade lagen unterhalb der Prozesswirkungsgrade, die rechnerisch ermittelt wurden. Die Differenz verringert sich mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit. Beim Schweißen mit einem Vorschub von 4 m/min wurde experimentell ein Prozesswirkungsgrad von $\eta_p = 35\%$ erreicht, gegenüber 46% , die rechnerisch ermittelt wurden. Bei einem Vorschub von 30 m/min wurden $40,5\%$ von berechneten $51,5\%$ erreicht. Beim Laserstrahlschweißen mit einem Vorschub von 50 m/min war der experimentell ermittelte Wirkungsgrad mit $34,5\%$ nur um $1,5\%$ niedriger als der berechnete Wirkungsgrad von 36% .

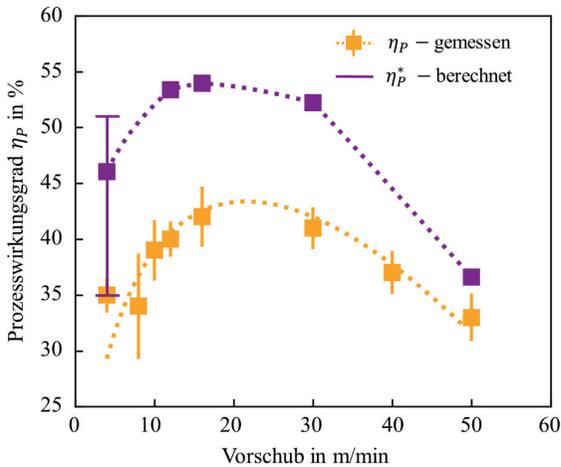


Bild 6.22: Experimentell (gelbe Marker) und rechnerisch ermittelte (violette Kurve) Werte des Prozesswirkungsgrades in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit beim Schweißen von Aluminium der Legierung EN AW-6082 mit einem Strahldurchmesser von $d_B = 630 \mu\text{m}$. Der violette Fehlerbalken stellt den Prozesswirkungsgrad beim Laserstrahlschweißen mit einem Vorschub von 4 m/min dar, berechnet mit den einzelnen Einkoppelgraden während der Blasenentstehung (vgl. Bild 6.10). Die Fehlerbalken kennzeichnen die Standardabweichung der experimentell bestimmten Prozesswirkungsgrade. Die experimentellen Daten wurden zur besseren Visualisierung des Verlaufs nach der Funktion $\eta_p(v) = a\sqrt{v} - bv$ gefittet (orange Kurve).

Die Tatsache, dass die experimentell ermittelten Prozesswirkungsgrade durchgehend niedriger waren als die berechneten Wirkungsgrade, deutet darauf hin, dass der Prozesswirkungsgrad im realen Schweißprozess durch Effekte gemindert wird, die im Wärmeleitungsmodell nicht berücksichtigt sind. Dies sind beispielsweise Verdampfung und die Beschleunigung von Schmelze. Bei höheren Vorschüben weichen die experimentell realisierten Prozesswirkungsgrade nur geringfügig von den rechnerisch möglichen Prozesswirkungsgraden ab. Damit steht im Schweißprozess weniger Leistung zum Antreiben dieser Phänomene zu Verfügung, die (z.B. durch die Bildung von Prozessporen) zu einer Minderung der Nahtqualität führen können. Dies zeigt sich in der Stabilisierung der Kapillargeometrie und einer Verbesserung der Nahtqualität (vgl. Bilder 6.5, 6.11 und 6.12).

6.4 Implementierung

6.4.1 Experimenteller Aufbau

Im Folgenden werden die Potentiale des Laserstrahlschweißens bei hohen Vorschüben und Laserleistungen an dem anwendungsnahen Fall des randnahen Schweißens von Aluminiumblechen im Überlappstoß demonstriert. Inhalte dieses Abschnitts sind in [130] veröffentlicht.

Die Schweißversuche wurden mit derselben optischen Konfiguration, wie die in Abschnitt 6.2 beschriebenen Versuche, durchgeführt. Zwei jeweils 1,2 mm starke Bleche der Aluminiumlegierung EN AW-6016 wurden im Überlappstoß verschweißt. Der experimentelle Aufbau der Versuchsdurchführung ist in Bild 6.23 skizziert. Der schwarze, mit „Vorschub“ bezeichnete Pfeil, zeigt dabei die Bewegungsrichtung des Werkstücks an, welche entlang der x-Achse verläuft. Die Bleche wurden mit einer Linearachse unter der ortsfesten Bearbeitungsoptik bewegt. Der Randabstand der Schweißnähte ist mit ED bezeichnet und als Abstand zwischen der Mittellinie der Schweißnaht und der nicht eingespannten Kante der Bleche definiert. Alle Schweißungen wurden ohne Zusatzwerkstoff als Linearnähte geschweißt. Die verwendete Laserleistung betrug durchgehend 16 kW. Linearnähte einer Länge von 80 mm wurden parallel zur nicht eingespannten Blechkante geschweißt.

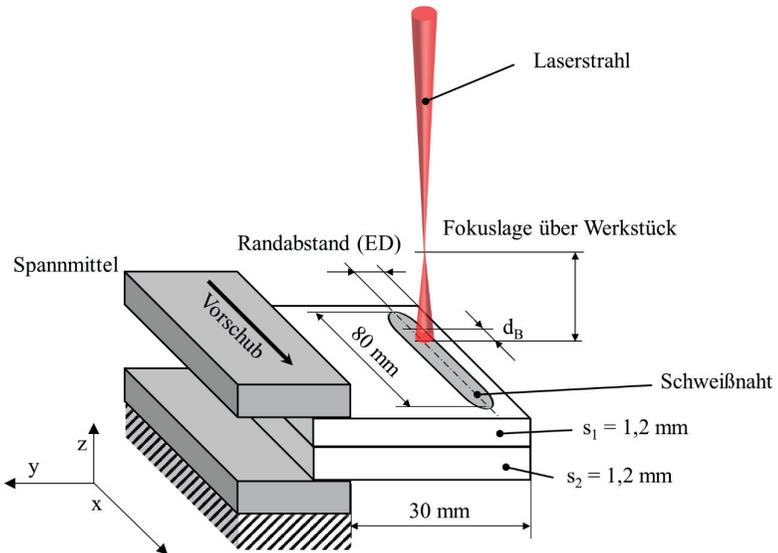


Bild 6.23: Werkstückgeometrie und Spansituation bei der Untersuchung des Laserstrahlschweißens im Überlappstoß von Aluminiumblechen der Legierung EN AW-6016 mit hohen Vorschüben und einer Laserleistung von 16 kW.

Es wurden Schweißungen mit Vorschubgeschwindigkeiten zwischen 30 m/min und 55 m/min untersucht. Ein Strahldurchmesser auf der Werkstückoberseite von $d_B = 630 \mu\text{m}$ wurde durch gezielten Versatz der Fokussierungslage auf +3 mm oberhalb der Werkstückoberseite eingestellt. Die Zone kritischer Randabstände, innerhalb derer Nahtmittenrisse auftreten, wurde durch Variation der Randabstände zwischen $ED = 1 \text{ mm}$ und $ED = 6 \text{ mm}$ untersucht. Zu jedem Prozessparameter wurden mindestens drei Schweißungen durchgeführt. Längs-, Quer- und Flachschnitte wurden angefertigt, um die Porenbildung, Schwankungen der Einschweißtiefe und das Auftreten von Nahtmittenrisse zu untersuchen. Die Schnitte wurden mit Natronlauge (NaOH) geätzt und lichtmikroskopisch untersucht.

6.4.2 Porenreduktion und Stabilität der Einschweißtiefe

In Bild 6.24 sind Mikroskopaufnahmen sowohl von Längsschnitten (links), als auch Querschnitten (rechts) von Nähten gezeigt, die mit Vorschubgeschwindigkeiten von

30 m/min (oben) und 50 m/min (unten) geschweißt wurden. In den vergrößerten Ausschnitten in der Bildmitte sind kleine Querrisse, jedoch weder Prozess- noch Wasserstoffporen, erkennbar. Bei beiden hier gezeigten Nähten wurde in einem Randabstand von ED = 4 mm geschweißt.

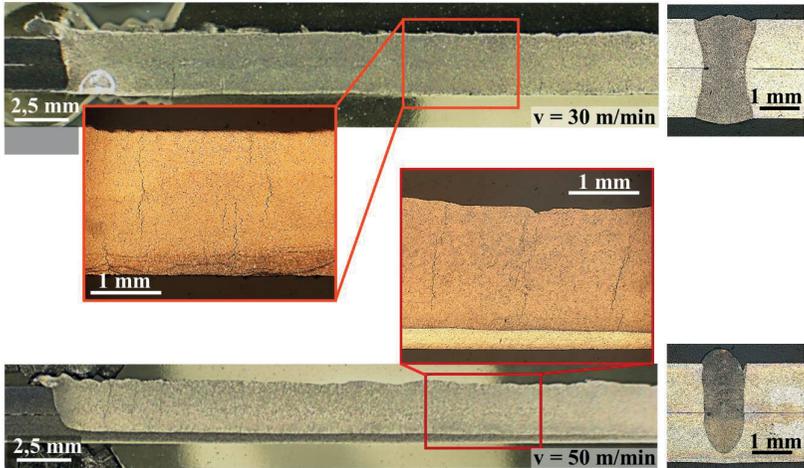


Bild 6.24: Längs- (links) und Querschliffe (rechts) von Schweißnähten, geschweißt mit einer Laserleistung von 16 kW, einem Strahldurchmesser von $d_B = 630 \mu\text{m}$ auf der Werkstückoberseite und Vorschüben von 30 m/min (oben) und 50 m/min (unten). Als Werkstoff wurde die Aluminiumlegierung EN AW-6016 verwendet.

Beim Schweißen mit einem Vorschub von 30 m/min wurden Durchschweißungen erreicht. Bei einem Vorschub von 50 m/min wurde in das untere Blech eingeschweißt, die mittlere Einschweißtiefe der untersuchten Nähte betrug 2 mm. Bei diesen Nähten schwankte die Einschweißtiefe um maximal $\pm 125 \mu\text{m}$. Dies beinhaltet scheinbare Tiefenänderungen durch schräges Schleifen der Proben. Die Einschweißtiefe fluktuierte lokal um ca. $10 \mu\text{m}$ (vgl. Vergrößerung in Bild 6.24 unten). Poren wurden in keinem der analysierten Schliffe gefunden. Die Konstanz der Einschweißtiefe, sowie die Porenfreiheit stellt für Laserstrahlschweißungen in Aluminium bei Einschweißstiefen im Bereich einiger Millimeter ein sehr gutes Prozessergebnis dar. Ähnliche Ergebnisse wurden bereits beim Mikro-Schweißen von Aluminium und Kupfer mit gepulst angeregten Nd:YAG-Lasern demonstriert [152;153], wobei die gute Nahtqualität auf eine Stabilisierung der Schmelzebadströmungen bei hohen Vorschüben zurückgeführt wurde. In den hier gezeigten Untersuchungen ist die oben dargestellte Stabilisierung der Kapillargeometrie bei hohen Vorschüben für die erreichte Nahtqualität verantwortlich.

6.4.3 Reduzierung des kritischen Randabstands bei Nahtmittenrissen

Die Entstehung von Nahtmittenrissen wurde für Durchschweißungen und Einschweißungen untersucht. In Bild 6.23 sind exemplarisch zwei Flachschnitte von Nähten gezeigt, die mit einer Vorschubgeschwindigkeit von 30 m/min bei Randabständen von 5 mm (oben) und 4 mm (unten) geschweißt wurden. Die Schweißrichtung war hier im Bild von links nach rechts. Bei beiden Randabständen konnte geschweißt werden, ohne dass Nahtmittenrisse entstanden. In den erzeugten Nähten traten jedoch Querrisse auf. Diese können in den beiden vergrößerten Ausschnitten im Zentrum von Bild 6.25 erkannt werden. Bei Schweißnähten, die in einem Randabstand von $ED = 5$ mm geschweißt wurden, traten im Mittel 0,4 Querrisse pro Millimeter auf (Bild 6.25, oben), bei einem Randabstand von 4 mm (Bild 6.25, unten) wurden im Mittel 0,54 Querrisse pro Millimeter gezählt. Nahtmittenrisse traten bei Randabständen von 3 mm oder darunter auf.

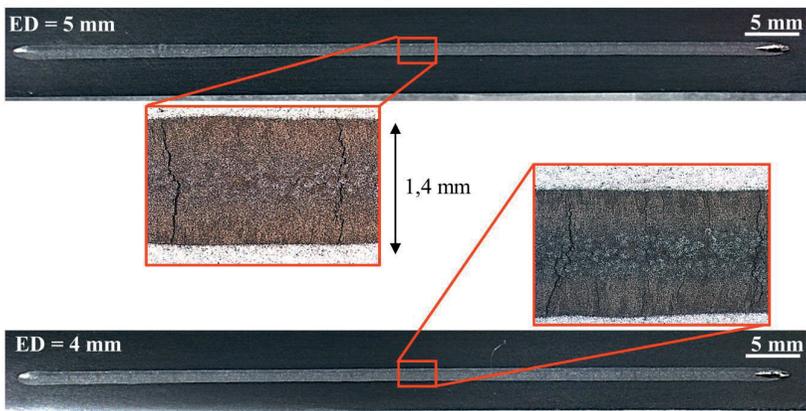


Bild 6.25: Flachschnitte von 80 mm langen Nähten, geschweißt mit $P = 16$ kW, $v = 30$ m/min und $d_B = 630$ μ m bei einem Randabstand von $ED = 5$ mm (oben) und 4 mm (unten). Die beiden jeweils 1,2 mm starken Bleche der Aluminiumlegierung EN AW-6016 wurden durchgeschweißt. Die Schweißnähte waren frei von Nahtmittenrissen (vgl. Vergrößerungen in der Bildmitte).

In Bild 6.26 sind exemplarisch zwei Flachschnitte von Nähten gezeigt, die mit einer Vorschubgeschwindigkeit von 50 m/min in Randabständen von $ED = 4$ mm (oben) und $ED = 3$ mm (unten) geschweißt wurden. Die erzeugten Nähte waren bei beiden Randabständen frei von Nahtmittenrissen. Auch hier traten Querrisse auf. Diese sind in den beiden vergrößerten Ausschnitten im Zentrum von Bild 6.26 zu erkennen. Bei einem

Randabstand der Schweißnaht von 4 mm wurden im Mittel 0,42 Querrisse pro Millimeter gezählt (Bild 6.26, oben). Bei einem Randabstand von 3 mm (Bild 6.26, unten) traten im Mittel 0,58 Querrisse pro Millimeter auf. Nahtmittenrisse traten bei Nähten auf, die in einem Randabstand von 2 mm geschweißt wurden.

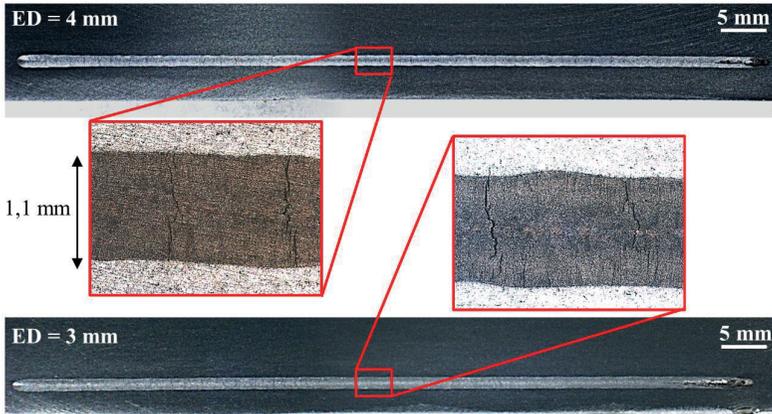


Bild 6.26: Flachschnitte von 80 mm langen Nähten in Blechen der Legierung EN AW-6016, geschweißt mit $P = 16 \text{ kW}$, $v = 50 \text{ m/min}$ und $d_B = 630 \text{ }\mu\text{m}$ bei einem Randabstand von 4 mm (oben) und 3 mm (unten). In das untere der beiden jeweils 1,2 mm starken Bleche wurde bis zu einer Tiefe von etwa 0,8 mm eingeschweißt. Die Schweißnähte waren frei von Nahtmittenrisse (vgl. Vergrößerungen in der Bildmitte).

Die kritischen Randabstände, bei denen es zum Auftreten von Nahtmittenrisse kam, sind für die Durchschweißungen bei einem Vorschub von 30 m/min und die Einschweißungen bei einem Vorschub von 50 m/min in Bild 6.27 links dargestellt. Zum Vergleich sind auch die kritischen Randabstände für das Schweißen mit konventionellen Prozessparametern mit einem Vorschub von 6 m/min bei einer Laserleistung von 5 kW gezeigt. Auf der horizontalen Achse sind die Randabstände aufgetragen. Die Bereiche kritischer Randabstände sind dabei rot hinterlegt, grün die ohne Nahtmittenriss geschweißten Randabstände. Rechts sind typische Querschnitte von Schweißnähten dargestellt, die bei einem Randabstand von 4 mm geschweißt wurden. Bei Schweißungen mit einem Vorschub von 6 m/min ist die resultierende Naht an der Oberseite etwa doppelt so breit wie an der Unterseite. Hier kam es zu Auftreten von Nahtmittenrisse und es wurden 0,23 Querrisse pro geschweißtem Millimeter gezählt. Bei Durchschweißungen bei einem Vorschub von 30 m/min ist die Form der resultierenden Naht im Querschnitt annä-

hernd punktsymmetrisch zur Nahtmitte, mit einer minimalen Breite von 1,2 mm auf halber Nahttiefe. Bei Einschweißungen mit einem Vorschub von 50 m/min verläuft die resultierende Naht im Querschliff beinahe senkrecht durch das Oberblech und schließt mit einer ovalen Nahtwurzel ab. Verglichen mit der Durchschweißung bei konventionellen Prozessparametern führte das Schweißen mit einer Laserleistung von 16 kW und einem Vorschub von 30 m/min (und ebenfalls einer Durchschweißung) zu einer Reduzierung der Zone kritischer Randabstände von $ED \leq 6$ mm auf $ED \leq 3$ mm. Im Falle einer Einschweißung bei 16 kW und 50 m/min konnten die kritischen Randabstände weiter bis auf $ED \leq 2$ mm verringert werden.

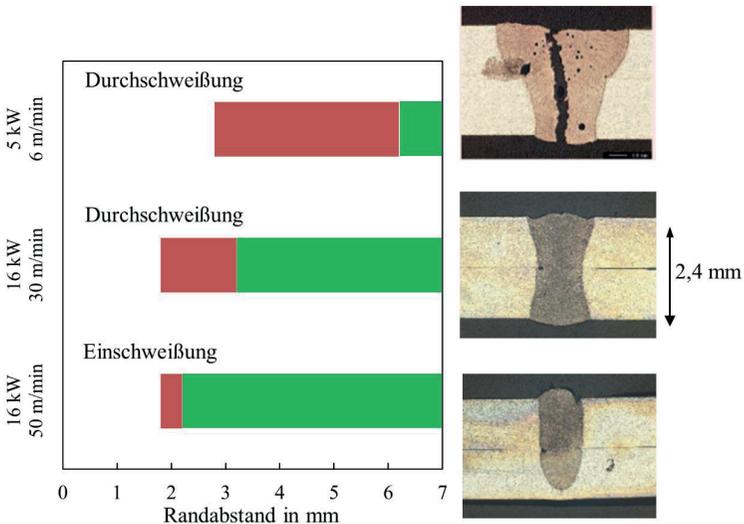


Bild 6.27: Zonen kritischer Randabstände beim Laserstrahlschweißen im Überlappstoß von Blechen der Legierung EN AW-6016 mit Vorschubgeschwindigkeiten von 6 m/min (a) [139], 30 m/min (b) und 50 m/min (c).

Die reduzierte Anfälligkeit für das Auftreten von Nahtmittenrissen beim Laserstrahlschweißen mit hohen Vorschüben kann auf die thermische Situation zurückgeführt werden. Die in Abschnitt 6.3.1 beschriebene Berechnung des Temperaturfeldes kann zur Abschätzung der maximalen Temperatur, die bei einer Durchschweißung am Werkstückrand auftritt, verwendet werden. Wird randnah im Abstand ED zur Werkstückkante geschweißt, so kommt es an dieser Kante zu Wärmestau. Durch Hinzufügen einer sogenannten Spiegelquelle bei $y = -2 \cdot ED$ kann dieser Wärmestau im Modell der bewegten

Linienquelle näherungsweise abgebildet werden [154]. Die maximale berechnete Temperatur, die während dem Schweißprozess an der Werkstückkante auftritt, ist in Abhängigkeit der Vorschubgeschwindigkeit in Bild 6.28 dargestellt.

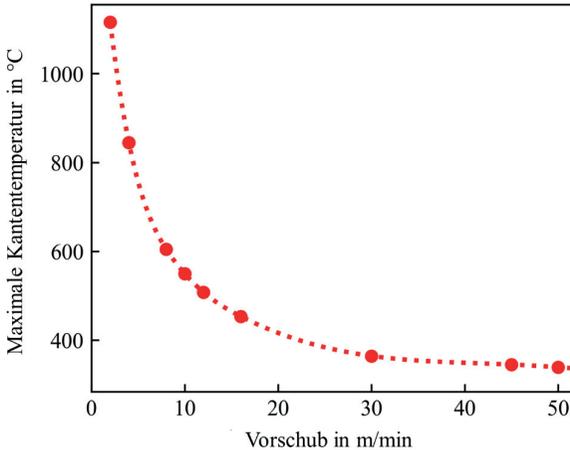


Bild 6.28: Maximale Temperatur am Werkstückrand beim Schweißen von Aluminium in einem Randabstand von $ED = 4$ mm, berechnet nach Gleichung (6.7) mit einer Spiegelquelle. Die Marker stellen die berechneten Werte dar, die Linie verbindet die Punkte zur besseren Visualisierung der Abhängigkeit mit einem Spline 3. Grades.

Während beim Schweißen mit einem Vorschub von 12 m/min eine Erwärmung der Kante auf maximal 525°C stattfindet, heizt sich die Kante beim Vorschub von 30 m/min nur noch auf maximal 390°C auf. Bei höheren Vorschüben wird die Kante außerdem über einen kürzeren Zeitraum mit Wärme beaufschlagt. Durch Schweißen mit hohen Vorschüben kann somit der Wärmestau zwischen Schweißnaht und Werkstückrand reduziert werden. Es kann daher eine Minderung der thermomechanischen Belastungen, die in der Erstarrungszone wirken, erwartet werden [139]. Die hier beobachtete Reduzierung der kritischen Randabstände wird auf diese Verringerung der thermomechanischen Belastungen während der Erstarrung zurückgeführt.

6.4.4 Limitierung

Die beschriebenen Verbesserungen der Nahtqualität in Bezug auf eine Stabilisierung der Einschweißtiefe, Vermeidung von Prozessporen, sowie die Vermeidung von Nahtmitrissen, wurde durch das Schweißen bei sehr hohen Vorschüben von einigen zehn Metern pro Minute erreicht. Beim Laserstrahlschweißen bei Vorschüben in diesem Geschwindigkeitsbereich kann es zum Auftreten des sogenannten Humpings kommen [155]. Dies wird im Allgemeinen durch hohe Drücke und Geschwindigkeiten im hinteren Teil des Schmelzebades erklärt, was durch ein großes Längen- zu Breitenverhältnis des Schmelzebades begünstigt wird [156;157]. Um das Auftreten von Humping bei den hier verwendeten hohen Vorschüben zu vermeiden, ist es entscheidend, mit einem großen Strahldurchmesser zu schweißen und so das Verhältnis zwischen Länge und Breite des Schmelzebades zu verringern [158]. Um die Grenzen der hier untersuchten Prozesse bzgl. des Auftretens von Humping zu bestimmen, wurde in der oben dargestellten Konfiguration bei unterschiedlichen Strahldurchmessern und Vorschüben geschweißt. Dabei wurde der Durchmesser des Bearbeitungsstrahls auf der Oberseite des Oberbleches durch Defokussierung des Laserstrahles variiert. In Bild 6.29 sind vier Längsschliffe dargestellt. Entstandene „Humps“ sind mit roten Pfeilen markiert. Schweißnaht (1) wurde mit einem Strahldurchmesser von 280 μm bei einem Vorschub von 50 m/min geschweißt. Schweißnaht (2) wurde mit einem Strahldurchmesser von 450 μm bei einem Vorschub von 50 m/min erzeugt. Schweißnaht (3) wurde mit einem Strahldurchmesser von 630 μm bei einem Vorschub von 50 m/min geschweißt, was den Parametern der in Bild 6.26 gezeigten Einschweißung entspricht. Schweißnaht (4) wurde mit einem Strahldurchmesser von 630 μm bei einem Vorschub von 55 m/min geschweißt. Humping trat beim Vorschub von 50 m/min beim Schweißen mit den beiden kleineren Strahldurchmessern von 280 μm und 450 μm auf, wie an den Nähten (1) und (2) zu sehen ist. Beim Schweißen mit einem Strahldurchmesser von 630 μm trat Humping nicht auf. Beim Schweißen mit einer Vorschubgeschwindigkeit von 55 m/min und einem Strahldurchmesser von 630 μm (Bild 6.29 (4)) trat Humping auf. Als maximale Vorschubgeschwindigkeit, bei der mit einem Strahldurchmesser von 630 μm ohne das Auftreten von Humping geschweißt werden konnte, wurde $v = 52$ m/min bestimmt.

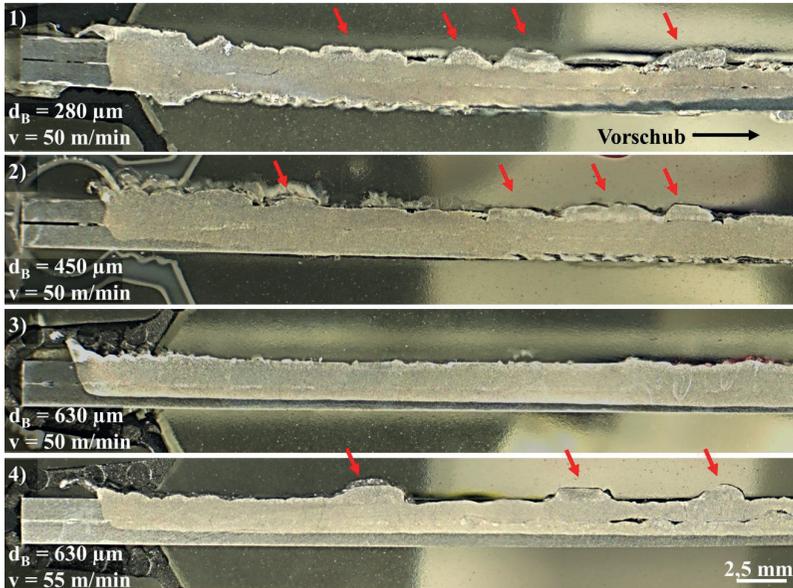


Bild 6.29: Längsschliffe von im Überlappstoß geschweißten Blechen der Aluminiumlegierung EN AW-6016, geschweißt mit einer Vorschubgeschwindigkeit von $v = 50 \text{ m/min}$ und den Strahldurchmessern auf der Werkstückoberseite von $d_B = 280 \mu\text{m}$ (1), $d_B = 450 \mu\text{m}$ (2) und $d_B = 630 \mu\text{m}$ (3), sowie einer Schweißnaht, geschweißt mit $v = 55 \text{ m/min}$ und einem Strahldurchmesser auf der Werkstückoberseite von $d_B = 630 \mu\text{m}$ (4). Die verwendete Laserleistung betrug bei allen Prozessen 16 kW. Die auf der Nahtoberraupe ausgemachten „Humps“ sind mit roten Pfeilen gekennzeichnet.

6.5 Zusammenfassung und Fazit

Es wurden Untersuchungen zum Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf die Geometrie und Stabilität der Kapillare und die daraus resultierende Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen dargestellt. Diese Untersuchungen basierten auf Analysen der Kapillargeometrie mittels online-Röntgenvideographie. Dazu wurde ein Verfahren zur Rekonstruktion der Kapillargeometrie aus den aufgenommenen Hochgeschwindigkeitsvideos entwickelt. Mit den Untersuchungen konnten drei vorschubabhängige Prozessregime voneinander abgegrenzt werden, welche sich in Ge-

ometrie und Stabilität der Kapillare unterscheiden. Mit steigendem Vorschub vergrößerte sich der Abstand zwischen Kapillarfront und Rückwand. Diese Veränderung der Kapillargeometrie führt zu einer Stabilisierung des Schweißprozesses bei höheren Vorschüben, was sich in der Vermeidung von Tiefenfluktuationen und Prozesssporen äußerte. Der Einkoppelgrad und die lokale Verteilung der absorbierten Laserleistung innerhalb der rekonstruierten Kapillaren wurden mittels Raytracing bestimmt. Der Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf den Prozesswirkungsgrad wurde theoretisch und experimentell analysiert. Für die hier untersuchten Prozesse wurde ein maximaler Prozesswirkungsgrad beim Schweißen mit Vorschüben zwischen 16 m/min und 30 m/min festgestellt.

Die Vorteile des Laserstrahlschweißens bei Vorschüben von einigen zehn Metern pro Minute wurden am anwendungsnahen Beispiel des randnahen Schweißens im Überlappstoß zweier Bleche der Aluminiumlegierung EN AW-6016 gezeigt. Die in den Versuchen verwendete Laserleistung betrug 16 kW. Bei einem Vorschub von 30 m/min konnten Durchschweißungen von zwei jeweils 1,2 mm starken Blechen erreicht werden, bei einem Vorschub von 50 m/min wurden Einschweißungen mit einer Nahttiefe von 2 mm erreicht. Bei diesen Nähten konnten keine in der Naht zurückbleibenden Prozesssporen und nur geringe Fluktuationen der Einschweißtiefe ausgemacht werden. Nähte, die in üblicherweise nicht schweißbaren Randabständen von 3 mm (50 m/min) und 4 mm (30 m/min) erzeugt wurden, waren frei von Nahtmittenrissen. Die maximale Geschwindigkeit, mit der geschweißt werden konnte, ohne dass die Anmutung der Naht durch Humping gemindert wurde, konnte für den hier verwendeten Strahldurchmesser von 630 μm auf 52 m/min bestimmt werden. Es wird erwartet, dass Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit hoher Nahtqualität auch bei höheren Vorschüben als 52 m/min möglich ist, wenn mit Strahldurchmessern von mehr als 630 μm auf der Werkstückoberseite gearbeitet wird. Durch Schweißen mit größerem Strahldurchmesser könnte auch die Nahtbreite vergrößert werden, was sich bei Schweißkonfigurationen wie dem Überlappstoß positiv auf die mechanische Festigkeit der Naht auswirkt. Dies bedingt jedoch die Verwendung von Laserleistungen, die über die hier zur Verfügung stehenden 16 kW hinausgehen.

Die wirtschaftliche Effizienz des Fügeprozesses kann durch Laserstrahlschweißen bei hohen Vorschüben positiv beeinflusst werden. Aus produktionstechnischer Sicht sinkt die Bearbeitungszeit pro Schweißnaht mit höheren Vorschüben. Die Verringerung der benötigten Randabstände kann außerdem zu Material- und damit Gewichtseinsparungen am Werkstück führen.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Modelle und Untersuchungsmethoden zur Prognose und Analyse der Kapillargeometrie und –stabilität beim Laserstrahlschweißen erarbeitet: Methoden zur stationären und transienten Berechnung der Kapillartiefe beim Schweißen mit konstanter bzw. zeitabhängiger Laserleistung und zur Analyse von inhärenten Fluktuationen der Kapillare wurden dargelegt. Dabei wurde eine Stabilisierung der Kapillargeometrie beim Schweißen mit höheren Vorschüben festgestellt. Aufgrund dieser Erkenntnis wurden dann die Stabilitätsmechanismen beim Laserstrahlschweißen mit sehr hohen Vorschüben und Laserleistungen analysiert und an einem anwendungsnahen Beispiel die Potentiale des Laserstrahlschweißens von Aluminiumblechen mit Vorschüben von bis zu 50 m/min demonstriert. Die Modelle zur Prognose der Kapillartiefe wurden durch online-Tiefenmessungen mittels optischer Kohärenztomographie kalibriert und verifiziert. Die Untersuchung der Kapillargeometrie und deren Stabilität geschah unter Zuhilfenahme bildgebender Diagnostik.

Es wurde ein physikalisch reduziertes Modell zur effizienten Abschätzung der mittleren Kapillartiefe beim Laserstrahlschweißen mit konstanter Laserleistung vorgestellt. Die grundlegenden physikalischen Mechanismen des Laserstrahlschweißens werden in einem stationären Wärmeleitungsmodell abgebildet. Dieses ist in ein Iterationsschema zur Berechnung der Kapillargeometrie eingebettet. Das Iterationsschema wird durch OCT-Messung der Kapillartiefe während einer einzelnen Schweißung kalibriert. Hierdurch soll der Einfluss von physikalischen Effekten, die nicht im Modell abgebildet sind und von Materialkennwerten, die mit Unsicherheit behaftet sind, abgemildert werden. Mit dieser Methodik können mit Rechenzeiten von einigen Minuten Kapillartiefen mit Genauigkeiten im Bereich einiger Prozent abgeschätzt werden. Die mit steigenden Vorschüben zunehmende Präzision dieser Modellierung deutet darauf hin, dass transiente Phänomene, die im Modell nicht berücksichtigt sind, den Schweißprozess beim Schweißen mit hohen Vorschüben weniger stark beeinflussen. Um die Auswirkungen dieser Phänomene auf die Geometrie und Stabilität der Kapillare zu beschreiben, wurde zunächst die Reaktion der Kapillartiefe auf kontrollierte Fluktuationen der Laserleistung analysiert.

Es wurde eine Methode zur transienten Berechnung der Kapillartiefe in Abhängigkeit einer zeitabhängigen Laserleistung eingeführt. Kapillartiefe und Laserleistung sind dabei über eine lineare Differentialgleichung gekoppelt. Diese Differentialgleichung bildet das dynamische Verhalten der Kapillare ab. Die Koeffizienten der Differentialgleichung wurden experimentell kalibriert. Hierzu wurde der Verlauf der Kapillartiefe mittels OCT-Messungen beim Laserstrahlschweißen mit oszillierender Laserleistung bestimmt. Die unbekanntenen Koeffizienten der Differentialgleichung wurden aus dem experimentell ermittelten Amplitudengang bestimmt. Die Differentialgleichung kann integriert werden, um den resultierenden transienten Verlauf der Kapillartiefe beim Schweißen mit beliebigen Laserleistungssignalen zu berechnen. Dies wurde angewandt, um den zeitlichen Verlauf der Kapillartiefe beim Schweißen mit rechteckförmig modulierter Laserleistung zu ermitteln. Die berechneten Verläufe der Kapillartiefe bewegen sich im Rahmen der Messunsicherheit der experimentell ermittelten Tiefenverläufe. Die Wechselwirkung der geometrieabhängigen lokalen Absorption innerhalb der Kapillare sowie der thermo- und fluiddynamischen Prozesse, welche die Kapillarstabilität beeinflussen, limitieren jedoch diesen linearen Ansatz. Beispielsweise kann es auch bei konstanten äußeren Bedingungen zum Auftreten von schnellen Fluktuationen der Kapillartiefe, dem sogenannten Spiking, kommen. Für eine Untersuchung dieser komplexen Phänomene und Instabilitäten ist eine Betrachtung der gesamten Kapillargeometrie notwendig.

In dieser Arbeit wurden Untersuchungen des Spikingmechanismus am Beispiel von Laserstrahlschweißungen in Eis dargestellt. Die zeitliche Entwicklung der Kapillargeometrie wurde aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Schweißprozesses rekonstruiert. Mithilfe des Raytracing-Verfahrens wurde die lokale Absorption der Laserleistung innerhalb dieser rekonstruierten Kapillaren berechnet. Die Untersuchungen legen den Schluss nahe, dass die Fluktuationen der Kapillartiefe durch die Kopplung von Kapillargeometrie und lokaler Verteilung der absorbierten Laserleistung verursacht werden. Dies konnte durch eine multiphysikalische Simulation verifiziert werden, bei der Spiking reproduziert wurde. Hierzu wurde die Berechnung der Strahlausbreitung an eine Thermo- und Fluiddynamikrechnung basierend auf der Smoothed Particle Hydrodynamics Methode gekoppelt. Das Laserstrahl-tiefschweißen wurde erstmalig mit diesem Ansatz simuliert und der Spikingmechanismus konnte so beschrieben werden. Mit zunehmenden Vorschüben nahm der Abstand zwischen Kapillarfront und -rückwand und damit die Stabilität der Kapillare zu. Hieraus wurde eine mit höheren Vorschüben abnehmende Wechselwirkung von Kapillargeometrie und lokaler Verteilung der absorbierten Bestrahlungsstärke geschlussfolgert. Das Auftreten ähnlicher Effekte, welche die Prozessstabilität bei anwendungsnäheren Schweißprozessen (von metallischen Werkstoffen) positiv beeinflussen, ist naheliegend.

Daran anknüpfend wurde der Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf Kapillargeometrie und Prozessstabilität beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen der 6000er-Serie untersucht. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Schweißprozesse bei Laserleistungen von bis zu 16 kW und Vorschüben von bis zu 50 m/min untersucht. Eine Methodik zur dreidimensionalen Rekonstruktion der Kapillargeometrie aus online-Röntgenaufnahmen wurde entwickelt. Hiermit konnte der Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf die Kapillargeometrie und deren Stabilität quantifiziert werden. Anhand derer konnten drei Prozessregime voneinander abgegrenzt werden, welche sich durch Geometrie und Stabilität der Kapillare, sowie der resultierenden Nahtqualität unterscheiden. Mit steigendem Vorschub nahm die Distanz zwischen Kapillarfront und Kapillarrückwand zu, was zu einer Stabilisierung der Kapillargeometrie führte. Die Entstehung von Prozessporen unterblieb beim Schweißen mit Vorschüben von mindestens 12 m/min. Bei Vorschüben ab 40 m/min waren darüber hinaus die Kapillartiefen und Einschweißiefen annähernd konstant. Rechnerisch konnte eine Zunahme des thermischen Wirkungsgrades und eine Abnahme des Einkoppelgrades bei steigenden Vorschüben festgestellt werden. Bei den hier dargestellten Versuchen wurde die maximale Prozesseffizienz von 42% bei einem Vorschub von 16 m/min erreicht.

Die Vorteile und Grenzen des Laserstrahlschweißens mit hohen Leistungen und hohen Vorschüben wurden anhand einer typischen Anwendung aus dem Karosseriebau, dem Fügen von Aluminiumblechen im randnahen Überlappstoß, untersucht. Zusätzlich zur Reduzierung von Prozessporen und Tiefenschwankungen ermöglicht das Schweißen bei sehr hohen Vorschüben die Vermeidung von Nahtmittenrissen bei randnahen Nähten. Schweißnähte, die in einem Randabstand von 3 mm bei einem Vorschub von 50 m/min und einer Laserleistung von 16 kW geschweißt wurden und frei von Prozessporen, Fluktuationen der Einschweißtiefe und Nahtmittenrissen sind, wurden demonstriert.

Mit den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methoden kann die erwartete Kapillartiefe beim Laserstrahlschweißen (zeitabhängig) berechnet und die Stabilität der Kapillare beschrieben werden. Der Mechanismus intrinsischer Tiefenfluktuationen wurde analysiert und die Ursachen und Grenzen der Prozessverbesserung durch Schweißen bei hohen Vorschüben aufgezeigt.

Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] Hügel, H.; Graf, T.: *Laser in der Fertigung. Grundlagen der Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*, Wiesbaden: Springer Vieweg, 3., überarb. und erw. Auflage, 2014, ISBN: 978-3-8348-1817-1.
- [2] Patschger, A.: *Grundlegende Untersuchungen zum Prozessverständnis des Laserstrahl-Mikroschweißens von metallischen Folien*, Dissertation, TU Ilmenau, Ilmenau, Fakultät für Maschinenbau, 2016, online verfügbar unter [urn:nbn:de:gbv:ilm1-2016000193](http://nbn:de:gbv:ilm1-2016000193).
- [3] Olowinsky, A.M.; Kramer, T.; Durand, F.: *Laser beam microwelding in the watch industry*, Photon Processing in Microelectronics and Photonics, 4637, 571-581, 2002, DOI: 10.1117/12.470666.
- [4] Havrilla, D.; Ryba, T.; Holzer, M.: *High power disk lasers - Advances & applications*, LIA, Proceedings of the ICALEO'12, 320–328, 2012.
- [5] Vollertsen, F.; Grünenwald, S.; Rethmeier, M.; Gumenyuk, A.; Reisgen, U.; Olschok, S.: *Welding thick steel plates with fibre lasers and GMAW*, Welding in the World, 54, 3, 62-70, 2010.
- [6] Chen, X.; Wang, H.-X.: *A Calculation Model for the Evaporation Recoil Pressure in Laser Material Processing*, Journal of Physics D: Applied Physics, 34, 2637–2642, 2011.
- [7] Easterling, K.: *Introduction to the Physical Metallurgy of Welding*, Oxford: Butterworth-Heinemann, 2. Auflage, 1992, ISBN: 9781483141664.
- [8] Berger, P.; Schuster, R.; Zvyagolskaya, M.; Hügel, H.; Schäfer, P.: *Zur Bedeutung von gleitenden Stufen an der Kapillarfront beim Schweißen und Schneiden mit Laserstrahlen—Teil 2*, Schweißen und Schneiden, 63, 3, 100, 2011.

- [9] Boley, M., Berger, P., Webster, P.J.L., Weber, R., Van Vlack, C., Fraser, J., Graf, T.: *Investigation of the Weld Depth Behaviour Using Different Observation Techniques: X-ray, Inline Coherent Imaging and Highspeed Observation During Welding Ice*, LIA, Proceedings of the ICALEO'13, Paper 105, 2013.
- [10] Schäfer, M.; Kessler, S.; Scheible, P.; Graf, T.: *Modulation of the laser power to prevent hot cracking during laser welding of tempered steel*, Journal of Laser Applications, 29, 4, 42008, 2017.
- [11] Abt, F.; Boley, M.; Weber, R.; Graf, T.; Popko, G.; Nau, S.: *Novel X-ray system for in-situ diagnostics of laser based processes-First experimental results*, Physics Procedia, 12, 761–770, 2011.
- [12] Bautze, T.; Kogel-Hollacher, M.: *Keyhole Depth is just a Distance*, Laser Technik Journal, 11, 4, 39–43, 2014.
- [13] Matsunawa, A.; Mizutani, M.; Katayama, S.; Seto, N.: *Porosity formation mechanism and its prevention in laser welding*, Welding International, 17, 6, 431–437, 2003.
- [14] Heider, A.; Sollinger, J.; Abt, F.; Boley, M.; Weber, R.; Graf, T.: *High-speed X-ray analysis of spatter formation in laser welding of copper*, Physics Procedia, 41, 112–118, 2013.
- [15] Miyagi, M.; Zhang, X.; Kawahito, Y.; Katayama, S.: *Surface void suppression for pure copper by high-speed laser scanner welding*, Journal of Materials Processing Technology, 240, 52–59, 2017.
- [16] Heider, A.; Weber, R.; Herrmann, D.; Herzog, P.; Graf, T.: *Power modulation to stabilize laser welding of copper*, Journal of Laser Applications, 27, 2, 81–87, 2015.
- [17] Speker, N.; Haug, P.; Feuchtenbeiner, S.; Hesse, T.; Havrilla, D.: *BrightLine weld-spatter reduced high speed welding with disk lasers*, International Society for Optics and Photonics, High-Power Laser Materials Processing: Applications, Diagnostics, and Systems VII., 10525, 2018.
- [18] Lin, R.; Wang, H.P.; Lu, F.; Solomon, J.; Carlson, B.E.: *Numerical study of keyhole dynamics and keyhole-induced porosity formation in remote laser welding of Al alloys*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 108, 244–256, 2017.

-
- [19] Lubin, P.: *A roadmap to interstellar flight*, arXiv preprint arXiv:1604.01356, 2016.
- [20] Steen, W.M.; Mazumder, J.: *Laser Material Processing*, London: Springer-Verlag London, 4. Auflage, 2010, ISBN: 978-1-84996-061-8, DOI: 10.1007/978-1-84996-062-5.
- [21] Rosenthal, D.: *The theory of moving sources of heat and its application to metal treatments*, Transcriptions of ASME, 68, 849–866, 1946.
- [22] Cline, H.E.; Anthony, T.: *Heat treating and melting material with a scanning laser or electron beam*, Journal of Applied Physics, 48, 9, 3895–3900, 1977.
- [23] Goldak, J.; Chakravarti, A.; Bibby, M.: *A new finite element model for welding heat sources*, Metallurgical and Materials Transactions B, 15, 2, 299–305, 1984.
- [24] Moraitis, G.A.; Labeas, G.N.: *Residual stress and distortion calculation of laser beam welding for aluminum lap joints*, Journal of Materials Processing Technology, 198, 1-3, 260–269, 2008.
- [25] Lankalapalli, K.N.; Tu, J.F.; Gartner, M.: *A model for estimating penetration depth of laser welding processes*, Journal of Physics D: Applied Physics, 29, 7, 1831, 1996.
- [26] Kroos, J.; Gratzke, U.; Simon, G.: *Towards a self-consistent model of the key-hole in penetration laser beam welding*, Journal of Physics D: Applied Physics, 26, 3, 474, 1993.
- [27] Kroos, J.; Gratzke, U.; Vicanek, M.; Simon, G.: *Dynamic behaviour of the key-hole in laser welding*, Journal of Physics D: Applied Physics, 26, 3, 481, 1993.
- [28] Klein, T.; Vicanek, M.; Kroos, J.; Decker, I.; Simon, G.: *Oscillations of the key-hole in penetration laser beam welding*, Journal of Physics D: Applied Physics, 27, 10, 2023, 1994.
- [29] Michalowski, A.: *Untersuchungen zur Mikrobearbeitung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen*, Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), 2014, online verfügbar unter <http://www.ifsw.uni-stuttgart.de/publikationen/dissertationen>.

- [30] Wang, S.; Bernabeu, E.; Alda, J.: *Unified and generalized Fresnel numbers*, Optical and Quantum Electronics, 24, 12, 1351–1358, 1992.
- [31] Knothe, K.; Wessels, H.: *Finite Elemente. Eine Einführung für Ingenieure*, Berlin: Springer Vieweg, 5. Auflage, 2017, ISBN: 978-3-662-49352-6.
- [32] Ferziger, J.H.; Perić, M.: *Numerische Strömungsmechanik*, Berlin: Springer-Verlag, 2008, ISBN: 978-3-540-67586-0, DOI: 10.1007/978-3-540-68228-8.
- [33] Liu, G.-R.: *Mesh free methods. Moving beyond the finite element method*, Boca Raton, USA: CRC Press LLC, 2003, ISBN: 0-8493-1238-8.
- [34] Bartelmann, M.; Feuerbacher, B.; Krüger, T.; Lüst, D.; Rebhan, A.; Wipf, A.: *Theoretische Physik 1. Mechanik*, Berlin: Springer-Verlag, 2018, ISBN: 978-3-662-56114-0.
- [35] Ki, H.; Mohanty, P.S.; Mazumder, J.: *Modelling of high-density laser-material interaction using fast level set method*, Journal of Physics D: Applied Physics, 34, 3, 364, 2001.
- [36] Sethian, J.A.: *A fast marching level set method for monotonically advancing fronts*, Proceedings of the National Academy of Sciences, 93, 4, 1591–1595, 1996.
- [37] Cho, J.H.; Na, S.-J.: *Implementation of real-time multiple reflection and Fresnel absorption of laser beam in keyhole*, Journal of Physics D: Applied Physics, 39, 24, 5372, 2006.
- [38] Cho, J.H.; Na, S.-J.: *Three-dimensional analysis of molten pool in GMA-laser hybrid welding*, Welding Journal, 88, 2, 35–43, 2009.
- [39] Cho, W.-I.; Na, S.-J.; Cho, M.-H.; Lee, J.-S.: *Numerical study of alloying element distribution in CO₂ laser-GMA hybrid welding*, Computational Materials Science, 49, 4, 792–800, 2010.
- [40] Otto, A.; Schmidt, M.: *Towards a universal numerical simulation model for laser material processing*, Physics Procedia, 5, 35–46, 2010.
- [41] Otto, A.; Koch, H.; Vazquez, R.G.: *Multiphysical simulation of laser material processing*, Physics Procedia, 39, 843–852, 2012.

-
- [42] Hirt, C.W.; Nichols, B.D.: *Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries*, Journal of Computational Physics, 39, 1, 201–225, 1981.
- [43] Geiger, M.; Leitz, K.-H.; Koch, H.; Otto, A.: *A 3D transient model of keyhole and melt pool dynamics in laser beam welding applied to the joining of zinc coated sheets*, Production Engineering, 3, 2, 127–136, 2009.
- [44] Otto, A.; Patschger, A.; Seiler, M.: *Numerical and experimental investigations of humping phenomena in laser micro welding*, Physics Procedia, 83, 1415–1423, 2016.
- [45] Zhang, L.J.; Zhang, J.X.; Gumenyuk, A.; Rethmeier, M.; Na, S.-J.: *Numerical simulation of full penetration laser welding of thick steel plate with high power high brightness laser*, Journal of Materials Processing Technology, 214, 8, 1710–1720, 2014.
- [46] Sohail, M.; Han, S.-W.; Na, S.-J.; Gumenyuk, A.; Rethmeier, M.: *Numerical investigation of energy input characteristics for high-power fiber laser welding at different positions*, The International Journal of Advanced Manufacturing Technology, 80, 931–946, 2015.
- [47] Courtois, M.; Carin, M.; Le Masson, P.; Gaied, S.; Balabane, M.: *A new approach to compute multi-reflections of laser beam in a keyhole for heat transfer and fluid flow modelling in laser welding*, Journal of Physics D: Applied Physics, 46, 50, 505305, 2013.
- [48] Courtois, M.; Carin, M.; Le Masson, P.; Gaied, S.; Balabane, M.: *A complete model of keyhole and melt pool dynamics to analyze instabilities and collapse during laser welding*, Journal of Laser Applications, 26, 4, 42001, 2014.
- [49] Born, M.; Wolf, E.; Bhatia, A.B.; Clemmow, P.C.; Gabor, D.; Stokes, A.R. et al.: *Principles of Optics. Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, Oxford: Pergamon Press, 7. Aufl., 1999, ISBN: 0-08-026482-4, DOI: 10.1017/CBO9781139644181.
- [50] Press, W.H.: *Numerical Recipes. The Art of Scientific Computing*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 3. aktualisierte Auflage, 2007, ISBN: 978-0-521-88068-8.

- [51] Demtröder, W.: *Experimentalphysik 2. Elektrizität und Optik*, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 6., überarb. u. akt. Auflage, 2013, ISBN: 978-3-642-29944-5, DOI: 10.1007/978-3-642-29944-5.
- [52] Qin, Y.; Michalowski, A.; Weber, R.; Yang, S.; Graf, T.; Ni, X.: *Comparison Between Ray-tracing and Physical Optics for the Computation of Light Absorption in Capillaries—the Influence of Diffraction and Interference*, Optics Express, 20, 24, 26606–26617, 2012.
- [53] Lucy, L.B.: *A numerical approach to the testing of the fission hypothesis*, The Astronomical Journal, 82, 1013–1024, 1977.
- [54] Gingold, R.A.; Monaghan, J.J.: *Smoothed particle hydrodynamics. Theory and application to non-spherical stars*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 181, 3, 375–389, 1977.
- [55] Monaghan, J.J.: *Smoothed particle hydrodynamics*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 30, 1, 543–574, 1992.
- [56] Monaghan, J.J.: *Smoothed Particle Hydrodynamics and its Diverse Applications*, Annual Review of Fluid Mechanics, 44, 323–346, 2012.
- [57] Hu, H.; Eberhard, P.: *Thermomechanically coupled conduction mode laser welding simulations using smoothed particle hydrodynamics*, Computational Particle Mechanics, 4, 4, 473–486, 2017.
- [58] Hu, H.; Fetzer, F.; Berger, P.; Eberhard, P.: *Simulation of Laser Welding Using Advanced Particle Methods*, GAMM-Mitteilungen, 39, 2, 149–169, 2016.
- [59] Fetzer, F.; Hu, H.; Berger, P.; Weber, R.; Graf, T.: *Experimental and numerical investigation of the capillary front and side walls during laser beam welding*, Proceedings of Lasers in Manufacturing Conference (LIM), Laser World of Photonics, WLT, 2017.
- [60] Liu, M.B.; Liu, G.R.: *Smoothed particle hydrodynamics (SPH). An overview and recent developments*, Archives of computational methods in engineering, 17, 1, 25–76, 2010.
- [61] Monaghan, J.J.: *Smoothed particle hydrodynamics*, Reports on Progress in Physics, 68, 8, 1703, 2005.

-
- [62] Monaghan, J.J.; Lattanzio, J.C.: *A refined particle method for astrophysical problems*, *Astronomy and Astrophysics*, 149, 135–143, 1985.
- [63] Rosswog, S.: *Astrophysical smooth particle hydrodynamics*, *New Astronomy Reviews*, 53, 78–104, 2009.
- [64] Libersky, L.D.; Petschek, A.G.; Carney, T.C.; Hipp, J.R.; Allahdadi, F.A.: *High strain Lagrangian hydrodynamics. A three-dimensional SPH code for dynamic material response*, *Journal of Computational Physics*, 109, 1, 67–75, 1993.
- [65] Fetzer, F.; Berger, P.; Hu, H.; Eberhard, P.; Graf, T.: *Fundamental investigations on the spiking mechanism by means of laser beam welding of ice*, *Journal of Laser Applications*, 30, 12009, 2017.
- [66] Fetzer, F.; Sommer, M.; Weber, R.; Weberpals, J.-P.; Graf, T.: *Reduction of pores by means of laser beam oscillation during remote welding of AlMgSi*, *Optics and Lasers in Engineering*, 108, 68–77, 2018.
- [67] Boley, M.; Abt, F.; Weber, R.; Graf, T.: *X-Ray and Optical Videography for 3D Measurement of Capillary and Melt Pool Geometry in Laser Welding*, *Physics Procedia*, 41, 488–495, 2013.
- [68] Schäfer, M.; Kessler, S.; Fetzer, F.; Graf, T.: *Influence of the focal position on the melt flow during laser welding of steel*, *Journal of Laser Applications*, 29, 1, 12010, 2017.
- [69] Mueller, R.E.; Bird, J.; Duley, W.W.: *Laser drilling into an absorbing liquid*, *Journal of Applied Physics*, 71, 2, 551–556, 1992.
- [70] Golubev, V.S.: *Laser welding and cutting: recent insights into fluid-dynamics mechanisms*, *International Society for Optics and Photonics, Laser Processing of Advanced Materials and Laser Microtechnologies*, 5121, 1–16, 2003.
- [71] Mueller, R.E.; Duley, W.W.: *Deep penetration laser welding in low gravity*, *LIA, Proceedings of the ICALEO'93*, 755–765, 1993.
- [72] Griffiths, D.J.: *Elektrodynamik. Eine Einführung*, Hallbergmoos: Pearson, 3., aktualisierte Auflage, 2011, ISBN: 3863267249.
- [73] Ray, P.S.: *Broadband Complex Refractive Indices of Ice and Water*, *Applied Optics*, 11, 8, 1836–1844, 1972.

- [74] Downing, H.D.; Williams, D.: *Optical Constants of Water in the Infrared*, Journal of Geophysical Research, 80, 12, 1656–1661, 1975.
- [75] Berger, P.: *Reduced velocity of sound in the weld pool in the presence of bubbles*, LIA, Proceedings of the ICALEO'14, Paper 1901, 2014.
- [76] Schmitt, J.M.: *Optical coherence tomography (OCT). A review*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 5, 4, 1205–1215, 1999.
- [77] Fercher, A.F.; Drexler, W.; Hitzenberger, C.K.; Lasser, T.: *Optical coherence tomography-principles and applications*, Reports on Progress in Physics, 66, 2, 239, 2003.
- [78] Webster, P.J.L.; Wright, L.G.; Mortimer, K.D.; Leung, B.Y.; Yu, J.X.Z.; Fraser, J.M.: *Automatic real-time guidance of laser machining with inline coherent imaging*, Journal of Laser Applications, 23, 2, 22001, 2011.
- [79] Boley, M.; Fetzer, F.; Weber, R.; Graf, T.: *Statistical evaluation method to determine the laser welding depth by optical coherence tomography*, Optics and Lasers in Engineering, 119, 56-64, 2019.
- [80] Fetzer, F.; Stritt, P.; Berger, P.; Weber, R.; Graf, T.: *Fast numerical method to predict the depth of laser welding*, Journal of Laser Applications, 29, 2, 22012, 2017.
- [81] Vänskä, M.; Abt, F.; Weber, R.; Salminen, A.; Graf, T.: *Effects of welding parameters onto keyhole geometry for partial penetration laser welding*, Physics Procedia, 41, 199–208, 2013.
- [82] Fabbro, R.; Chouf, K.: *Keyhole modeling during laser welding*, Journal of Applied Physics, 87, 9, 4075–4083, 2000.
- [83] Fabbro, R.; Slimani, S.; Doudet, I.; Coste, F.; Briand, F.: *Experimental study of the dynamical coupling between the induced vapour plume and the melt pool for Nd-Yag CW laser welding*, Journal of Physics D: Applied Physics, 39, 2, 394, 2006.
- [84] Gouffé, A.: *Correction d'ouverture des corps-noirs artificiels compte tenu des diffusions multiples internes*, Revue d'Optique, 24, 1945.

-
- [85] Rykalin, N.N.: *Berechnung der Wärmevergänge beim Schweißen*, Berlin: Verlag Technik, 1957.
- [86] Rösler, F.; Brüggemann, D.: *Shell-and-tube type latent heat thermal energy storage: numerical analysis and comparison with experiments*, Heat and Mass Transfer, 47, 1027–1033, 2011, DOI: 10.1007/s00231-011-0866-9.
- [87] Burden, R.L.; Faires, J.D.: *Numerical Analysis: 2.1 The bisection algorithm*, Boston: Cengage Learning, 2016, ISBN: 978-1-305-25366-7.
- [88] Weller, H.G.; Tabor, G.; Jasak, H.; Fureby, C.: *A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques*, Computers in Physics, 12, 620–631, 1998, DOI: 10.1063/1.168744.
- [89] Jasak, H.; Jemcov, A.; Tukovic, Z.; et al.: *OpenFOAM. A C++ library for complex physics simulations*, International Workshop on Coupled Methods in Numerical Dynamics, IUC Dubrovnik Croatia, 1000, 1–20, 2007.
- [90] Le Roscoe; et al.: *Stereolithography interface specification*, America-3D Systems Inc, 27, 1988.
- [91] Schmid, L.: *Erprobung eines neuartigen Abstandmesssystems für das Lasertiefschweißen*, Bachelorarbeit 10-15, Universität Stuttgart, Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), 2015.
- [92] Ordal, M.A.; Bell, R.J.; Alexander, R.W.; Newquist, L.A.; Query, M.R.: *Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths*, Applied Optics, 27, 1203–1209, 1988, DOI: 10.1364/AO.27.001203.
- [93] Haynes, W.M.: *CRC handbook of Chemistry and Physics - Fluid properties; Enthalpy of Fusion, Sec. 6*, Boca Raton, USA: Taylor & Francis, 95. Auflage, 2015, ISBN: 9781482260960.
- [94] Zhang, Y.; Evans, J.R.G.; Yang, S.: *Corrected values for boiling points and enthalpies of vaporization of elements in handbooks*, Journal of Chemical & Engineering Data, 56, 2, 328–337, 2011.
- [95] *Taschenbuch der Physik. Formeln, Tabellen, Übersichten*, Horst Stöcker (Hg.), 2. Aufl., Frankfurt am Main: Harri Deutsch, 1993, ISBN: 3817113196.

- [96] Desai, P.D.: *Thermodynamic Properties of Iron and Silicon*, NIST, Center for Information and Numerical Data Analysis and Synthesis, Purdue University, West Lafayette, USA, 1985, online verfügbar unter <https://srdata.nist.gov/JPCRD/jpcrd298.pdf>, zuletzt geprüft am 07.04.2016.
- [97] Berger, P.; Schuster, R.; Hügel, H.; Graf, T.: *Moving humps at the capillary front in laser welding*, LIA, Proceedings of the ICALEO'10, 39–43, 2010.
- [98] Fetzer, F.; Boley, M.; Weber, R.; Graf, T.: *Comprehensive analysis of the capillary depth in deep penetration laser welding*, International Society for Optics and Photonics, High-Power Laser Materials Processing: Applications, Diagnostics, and Systems VI, 10097, 1009709-1, 2017.
- [99] Kaplan, A.: *A model of deep penetration laser welding based on calculation of the keyhole profile*, Journal of Physics D: Applied Physics, 27, 9, 1805, 1994.
- [100] Rai, R.; Kelly, S.M.; Martukanitz, R.P.; DebRoy, T.: *A convective heat-transfer model for partial and full penetration keyhole mode laser welding of a structural steel*, Metallurgical and Materials Transactions A, 39, 1, 98–112, 2008.
- [101] Dowden, J.; Postacioglu, N.; Davis, M.; Kapadia, P.D.: *A keyhole model in penetration welding with a laser*, Journal of Physics D: Applied Physics, 20, 1, 36, 1987.
- [102] Heider, A.; Stritt, P.; Hess, A.; Weber, R.; Graf, T.: *Process stabilization at welding copper by laser power modulation*, Physics Procedia, 12, 81–87, 2011.
- [103] Föllinger, O.; Dörrscheidt, F.; Klittich, M.: *Regelungstechnik. Einführung in die Methoden und ihre Anwendung*, Heidelberg: Hüthig Verlag, 8. Aufl., 1994, ISBN: 3-7785-2336-8.
- [104] Johnson, R.R.; Kubly, P.: *Elementary Statistics*, Boston, MA: Brooks/Cole Cengage Learning, 11. Auflage, 2012, ISBN: 9780538733502.
- [105] SciPy.org: *Scipy-Reference Guide (v1.3.0)*. <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.integrate.odeint.html>, zuletzt abgerufen am 01.09.2019.
- [106] Wei, P.S.; Chuang, K.C.; Ku, J.S.; DebRoy, T.: *Mechanisms of Spiking and Humping in Keyhole Welding*, IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology, 2, 3, 383–394, 2012.

-
- [107] Tong, H.; Giedt, W.H.: *Dynamic Interpretation of Electron-Beam Welding*, Welding Journal, 49, 6, 259, 1970.
- [108] Tong, H.; Giedt, W.H.: *Radiographs of the Electron Beam Welding Cavity*, Review of Scientific Instruments, 40, 10, 1283–1285, 1969.
- [109] Weber, C.M.; Funk, E.R.; McMaster, R.C.: *Penetration Mechanism of Partial Penetration Electron Beam Welding*, Welding Journal, 51, 2, 1972.
- [110] Tsukamoto, S.; Irie, H.: *Melting Process and Spiking Phenomenon in Electron Beam Welding*, Transactions of the Japan Welding Society, 24, 1, 18–23, 1993.
- [111] Armstrong, R.E.: *Control of Spiking in Partial Penetration Electron Beam Welds*, Welding Journal, 8, 49, 382–388, 1970.
- [112] Wei, P.S.; Ho, C.Y.: *Beam Focusing Characteristics Effect on Energy Reflection and Absorption in a Drilling or Welding Cavity of Paraboloid of Revolution*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 41, 21, 3299–3308, 1998.
- [113] Arata, Y.; Abe, E.; Fujisawa, M.: *A Study on Dynamic Behaviours of Electron Beam Welding (Report I): The Observation by a Fluoroscopic Method*, Transactions of the Japan Welding Research Institute, 5, 1, 1–9, 1976.
- [114] Eriksson, I.; Powell, J.; Kaplan, A.: *Measurements of Fluid Flow on Keyhole Front During Laser Welding*, Science and Technology of Welding and Joining, 16, 7, 636–641, 2011.
- [115] Eriksson, I.; Gren, P.; Powell, J.; Kaplan, A.: *New High-Speed Photography Technique for Observation of Fluid Flow in Laser Welding*, Optical Engineering, 49, 10, 100503, 2010.
- [116] Bayer, A.: *Charakterisierung der Schweißnahtgeometrie für Kupfer- und Edelstahlwerkstoffe*, Diplomarbeit 09-18, Universität Stuttgart, Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), 2015.
- [117] Weberpals, J.-P.: *Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserschweißen*, Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), 2010, online verfügbar unter <http://www.ifsw.uni-stuttgart.de/publikationen/dissertationen.en.html>.

- [118] Arata, Y.: *What Happens in High Energy Density Welding and Cutting*, Welding Research Institute, Osaka, Japan, 1980.
- [119] Matsunawa, A.; Semak, V.: *The Simulation of Front Keyhole Wall Dynamics During Laser Welding*, Journal of Physics D: Applied Physics, 30, 5, 798, 1997.
- [120] Yudin, P.; Kovalev, O.: *Visualization of Events Inside Kerfs During Laser Cutting of Fusible Metal*, Journal of Laser Applications, 21, 1, 39–45, 2009.
- [121] Pocorni, J.; Powell, J.; Deichsel, E.; Frostevang, J.; Kaplan, A.: *Fibre Laser Cutting Stainless Steel: Fluid Dynamics and Cut Front Morphology*, Optics & Laser Technology, 87, 87–93, 2017.
- [122] Bernardini, F.; Mittleman, J.; Rushmeier, H.; Silva, C.; Taubin, G.: *The Ball-Pivoting Algorithm for Surface Reconstruction*, IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics, 5, 349–359, 1999.
- [123] Edelsbrunner, H.; Mücke, E.P.: *Three-dimensional alpha shapes*, ACM Transactions on Graphics (TOG), 13, 1, 43–72, 1994.
- [124] Fleissner, F.: *Parallel object oriented simulation with Lagrangian particle methods*, Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart, Institut für Technische und Numerische Mechanik (ITM), 2010.
- [125] Demtröder, W.: *Experimentalphysik 1. Mechanik und Wärme*, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 4. Auflage, 2006, ISBN: 3-540-26034-x, DOI: 10.1007/978-3-540-79295-6.
- [126] Monaghan, J.J.; Kos, A.; Issa, N.: *Fluid motion generated by impact*, Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, 129, 6, 250–259, 2003.
- [127] Zhao, H.; DebRoy, T.: *Macroporosity free aluminum alloy weldments through numerical simulation of keyhole mode laser welding*, Journal of Applied Physics, 93, 12, 10089–10096, 2003.
- [128] Pastor, M.; Zhao, H.; Martukanitz, R.P.; DebRoy, T.: *Porosity, underfill and magnesium lose during continuous wave Nd: YAG laser welding of thin plates of aluminum alloys 5182 and 5754*, Welding Journal, 78, 207–2016, 1999.

- [129] Weberpals, J.-P.; Böhm, D.; Müller, S.: *Laser beam remote welding of aluminum hang-on parts*, Vortrag bei European Automotive Laser Applications-EALA, Bad Nauheim, Germany, 2015.
- [130] Hagenlocher, C.; Fetzer, F.; Weber, R.; Graf, T.: *Benefits of very high feed rates for laser beam welding of AlMgSi aluminum alloys*, Journal of Laser Applications, 30, 12015, 2018.
- [131] Fetzer, F.; Hagenlocher, C.; Weber, R.: *High Power, High Speed, High Quality. Advantages of laser beam welding of aluminum sheets at 16 kW of laser power and feed rates up to 50 m/min*, Laser Technik Journal, 15, 3, 28–31, 2018.
- [132] Fetzer, F.; Hagenlocher, C.; Weber, R.; Graf, T.: *Effects of increased feed rates on the capillary in laser beam welding of aluminum*, 20th International Workshop on Process Fundamentals of Laser Welding and Cutting, Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), Universität Stuttgart, Freudenstadt, 2018.
- [133] Fetzer, F.; Berger, P.; Hu, H.; Weber, R.; Graf, T.: *Pores in laser beam welding; Generation mechanism and impact on the melt flow*, High-Power Laser Materials Processing: Applications, Diagnostics, and Systems VII. International Society for Optics and Photonics, 10525, 2018.
- [134] Xu, J.; Rong, Y.; Huang, Y.; Wang, P.; Wang, C.: *Keyhole-induced porosity formation during laser welding*, Journal of Materials Processing Technology, 252, 252, 720–727, 2018.
- [135] Berger, P.; Hügel, H.; Graf, T.: *Understanding pore formation in laser beam welding*, Physics Procedia, 12, 241–247, 2011.
- [136] Heider, A.: *Erweiterung der Prozessgrenzen beim Laserstrahlschweißen von Kupfer mit Einschweißiefen von 1 bis 10 mm*, Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), 2018, online verfügbar unter <http://www.ifsw.uni-stuttgart.de/publikationen/dissertationen.en.html>.
- [137] Dausinger, F.; Berger, P.; Hügel, H.: *Laser welding of aluminium alloys: problems, approaches for improvement and applications*, LIA, Proceedings of the ICALEO'02, 14–17, 2002.
- [138] Hilbinger, R.M.: *Heissrissbildung beim Schweißen von Aluminium in Blechrandlage*, Dissertation, Universität Bayreuth, Bayreuth, Institut für Materialforschung, 2000, online verfügbar unter <https://eref.uni-bayreuth.de/28578/>.

- [139] Stritt, P.: *Prozessstrategien zur Vermeidung von Heißrissen beim Remote-Laserstrahlschweißen von AlMgSi 6016*, Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), 2016, online verfügbar unter <http://www.ifsw.uni-stuttgart.de/publikationen/dissertationen.en.html>.
- [140] Stritt, P.; Weller, D.: *Temperature and Stress Behavior During Close-Edge Laser Welding. Numerical welding model enables an insight view on stresses*, Laser Technik Journal, 11, 3, 54–56, 2014.
- [141] Drezet, J.-M.; Alleheaux, D.: *Hot Cracking Phenomena in Welds II. Application of the Rappaz-Drezet-Gremaud Hot Tearing Criterion to Welding of Aluminium Alloys*, Berlin: Springer-Verlag, 1. Aufl., 2008, ISBN: 978-3-540-78627-6.
- [142] Stritt, P.; Weber, R.; Graf, T.; Mueller, S.; Weberpals J.-P.: *New hot cracking criterion for laser welding in close-edge position*, LIA, Proceedings of the ICALEO'12, 357–366, 2012.
- [143] Hagenlocher, C.; Stritt, P.; Friebe, H.; Blumenthal, C.; Weber, R.; Graf, T.: *Space and time resolved determination of thermomechanical deformation adjacent to the solidification zone during hot crack formation in laser welding*, LIA, Proceedings of the ICALEO'16, 1202, 2016.
- [144] Hagenlocher, C.; Stritt, P.; Weber, R.; Graf, T.: *Strain signatures associated to the formation of hot cracks during laser beam welding of aluminum alloys*, Optics and Lasers in Engineering, 100, 131–140, 2018.
- [145] Weller, D.; Bezençon C.; Stritt, P.; Weber, R.; Graf, T.: *Remote laser welding of multi-alloy aluminium at close-edge position*, Physics Procedia, 41, 164–168, 2013.
- [146] Katayama, S.; Mizutani, M.; Kawahito, Y.; Ito, S.; Sumimori, D.: *Fundamental research of 100 kW fiber laser welding technology*, Proceedings of Lasers in Manufacturing (LiM), World of Photonics Congress, WLT, 2015.
- [147] Reisgen, U.; Olschok, S.; Weinbach, M.; Engels, O.: *Welding of high thickness steel plates using a fiber coupled diode laser with 50 kW of output power*, Proceedings of Lasers in Manufacturing (LiM), World of Photonics Congress, WLT, 2017.
- [148] Chantler, C.T.; K. Olsen, K.; Dragoset, R.A.; Chang, J.; Kishore, A.R.; Kotochigova, S.A.; Zucker D.S.: *X-Ray Form Factor, Attenuation, and Scattering*

- Tables, NIST, Physical Measurement Laboratory, 2005, Online verfügbar unter: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/FFast/html/form.html>, DOI: 10.18434/T4HS32.
- [149] Delaunay, B.; et al.: *Sur la sphere vide*, Izv. Akad. Nauk SSSR, Otdelenie Matematicheskii i Estestvennyka Nauk, 7, 793-800, 1–2, 1934.
- [150] Seibold, G.; Dausinger, F.; Hugel, H.: *Wavelength and temperature dependence of laser radiation absorption of solid and liquid metals*, Proceedings of the 7th NOLAMP Conference, 526–535, 1999.
- [151] Frank, W.B., Haupin, W.E., Vogt, H., Bruno, M., Thonstad, J., Dawless, R.K., Kvande, H. and Taiwo, O.A.: *Aluminum*. In *Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry*, Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2009, DOI: 10.1002/14356007.a01_459.pub2.
- [152] Dürr, U.; Holtz, R.; Jokiel, M.; Liebers, R.; Lavoie, D.: *Advanced micro-welding strategies with pulsed Nd:YAG Lasers*, LIA, Proceedings of the ICALEO'04, 109, 2004.
- [153] Duerr, U.: *High-speed contour welding*, Industrial Laser Solutions for Manufacturing, 19, 11, 2004.
- [154] Heller, K.: *Analytische Temperaturfeldbeschreibung beim Laserstrahlschweißen für thermographische Prozessbeobachtung*, Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), 2017, online verfügbar unter <http://www.ifsw.uni-stuttgart.de/publikationen/dissertationen.en.html>.
- [155] Berger, P.; Hügel, H.; Hess, A.; Weber, R.; Graf, T.: *Understanding of humping based on conservation of volume flow*, Physics Procedia, 12, 232–240, 2011.
- [156] Beck, M.; Berger, P.; Dausinger, F.; Hügel, H.: *Aspects of keyhole/melt interaction in high-speed laser welding*, Proceedings of 8th International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers, 769–774, 1991.
- [157] Gratzke, U.; Kapadia, P.D.; Dowden, J.; Kroos, J.; Simon, G.: *Theoretical approach to the humping phenomenon in welding processes*, Journal of Physics D: Applied Physics, 25, 11, 1640, 1992.

- [158] Hiramoto, S., Ohmine, M., Okuda, T., Shinmi, A.: *Deep penetration welding with high power CO2 laser*, Proceedings of the LAMP'87: Laser Advanced Materials Processing-Science and Applications, 157–162, 1987.

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlwerkzeuge an der Universität Stuttgart.

Nun möchte ich mich bei denen bedanken, die mich beim Erstellen dieser Arbeit unterstützt haben.

Als erstes möchte ich mich bei Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf für die Betreuung dieser Arbeit bedanken, ebenso für die Unterstützung und das angenehme und konstruktive Arbeitsumfeld, das er am IFSW geschaffen hat.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Uwe Reisgen möchte ich mich für die Übernahme des Mitberichts und die Unterstützung bedanken.

Besonderer Dank gebührt auch PD Dr. phil. nat. Ruedi Weber für die zahlreichen konstruktiven Diskussionen, lehrreichen Unterhaltungen und den Input zu Vorträgen, Veröffentlichungen und nicht zuletzt zu dieser Arbeit.

Bei Peter Berger möchte ich mich für die vielen Ideen und wertvollen Hinweise zu physikalischen Problemen und Phänomenen bedanken.

Besonderer Dank gilt auch meinen Kollegen am IFSW. Stellvertretend auch für die übrigen IFSW'ler möchte ich mich hier in chronologischer Reihenfolge bei meiner Arbeitsgruppe bedanken: Bei Peter Stritt, Andreas Heider, Daniel Weller, Meiko Boley, Michael Jarwitz, Christian Hagenlocher, Michael Sawannia, Artur Leis, Jannik Lind, Jonas Wagner und Eveline Reinheimer. Durch euch war die Zeit am IFSW, auch abseits der Arbeit, so angenehm.

Der größte Dank gilt meiner Familie und Laura Pohlan, die mit ihrem positiven Einfluss die Grundlage für das Gelingen dieser Arbeit gelegt haben.

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

Gorriz, Michael

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

Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO₂-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 CO₂-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 CO₂-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 CO₂-Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

Griebsch, Jürgen

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

Krepulat, Walter

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

Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO₂- 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

Laserschweißtauglichkeit 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 3-519-06227-8

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-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 CO₂-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

Plaaß, Wilfried

Zerstörungsschwellen und Degradation von CO₂-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.

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

Hack, Rüdiger

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO₂-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

Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO₂-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 Zerspansung
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 CO₂-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 magnetofluiddynamische 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 Hochleistungsdiodenlasern
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 Festkörperlasern für den Karosseriebau
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 Weichlötlens 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 Laserpräzisionsabtragens 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 3-8316-0256-5

Christoph Fleig

Evaluierung 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 Löten 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 Alumini-
umguß- und Knetlegierungen mit CO₂-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 3-8316-0460-6

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. 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 Fokusmatrixtechnik

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 vari-ablem Laserstrahldurchmesser in modularen Fer-tigungssystemen

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 Nahteigen-schaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

Mikhail Larionov

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristal-len 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 La-serstrahlung mit der Methode der zweiten Mo-mente

2009, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-0896-6

Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiterschei-benlasers

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 Aluminiumlegierun-gen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und Schichtcharakterisierung

2010, 226 Seiten, ISBN 978-3-8316-0959-8

Detlef Breiting

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

Jan-Philipp Weberpals

Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserstrahlschweißen

2010, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-0995-6

Angelika Beyertt

Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze Pulse

2010, 166 Seiten, ISBN 978-3-8316-4002-7

Christian Stolzenburg

Hochrepetierende Kurzpuls-Scheibenlaser im infraroten und grünen Spektralbereich
2011, 184 Seiten, ISBN 978-3-8316-4041-6

Svent-Simon Beyertt

Quantenfilm-Pumpen zur Leistungsskalierung von Halbleiter-Scheibenlasern
2011, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4051-5

Sonja Kittel

Verzugsarmes Laserstrahlschweißen an axial-symmetrischen Bauteilen
2011, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-4088-1

Andrey Andreev

Schweißen mit dem Scheibenlaser im Getriebebau – Prozessmerkmale und Anlagenkonzepte
2011, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-4103-1

Christian Föhl

Einsatz ultrakurz gepulster Laserstrahlung zum Präzisionsbohren von Metallen
2011, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-4120-8

Andreas Josef Birnesser

Prozessregelung beim Laserstrahlschweißen
2011, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4133-8

Christoph Neugebauer

Thermisch aktive optische Bauelemente für den resonatorinternen Einsatz beim Scheibenlaser
2012, 220 Seiten, ISBN 978-3-8316-4178-9

Andreas Dauner

Fluidmechanische Maßnahmen zur Reduzierung von Schmelzablagerungen beim Hochgeschwindigkeitslaserbohren
2012, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4194-9

Axel Heß

Vorteile und Herausforderungen beim Laserstrahlschweißen mit Strahlquellen höchster Fokussierbarkeit
2012, 164 Seiten, ISBN 978-3-8316-4198-7

Christian Gehrke

Überwachung der Struktureigenschaften beim Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen
2013, 164 Seiten, ISBN 978-3-8316-4271-7

David Schindhelm

In-Prozess Qualitätssicherung für das Laserstrahlschneiden von Metallen
2013, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4345-5

Tilman Froschmeier-Hans

Festigkeitsverhalten laserstrahlgeschweißter belastungsangepasster Stahlwerkstoffverbindungen
2014, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-4347-9

Moritz Vogel

Specialty Fibers for High Brightness Laser Beam Delivery
2014, 187 Seiten, ISBN 978-3-8316-4382-0

Andreas Michalowski

Untersuchungen zur Mikrobearbeitung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen
2014, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-4424-7

Georg Stöppler

Untersuchung eines OPOs im mittleren Infrarot im Hinblick auf Anwendungen für minimalinvasive Chirurgie
2015, 144 Seiten, ISBN 978-3-8316-4437-7

Patrick Mucha

Qualitäts- und produktivitätsbeeinflussende Mechanismen beim Laserschneiden von CF und CFK
2015, 120 Seiten, ISBN 978-3-8316-4516-9

Claus-Dieter Reiniger

Fluiddynamische Effekte beim Remote-Laserstrahlschweißen von Blechen mit Fügespalt
2015, 188 Seiten, ISBN 978-3-8316-4528-2

Andreas Leitz

Laserstrahlschweißen von Kupfer- und Aluminiumwerkstoffen in Mischverbindung
2016, 172 Seiten, ISBN 978-3-8316-4549-7

Peter Stritt

Prozessstrategien zur Vermeidung von Heißrisen beim Remote-Laserstrahlschweißen von AlMgSi 6016
2016, 194 Seiten, ISBN 978-3-8316-4555-8

Katrin Sarah Wentsch

Analyse Ytterbium-dotierter Materialien für den Einsatz in ultrakurz-gepulsten Scheibenlasersystemen
2016, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-4578-7

Jan-Philipp Negel

Scheibenlaser-Multipassverstärker für ultrakurze Laserpulse mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich
2017, 142 Seiten, ISBN 978-3-8316-4632-6

Christian Freitag

Energietransportmechanismen bei der gepulsten Laserbearbeitung Carbonfaser verstärkter Kunststoffe
2017, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-4638-8

Andreas Popp

Faserlaser und Faserlaserverstärker als Brillanzkonverter für Scheibenlaserstrahlen
2017, 242 Seiten, ISBN 978-3-8316-4643-2

Karin Heller

Analytische Temperaturfeldbeschreibung beim Laserstrahlschweißen für thermographische Prozessbeobachtung
2017, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4654-8

Stefan Piehler

Resonatorinterne Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontstörungen in hochbrillanten Scheibenlasern
2017, 148 Seiten, ISBN 978-3-8316-4690-6

Felix Abt

Bildbasierte Charakterisierung und Regelung von Laserschweißprozessen
2017, 232 Seiten, ISBN 978-3-8316-4691-3

Volker Rominger

Untersuchungen der Prozessvorgänge bei Einschweißungen in Baustahl mit Lasern hoher Brillanz
2017, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-4692-0

Thomas Rataj

Hochleistungstaugliche faserintegrierte Strahlweiche
2018, 142 Seiten, ISBN 978-3-8316-4733-0

Michael Diez

Pulsformung zur schädigungsarmen Laserbearbeitung von Silizium
2018, 194 Seiten, ISBN 978-3-8316-4737-8

Andreas Heider

Erweitern der Prozessgrenzen beim Laserstrahlschweißen von Kupfer mit Einschweißtiefen zwischen 1 mm und 10 mm
2018, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-4738-5

Marcel Schäfer

Energetische Beeinflussung von Schmelzfluss und Heißrißbildung beim Laserstrahlschweißen von Vergütungsstahl
2018, 146 Seiten, ISBN 978-3-8316-4742-2

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

Forschungsberichte des IFSW ab 2019 erschienen im utzverlag, München

Tom Dietrich

Gitterwellenleiterstrukturen zur Strahlformung in Hochleistungsscheibenlasern
2019, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-4785-9

Martin Rumpel

Applications of Grating Waveguide Structures in Solid-State Lasers
2019, 112 Seiten, ISBN 978-3-8316-4801-6

Michael Eckerle

Generation and amplification of ultrashort pulsed high-power cylindrical vector beams
2019, 112 Seiten, ISBN 978-3-8316-4804-7

Martin Stubenvoll

Messung und Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontdeformationen in optischen Elementen
2019, 118 Seiten, ISBN 978-3-8316-4819-1

Christian Hagenlocher

Die Kornstruktur und der Heißrißwiderstand von Laserstrahlschweißnähten in Aluminiumlegierungen
2020, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4864-1

Florian Fetzer

Analyse der Geometrie und Stabilität der Kapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen mittels reduzierter Modelle.
2020, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-4874-0

