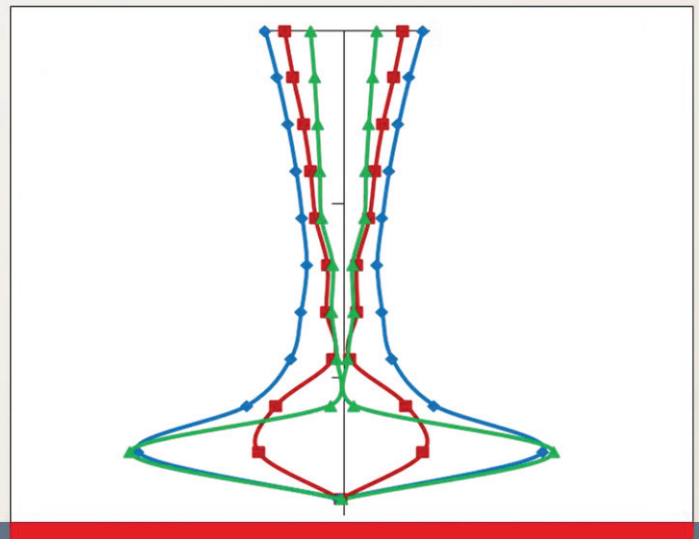


STRAHLTECHNIK

B A N D 6 3

Jörg Volpp

Dynamik und  
Stabilität der  
Dampfkapillare  
beim Laserstrahl-  
tiefschweißen



Volpp, Jörg – Dynamik und Stabilität der Dampfkapillare beim  
Laserstrahl-tiefschweißen

Strahltechnik Band 63, BIAS Verlag, 2017.

Herausgeber der Reihe: F. Vollertsen, R. Bergmann

ISBN 978-3-933762-57-3

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt.

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

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

BIAS Verlag, Bremen, 2017

Dynamik und Stabilität der Dampfkapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen

Vom Fachbereich Produktionstechnik  
der  
UNIVERSITÄT BREMEN

zur Erlangung des Grades  
Doktor-Ingenieur  
genehmigte

Dissertation  
von  
Dipl.-Ing. Jörg Volpp

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Frank Vollertsen, Universität Bremen  
Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf, Universität Stuttgart

Tag der mündlichen Prüfung: 21.04.2017

Volpp, Jörg:

### **Dynamik und Stabilität der Dampfkapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen**

Strahltechnik, Bd. Nr. 63, Bremen; BIAS Verlag, 2017. Hrsg.: F. Vollertsen, R. Bergmann

Zugl.: Bremen, Univ., Diss., 2017.

ISBN 978-3-933762-57-3

**Schlüsselwörter:** Laserstrahl-tiefschweißen, Kapillardynamik, Poren- und Spritzerentstehung

Speziell bei Aluminiumschweißungen ist die für das Laserstrahl-tiefschweißen typische Dampfkapillare hoch dynamisch. Diese Dynamik wird für die Ausbildung von Prozessungängen verantwortlich gemacht.

Diese Arbeit trägt dazu bei die Kapillareigenschaften und Entstehungsmechanismen von Prozessporen und Spritzern besser zu verstehen. Dazu wird die Kapillardynamik in einem semi-analytischen Modell abgebildet und mit optischen Emissionsmessungen validiert. Spritzercharakteristiken werden in Hochgeschwindigkeitsvideos ausgewertet und die Porosität mit einer nachgelagerten Röntgendurchstrahlungsprüfung ermittelt. Korrelationen der Kapillardynamik mit Charakteristiken der Prozessporen- und Spritzerbildung können zeigen, dass Prozessporen allein durch einen Kapillarkollaps in den engsten Bereichen der Kapillare entstehen können und die Ablösung eines Spritzers eine Ablöseenergie zusätzlich zur Kapillarwandfluktuation bedarf. Das Laserstrahlintensitätsprofil beeinflusst die Kapillardynamik und die Eigenschaften der Prozessungängen.

### **Dynamics and stability of the keyhole during laser deep penetration welding**

**Keywords:** Laser deep penetration welding, keyhole dynamics, pore and spatter formation mechanisms

The keyhole which is typical for laser deep penetration welding is responsible for the highly dynamic process behavior, which results in unwanted pore and spatter formation.

This work aims to better understand the dynamic keyhole properties and occurrence of process defects. Therefore, a semi-analytical model is developed and validated by optical emission analysis. Spatter characteristics are evaluated in high speed videos and porosity in x-ray analysis. Correlations between keyhole behavior and spatter and pore characteristics could show that pores can form due to a keyhole collapse and spatter detachment requires more than the momentum from keyhole wall fluctuations. Dynamic behavior and process defects are influenced by the spatial laser intensity distribution.

## **Vorwort**

Was macht ein Schwabe in Bremen? Die Reise mit dem Laser hat mich über viele Stationen an das BIAS in Bremen geführt, wo ich die perfekten Bedingungen vorfand, um meine Promotion erfolgreich durchzuführen.

Daher bedanke ich mich sehr herzlich bei meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Frank Vollertsen für das mir entgegengebrachte Vertrauen und für die hilfreichen und anregenden Kommentare und Diskussionen, sowohl bei der Erstellung der Doktorarbeit als auch während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am BIAS, die mich letztendlich nicht nur fachlich, sondern auch in vielerlei Hinsicht persönlich weitergebracht haben.

Besonders freute mich, dass Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf das Koreferat übernahm, da er bereits während meines Studiums an der Universität Stuttgart die Begeisterung für das Thema Lasermaterialbearbeitung weckte und meine Studien- und Abschlussarbeiten mit begleitete - dafür herzlichen Dank.

Stellvertretend für die Kollegen am BIAS seien Marius Gatzen und Tim Radel gedankt für die zahllosen, anregenden Gespräche, die Unterstützung und kollegiale Zusammenarbeit, zuletzt auch durch Mitarbeit in meinem Prüfungsausschuss.

Ich bin sehr dankbar über die Erfahrungen, die ich während der Zeit am BIAS machen konnte. Besonders prägten mich internationale Reisen, die mich von der Ukraine über Japan auch u. a. in die USA führten, wo ich meine wunderbare Frau Mary kennenlernte. Für ihre bedingungslose Unterstützung bin ich sehr dankbar. Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern und meinem Bruder bedanken, ohne die ich nicht so weit gekommen wäre, diese Arbeit erfolgreich abschließen zu können.

Nach der erfahrungsreichen Zeit in Bremen kann ich meine neu erlernten Fähigkeiten weiter einsetzen und meine Reise im Bereich der Lasermaterialbearbeitung in Luleå, Schweden fortsetzen.

Jörg Volpp

Bremen, Mai 2017



## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung .....</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Stand der Forschung .....</b>	<b>3</b>
2.1	Die Dampfkapillare beim Laserstrahltiefschweißen .....	3
2.1.1	Entstehung der Dampfkapillare .....	3
2.1.2	Absorptionsmechanismen.....	4
2.1.3	Ausbildung der Dampfkapillare .....	7
2.1.4	Kapillarmodelle .....	8
2.1.5	Kapillardynamik .....	10
2.1.5.1	Ursachen der Kapillardynamik .....	10
2.1.5.2	Experimentelle Bestimmung der Prozessdynamik .....	10
2.1.5.3	Modellierung der Prozessdynamik .....	13
2.2	Prozessungängen.....	15
2.2.1	Arten von Prozessungängen.....	15
2.2.2	Prozessporen.....	15
2.2.3	Spritzer .....	18
2.3	Prozessstabilisierung .....	22
2.3.1	Methoden zur Prozessstabilisierung .....	22
2.3.2	Modifikation des Intensitätsprofils.....	24
2.4	Fazit aus dem Stand der Forschung.....	26
<b>3</b>	<b>Zielsetzung.....</b>	<b>27</b>
<b>4</b>	<b>Experimentelle Untersuchungen.....</b>	<b>29</b>
4.1	Versuchsaufbau und Durchführung.....	29
4.2	Werkstoff.....	30
4.3	Laserstrahlintensitätsprofile.....	30
4.4	Messung von Prozessgrößen .....	31
4.4.1	Messung der Nahtgeometrie mittels Querschliffen .....	31
4.4.2	Bestimmung des Kapillardurchmessers an der Kapillaröffnung.....	32
4.4.3	Bestimmung des dynamischen Verhaltens der Dampfkapillare.....	33

---

4.5	Messung von Nahtimperfectionen.....	34
4.5.1	Porenmessung mittels Röntgendurchstrahlung .....	34
4.5.2	Spritzerevaluation mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen.....	35
<b>5</b>	<b>Modellierung der Dampfkapillare.....</b>	<b>39</b>
5.1	Vorgehen und Ansatz .....	39
5.2	Quasi-statisches Kapillarmodell .....	40
5.2.1	Modellierung der quasi-statischen Kapillare.....	40
5.2.2	Validierung des quasi-statischen Kapillarmodells .....	48
5.2.3	Einfluss inhärenter Modellparameter .....	49
5.3	Dynamisches Kapillarmodell .....	50
5.3.1	Modellierung der dynamischen Kapillare .....	50
5.3.2	Validierung des dynamischen Kapillarmodells.....	54
<b>6</b>	<b>Ergebnisse .....</b>	<b>57</b>
6.1	Quasi-statische Kapillare.....	57
6.2	Dynamische Kapillare .....	60
6.2.1	Modellierte Kapillardynamik .....	60
6.2.2	Maximale Kapillarwandgeschwindigkeiten .....	61
6.3	Nahtimperfectionen.....	62
6.3.1	Poren.....	62
6.3.2	Spritzer .....	63
<b>7</b>	<b>Statik und Dynamik der Dampfkapillare .....</b>	<b>67</b>
<b>8</b>	<b>Entstehungsmechanismen von Prozessungängen.....</b>	<b>69</b>
8.1	Ansatz und These .....	69
8.2	Mechanismen der Porenentstehung.....	69
8.3	Mechanismen der Spritzerentstehung.....	72
8.4	Korrelation von Spritzer- und Porenentstehung.....	79
8.5	Übertragung der Erkenntnisse auf existierende Stabilisierungsmethoden .....	81
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung.....</b>	<b>85</b>
	<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>87</b>



---

<b>Anhang .....</b>	<b>105</b>
<b>Reihe Strahltechnik im BIAS Verlag .....</b>	<b>111</b>

## Verzeichnis verwendeter Symbole

### Indices und Abkürzungen

Abkürzung	Beschreibung
2-D	Zweidimensional
bspw.	beispielsweise
CO <sub>2</sub>	Kohlenstoffdioxid
do	Donut
DOE	Diffraktives optisches Element
Exp.	Experiment
FFT	Fast-Fourier-Transformation
ggf.	gegebenenfalls
gs	Gauß
i.d.R.	in der Regel
InGaAs	Indium-Gallium-Arsenid
Nd:YAG	Neodym:Yttrium-Aluminium-Granat
S <sub>i</sub>	Schnittpunkt mit der Nummer i
sog.	sogenannte
th	Top Hat
u. a.	unter anderem
z. B.	zum Beispiel

## Formelzeichen

Symbol	Einheit	Beschreibung
$A_{ges}$	-	Gesamte Absorption durch direkte Absorption
$A_p$	-	Absorption parallel polarisierten Lichts
$A_s$	-	Absorption senkrecht polarisierten Lichts
$a, a_j$	m	Kapillarradius (des Elements j)
$a_0$	m	Gleichgewichtsradius
$a_{j,0}$	m	Gleichgewichtsradius in Element j
$\ddot{a}_{Wand}$	m/s <sup>2</sup>	Wandbeschleunigung
$B_j$	m <sup>2</sup>	Kreis- bzw. Ringfläche (des Elements j)
$B_{Pore}$	mm <sup>2</sup>	Projizierte Porenfläche
$B_{Spr}$	mm <sup>2</sup>	Projizierte Spritzerfläche
$b$	m	Elementhöhe
$\beta$	1/m	Absorptionskoeffizient
$\Delta\beta$	1/m	Differenz des Absorptionskoeffizienten
$c$	-	Vergrößerungsfaktor
$c_p$	kJ/(kg*K)	Spezifische Wärmekapazität
$D$	mm	Amplitude
$d$	mm	Spritzerdurchmesser
$\sigma$	mN/m	Oberflächenspannungskoeffizient
$\theta$	rad	Winkel
$E_j$	m <sup>2</sup>	Kapillarwandfläche in Element j
$e$	mm	Porendurchmesser
$e_0$	A*s/(V*m)	Elektrische Feldkonstante
$F_j$	N	Kraft in Element j

$F_{beul}$	N	Kraft aus der Aufbeulung der Oberfläche
$F_{Dampf}$	N	Kraft durch Verdampfung an der Oberfläche
$F_{OFS}$	N	Kraft aus der Oberflächenspannung
$f$	Hz	Frequenz
$\varphi$	rad	Neigung der Kapillare
$g$	$m/s^2$	Gravitationskonstante
$I$	$W/cm^2$	Intensität
$I_0$	$W/cm^2$	Intensität eines Strahlenbündels
$I_{rekond}$	$W/cm^2$	Absorbierte Intensität durch u. a. Rekondensation
$I_{inc}$	$W/cm^2$	Auftreffende Intensität
$I_v$	$W/cm^2$	Zur Verdampfung genutzte Intensität
$i$	-	Variable (Radiusrichtung)
$j$	-	Variable (z-Richtung)
$k$	$W/(m \cdot K)$	Wärmeleitfähigkeit
$\kappa$	$m^2/s$	Temperaturleitfähigkeit
$L_v$	$kJ/kg$	Latente Wärme (Verdampfung)
$L_s$	$kJ/kg$	Latente Wärme (Schmelzen)
$L$	$\frac{W \cdot V}{A \cdot K^2}$	Lorenz-Zahl
$l$	mm	Strecke der Dampfabsorption
$\lambda$	$\mu m$	Laserwellenlänge
$M$	$g/mol$	Molare Masse
$M^2$	-	Beugungsmaßzahl
$m, m_j$	kg	Masse der Schmelze (um Element j)
$m_e$	kg	Elektronenmasse
$n$	-	Brechungsindex

$n_e$	$1/m^3$	Elektronendichte
$o$	-	Absorptionsindex
$\delta$	Pa/m	Federkennwert
$P_{abs}$	W	Absorbierte Leistung
$P_L$	W	Laserausgangsleistung
$Pe$	-	Peclet-Zahl
$p$	Pa	Druck
$p_0$	Pa	Umgebungsdruck
$p_{GG}$	Pa	Gleichgewichtsdruck
$p_{2,neu}$	Pa	Beeinflusster Druck des Elements 2
$\Delta p$	Pa	Druckdifferenz
$p_{OFS}$	Pa	Oberflächenspannungsdruck
$p_{Dampf}$	Pa	Dampfdruck
$p_{hyd}$	Pa	Hydrostatischer Druck
$p_{Stau}$	Pa	Staudruck
$\dot{p}_{Verdampf}$	Pa/s	Druckerhöhung aus der Verdampfung
$\dot{p}_{ström}$	Pa/s	Druckverlust durch Metaldampfabströmung
$\dot{p}_{Vol}$	Pa/s	Druckänderung durch Volumenänderung
$q_{abs}$	J	Absorbierte Energie
$q_{Dampf}$	J	Verlustwärme durch abströmenden Metaldampf
$q_{WL}$	J	Verlustwärme durch Wärmeleitung
$R$	J/(kg*K)	Gaskonstante
$r$	m	Strahlradius
$r_0$	m	Radiusstartwert
$r_{L0}$	$\mu m$	Fokusradius

$\Delta r$	$\mu\text{m}$	Radiale Schrittweite
$\rho$	$\text{g/cm}^3$	Materialdichte
$S$	m	Radius der Schmelzbadaufwölbung
$T$	K	Temperatur
$T_0$	K	Umgebungstemperatur
$T_s$	K	Schmelztemperatur
$T_{OF}$	K	Kapillaroberflächentemperatur
$T_v$	K	Verdampfungstemperatur
$t$	s	Zeit
$u$	C	Elektronenladung
$V_j$	$\text{m}^3$	Schmelzevolumen um Element j
$\Delta V_j$	$\text{m}^3$	Differenzvolumen in in Element j
$V_{Pore}$	$\text{m}^3$	Porenvolumen
$v_D$	m/s	Dampfgeschwindigkeit
$v_s$	m/min	Schweißgeschwindigkeit
$v_{Schmelze}$	m/s	Schmelzgeschwindigkeit
$v_{out}$	m/s	Ausströmgeschwindigkeit
$v_{max}$	m/s	Maximale Kapillarwandgeschwindigkeit
$z_{akt}$	mm	Aktuelle z-Position
$z_f$	mm	Fokuslage
$z_R$	mm	Rayleighlänge

# 1 Einleitung

Ein hochfokussierter Laserstrahl bietet eine Vielzahl von Anwendungsmöglichkeiten. Die Entwicklung von Hochleistungslasern machte u. a. den Prozess des Laserstrahl-tiefschweißens möglich, bei dem die Intensität lokal so hoch ist, dass eine Verdampfung des Materials einsetzt und sich eine Dampfkapillare ausbildet. Diese ermöglicht einerseits die für das Laserstrahl-tiefschweißen typischen Schweißnähte mit hohem Aspektverhältnis (schmale, tiefe Nahtform) bei hoher Effizienz der Energieeinbringung. Andererseits wird der Prozess dynamischer als z. B. bei Wärmeleitungsschweißungen, was zu unerwünschter Bildung von Prozessungängen führen kann.

Besonders kritisch sind festigkeitsmindernde Poren im Material und Spritzer, die umfangreiche Nacharbeit der Materialoberflächen bedingen können. Besonders bei Aluminium und Aluminiumlegierungen kann aufgrund deren Materialeigenschaften eine erhöhte Dynamik z. B. im Vergleich zu Stählen festgestellt werden. Es wurde eine Reihe an experimentellen und theoretischen Untersuchungen durchgeführt, die das dynamische Kapillarverhalten beschreiben und die Ursache der Entstehung von Prozessungängen ermitteln sollten. Dennoch ist nicht abschließend geklärt, wie diese entstehen und wie deren Auftreten vermieden werden kann. Daher ist es wünschenswert die Mechanismen in der Kapillare besser zu verstehen, um die Basis für zuverlässige Methoden zur Vermeidung von Prozessungängen zu schaffen. Die bisher weniger betrachtete Methode der Strahlformung zur Beeinflussung der Kapillare bietet das Potential die Kapillareigenschaften und damit das Auftreten von Prozessungängen zu beeinflussen.



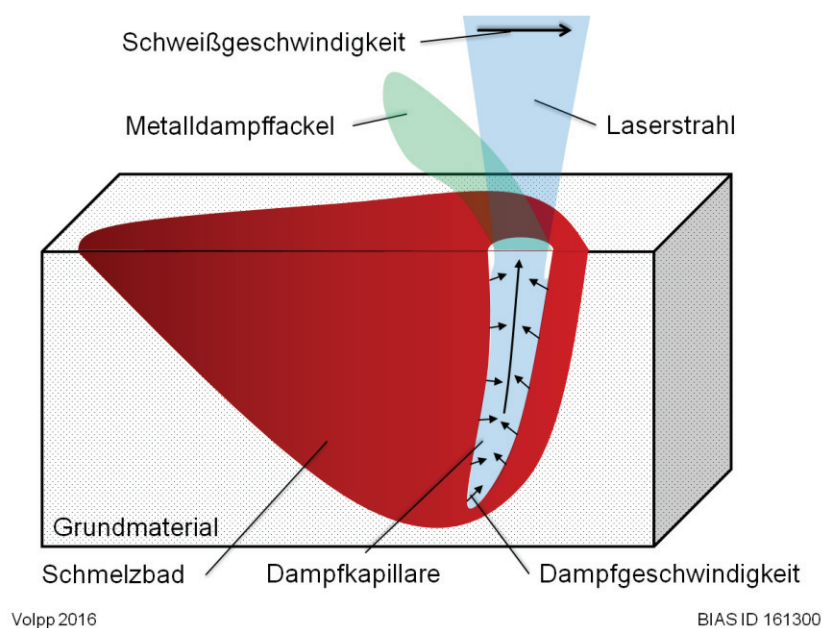


## 2 Stand der Forschung

### 2.1 Die Dampfkapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen

#### 2.1.1 Entstehung der Dampfkapillare

Das Schmelzschweißen von Metallen erfordert eine Energieeinbringung in das Material, um die Schmelztemperatur der Fügepartner zu erreichen. Dies kann bspw. mit Hilfe von Lichtbogenverfahren geschehen. Die Entwicklung von Lasermaschinen machte es möglich, die Energie von Laserstrahlen zur Energieeinbringung zu verwenden. Dabei spielt die Intensität des Laserstrahls eine entscheidende Rolle. Die Intensität beschreibt die Leistung pro Fläche. Bei geringer Intensität wird das Material erwärmt, eine Steigerung der Intensität bewirkt ein Aufschmelzen des Materials. Dabei spricht man vom Wärmeleitungsschweißen, da die an der Oberfläche eingebrachte Energie hauptsächlich durch Wärmeleitung im Material verteilt wird. Die Entwicklung von modernen Laserquellen machte eine weitere Steigerung der Intensität möglich, wodurch im Schweißgut zusätzlich lokale Verdampfung des Materials erreicht werden kann (z. B. [Hüg09]). Diese sog. Tiefschweißschwelle, bei der lokal eine Verdampfung des Materials einsetzt, ist u. a. materialabhängig. Für Stahl wird ein Wert von  $1 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$  angegeben, bei Aluminium  $5 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$  [Mat08]. Oberhalb dieser Schwelle spricht man vom Laserstrahl-tiefschweißen. Dabei entsteht im Material ein Dampfkanal, die sog. Kapillare (engl.: Keyhole) (**Bild 2.1**).



**Bild 2.1:** Schemaskizze des Laserstrahl-tiefschweißprozesses

Die Ausbildung der Dampfkapillare ermöglicht die Bildung von Schweißnähten mit großem Aspektverhältnis (Verhältnis von Einschweißtiefe zu Nahtbreite an der Materialoberfläche) bei vergleichsweise geringem Wärmeeintrag ins Bauteil [Ble07].

Das Laserstrahl-tiefschweißen findet immer mehr Anwendungsgebiete in der Industrie. Der Einsatz eines Lasers als Werkzeug zur Materialbearbeitung verspricht eine Reihe an Vorteilen. Die Bearbeitung findet berührungslos statt und kann automatisiert durchgeführt werden [Vol06]. Zudem werden die Prozessgeschwindigkeiten im Vergleich zu Standardverfahren weit übertroffen (z. B. in [Hüg09]). Trotz intensiver Forschungsarbeiten ist der hochkomplexe Prozess des Laserstrahl-tiefschweißens noch nicht vollständig verstanden, weshalb bei einigen Prozessen die Prozesssicherheit teilweise noch nicht ausreichend garantiert werden kann [Bro08]. Besondere Schwierigkeiten stellen die Prozessdynamik und die daraus resultierenden Prozessungenäen, wie Poren oder Spritzer, dar (z. B. in [Hüg09]). Diese treten verstärkt bei Aluminiumschweißungen aufgrund deren niedrigen kinematischen Viskosität und dem vergleichsweise großen Intervall zwischen Solidus- und Verdampfungstemperatur und daher großem Schmelzbad um die Kapillare auf [Bec96, S.49].

### 2.1.2 Absorptionsmechanismen

#### Fresnel-Absorption

Die Wechselwirkung der elektromagnetischen Laserstrahlung mit den Atomen des Materials bewirkt einen Energieübertrag in die oberste Schicht des Materials, wobei die optische Eindringtiefe einen bis wenige zehn Nanometern beträgt (z. B. in [Hüg09]). Die Absorption der Laserstrahlung findet in der Kapillare an der verdampfenden Oberfläche statt. Die Kapillarwand besitzt keinen scharfen Übergang, sondern eine Übergangsschicht, die sog. Knudsen-Schicht (z. B. [Kni79]), von wenigen Mikrometern Dicke [All95], in der das Material vom flüssigen in den gasförmigen Zustand überführt wird [Kni79]. Die Absorption ist abhängig vom Auftreffwinkel, der Polarisation und der Wellenlänge der Laserstrahlung [Dau95, S. 55] als auch vom Material und von den Eigenschaften der vorhandenen Legierungselemente [Kap12].

Die Absorption der Energie des Laserlichts beim Schweißen unterhalb der Tiefschweißschwelle ist gering [Pro90], da ein Großteil der Energie des Laserstrahls beim Auftreffen auf die flache Oberfläche des Materials reflektiert wird (z. B. [Hüg09]). Die Energieeinkopplung nimmt bei Ausbildung einer Dampfkapillare stark zu. Dies ist einerseits einer Erhöhung des Auftreffwinkels der geöffneten Kapillare zu verdanken als auch der erhöhten Absorption des Materials bei hohen Temperaturen (z. B. [Dau95]). Zudem können Wellenbewegungen an der Kapillarfront bei Verwendung von Nd:YAG-Lasern die Absorption erhöhen [Kap11c].

## Mehrfachreflexionen

Es wird vermutet, dass die Mehrfachreflexionen in der Kapillare eine Rolle bei der Energieeinkopplung in der Dampfkapillare spielen [Dul76]. Die Tatsache, dass die Kapillarrückwand und die Kapillarwurzel während des Schweißens bei hohen Geschwindigkeiten nicht direkt bestrahlt werden und dort dennoch ein Energieeintrag stattfindet [Ama02], deutet darauf hin, dass die Laserstrahlung an der Kapillarwand reflektiert und mehrfach an der Kapillarwand durch Fresnel-Absorption und Dampf bzw. Plasma absorbiert wird, bevor die Strahlen die Kapillare durch deren Öffnung wieder verlassen. So kann ein Großteil der Energie des Laserstrahls zum Energieeintrag beitragen [Ki02b]. Die Energieeinkopplung kann auf 60 % bis 80 % ansteigen [Fab05], bei kleinen Prozessgeschwindigkeiten in Aluminium EN AW-5052 sogar auf 93 % [Kaw11]. Mehrfachreflexionen führen zu einer Verteilung der Energie auch in tiefere Bereiche der Kapillare (z.B. [Bec96]), wodurch die Kapillartiefe erhöht wird [Sol97a]. Es kommt auch zu einer Umverteilung der Energie in der gesamten Kapillare, wodurch lokale Energiemaxima entstehen können. Diese werden von der Neigung und Beschaffenheit der Kapillarwand beeinflusst [Ho04]. Die reflektierten Strahlen können je nach Laserleistung und Schweißgeschwindigkeit zu einer Beeinflussung der Kapillarrückwand führen [Fab05]. Die typische Neigung der Kapillarfront beträgt abhängig von der Blechdicke zwischen  $2^\circ$  und  $8^\circ$  zur Laserstrahlachse [Kap13].

## Plasma- und Dampfabsorption

Ein weiterer Absorptionsmechanismus ist die Absorption im Metaldampf und im Plasma (inverse Bremsstrahlung) [Zha03]. Bei genügend hoher Intensität der Laserstrahlung können der Metaldampf aus der Kapillare bzw. das Umgebungsgas ionisiert werden. Die Plasmaabsorption spielt bei der Materialbearbeitung mit CO<sub>2</sub>-Lasern (Wellenlänge 10.6  $\mu\text{m}$ ) eine große Rolle [Kat12], ist aber bei der Bearbeitung mit Festkörperlasern bei Wellenlängen um 1  $\mu\text{m}$  aufgrund des zu geringen Einflusses auf den Brechungsindex und die Strahlkaustik durch eine Reduktion des Plasmaabsorptionskoeffizienten um den Faktor 100 [Miy97] zu vernachlässigen [Mar01]. Bei Wellenlängen um 1  $\mu\text{m}$  entsteht ein nur schwach ionisiertes Plasma [Shc11a] hoher Dichte [Mat95]. Aufgrund seiner hohen Dichte spielt der in der Kapillare entstehende Metaldampf in der Kapillare eine Rolle bei der Absorption der Laserenergie. Die im Metaldampf absorbierte Energie wird durch Strömung geladener Teilchen und Rekombination an der Kapillarwand oder mittels Wärmediffusion an die Kapillarwand transportiert [Fin90]. Die Energie des Metaldampfs/Plasmas wird weitgehend an die Kapillarwand abgegeben und nur ein kleiner Teil geht mit dem ausströmenden Dampf/Plasma verloren [Bec96, S. 113]. Otto et al. [Ott98] passten ihr Modell einer gemessenen Schweißnahtgeometrie durch Anpassung der Absorption an

und mussten speziell im oberen Bereich der Kapillare die Plasmaabsorption stark berücksichtigen. Dies deckt sich mit Beobachtungen von Cho et al. [Cho12], dass besonders im oberen Teil des Schmelzbades die Dampfabsorption einen großen Einfluss auf die Absorption nimmt. Sohail et al. [Soh15] stellte ebenfalls fest, dass auch beim Schweißen mit dem Faserlaser (Wellenlänge bei 1  $\mu\text{m}$ ) das sekundäre Erwärmen durch Rekondensation des Metaldampfes (/niedrig ionisiertes Plasma) berücksichtigt werden muss, um speziell den oberen Kapillarbereich korrekt modellieren zu können.

### **Wärmetransportmechanismen**

Die mittels Laserstrahlung eingebrachte Energie wird durch Wärmeleitung von der Kapillarwand über die umliegende Schmelze ins feste Material transportiert und definiert somit über das sich einstellende Temperaturfeld im Material die Größe des Schmelzbades und der Wärmeeinflusszone. Zusätzlich wird die Wärme durch Konvektion im Schmelzbad (z. B. [Kle76]) umverteilt. Dies führt zu einer Angleichung der Temperatur an der gesamten Kapillare, besonders zwischen der Schmelze der Kapillarfront- und -rückwand (z. B. [Bec96]). Im Schmelzbad führt der sich einstellende Temperaturgradient zwischen Gebieten hoher Temperatur um die Kapillare und Gebieten niedriger Temperatur beim Übergang zum festen Material zur Ausbildung der durch den Oberflächenspannungsgradienten induzierten Marangoni-Strömung (z. B. [Bec96, S. 68]).

Zudem entstehen an der Kapillarwand Schubspannungen durch den austretenden Metaldampf, die zusätzlich eine Schmelzbadströmung induzieren können [Ber93]. Zusätzlich kann die vom abgelösten Dampf getroffene Kapillarwand mechanisch beeinflusst werden [Jin06] und aufgrund von veränderter Temperatur- und Druckverhältnissen seine Form ändern. Durch die ausgelösten Schmelzbadströmungen können sich stehende Wellen an der Schmelzbadoberfläche ausbilden, die wiederum die Kapillare beeinflussen und zu Anhebungen der Schmelze in und um die Kapillare führen können [Sem95].

Zudem wurde beobachtet, dass sich Stufenformen an der Kapillarfrontwand ergeben [Kap15a], die einen Massetransport der Schmelze mit einer Geschwindigkeit von 4 m/s bis 25 m/s [Eri11] nach unten auslösen. Durch eine lokal erhöhte Verdampfung an einer Stufe wird eine Rückstoßkraft auf die Schmelze ausgeübt, die die Schmelzebewegung auslöst. Dies führt einerseits durch die Abwärtsbewegung der Schmelze zu einem Wärmetransport, andererseits wird die Energie des lokal produzierten abströmenden Metaldampfs durch sekundäres Erwärmen durch Rekondensation in den oberen Schmelzbadbereich umverteilt und bestimmt speziell die Kapillarform in diesem Bereich mit [Soh15].

### 2.1.3 Ausbildung der Dampfkapillare

Das beim Laserstrahl-tiefschweißen entstehende System ist hoch komplex, da sich ein Zusammenspiel aus unterschiedlichen physikalischen Effekten unter Beteiligung von festem, flüssigem und gasförmigem Material sowie teilweise Plasma ausbildet. Diese Phasen wechselwirken sowohl miteinander als auch mit der Prozessumgebung. Das entstehende System bestimmt die Dynamik des Prozesses, wodurch Prozessengängen, wie Poren (z. B. [Miz03]) oder Spritzer, entstehen können (z. B. [Zha13a]).

Die durch den Laserstrahl eingebrachte Energie an der Kapillarwand führt zur lokalen Verdampfung des Materials und erzeugt dadurch einen Rückstoßdruck auf die Kapillarwand (z. B. [And76]). Dieser Rückstoßdruck hält die Dampfkapillare hauptsächlich gegen den Druck der Oberflächenspannung (z. B. [Kro93a]) und des hydrostatischen Drucks (z. B. [Kle76]) der umgebenen Schmelze geöffnet. Um diesen Effekt zu erzeugen ist eine ausreichende Energieeinbringung oberhalb der Tiefschweißschwelle zur Verdampfung der Oberfläche notwendig (s. **Abschnitt 2.1**). Die Energie der Laserstrahlung wird beim Auftreffen auf die verdampfende Schmelze in der Kapillare direkt (Fresnel-Absorption) und durch mehrfache Absorption reflektierter Strahlung absorbiert. Zusätzlich findet dabei ein Energieeintrag über inverse Bremsstrahlung bzw. Absorption im Metaldampf statt. Durch Wärmeleitung und Konvektion im Schmelzbad wird die Wärme abgeführt (z. B. [Kro93a]). Zusätzlich entweicht Wärme durch den ausströmenden Metaldampf. Dieser kann sowohl Scherkräfte auf die Kapillarwand bewirken als auch einen Staudruck  $p_{Stau}$  auf hervorstehende Schmelzeaufwölbungen erzeugen (Gl. 2.1) mit der Dampfgeschwindigkeit  $v_D$  und der Materialdichte  $\rho$ .

$$p_{Stau} = \frac{\rho}{2} \cdot v_D^2 \quad (2.1)$$

Die beschriebenen Phänomene gelten prinzipiell für Durchschweißungen und Einschweißungen, wobei dem Metaldampf bei Durchschweißungen zwei Kapillaröffnungen zum Entweichen zur Verfügung stehen.

Aufgrund der in der Kapillare vorherrschenden hohen Temperaturen und Drücken ist die Messbarkeit von Prozessgrößen während des Schweißens stark eingeschränkt. Es wurden Methoden entwickelt, um einige Kapillareigenschaften erfassen zu können. Die Temperatur in der Kapillare konnte bisher noch nicht zuverlässig direkt gemessen werden, weshalb auf Modellierungen zurückgegriffen wird. Cho et al. [Cho06] erkannten in der Simulation des Prozesses des gepulsten Laserbohrens, dass das Bohren nach abgeschlossenem Puls kurzzeitig weiter passiert und schlossen, dass an der Kapillarwand eine Überhitzung vorliegen muss. Kroos et al. [Kro92] errechneten eine

Überhitzung der Kapillarwand um 100 K oberhalb der Verdampfungstemperatur des Materials.

Eine Beobachtung mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen kann die Kapillaröffnung an der Materialoberfläche zeigen [Wil93]. Anhand von Schweißungen von Aluminium hinter transparentem Material konnte mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (Aufnahmefrequenz 1000 Hz) z. B. gezeigt werden, dass der Kapillardurchmesser an der Materialoberfläche um das 1- bis 1.5-fache größer ist als der Strahldurchmesser [Sku04]. Mit Hilfe von Zwischenlagen aus Niobfolien/-drähten [Ber97], Wolframfolien [Vol15] oder Nickelfolien [Bey13, S. 155f] konnte die Kapillarbreite in verschiedenen Materialtiefen angenähert werden. Eine auf Interferometrie basierende Methode ermöglicht durch Mittelung des stark oszillierenden Messsignals die Bestimmung der Kapillartiefe während des Schweißens [Bol13a]. Zudem eignen sich Online-Röntgenaufnahmen zur Bestimmung der Geometrie der Kapillare (z. B. [Bol13a]).

Es konnte festgestellt werden, dass auch die Dampffackelposition des aus der Kapillare ausströmenden Dampfes Rückschlüsse auf die Kapillarform zulässt (z. B. [Bro14b]). Unter der Voraussetzung, dass der Metaldampf immer unter gleichem Winkel von der Kapillaroberfläche abströmt [Ber11a], konnte Fabbro [Fab10] durch Beobachtung der Richtung der ausströmenden Metaldampffackel verschiedene Prozessregime bei Variation der Schweißgeschwindigkeit unterscheiden. Es konnte eine Korrelation zwischen dem Winkel der Dampffackel und der Neigung der Kapillarfront gefunden werden. Bei Schweißgeschwindigkeiten kleiner als 5 m/min (Rosenthal-Regime) kann näherungsweise von einer zylindrischen Kapillarform [Fab09] und einem großen umgebenden Schmelzbad ausgegangen werden. Aufgrund der geringen Neigung der Kapillare wird die gesamte Kapillarwand von der Laserstrahlung direkt und gleichermaßen getroffen [Fab09].

#### 2.1.4 Kapillarmodelle

Die beschriebenen physikalischen Phänomene wurden in Prozessmodellen unterschiedlich berücksichtigt. Einige für den Aufbau des Modells in **Kapitel 5** relevanten Ansätze sollen hier genannt werden.

Ausgehend von einem Energiegleichgewicht an der Kapillarwand modellierten Andrews et al. [And76] das Schmelzbad und die Kapillare mit Hilfe der Bernoulli-Gleichung und konnten unter der Annahme, dass die gesamte eingestrahelte Leistung in die Verdampfung des Materials fließt, eine Kapillarform ermitteln, die der mit Hilfe von Röntgendurchstrahlung ermittelten Kapillarform gut entspricht. Zur Prozessmodellierung wurden von Finke et al. [Fin90] erstmals die Plasmaabsorption

und der Transportmechanismus der Energie ins Werkstück beschrieben und berücksichtigt.

Dowden et al. [Dow89] verwendeten eine Exponentialfunktion mit von der Elektronendichte und dem Ionisationsgrad abhängigem Absorptionsgrad und konnten unter der Annahme einer zylindrischen Kapillare und der Beschränkung auf die Berücksichtigung der radialen Wärmeleitung bei kleinen Schweißgeschwindigkeiten die Temperaturverteilung in der Kapillare und daraus die Kapillargeometrie berechnen [Dow87].

Beck [Bec96] stellte ein Kapillarmodell basierend auf einer glockenförmigen Kapillare auf, wobei die Kapillare in Elemente unterteilt und jeweils der Gleichgewichtszustand unter der Annahme von Verdampfungstemperatur auf der Kapillaroberfläche iterativ bestimmt wurde. Die berechneten Mehrfachreflexionen führen zu einer erhöhten Absorption an der Kapillarspitze, wobei bereits kleine geometrische Abweichungen der Kapillare die Energieverteilung ändern können. Das Modell ist nicht für dynamische Analysen vorgesehen.

Weitere Kapillarmodelle berücksichtigen zudem das Druckgleichgewicht an der Kapillarwand. Der Ablationsdruck (z. B. [Mat97]) wirkt dabei hauptsächlich gegen den Oberflächenspannungsdruck [Sol97b]. Diesen Ansatz verfolgten Kroos et al. [Kro93a] und Klein et al. [Kle94], die eine Zylinderwärmequelle benutzten, um die Kapillarform zu berechnen. Es konnte ein selbstkonsistentes Kapillarmodell durch die Lösung des Energie- und Druckgleichgewichts erstellt werden, das die Absorption eines gaußförmigen Laserstrahlintensitätsprofils annimmt, wobei die Art der Absorption nicht näher bestimmt ist und sich die eingekoppelte Energie gleichmäßig in der Kapillare verteilt. Der Ablationsdruck wurde dabei nach Iida et al. [Iid88] bestimmt. Es wurde angenommen, dass kein vertikaler Schmelzetransport stattfindet und kleine Schweißgeschwindigkeiten vorliegen, sodass eine vereinfachte Lösung der Wärmeleitungsgleichung für eine Zylinderwärmequelle verwendet werden konnte. Der Durchmesser der zylindrischen Kapillare wurde zu 1.7 Mal so groß wie der Laserstrahldurchmesser berechnet [Kro93b]. Skupin [Sku04] bestimmte den Kapillardurchmesser an der Materialoberfläche zu 1 Mal bis 1.5 Mal den Laserstrahldurchmesser, Semak et al. [Sem95] sogar auf das 1.6- bis 2-fache.

Neuere Prozessmodelle werden mit numerischen Methoden berechnet. So lässt sich bspw. die Kapillarausbildung modellieren [Ott12]. Rechnerisch konnte ermittelt werden, dass typischerweise 15 Mehrfachreflexionen vor dem Verlassen des Strahls erfolgen [Ott12]. Z. B. konnten Ki et al. [Ki02a] eine „ray-tracing“ Methode zur Modellierung der Ausbildung der Kapillare in ein numerisches Strömungsmodell implementieren. Chongbunwatana [Cho14] optimierte diese Methode. Es konnte

festgestellt werden, dass die Mehrfachreflexionen zur Modellierung des Energieeintrags notwendig sind. Allerdings haben numerische Methoden oft den Nachteil von vergleichsweise langen Berechnungszeiten.

### 2.1.5 Kapillardynamik

#### 2.1.5.1 Ursachen der Kapillardynamik

Bereits Arata et al. [Ara83] stellten in Röntgendurchstrahlungsmessungen fest, dass die Kapillare nicht stabil ist, sondern fluktuiert. Als Ursachen für das dynamische Kapillarverhalten kommen mehrere Effekte in Betracht. Die Dynamik kann in einer Änderung der effektiven Laserleistung begründet liegen. Es wird vermutet, dass dies einerseits durch Schwankungen der Laserleistung des Prozesslaser [Shc11b] und der Intensitätsverteilung [Miz03] oder durch Abschirmung der Laserstrahlung, z. B. durch Dampf- oder Plasmaabsorption und durch Spritzer [Miz03], geschehen kann. Zudem können Schmelzbadbewegungen die Kapillardynamik beeinflussen [Miz03].

Aber auch Effekte, die sich innerhalb der Kapillare abspielen, können ein dynamisches Verhalten auslösen. Die Reibung des ausströmenden Metaldampfes kann Scherkräfte auf die Kapillarwand ausüben [Ber11a]. Eine lokale Winkeländerung der Kapillarwand kann die Absorption lokal beeinflussen [Miz03], wodurch sich auch der Rückstoßdruck ändert. Lokale Variationen der Oberflächenspannung im Material, hervorgerufen durch eine Änderung der Legierungszusammensetzung, können ebenfalls den lokalen Rückstoßdruck und die lokale Verdampfung verändern.

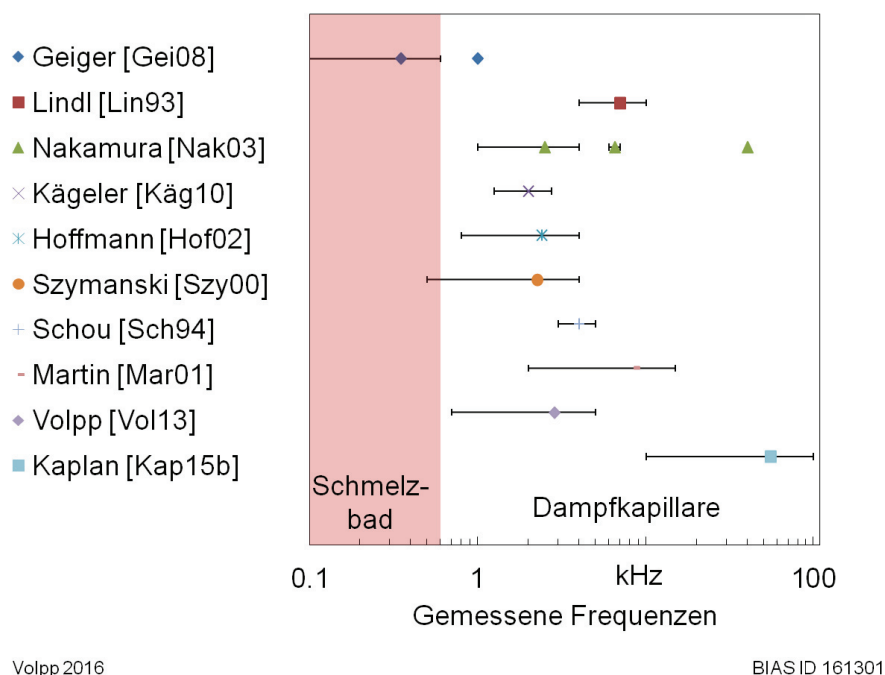
Klassen [Kla00] schlägt die Betrachtung des Prozesses als ein selbsterregtes System vor, das als gekoppeltes Feder-Masse-Schwinger-System (Dampf-Kapillare) beschrieben werden kann. Bei hoher eingebrachter Energie wird mehr Metaldampf pro Zeit produziert, der zu einer erhöhten Dichte des Dampfes und zu einer erhöhten Streuung des Laserstrahls führt. Dadurch wird weniger Energie im Prozess absorbiert, weniger Dampf produziert, weniger Strahlung gestreut und wiederum eine höhere Energieeinbringung erreicht. Die Kapillare zeigt daher kein gedämpftes Verhalten, sondern ist inhärent dynamisch.

#### 2.1.5.2 Experimentelle Bestimmung der Prozessdynamik

Direkte Messsysteme der Kapillardynamik sind zurzeit nicht mit ausreichender zeitlicher Auflösung verfügbar. Indirekt lässt sich die Prozessdynamik aber über die Prozessemissionen bestimmen. Prozessemissionen lassen sich in zwei Kategorien einteilen [Sha05]. Der Körperschall lässt sich direkt im geschweißten Material messen und befindet sich in einem Frequenzbereich zwischen 50 kHz bis 200 kHz [Sha05]. Optische und akustische Emissionen werden an die Umgebung abgegeben. Die



akustischen Emissionen entstehen aufgrund der Änderung der inneren Struktur des Werkstücks, der Oberfläche, dem Metaldampf und aus Laserstrahlrückreflexen [Sha05], die mit Bewegungen der Kapillare korrelieren. Optische Emissionen haben ihren Ursprung in Prozessemissionen von sichtbarem Licht bis in den infraroten Bereich, als auch aus dem Plasma (verstärkt beim Schweißen mit dem CO<sub>2</sub>-Laser) im Bereich von 190 nm bis oberhalb von 400 nm und aus der Wärmestrahlung der entstehenden Spritzer zwischen 1000 nm und 1600 nm [Ono92]. Die Prozessdynamik wurde von zahlreichen Autoren mit verschiedenen Methoden experimentell detektiert (**Bild 2.2**). Im Folgenden werden die wesentlichen Methoden und die ermittelten dynamischen Prozessfrequenzen vorgestellt.



**Bild 2.2:** Messungen von Prozessfrequenzen

### Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

Einerseits lassen sich Schmelzbadoszillationen mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Schmelzbadoberfläche aufnehmen (z. B. [Voe90]) und die Oszillationen der Kapillaröffnung beobachten. Andererseits können Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zur Beobachtung der Kapillarwand genutzt werden. Kaplan et al. [Kap15b] konnten an der Kapillarfrontwand komplexe Strukturen von Fluktuationen feststellen, die sich in Zeiträumen zwischen 10  $\mu$ s und 100  $\mu$ s ausbilden.

### Optische und akustische Emissionen

Zur Messung der Oszillationen der Kapillare kann das Prozessleuchten verwendet werden [Gei09]. Lewis et al. [Lew85] konnten durch optische und akustische

Aufnahmen erstmals Prozessoszillationen aufnehmen. Lindl et al. [Lin93] konnten durch akustische und optische Messungen mit anschließender Fouriertransformation der gemessenen Zeitsignale Kapillarfrequenzen von 4 kHz bis 10 kHz messen. Geiger et al. [Gei08] konnten durch Messung der optischen Prozessemissionen mit einer Siliziumdiode (Sensitivität: 300 nm bis 900 nm) Kapillarschwingungen zu Frequenzen von 3 kHz zuordnen. Nakamura et al. [Nak03] bestimmten akustische und optische Emissionen in Bereichen von 1 kHz bis 4 kHz, 6 kHz bis 7 kHz und bei 40 kHz. In optischen Messungen liegen die Hauptpeaks unterhalb von 5 kHz, bei akustischen Messungen zwischen 1 kHz und 4 kHz. Schou et al. [Sch94] konnten in akustischen Messungen Kapillarfrequenzen von 3 kHz bis 5 kHz ermitteln. Kägeler [Käg10] detektierte Kapillarschwingungen mittels Messdioden im Bereich von 1.5 kHz bis 2.5 kHz. Nakamura et al. [Nak97] stellten auch fest, dass die Peaks der optischen und akustischen Emissionen bei höheren Schweißgeschwindigkeiten höhere Frequenzen zeigen. Zwei signifikante Peaks konnte Szymanski et al. [Szy00] immer zwischen 0.5 kHz und 4 kHz beobachten, wobei die genauen Frequenzen, Amplituden und Peakbreiten vom Material und den Parametern der Schweißung abhängen. Es konnte geschlossen werden, dass die Peaks nicht aus Schwankungen der Laserenergie des Lasergeräts stammen. Hoffman et al. [Hof02] konnten bei CO<sub>2</sub>-Laserschweißungen signifikante Peaks in optischen und akustischen Emissionen bei 3.9 kHz feststellen. Dabei korrelierten die optischen und akustischen Signale. Farson et al. [Far98] konnten ebenfalls erkennen, dass optische und akustische Signale korrelieren und sich die Emissionsspektren bei einer Variation der Laserleistung und der Schweißgeschwindigkeit ändern. Daher wird angenommen, dass eine Variation des Energieeintrags die Kapillardynamik verändern kann. Diese optischen und akustischen Messmethoden der Prozessdynamik fanden Einzug in die Prozessüberwachung (z. B. bereits in [Hey95]).

### **Oszillationen der Dampffackel**

Gatzweiler et al. [Gat88] konnten experimentell einen Zusammenhang zwischen der Dynamik der Metaldampffackel und der Prozessakustik feststellen, was Farson et al. [Far99] bereits theoretisch berechnet hatten. Eine Vermessung der Dampffackel als Indikator für die Kapillardynamik konnte zeigen, dass große Dampffackelfluktuations mit einer hohen Porosität korrelieren [Mat00]. Geringe Dampffackelfluktuations, wie sie bei hohen Schweißgeschwindigkeiten (>6 m/min) auftreten, führen zu geringerer Porosität.

Wang et al. [Wan12] konnten nach einer Beobachtung der Dampffackel mittels Hochgeschwindigkeitskameras schließen, dass die Dampffackelbewegung von Kapillarsoszillationen hervorgerufen wird. Die Kapillaröffnungsfluktuationen konnten

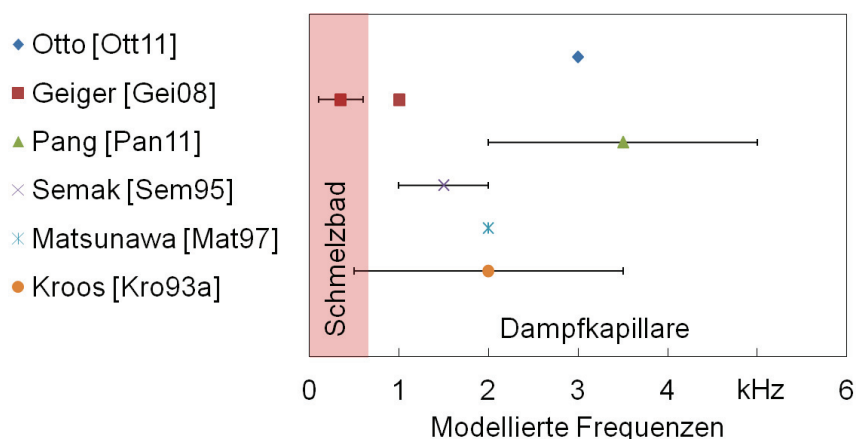
mit Hilfe von Röntgendurchstrahlungsaufnahmen während des Prozesses zu der Fackelbewegung korreliert werden [Mat02]. Die Messung von Eigenschaften der Dampfackel kann daher als indirekte Methode zur Messung der Kapillarszillationen herangezogen werden. Die nach Austritt aus der Kapillare entstehende Dampfackel zeigt eine hohe Dynamik. Eine Auswertung der Dampfackelposition ergab, dass sich Eigenfrequenzen der Fackel zu mehreren 100 Hz ergeben [Sem95]. Eine dynamische Messung der Oszillation der Dampfackel konnte auf Basis von Untersuchungen von Fabbro et al. [Fab06a] mit Hilfe einer Stabilisierung des ausströmenden Dampfes Frequenzen von 1 kHz bis 4 kHz zeigen [Vol13]. Eine Frequenzanalyse der zeitlichen elektrischen Schwankungen der Dampfackel konnten Frequenzen zwischen 2 kHz und 15 kHz aufzeichnen, die auf die Geometrieänderung der Kapillare zurückgeführt wurden [Mar01].

### Online-Röntgendurchstrahlung

Die Messung mittels Online-Röntgendurchstrahlung machte die direkte Aufnahme des Tiefschweißprozesses in Metallen möglich (z. B. [Mat00]). Allerdings reicht die zeitliche Auflösung heutiger Röntgensysteme nicht aus, um die hochfrequenten Kapillarbewegungen darzustellen [Bol13a].

#### 2.1.5.3 Modellierung der Prozessdynamik

Es wurden zudem Prozessmodelle entwickelt, die die Prozessdynamik (**Bild 2.3**) darstellen können, um die physikalischen Zusammenhänge innerhalb des komplexen Systems besser zu verstehen und nicht messbare Prozessgrößen zu bestimmen.



**Bild 2.3:** Modellierte Prozessfrequenzen

Otto et al. [Ott10] konnten die Temperaturfeldausbildung im Schweißprozess numerisch simulieren und die Abwärtsbewegung der Schmelze an der Kapillarfront, sowie

Oszillation des Schmelzbades erkennen. Kapillarfrequenzen konnten zu 3 kHz bestimmt werden [Ott11].

Geiger et al. [Gei08] berechneten in einem numerischen Strömungsmodell longitudinale Schmelzbadwellen mit Frequenzen von 100 Hz bis 200 Hz und transversale Schmelzbadoszillationen von 400 Hz bis 600 Hz. Frequenzen um 1 kHz wurden der Dampfkapillare zugeordnet.

Pang et al. [Pan11] entwarfen ein selbstkonsistentes numerisches Kapillarmodell zur Berechnung des dynamischen Kapillarverhaltens. Der Frequenzbereich der Kapillare wurde zu 2 kHz bis 5 kHz berechnet. Der Kapillarkollaps, der zu Gaseinschlüssen führt, entstand im mittleren Bereich der Kapillare.

Semak et al. [Sem95] erstellten ein Modell, das die Kopplung von Kapillarauslenkung und Badauslenkung in einer Differentialgleichung beschreibt. Das System wird als gedämpfter, nichtlinearer Oszillator betrachtet. Einschwingvorgänge werden vernachlässigt, die Anregung des Systems geschieht durch Laserleistungsmodulation. Die größte Destabilisierung der Kapillare konnte bei Anregungen zwischen 1 kHz und 2 kHz erkannt werden.

Matsunawa et al. [Mat97] konnten in einem numerischen Strömungsmodell berechnen, dass an der Kapillarfront Stufen auftreten, die mit Amplituden, die kleiner als der Kapillardurchmesser sind, schwingen. Nach 0.5 ms (entspricht einer Frequenz von 2 kHz) entsteht eine neue Stufe an der Kapillarwand. Es bilden sich höhere Frequenzen der Stufenbildung bei höheren Schweißgeschwindigkeiten. Die Modellvorhersagen konnten mit akustischen und optischen Prozessemissionsmessungen validiert werden.

Basierend auf den Navier-Stokes-Gleichungen konnten Kroos et al. [Kro93a] ein dynamisches Modell erstellen, das die radialen Schwingungen der vereinfacht zylindrisch angenommenen Kapillarwand berechnen kann. Es konnte geschlossen werden, dass die Kapillare während des Schweißens keinen stabilen Zustand erreicht. Bei Durchschweißungen von 1 mm dicken Eisenplatten konnten Frequenzen der radialen Kapillarschwingungen von 500 Hz bis 3500 Hz gefunden werden. Bei einer Vergrößerung des Kapillardurchmessers konnte eine Reduzierung der Frequenz festgestellt werden. Die berechneten Frequenzen steigen linear mit der Schweißgeschwindigkeit für Kupfer, Aluminium und Eisen an.

Pleteit [Ple01] entwickelte ein dynamisches Kapillarmodell des Durchschweißens durch dünne Bleche zur Beschreibung der komplexen Dynamik der Kapillare. Eine quasi-statische, zylindrische Kapillare wurde auf Basis einer Druckbilanz unter vereinfachter Absorptionsberechnung ermittelt. Unter Beibehaltung der zylindrischen Kapillarform wurde ein Differentialgleichungssystem gelöst, das das zeitliche Druck-

und Radiusverhalten in der Kapillare abbildet. Zur Berechnung der Druckänderung wurde die Entstehung und das Abströmen des Metaldampfes als auch die Volumenänderung durch Radiusänderung der Kapillare berücksichtigt. Die Radiusänderung basiert auf der Änderung des Kapillarinnendrucks und der Oberflächenspannung aus der Krümmung der Kapillarwand und der Schmelzbadaufwölbung an der Oberfläche. Zusätzlich wurde die Viskosität zur Beschreibung der angenommenen Dämpfung als Faktor berücksichtigt.

## **2.2 Prozessungängen**

### **2.2.1 Arten von Prozessungängen**

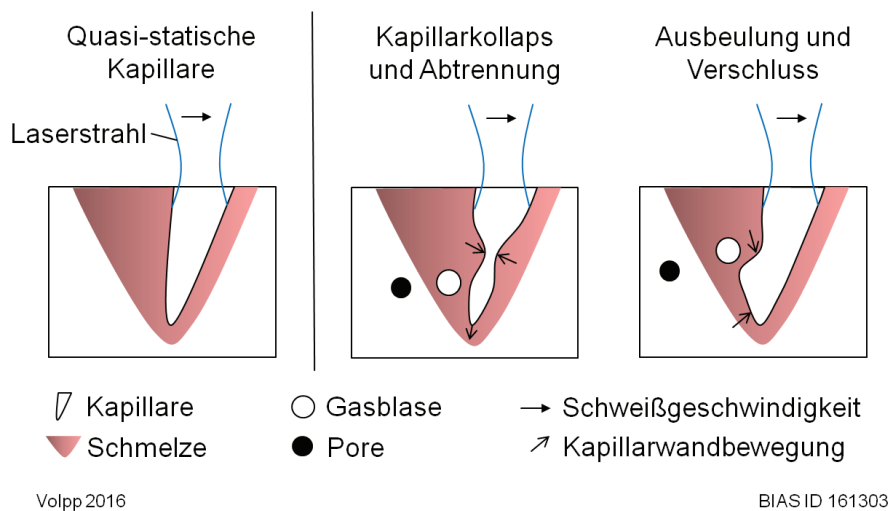
Neben Ungängen wie z. B. der Bildung von Heiß- (z. B. [Tan14]) oder Kaltrissen (z. B. [Poh99]) oder einem Nahteinfall sind Poren besonders unerwünscht, da sie Fehlstellen markieren, die zu einer Festigkeitsminderung der Schweißnaht führen können. Im Gegensatz zu Mikroporen, die i. d. R. aufgrund der besseren Löslichkeit vieler Umgebungsgase oder Zusatzelemente (wie Wasserstoff) im Material entstehen, führen Makroporen bzw. Prozessporen i. d. R. zu Qualitätsverlusten [Zha03]. Diese Prozessporen, in dieser Arbeit als Poren bezeichnet, sollen im Weiteren genauer betrachtet werden. Zudem werden Spritzer als kritisch angesehen, da sie einen Materialverlust darstellen (z. B. [Hei15]) und teilweise auf der Materialoberfläche erstarren, anhaften und vor weiteren Prozessschritten aufwändig entfernt werden müssen. Allerdings können kleine Spritzer auch vor dem Auftreffen auf der Materialoberfläche erstarren und nicht anhaften und sind daher weniger kritisch, können aber insbesondere durch den Wärmeübertrag beim Auftreffen auf kritischen Oberflächen zu lokaler Materialbeeinflussung führen.

Es gibt unterschiedliche aus Modellen und Beobachtungen abgeleitete Theorien, wie Poren und Spritzer entstehen und wie man ihr Auftreten reduzieren kann. Die wesentlichen Theorien sollen im Folgenden erläutert werden.

### **2.2.2 Prozessporen**

Voraussetzung für die Bildung einer Pore scheint der Einschluss von Umgebungsgas in eine Gasblase im Schmelzbad zu sein. Es ist bekannt, dass selbst bei einer makroskopisch stabilen Kapillare aufgrund eines entstehenden Unterdrucks in der Kapillare durch Kapillarbewegungen Umgebungsgas in die Kapillare eingezogen werden kann [Ber11a]. Tsukamoto et al. [Tsu03] konnten dies bestätigen, indem durch Aufbohren von Poren in einer Vakuumkammer und spektrometrischer Analyse der entweichenden Gase jeweils die verwendeten Umgebungs- bzw. Schutzgase aus der Pore identifiziert werden konnten. Nach dem Einzug des Gases in die Kapillare muss dieses wahrscheinlich entweder durch einen Kapillarkollaps oder durch eine

Einschnürung einer Ausbeulung an der Kapillarwand in einer Gasblase eingeschlossen werden (**Bild 2.4**). Diese verbleibt, falls sie nicht die Oberfläche des Schmelzbades oder die Kapillarwand erreicht, nach der Erstarrung des Schmelzbades als Pore im Material zurück [Set99]. Cho et al. [Cho12] konnten in einem numerischen Strömungsmodell die Gasblasen in der Schmelze simulieren und feststellen, dass ein Aufsteigen und Entweichen des Gases aufgrund der Viskosität der Schmelze teilweise nicht möglich ist. Der Metaldampf in den Gasblasen, die nur mit Metaldampf gefüllt sind, kondensiert und kann daher keine Poren bilden [Ber11b].



**Bild 2.4:** Mögliche Mechanismen der Porenentstehung

Die Auslöser und Mechanismen, die zu einer Porenbildung führen, werden seit langem diskutiert, sind aber noch nicht abschließend geklärt. Mögliche Mechanismen werden im Folgenden erläutert.

### Gaseinzug

Es werden in der Literatur drei Möglichkeiten genannt, die einen Einzug von Umgebungsgas ermöglichen.

- Ausbeulen der Kapillarrückwand (z. B. [Mat98])
- Kapillartiefenänderung (z. B. [Tsu03])
- Wellenbewegung der Kapillarwand (z. B. [Mat97])

Ein Ausbeulen und eine Tiefenänderung der Kapillare können eine Vergrößerung des Kapillarvolumens und dadurch einen Unterdruck erzeugen, der in einem Gaseinzug resultiert. Zudem entstehen durch die Wellenbewegung der Kapillarrückwand wiederkehrende Unterdruckgebiete und dadurch Wirbel des Umgebungsgases [Mat97]. Der Druck kann dabei um 100 kPa unterhalb des Umgebungsdrucks sinken [Pan16a], wodurch Gas eingelesen und innerhalb von  $<0.2$  ms Gasblasen formen kann [Pan16b].

### **Kapillareffekte als Ursache für Poren**

Die Ursache der Porenbildung wird u. a. in der Kapillare vermutet [Fuj04]. Drei Mechanismen werden in der Literatur diskutiert.

Ein Kapillarkollaps wird nach Müller [Mül02, S. 39f] durch die Kapillardynamik ausgelöst, führt zur Einschnürung und dann zur Abschnürung eines Kapillarbereichs. Zhao et al. [Zha11] konnten in einer 3-Phasensimulation und Boley et al. [Bol13a] in Online-Röntgendurchstrahlungsmessungen eine Kapillartiefenfluktuation zeitlich vor einem Kollaps erkennen.

Ein Ausbeulen der Kapillarrückwand kann entstehen, wenn der zeitlich und örtlich variierende Metaldampf von der Kapillarfront entweicht und teilweise auf die Kapillarrückwand trifft [Mat98]. In Online-Röntgendurchstrahlungsaufnahmen ist zu sehen, dass der Dampfjet Gasblasen auslösen kann und eingeschlossene Gasblasen mit der Schmelzbadströmung mitgezogen werden [Mat00]. Ki et al. [Ki02b] konnten in einem numerischen Modell ebenfalls Ausbeulungen der Kapillarrückwand sehen, die bereits durch intensive Reflexe der Laserstrahlung von der Kapillarfront entstehen. Eine Verdampfung von Legierungselementen mit hohem Dampfdruck kann diese Art der Porenbildung unterstützen [Mur90].

Mrna et al. [Mrn15a] erkannte, dass in der Kapillare durch erhöhte Absorption in regelmäßigen, zeitlichen Abständen ein kritischer Zustand erzeugt wird und zu einem Plasmaausstoß führen kann. Dies führt zu einer Temperatur- und Druckreduktion in der Kapillare und kann daher als Ursache für Porenbildung in Betracht kommen.

### **Schmelzbad als Auslöser für Poren**

Zusätzlich zu den Phänomenen, die sich in der Kapillare abspielen, treten Effekte im Schmelzbad auf, die komplexe Strömungen durch Umströmen der Kapillare [Bec96], Wärmeausgleichsströmungen [Jin04] oder durch Ausbilden der Marangoni-Strömung (z. B. [Bac00]) auslösen und zu einem Kapillarkollaps [Gei09] und damit zur Porenbildung [Zha03] führen können. Zusätzlich kann bei hoher Schmelzbadynamik die Schmelze vom Schmelzbadrand zurückreflektieren und so einen Kollaps der Kapillare einleiten [Mat98]. Berger et al. [Ber10a] konnten anhand von Beobachtungen von Schweißungen in Eis erkennen, dass sich die Schmelzeströmung an der Kapillarwurzel umkehrt und nach oben wandert. Dieser umgelenkte Schmelzestrom kann die Kapillare auf Höhe der halben Einschweißtiefe schließen, wenn er auf abwärtsgerichtete Strömungen trifft [Cho01]. Nach Lin et al. [Lin16] dauert dieser Prozess 1.5 ms. Eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf Aluminium ist teilweise gegeben, da wichtige Materialwerte wie die Viskosität von Wasser und flüssigem Aluminium vergleichbare Dimensionen haben [Ber14].

## Messung der Porosität

Zur Auswertung der Porosität in Schweißnähten werden oft Querschliffe herangezogen. Die mikroskopischen Aufnahmen der Querschliffe werden für eine Porenanalyse mittels Grauwertauswertung verwendet. Der Nachteil dieser Methode ist, dass im Querschliff die tatsächlichen Dimensionen der Poren durch Fehlen der Informationen der dritten Dimension nicht erkannt werden können. Die Röntgendurchstrahlungsprüfung (z. B. [DIN07]) ist eine standardisierte, häufig angewandte, zerstörungsfreie Methode zur Detektion und Bewertung industriell hergestellter Schweißnähte bezüglich des zulässigen Porenanteils an der Naht und der zulässigen Porengröße. Mit Hilfe von Online-Röntgendurchstrahlungsaufnahmen lässt sich die Gasblasenentstehung sogar während des Schweißens beobachten (z. B. [Mat00]).

Unterschiedliche Autoren untersuchten mit Hilfe der genannten Methoden den Einfluss von Prozessparametern auf die Porosität. Gref [Gre05] konnte eine sinkende Porenanzahl pro Längeneinheit bei ansteigender Laserleistung erkennen. Dagegen erkannte Weberpals [Web10], dass bei steigender Einschweißtiefe mehr Poren pro Längeneinheit entstehen. Mizutani et al. [Miz03] konnte bei Schweißungen in vorgewärmten, flüssigem Zink in Online-Röntgendurchstrahlungsaufnahmen sehen, dass Poren an der Kapillarwurzel entstehen. Bei großer Defokussierung des Laserstrahls und dadurch einer global breiteren Kapillare entsteht ein stabileres System und dadurch weniger Gasblasenbildung. Katayama et al. [Kat09a] konnten in Online-Röntgendurchstrahlungsaufnahmen erkennen, dass bei ansteigender Schweißgeschwindigkeit weniger Gasblasen im Prozess entstehen. Dynamische Schweißprozesse bei kleinen Schweißgeschwindigkeiten führen zu erhöhter Porenbildung. Daher wurde geschlossen, dass Kapillarszillationen mit der Porenbildung korrelieren [Pan11].

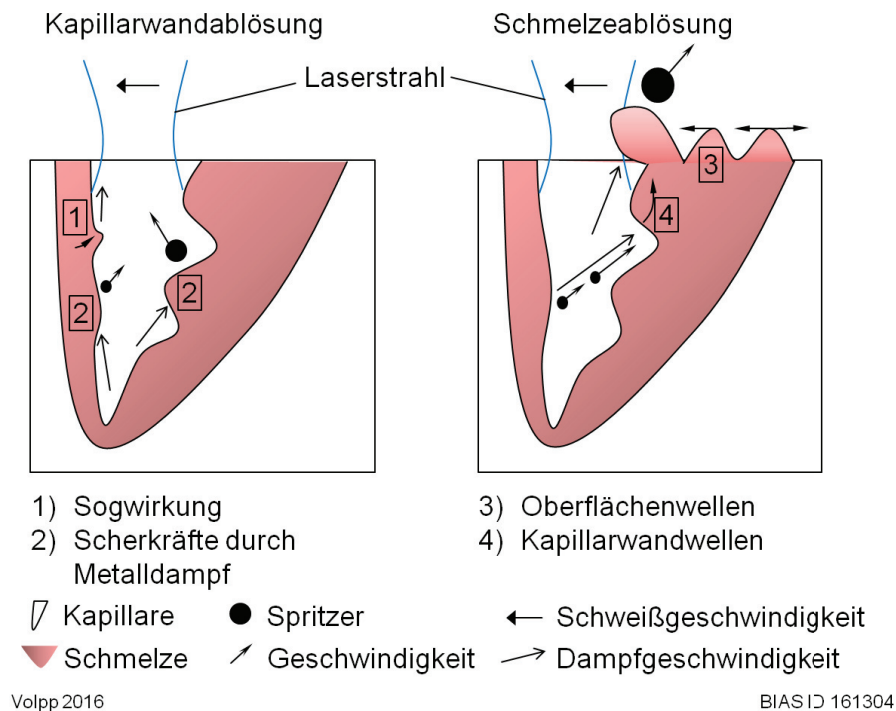
### 2.2.3 Spritzer

Spritzer werden oft als Maß für die Stabilität eines Schweißprozesses verwendet, da vermutet wird, dass sich Spritzer aus der Prozessdynamik bilden. Spritzer entstehen, wenn ein lokales Schmelzevolumen genügend kinetische Energie übertragen bekommt, um die Oberflächenspannung zu überwinden und das Schmelzbad zu verlassen [Kap11a]. Daher kann die Bedingung für eine Tropfenablösung nach Kaplan et al. [Kap11a] mit Gleichung 2.2 beschrieben werden, wobei  $\rho$  die Dichte des Materials,  $v_{schmelze}$  die Schmelzgeschwindigkeit,  $\sigma$  den Oberflächenspannungskoeffizienten und  $S$  den Radius der Schmelzaufwölbung beschreibt.

$$\rho \cdot v_{schmelze}^2 > 2 \cdot \frac{\sigma}{S} \quad (2.2)$$



Je nach vorhandener kinetischer Energie entstehen unterschiedliche Spritzer in ihrer Anzahl, Größe, Ablösegeschwindigkeit, Entstehungsart und dem Entstehungsort [Ber11a]. Bei kleinen Schweißgeschwindigkeiten ( $<5$  m/min) geschieht die Spritzerablösung meist vom Rand der Kapillareintrittsöffnung [Web10]. Die Ursache der Bildung von Spritzern wird in der Kapillardynamik und der Schmelzbadströmung gesehen (**Bild 2.5**). Die in der Literatur beschriebenen möglichen Mechanismen werden im Folgenden erläutert.



**Bild 2.5:** Theorien zur Spritzerentstehung

### Kapillarwandablösung

Kapillarwandfluktuationen bzw. wandernde Stufen an der Kapillarfront [Ber10a] in Kombination mit Scherkräften des Metalldampfes [Ama02] erzeugen Tropfenablösungen an der Kapillarfront- oder -rückwand [Zha13a]. Dadurch werden kleine Tropfen von den Seiten der Kapillare oder von der Kapillarfront abgelöst (**Bild 2.5,2**) [Kap08]. Diese kleinen Spritzer können zudem durch unregelmäßige Plasmaausstöße oder das Verdampfen von Legierungselementen mit niedriger Verdampfungstemperatur ausgelöst werden. Kawahito et al. [Kaw07] konnten in Online-Röntgendurchstrahlungsaufnahmen (Aufnahmefrequenz 1 kHz) erkennen, dass diese Spritzer verstärkt an der Kapillarwurzel erzeugt werden. Die schnelle Bewegung des Metalldampfes mit geringerer Dichte als die der Schmelze erzeugt einen Druckunterschied und dadurch eine Sogwirkung, welche ebenfalls zu einer Aufwölbung führen kann (**Bild 2.5,1**) [Ray83].

### Direkte Schmelzeablösung

Zusätzlich werden Schmelzbadströmungen als Auslöser für Spritzer vermutet, die z. B. durch Umströmen der Dampfkapillare entstehen. Der von der Kapillarfront entweichende Metaldampf trifft je nach dessen Neigung auf die Kapillarrückwand. Teilchen, die an der Kapillarfront abgelöst werden, können durch Aufheizen im Laserstrahl teilweise verdampfen, dadurch einen zusätzlichen Druck aufbauen und an die Kapillarrückwand geschleudert werden (**Bild 2.5,4**). Dadurch wird Wärme und ein Impuls zusätzlich zum bereits vorhandenen Metaldampfdruck induziert [Zha13b]. Solche Materialauswürfe spielen eine wichtige Rolle beim Offenhalten der Kapillare, führen aber auch zu zusätzlichen Schmelzbadbewegungen und können daher Schmelzbadaufwölbungen an der Schmelzbadoberfläche auslösen. Niedrig verdampfende Legierungselemente, wie z. B. Zink, können diesen Effekt verstärken [Kap11a]. Die so verursachten Wellen sind deutlich größer als die kleinen Kapillarwandfluktuationen bei Wellenlängen von  $10^{-3}$  cm bis  $10^{-2}$  cm. Bei Erreichen der Kapillaröffnung [Li14a] können sich diese Wellen durch ihre hohe kinetische Energie aus dem Schmelzbad ablösen oder durch den ausströmenden Metaldampf abgelöst werden und Auswürfe produzieren, die sich als Spritzer i. d. R. entgegen der Schweißgeschwindigkeit bewegen [Kap08]. Katayama et al. [Kat09a] erkannten, dass Spritzer auch aus den Wellen des Schmelzerückflusses an der Schmelzbadoberfläche gemeinsam mit der Reibung des Metaldampfes ablösen können (**Bild 2.5,3**). Weberpals [Web10] erkannte resonante Oberflächenwellen als Ursache für Spritzer. Zudem kann während eines Kapillarkollapses durch den bestehenden Dampfdruck unterhalb der kollabierten Stelle ein Herausdrücken des Materials in Form eines Spritzers verursachen [Ber10a]. Auch bei der Entstehung einer Gasblase kann diese einen Impuls auf die Schmelze geben, der ausreichen könnte, um lokal Schmelze aus dem Schmelzbad auszutreiben [Hei13].

### Messung von Spritzereigenschaften

Spritzer werden in der Regel mit Hochgeschwindigkeitskameras bei deren Entweichen aus der Prozesszone aufgezeichnet. Spritzer sind in Kameraaufnahmen erkennbar, da die Spritzertemperatur im Vergleich zur Umgebung hoch ist und sie als schwarzer Strahler (820 nm bis 980 nm) wirken [Nic12]. Die Detektion der Spritzer im Grauwertbild erfolgt daher i. d. R. durch Detektion der hellen Spritzer durch Setzen eines Thresholds zum Ausblenden dunklerer Bereiche im Bild (z. B. [You14a]). Die erkannten Flächen können zur Bestimmung der Spritzergröße und deren Position genutzt werden. Für eine Spritzerverfolgung muss dem detektierten Spritzer ein Spritzer im vorangegangenen Bild zugeordnet werden. Dies kann über Ähnlichkeit der Form oder des Flugwinkels geschehen [You14a]. Okamoto [Oka12] konnte die

Geschwindigkeit und den Abstrahlwinkel der Spritzer mit zwei Hochgeschwindigkeitskameras während des Laserbohrens detektieren. Zur Ermittlung des Weges der Spritzer wurden in den Aufnahmen die kürzeste Distanz und bei Überschneidung auch die Richtung der Spritzer zur Zuordnung verwendet. Bei Schweißungen mit dem Faserlaser (/CO<sub>2</sub>-Laser) ergaben sich eine mittlere Spritzergeschwindigkeit von 3 m/s (/0,75 m/s) und ein mittlerer Spritzerdurchmesser von 0,13 mm (/0,2 mm) [Web10].

Li et al. [Li14b] konnten mit Hilfe einer Auswertung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (Aufnahmefrequenz 5000 Hz) ermitteln, dass bei steigender Laserleistung mehr Spritzer entstehen. Dies wurde auf die Vergrößerung des Schmelzbades und die hohen Ausströmgeschwindigkeiten, die aufgrund der starken Verdampfung vorliegen und den längeren Weg der Dampfbeschleunigung aufgrund der tieferen Kapillare, zurückgeführt. Brock et al. [Bro14a] konnte bei Schweißungen in Stahl bei tieferen Kapillaren mehr Spritzer beobachten. Auch bei Schweißungen in Kupfer ist ein deutlicher Anstieg der Spritzermenge bei zunehmender Einschweißtiefe zu erkennen [Hei15].

You et al. [You14b] stellten eine vermehrte Spritzerbildung bei steigender Schweißgeschwindigkeit in rostfreiem Stahl fest. Die ermittelten Spritzer sind sehr klein und verlassen den Schweißbereich in alle Richtungen, führen aber trotzdem zu guter Nahtqualität und keiner Anhaftung erstarrter Spritzer auf der Materialoberfläche. Große qualitätsreduzierende Spritzer werden produziert, wenn die Energieeinbringung unsymmetrisch wird und Hinterschneidungen entstehen. Beim Schweißen von Stahl führen höhere Schweißgeschwindigkeiten tendenziell zu größeren Spritzern [Hei15].

Eine Variation der Fokusslage konnte zeigen, dass bei einer Fokusslage knapp (hier: -0.75 mm) unterhalb der Materialoberfläche die kleinsten Ablösewinkel der Spritzer, die größte Einschweißtiefe und die geringste Neigung der Kapillare gefunden werden [Web10]. Nach Li et al. [Li14b] ergeben sich bei einer Änderung der Fokusslage andere Spritzer und andere Strömungen an der Kapillarfront und -rückwand. Dies deutet daraufhin, dass eine Änderung der Energieeinbringung an der Kapillarwand, hier durch axiale Verschiebung der Fokusslage, auf die Menge und Art der Spritzer Einfluss nimmt. Bei Verschiebung der Fokusslage in das Bauteil hinein konnten die besten Ergebnisse erzielt werden. Es entsteht eine stabile Kapillarumströmung und reduziertes Auftreten von Aufwölbungen oder Spritzern an der Rückwand. Lediglich kleine Spritzer lösten sich von der Kapillarfront ab. Die Strömungsunterschiede werden für die unterschiedlichen Spritzerarten verantwortlich gemacht. Es wurden aber auch Spritzer bei großer Kapillare und kleiner Laserleistung gesehen, was darauf hindeutet, dass dies nicht der einzige Mechanismus der Spritzererzeugung ist.

## 2.3 Prozessstabilisierung

### 2.3.1 Methoden zur Prozessstabilisierung

In der Literatur werden verschiedene Ansätze diskutiert, wie der Prozess beeinflusst werden kann, um Auswirkungen auf die Poren- und Spritzerbildung zu erzielen. Es werden Ansätze zur Beeinflussung der Umgebungsbedingungen, des Schmelzbades, der Kapillare und des Energieeintrags diskutiert.

#### **Reduzierter Umgebungsdruck**

Es konnte gezeigt werden, dass eine Verringerung des Umgebungsdrucks zu einem stabileren Prozessverhalten bei gleichzeitig tieferer Einschweißtiefe durch die Reduzierung der Verdampfungstemperatur führt (z. B. [Kat12]). Bei einem Umgebungsdruck von 0.1 kPa konnten die Dampffackelschwankungen und die Schmelzbadschwingungen signifikant reduziert werden, was zu einer reduzierten Spritzerbildung im Vergleich zu Schweißungen bei Normaldruck führte [Kat12], Spritzer aber nicht vollständig vermeidet [Bör11]. Auch die Porenbildung wird trotz der vergrößerten Tiefe der Kapillaren reduziert. Dies wird auf die aufgrund des reduzierten Drucks niedrigere Kapillarwandtemperatur und des geringeren Angebots an Umgebungsgas, zusammen mit den resultierenden, kleineren und dadurch stabileren Schmelzbädern zurückgeführt [Rei14].

#### **Schmelzbadbeeinflussung**

Mit dem Ziel der Schmelzbadberuhigung kann die Verwendung eines Zusatzdrahtes zum Schweißen zielführend sein [Sch98]. Zudem kann eine Beeinflussung der Schmelzgeschwindigkeit mittels Magnetfeldern zur Porenreduktion führen [Ker00]. Die Porosität konnte dadurch um 80% gesenkt werden [Sch13]. Es kann ein zweites Überschweißen der Naht zur Anwendung kommen, um durch eine Erhöhung der Zeit eines vorliegenden Schmelzbades das Ausgasen von Gasblasen zu ermöglichen und dadurch die Porenanzahl zu reduzieren [Zha01].

#### **Direkte Beeinflussung der Kapillare**

Durchschweißungen, also das Produzieren einer zusätzlichen Öffnung der Kapillare, bieten dem Metaldampf im Gegensatz zum Einschweißen die Möglichkeit des Ausströmens in zwei Richtungen. Im Gegensatz zu Einschweißungen konnte bei Durchschweißungen eine reduzierte Porenbildung festgestellt werden [Set00]. Tsukamoto et al. [Tsu03] vermuteten, dass Poren aufgrund von Kapillarinstabilitäten an der Kapillarspitze entstehen und die Porenreduktion bei Durchschweißungen daher auf das Nichtvorhandensein einer Kapillarspitze zurückzuführen ist.

Hybridschweißungen, z. B. eine Kombination eines Wolfram-Inert-Gas- mit einem Laserprozess, können zu reduzierter Porenbildung führen [Nai03]. Es wurden dabei viele Gasblasen beobachtet, die aber größtenteils wieder kollabieren und keine Poren bilden. Die Stabilisierung wird auf die Verbreiterung der Kapillare an der Materialoberfläche zurückgeführt. Eine zweite Theorie besagt, dass die Stabilisierung nicht aufgrund der Kapillarvergrößerung sondern durch die Verhinderung des Eindringens von Umgebungsgas durch das Plasma erreicht wird [Nai03].

Ein ähnlicher Effekt konnte bei gezielter Applikation von Gas zur Unterstützung des inneren dynamischen Drucks beobachtet werden [Fab10]. Mit Hilfe eines in die Kapillare gerichteten Stroms eines Gases (hier Stickstoff) konnte eine Stabilisierung des Prozesses und als Resultat eine Reduzierung der Porenanzahl erreicht werden [Kat09b].

### **Umverteilung des Energieeintrags in der Kapillare**

Eine Energieumverteilung kann durch zeitliche Variation (Pulsen, Laserleistungsmodulation) oder räumliche Variation der Laserparameter (Laserstrahloszillation, Anstellwinkel, Polarisierung, Doppelfokus, Multifokus) erzielt werden.

Einerseits konnte eine Porenreduktion bei gepulster Laserbearbeitung nachgewiesen werden [Kat97]. Andererseits genügt beim kontinuierlichen Schweißen eine zeitliche Laserleistungsmodulation ohne komplette Unterbrechung des Laserstrahls zur Porenreduktion (z. B. [Tsu01]). Eine hohe Intensität muss scheinbar reduziert werden, bevor die Kapillare instabil wird. Daher wird ein kontrollierter Kapillarkollaps und Wiederaufbau der Kapillare durch Optimierung der Frequenz und Wellenform, z. B. Rechteckpuls [Tsu01], verwendet, die den Prozess stabilisieren. Klassen [Kla00] erkannte, dass eine gleichfrequente Anregung den Prozess (Material: EN AW-6013) destabilisiert und schlägt daher eine niederfrequente Laserleistungsmodulation bei variierender Frequenz abwechselnd zwischen 25 Hz und 50 Hz vor.

Weiter konnte eine räumliche Variation der Laserstrahlung (Laserstrahloszillation) eine reduzierte Spritzerbildung hervorrufen (z. B. [Sto04]). Aber auch eine Änderung des Auftreffwinkels des Prozesslasers entgegen der Schweißrichtung kann aufgrund der Änderung der Richtung des ausströmenden Gases zu einer Stabilisierung des Prozesses führen [Kaw09]. Die Reduktion der Spritzerhäufigkeit durch zylindrische Polarisierung konnte gezeigt werden, fiel aber gering aus [Hei15].

Eine Strahlformung zu zwei Strahltaillen in Strahlausbreitungsrichtung (Multifokustechnik) kann den Energieeintrag und auch Spritzercharakteristiken beeinflussen [Vol16]. Der Einsatz von zwei räumlich nebeneinander angeordneten Laserstrahlen [Ban87] oder die Vergrößerung des Fokusedurchmessers [Bar97] kann den

Prozess stabilisieren. Gu et al. [Gu96] konnten die Stabilisierung des Prozesses mit Hilfe von akustischen Aufnahmen im Experiment nachweisen. Müller [Mül02, S. 88] führt dies auf die größeren Kapillardimensionen zurück. Durch die Reduktion der Anzahl an Kapillarkollapsen wird eine reduzierte Porenbildung beobachtet. Zudem ist die Strömungsgeschwindigkeit der Schmelze aufgrund der größeren Schmelzbaddimensionen geringer [Hoh03]. Die Kapillare muss, nach Gref [Gre05], weit geöffnet sein, damit eine Ausströmung des Metaldampfes ungestört erfolgen kann. Die beobachtete reduzierte Spritzerbildung kann dadurch erklärt werden, dass die Kapillare länger wird und die Rückwand aus dem Dampfjet der Kapillarfront genommen wird [Hab03]. Mizutani et al. [Miz03] konnten in Online-Röntgendurchstrahlungsaufnahmen sehen, dass Poren an der Kapillarwurzel entstehen. Bei großer Defokussierung des Laserstrahls und dadurch einer breiteren Kapillare entsteht ein stabileres System und dadurch eine reduzierte Gasblasenbildung.

Bei einer Betrachtung der erfolgreichen Methoden zur Prozessstabilisierung im Hinblick auf Poren- und Spritzerentstehung kann geschlossen werden, dass zu einer Reduktion der Prozessunzulässigkeiten ein Energieeintrag an der Kapillarwand vorliegen muss, der lokal erhöhte Verdampfung an bestimmten Kapillarbereichen vermeidet. Die Strahlformung des Intensitätsprofils bietet die Möglichkeit einer Variation dieser Eingangsgrößen.

### 2.3.2 Modifikation des Intensitätsprofils

#### Erzeugung von Strahlprofilen

Das Intensitätsprofil des Laserstrahls entsteht bereits im Laserresonator und wird weiter geformt durch die Optiken und ggf. Lichtleitfasern im Strahlengang. Daher können unterschiedliche Bauformen von Lasern bereits unterschiedliche Strahlprofile zeigen. Bei Multimode-Festkörperlasern entsteht am Ende der Lichtleitfaser i. d. R. ein Top Hat-Profil, Singlemode-Laser erzeugen (nahezu) den TEM<sub>00</sub>-Mode (Gauß-Mode).

Strahlformungselemente können die Laserintensitätsverteilung verändern. Eine große Bandbreite an fokalen Intensitätsprofilen verspricht der Einsatz von diffraktiven optischen Elementen (DOE). Durch Aufbringen von Strukturen auf optische Elemente lassen sich durch Nutzung der Interferenz (nahezu) beliebige Intensitätsprofile erstellen. Haupteinsatzgebiete der DOE-Technik zur Strahlformung sind in der Mikrobearbeitung zu finden, z. B. für schnelle, gleichzeitige Erstellung von Mikrobohrungen [Liu01]. Ein Nachteil dieser Methode ist, dass der Einsatz i. d. R. auf geringe Intensitäten des Laserstrahls beschränkt ist, da ansonsten die feinen Strukturen bearbeitet würden und die Strahlformung dadurch nicht mehr das gewünschte Profil erstellt. Ein weiterer Nachteil, speziell für Schweiß- oder Schneidanwendungen, ist die signifikante Änderung des Strahlprofils bei Verlassen des Fokus, da das Interferenzmuster i. d. R.

nur im Fokuspunkt garantiert werden kann. Bereits bei kleinen Fokusbereichsverschiebungen können Veränderungen des Strahlprofils auftreten und daher speziell den Energieeintrag in die Kapillare verändern.

Es können zudem refraktive Optiken eingesetzt werden, die beispielsweise eine Gauß-Verteilung in der Strahlmitte in eine Top Hat-Verteilung umwandeln [Las14]. Diese sind aufgrund ihrer Bauart auch für Hochleistungsanwendungen geeignet. Mrna et al. [Mrn15b] stellten einen Prototypen eines verformbaren Spiegels zur Strahlformung vor, der mit Hilfe von Wasserdruck gezielt verformbare Spiegelformen annehmen kann.

### **Untersuchung unterschiedlicher Strahlprofile beim Laserstrahl-tiefschweißen**

Über den Einfluss der Laserintensitätsverteilung auf die Kapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen, speziell über den Einfluss auf deren Dynamik, ist noch wenig in der Literatur berichtet. Speziell für Prozesssimulationen wurde der Einfluss des Strahlprofils auf die Kapillareneigung und die Einschweißtiefe als gering betrachtet, weshalb eine Simulation mit einem Gauß-Profil als geeignete Näherung für alle Laserstrahlen eingestuft wurde [Kap11b]. Dagegen spricht die Tatsache, dass Methoden zur Vermeidung von Ungängen eine räumliche oder zeitliche Variation des Energieeintrags nutzen. Der Effekt der Strahlformung durch Doppelstrahltechnik oder Multifokustechnik, als auch die veränderten Absorptionseigenschaften des Lasers durch zusätzliche Gasapplikation oder Anpassung des Umgebungsdrucks deuten darauf hin, dass Modifikationen des Energieeintrags an der Kapillarwand zu einer Beeinflussung der Dynamik führen können. Graf et al. [Gra15] konnten zeigen, dass verschiedene Strahlprofile bereits bei Bestrahlung einer flachen Oberfläche unterschiedliche Temperaturfelder ausbilden. Bei Verwendung eines Gauß-Profiles im Vergleich zu einem Top Hat-Profil war weniger Laserleistung nötig, um dieselbe Spitztemperatur zu erreichen.

Fabbro et al. [Fab06b] stellten ein vereinfachtes Modell auf, das die Kapillarform aus einem Energiegleichgewicht an der Kapillarwand berechnet. Der Gauß-Strahl führte dabei zu einer abgerundeteren Kapillaröffnung als das beim Top Hat-Profil. Dies wird auf die steilere Flanke und auf den höheren Energieeintrag in den oberen Kapillarbereichen des Top Hat-Profiles zurückgeführt. Es wird kein Einfluss auf die Tiefe der Kapillare festgestellt.

Kaplan [Kap11b] untersuchte den Einfluss der axialen Änderung der Intensitätsverteilung ausgehend von einem Gauß- und einem Top Hat-Profil und konnte ebenfalls sehen, dass bei Verwendung eines Top Hat-Profiles die Kapillaröffnung steiler beginnt als bei einem Gauß-Profil. Im Gegensatz zu Fabbro et al. [Fab06b] konnte er feststellen, dass bei einer Bestrahlung der Kapillare mit einem Gauß-Profil im unteren

Bereich der Kapillare eine verstärkte Absorption stattfindet, was in dem Modell zu tieferen Kapillaren führte. Die unterschiedliche Energieverteilung an der Kapillarfront wird hier ebenfalls als Erklärung für die unterschiedlichen Kapillargeometrien verwendet.

Solana et al. [Sol97a] entwickelten ein numerisches Strömungsmodell, das das Laserstrahlintensitätsprofil durch Diskretisieren bei der Berechnung der Absorption berücksichtigt. Dabei wurde festgestellt, dass die Kapillartiefe vom Strahlprofil abhängt. Ein Gauß-Profil zeigte eine 6% tiefere Kapillare als das Top Hat-Profil.

## **2.4 Fazit aus dem Stand der Forschung**

Das Laserstrahl-tiefschweißen bietet speziell aufgrund der hohen Energieeffizienz und der Möglichkeit der Herstellung von tiefen Schweißnähten bei vergleichsweise geringem Wärmeeintrag in das Bauteil großes Potential für den Einsatz in weiteren Applikationen in der Industrie. Allerdings ist das entstehende System aus festem, flüssigem, gasförmigem Material und teilweise Plasma hoch dynamisch und führt, speziell bei Aluminiumschweißungen, zu einem erhöhten Auftreten von Prozessunfällen. Das System des Laserstrahl-tiefschweißens ist in vielen Arbeiten untersucht worden und es konnten viele wichtige Erkenntnisse generiert werden. Allerdings konnten Spritzer- und Porenentstehungsmechanismen bisher noch nicht vollständig verstanden und daher noch keine Methode gefunden werden, um deren Auftreten vollständig zu unterdrücken. Die in der Literatur vorgestellten Methoden zur Beeinflussung des Energieeintrags an der Kapillarwand und deren reduzierende Wirkung auf die Bildung von Prozessunfällen deuten auf die Möglichkeit hin, dass eine Strahlformung den Energieeintrag und damit Prozessunfällen gezielt manipulieren kann. Daher bietet die bisher wenig betrachtete Methode der Strahlformung das Potential den Energieeintrag in die Kapillare zur Reduzierung der Prozessdynamik gezielt zu gestalten. Für Hochleistungsanwendungen stehen inzwischen kommerzielle Systeme zur refraktiven Strahlformung zur Verfügung.



### 3 Zielsetzung

Während des Laserstrahl-tiefschweißens treten besonders bei Aluminiumschweißungen häufig Prozessungängen wie Poren oder Spritzern auf. Diese reduzieren die Nahtqualität oder machen eine Nacharbeit für nachfolgende Prozessschritte erforderlich. Dabei ist bisher nicht abschließend geklärt, wie Prozessporen und –spritzer entstehen, sodass deren Vermeidung bisher in der Regel nicht garantiert werden kann. Es wird die Prozessdynamik als Ursache für die Entstehung von Prozessungängen vermutet.

Ziel dieser Arbeit ist die Reduktion von Poren und Spritzern beim Laserstrahl-tiefschweißen. Es soll eine Analysemethode zur Ermittlung des Potentials der Strahlformung zur Reduktion von Prozessungängen umgesetzt werden. Dazu muss ein erweitertes Verständnis über die Entstehungsmechanismen von Poren und Spritzern während des Laserstrahl-tiefschweißens von Aluminium erlangt werden. Es sollen folgende Thesen untersucht werden:

- Die Kapillardynamik kann bereits anhand von Eigenschaften der quasi-statischen Kapillare beschrieben werden.
- Poren werden vorzugsweise durch einen Kapillarkollaps ausgelöst und Spritzer können nicht allein durch die kinetische Energie der Kapillarwandfluktuationen abgelöst werden.
- Die Kapillardynamik und die Prozessungängen werden vom Laserstrahlintensitätsprofil beeinflusst.

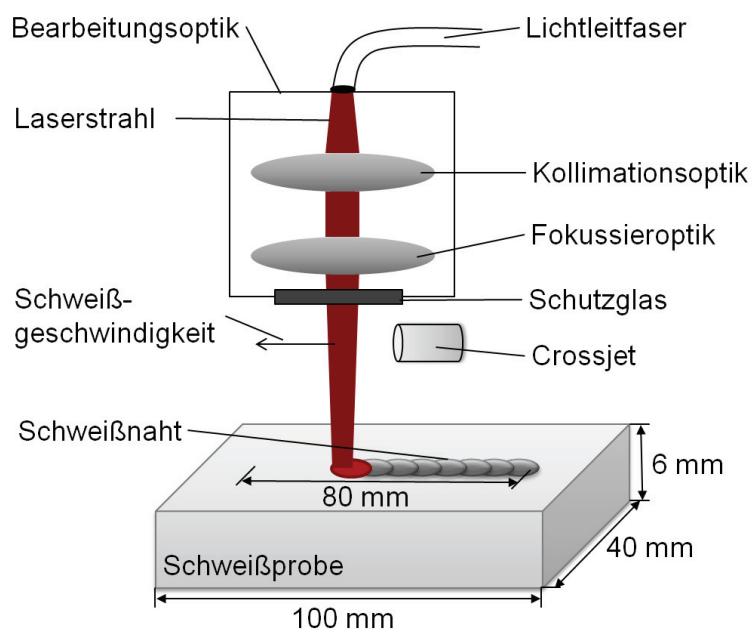
Aus einer Korrelation von Kapillareigenschaften und resultierenden Prozessungängen sollen Rückschlüsse auf die Mechanismen der Entstehung von Prozessungängen gezogen werden. Insbesondere soll der Einfluss einer Variation des Laserstrahlintensitätsprofils zur Modifikation der Energieverteilung an der Kapillarwand auf die resultierenden Kapillareigenschaften und Auswirkungen auf Prozessungängen bestimmt werden.



## 4 Experimentelle Untersuchungen

### 4.1 Versuchsaufbau und Durchführung

Für die experimentellen Arbeiten wurde der prinzipielle Aufbau in **Bild 4.1** verwendet. Es wurde ein Single-mode-Faserlaser (IPG YLR-1000SM, maximal 1 kW Ausgangslaserleistung, 1.07  $\mu\text{m}$  Wellenlänge) eingesetzt, da dieses Gauß-Strahlprofil für die in dieser Arbeit untersuchten Strahlformungen benötigt wird. Der Laser produziert den Laserstrahl und leitet ihn in der Lichtleitfaser in die Bearbeitungsoptik. Dort wurde der aus der Faser austretende Laserstrahl kollimiert und auf die Schweißprobe fokussiert. Ein Schutzglas und ein Crossjet wurden zum Schutz der Optiken gegen Schmauch und Spritzer unterhalb der Bearbeitungsoptik angebracht. Eine Relativbewegung zwischen Werkstück und Laserstrahl ermöglichte die Schweißgeschwindigkeit zur Erstellung von 80 mm langen Blindschweißungen. Die Werkstückgeometrie betrug  $6 \times 40 \times 100 \text{ mm}^3$ . Das Probenmaterial wurde vor der Bearbeitung mit Ethanol gereinigt, um Einflüsse von Schmutzpartikeln an der Oberfläche ausschließen zu können. Die Proben wurden einseitig in eine Spannvorrichtung eingespannt, die Laserleistung wurde während des Prozesses konstant gehalten. Es lag keine bevorzugte Polarisation der Strahlung vor und es kam kein Schutzgas zum Einsatz, um die Eigenschaften der entstehenden Spritzer und Poren nicht zu verändern.



**Bild 4.1:** Schemaskizze des Versuchsaufbaus

Es wurde ausgehend von Referenzparametern (**Tabelle 4.1**) die Laserleistung (800 W, 900 W, 1000 W) und die Schweißgeschwindigkeit (0.5 m/min, 1 m/min, 1.5 m/min, 2 m/min) variiert, um Kapillaren mit unterschiedlichen dynamischen Eigenschaften zu erstellen. Die Parameter wurden so gewählt, dass das Tiefschweißen garantiert ist. Die Schweißgeschwindigkeiten wurden so gewählt, dass sie mit Modellergebnissen (Begrenzung auf geringe Schweißgeschwindigkeiten) verglichen werden können. Die Fokusslage wurde unterhalb der Materialoberfläche gesetzt, um die Auswirkungen der Strahlformung in diesem Bereich zu untersuchen.

**Tabelle 4.1:** Referenzparameter und Parametervariationen

Parameter	Symbol	Referenzwert	Variation	Einheit
Laserleistung	$P_L$	1	0.8; 0.9; 1	kW
Schweißgeschwindigkeit	$v_s$	1	0.5; 1; 1.5; 2	m/min
Fokusslage	$z_f$	-2		mm

## 4.2 Werkstoff

Da Stoffwerte für viele Legierungen nicht bekannt sind und um Legierungselementeinflüsse ausschließen zu können, wurde im Hinblick auf die Modellierung des Prozesses in den Versuchen technisches Reinaluminium EN AW-1050 (**Tabelle 4.2**) mit den Maßen 6x40x100 mm<sup>3</sup> verwendet. Der Schweißprozess in diesem Werkstoff ist bekannt für seine hohe Dynamik und Produktion von Ungängen [Kla00] und eignet sich daher zur Untersuchung der Poren- und Spritzerbildung.

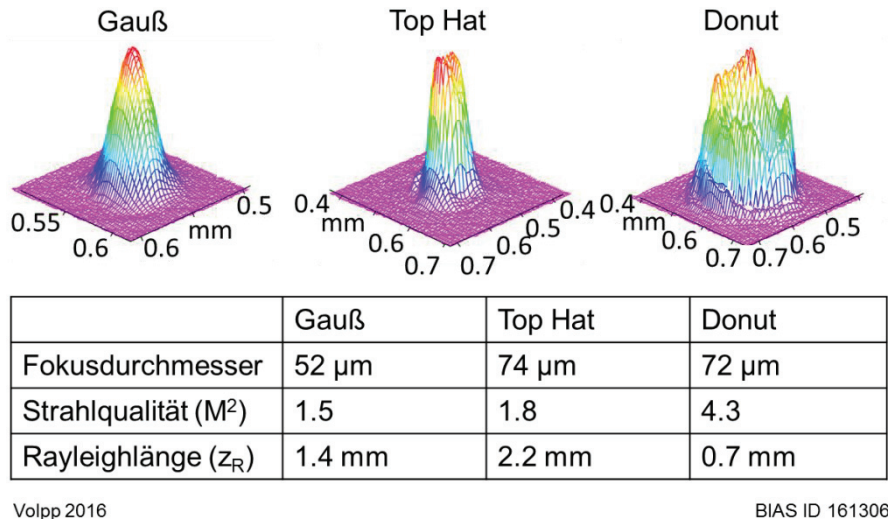
**Tabelle 4.2:** Chemische Zusammensetzung von EN AW-1050 [DIN13]

[wt.-%]	Al	Fe	Si	Cu	Mn	Mg	Cr	Zn	Ti	Andere
EN AW-1050	Basis	0.4	0.25	0.05	0.05	0.05	-	0.07	0.05	0.03

## 4.3 Laserstrahlintensitätsprofile

Zur Untersuchung des Einflusses von Intensitätsprofilen auf die Prozesseigenschaften wurden verschiedene Strahlprofile verwendet bzw. erzeugt (**Bild 4.2**). Die Strahlvermessung wurde mit dem MicroSpotMonitor der Fa. Primes GmbH durchgeführt. Der Single-Mode-Faserlaser produziert nach Durchlaufen der Bearbeitungsoptik (Brennweite der Kollimationslinse 160 mm, Fokussierungslinse 560 mm) ein Gauß-Strahlprofil mit einem Fokussdurchmesser von 52 µm. Die Vergrößerung des Strahldurchmessers durch die hohe Brennweite der Fokussierlinse sollte eine Angleichung der Strahldurchmesser der Profile bewirken, um eine bessere Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu erhalten. Zur Herstellung des Top Hat Profils wurde der Strahlformer Focal-piShaper 36\_1064 (Fa. Adloptica) als Kollimator mit einer

Brennweite der Fokussierlinse von 200 mm und zur Formung des Donut-Profiles der Focal-piShaper NA 0 1\_50\_80\_1064 (Fa. Adloptica) als Fokussieroptik mit einer Kollimationslinse mit einer Brennweite von 160 mm eingesetzt.



Volpp 2016

BIAS ID 161306

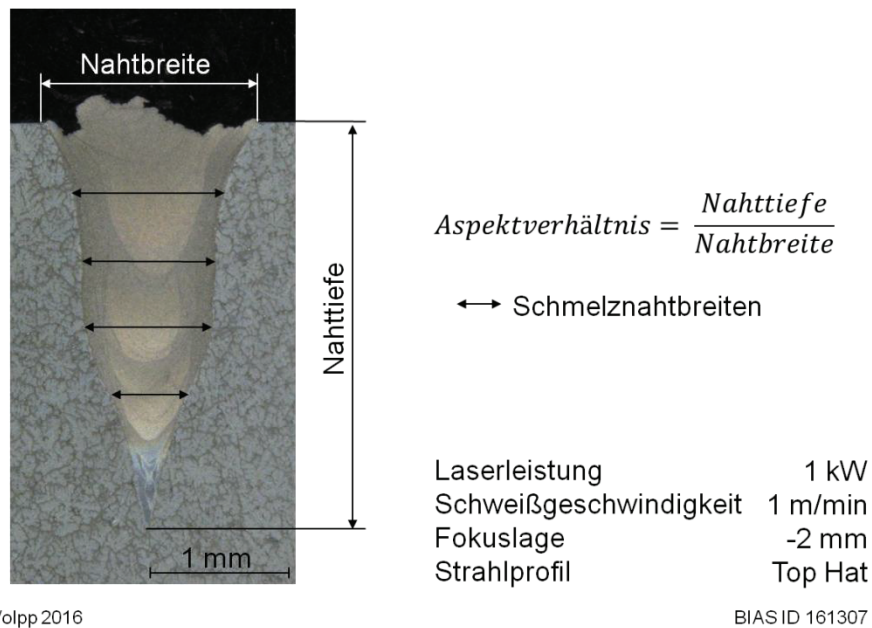
**Bild 4.2:** Verwendete fokale Laserstrahlintensitätsprofile und Eigenschaften des Laserstrahls

Die Strahlprofile unterliegen einer geometrischen Änderung entlang der Strahlachse. Die Form des Intensitätsprofils nähert sich ab Verlassen der Strahlformungsebene bei allen untersuchten Profilen einer Glockenkurve an.

## 4.4 Messung von Prozessgrößen

### 4.4.1 Messung der Nahtgeometrie mittels Querschliffen

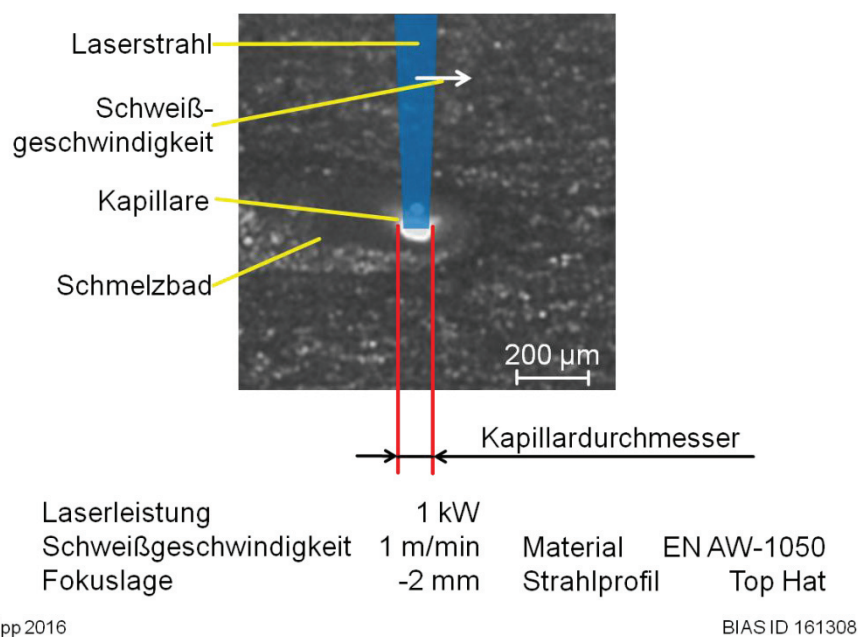
Aufgrund der geringen Schmelzschichtdicke unterhalb der Kapillarspitze kann näherungsweise angenommen werden, dass die Schmelzbادتiefe und die Kapillartiefe gleichzusetzen sind [Na14]. Somit lässt sich die Kapillartiefe in Querschliffen der Schweißnaht indirekt durch Messung der Nahttiefe ermitteln (**Bild 4.3**). Die Nahtgeometrie wurde manuell anhand der Querschliffbilder ermittelt. Bei der gewählten Auflösung der Aufnahmen entsprach 1 mm im Bild 286 Pixeln. Zusätzlich wurde die Schmelzbadbreite ermittelt, um das Aspektverhältnis (Nahttiefe/Nahtbreite) zu bestimmen. Die Nahtbreite wurde in fünf Tiefen zur Bestimmung des Vergrößerungsfaktors  $c$  (Nahtbreite zu Kapillarbrette) ausgewertet.



**Bild 4.3:** Bestimmung der Nahtbreiten und der Nahttiefe in Querschliffbildern

#### 4.4.2 Bestimmung des Kapillardurchmessers an der Kapillaröffnung

Der Durchmesser der Kapillare wurde anhand von seitlichen Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera (Aufnahmefrequenz 6 kHz) ermittelt. Dazu wurde der Mittelwert der gemessenen Kapillardurchmesser aus 20 Messungen gebildet (**Bild 4.4**). Der Kapillardurchmesser wurde zur Validierung der Modellergebnisse verwendet.

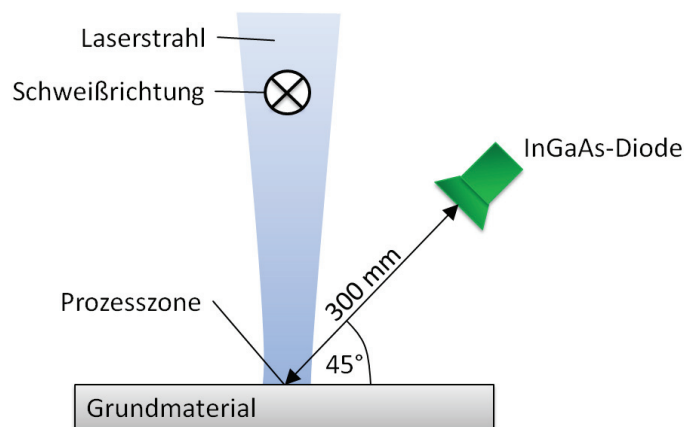


**Bild 4.4:** Messung des Kapillardurchmessers an der Schmelzbadoberfläche in Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

#### 4.4.3 Bestimmung des dynamischen Verhaltens der Dampfkapillare

Zur indirekten Bestimmung der Kapillardynamik wurde eine InGaAs-Messdiode (Indium-Gallium-Arsenid) eingesetzt (**Bild 4.5**). Diese ist so angeordnet, dass sie den Prozess seitlich beobachtet, damit sowohl Schwingungen der Kapillarvorderwand, der -seitenwand als auch der -rückwand aufgezeichnet werden können. Es wurden die zeitlichen Schwingungen des auftreffenden Lichts in dem Sensitivitätsbereich der Diode zwischen 900 nm und 1600 nm aufgezeichnet. Die InGaAs-Diode nimmt die Schwankungen der Wärmestrahlung auf, welche bevorzugt durch Schwankungen des Metaldampfes und der Kapillare ausgelöst werden, aber auch von Schmelzbadoszillationen entstammen können [Kap09]. Die Diode wurde unter einem  $45^\circ$  Winkel in 300 mm Abstand vom Schweißprozess positioniert (**Bild 4.5**).

Die Signale wurden mit Hilfe eines Transientenrekorders (Nicolet 2580P) bei einer Aufnahme­frequenz von 50 kHz und einer Aufnahmedauer von 0.4 s aufgezeichnet. Aus dem Zeitsignal wurde mit Hilfe einer Fast-Fourier-Transformation (FFT) in Matlab (Version R2009a) das Frequenzspektrum bestimmt.

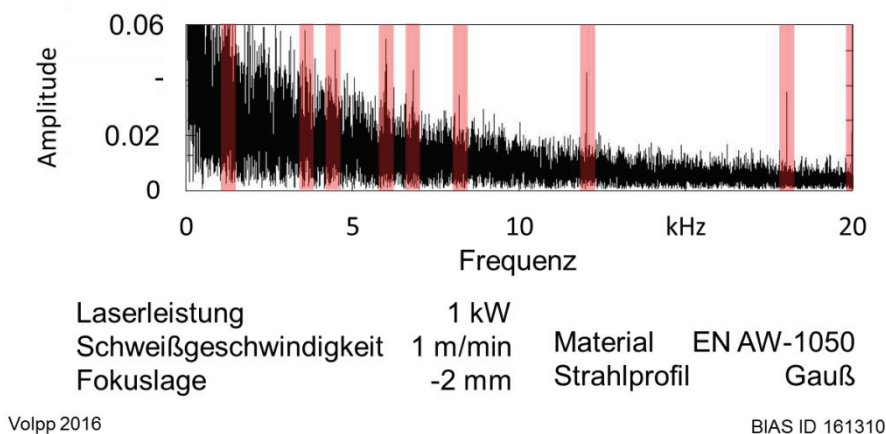


Volpp 2016

BIAS ID 161309

**Bild 4.5:** Schemaskizze des Messaufbaus zur Aufnahme von Prozessemissionen

**Bild 4.6** zeigt beispielhaft das Frequenzspektrum einer Messung der optischen Aufnahmen. Signifikante Peaks im Frequenzspektrum werden als Maxima in einem Frequenzbereich von  $\pm 1$  kHz definiert, wenn der Wert 50% oberhalb des Mittelwertes in diesem Frequenzbereich liegt. In **Bild 4.6** sind die Peaks beispielhaft mit roten Balken markiert.

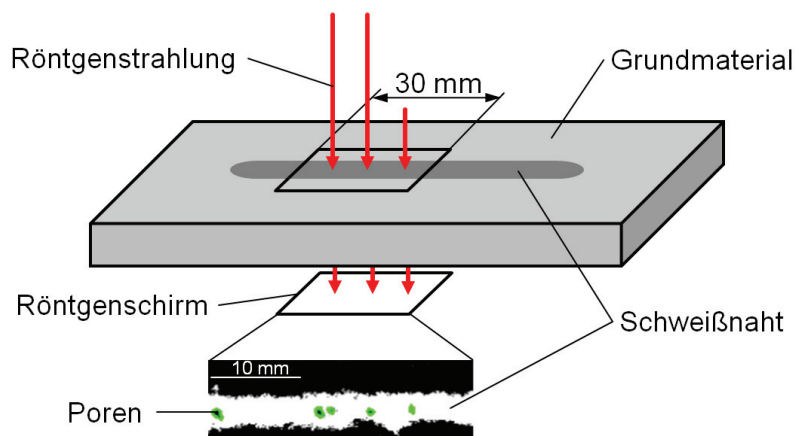


**Bild 4.6:** Frequenzspektrum einer optischen Emissionsmessung mit Detektion signifikanter Peaks (Referenzparameter **Tabelle 4.1**, Gauß-Profil)

## 4.5 Messung von Nahtimperfectionen

### 4.5.1 Porenmessung mittels Röntgendurchstrahlung

Die Porosität der Schweißnaht wurde mit Hilfe einer 2-D Röntgendurchstrahlungsmessung ermittelt. Dabei wurden die Schweißnähte von der Nahtoberseite mit Röntgenstrahlung beleuchtet (**Bild 4.7**). Ein Detektor auf der gegenüberliegenden, unteren Probenseite nahm das Röntgenbild auf. Flächen mit hoher Dichte erscheinen auf dem Röntgenbild dunkler als weniger dichte Bereiche, da weniger Röntgenstrahlung transmittiert werden kann. Poren markieren Fehlstellen im Material und werden daher heller dargestellt als Bereiche der Naht ohne Poren. In den Aufnahmen entsprechen 49 Pixel einer Länge von 1 mm. Eine Pore wird nur als solche erkannt, wenn mindestens ein Pixel hell dargestellt wird. Daher entspricht die minimal detektierbare Porengröße einer Pixellänge, also 0,02 mm. Die entsprechende minimal detektierbare Porenfläche ist demnach  $0,0004 \text{ mm}^2$ . Dies ist zudem die Auflösung der darstellbaren Porenfläche.



**Bild 4.7:** Schemaskizze der Röntgendurchstrahlung zur Aufnahme der Porosität in der Naht



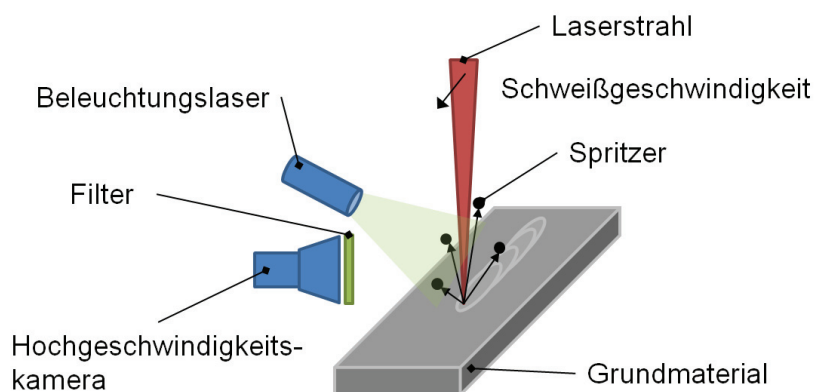
Eine Bildauswertung in Matlab (Version R2009a) ermöglichte durch eine Detektion verschiedener Grauwerte die Bestimmung der Schweißnaht und der Poren. Die entstandene Porenanzahl pro Sekunde ergibt sich aus der Anzahl der gefundenen Poren in der beobachteten Nahtlänge von 30 mm multipliziert mit der Schweißgeschwindigkeit. Es wurde zudem die Größe der einzelnen Poren durch Auswertung der projizierten Fläche  $B_{Pore}$  bestimmt. Das Porenvolumen  $V_{Pore}$  ergibt sich, unter Annahme einer kugelförmigen Porenform, aus dem Porendurchmesser  $e$  (Gl. 4.1) zu Gleichung 4.2. Es wurde jeweils der Mittelwert aller Porenvolumen und Porendurchmesser bestimmt.

$$e = \sqrt{\frac{B_{Pore}}{\pi}} \quad (4.1)$$

$$V_{Pore} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot e^3 \quad (4.2)$$

#### 4.5.2 Spritzerevaluation mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Bereichs oberhalb des Schweißprozesses ermöglichten die Aufzeichnung von Spritzern bei einer Auflösung von 512x256 Pixel (**Bild 4.8**). Ein Interferenzfilter vor der Hochgeschwindigkeitskamera (Phantom Vision Research V5.1) garantierte die Aufzeichnung von nur der vom Beleuchtungslaser (Cavilux HF) emittierten Wellenlänge von 810 nm und die Reduzierung der Aufnahme von Streustrahlung des Laserstrahls. Die Aufnahme­frequenz betrug 6000 Hz, die Aufnahmedauer 0.8 s.



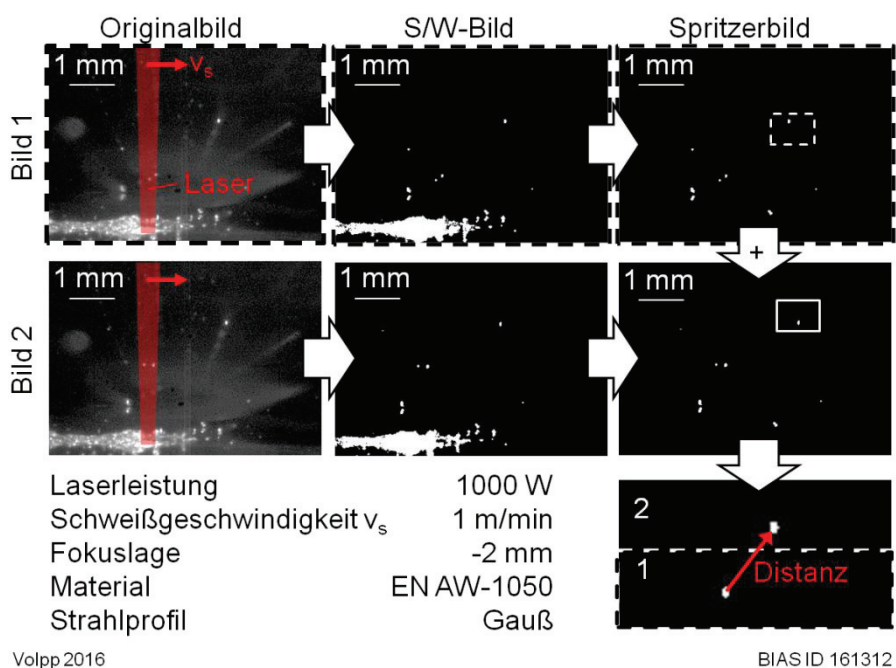
Volpp 2016

BIAS ID 161313

**Bild 4.8:** Aufbauskeizze zur Detektion von Spritzern oberhalb der Prozesszone

Die Spritzer erscheinen aufgrund deren hoher Temperatur und der Bestrahlung mit dem Beleuchtungslaser in den Aufnahmen als helle Bereiche (**Bild 4.9**). Diese Bereiche werden in jedem Bild mit Hilfe eines Programms in Matlab (Version R2009a) detektiert. Das Prozessleuchten um die Dampfkapillare wurde eingeschwärzt, sodass

dieses nicht als Spritzer interpretiert wird. Bei der gewählten Auflösung entspricht 1 mm im Bild 110 Pixeln. Ein Pixel hat daher eine Länge von 0.009 mm, was die Auflösung der detektierbaren Spritzergrößen widerspiegelt. Zur Vermeidung einer Erkennung von Artefakten, die z. B. durch helle Bereiche des Schweißes eines Spritzers aufgrund der schnellen Bewegung der Spritzer entstehen können, wurden helle Bereiche, die kleiner als 3 Pixel groß sind, nicht als Spritzer gewertet. Der minimal detektierbare Spritzerdurchmesser war daher 0.027 mm, die minimal detektierbare Spritzerfläche demnach 0.00024 mm<sup>2</sup>. Um die Geschwindigkeit der Spritzer ermitteln zu können, müssen die erkannten Spritzer zu Spritzern im vorherigen Bild zugeordnet werden. Dies geschah durch Ermittlung der Abstände des Spritzers zu den Spritzern im vorherigen Bild. Der kürzeste Abstand bestimmte die Zuordnung. Dieses Verfahren führt zu weitestgehend korrekten Zuordnungen der Spritzer. Bei räumlicher Überlagerung von mehreren Spritzern in den zweidimensionalen Aufnahmen kann es dabei zu Fehlern bei der Zuordnung kommen, was die Geschwindigkeitsauswertung geringfügig beeinflussen kann. Die minimal auflösbare Geschwindigkeit ergibt sich aus der Auflösung des Bildes (Pixellänge 0.009 mm) und der Aufnahme Frequenz (6000 Hz) zu 1.5e-6 m/s. Die Bestimmung der Anzahl der gefundenen Spritzer und deren Größe werden dabei nicht beeinflusst.



**Bild 4.9:** Vorgehen zur Spritzererkennung und Ermittlung der zurückgelegten Distanz eines Spritzers in einem Zeitschritt von Beispielbild 1 nach -bild 2

Der Mittelwert der Geschwindigkeiten wurde dem untersuchten Spritzer als dessen Geschwindigkeit zugeordnet. Die Spritzergeschwindigkeit wird durch die zweidimensionalen Aufnahmen unterschätzt, da die Geschwindigkeitskomponenten in

der dritten Dimension nicht berücksichtigt werden können. Unter der Annahme von vergleichbaren Austrittswinkeln der Spritzer bei verschiedenen Parametern lassen sich Tendenzen der Spritzergeschwindigkeiten vergleichen. Durch die Zuordnung der Spritzer ließ sich die Spritzeranzahl pro Sekunde ermitteln. Die Spritzergröße wurde mittels der Größe des hellen Bereichs des Spritzers im Video ermittelt. Aufgrund der Abkühlung der Spritzer verkleinert sich der helle Bereich nach Verlassen der Prozesszone mit der Zeit. Daher wird die Pixelanzahl des Spritzers bei seinem ersten Auftreten als dessen Spritzergröße definiert. Die gefundene Spritzerfläche, angegeben in Pixeln, wurde in  $\text{mm}^2$  umgerechnet. Unter der Annahme, dass sich kugelförmige Spritzer ausbilden, wurden die Durchmesser  $d$  der Spritzer aus der in den Videoaufnahmen ermittelten projizierten Spritzerfläche  $B_{Spr}$  berechnet (Gl. 4.3). Es wurde der Mittelwert der Spritzerdurchmesser ermittelt.

$$d = \sqrt{\frac{4 \cdot B_{Spr}}{\pi}} \quad (4.3)$$

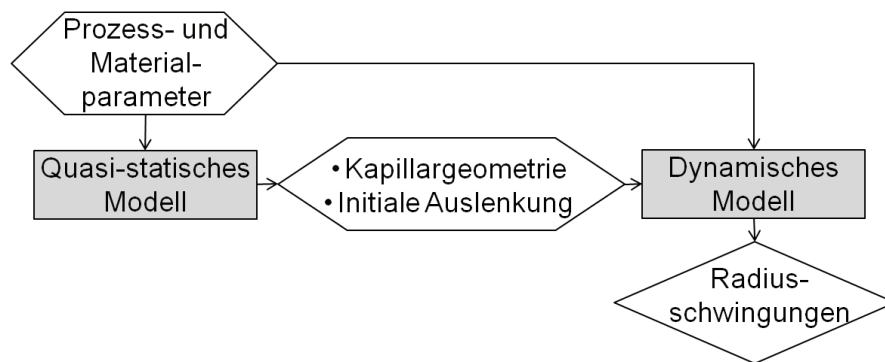
Die Videosequenzen ermöglichten zudem die Beobachtung und qualitative Beschreibung der Ablösung der Spritzer in der Prozesszone. Die Beobachtung der Prozesszone konnte Charakteristiken der Spritzerablösungsmechanismen bei verschiedenen Prozessparametern ermöglichen.



## 5 Modellierung der Dampfkapillare

### 5.1 Vorgehen und Ansatz

Ein Modell des komplexen Systems des Laserstrahl-tiefschweißens soll und kann keine exakte Nachbildung der Realität darstellen. Vielmehr sollen die wesentlichen Effekte, die die Kapillare beim Einschweißen bestimmen, berücksichtigt werden. Insbesondere soll in dieser Arbeit neben anderen Prozessparametern eine Variation des Strahlprofils möglich sein. Zunächst soll ein analytisches quasi-statisches 2-D-Modell aufgebaut werden (**Bild 5.1**). Es werden die Gleichgewichtsradien der quasi-statischen Kapillare benötigt, die als Eingangsgrößen der Berechnung der radialen Schwingungen dienen. In einem zweiten Schritt wird die Kapillardynamik in Form von radialen Oszillationen dargestellt. Das bedeutet, dass die aus dem quasi-statischen Modell berechneten Gleichgewichtsgrößen nun als Variablen betrachtet werden. Eine Betrachtung der Kapillare als nichtlineares Schwingungssystem ermöglicht die Berechnung der Schwingungen. Einflüsse von transienten Schmelzbadströmungen werden vernachlässigt. Die mit Hilfe eines Differentialgleichungssystems berechneten Schwingungsgrößen sollen zum Vergleich mit den experimentell ermittelten Charakteristiken der Prozessungenzen zur Verfügung stehen.



Volpp 2016

BIASID 161314

**Bild 5.1:** Prinzipielles Vorgehen zur Modellierung der Kapillareigenschaften

Der gewählte analytische Ansatz verspricht eine praktikable Modellierung bei kurzen Rechenzeiten, macht aber Vereinfachungen in der Modellbildung notwendig, z. B. bezüglich der Reduzierung auf ein 2-D-Modell oder auf kleine Schweißgeschwindigkeiten.

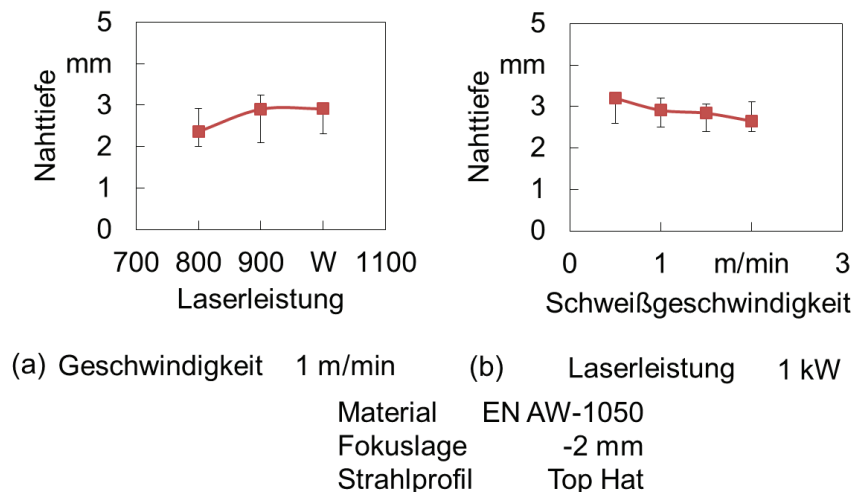
## 5.2 Quasi-statisches Kapillarmodell

### 5.2.1 Modellierung der quasi-statischen Kapillare

Die Dampfkapillare ist ein komplexes, dynamisches System, wobei viele Parameter nicht, nur eingeschränkt oder indirekt messbar sind, wie z. B. die Kapillarwandtemperatur oder die axiale Druckverteilung in der Kapillare. Daher wurde ein analytisches Modell zur Berechnung von quasi-statischen Prozessgrößen abhängig vom Laserstrahlintensitätsprofil entwickelt, das Eingangsgrößen für das im Folgenden entwickelte dynamische Prozessmodell liefert.

#### Aufbau des Modells

Die Kapillardynamik soll bei einer bereits vollständig ausgebildeten Kapillare modelliert werden. Daher wurde eine quasi-statische Kapillartiefe als Eingangsgröße benötigt. Mit Hilfe von Schmelzbaddiefenmessungen in Querschliffen, die näherungsweise der Kapillartiefe entspricht [Pfe11, S. 114], wurde die Tiefe der Kapillare bei verschiedenen Parametern bestimmt und als parameterabhängige Eingangsgröße für das Modell festgelegt (**Bild 5.2**). Die Einschweißiefen zeigten vergleichbare Werte bei Verwendung aller untersuchten Profile, weshalb zur Modellierung die Kapillartiefenwerte nach **Bild 5.2** angenommen werden.



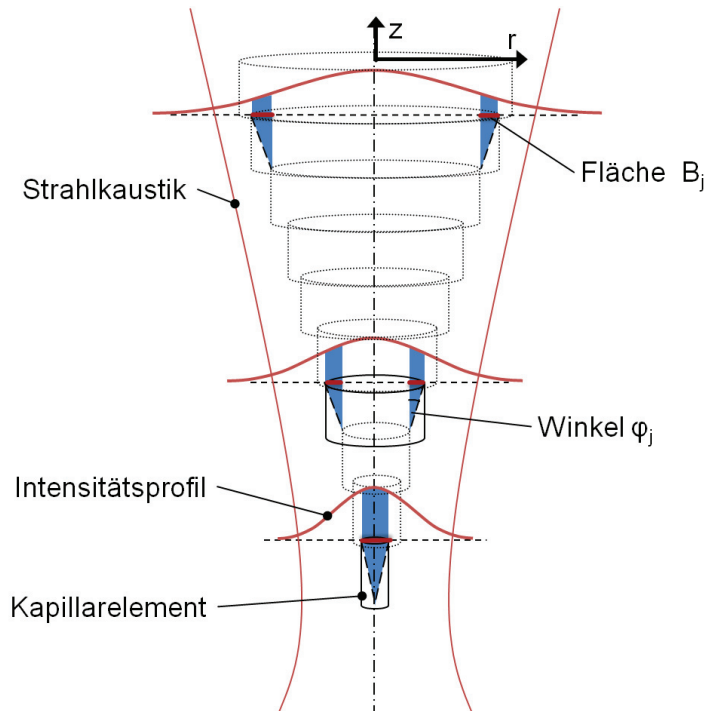
Volpp 2016

BIAS ID 161315

**Bild 5.2:** Messung der Einschweißtiefe in Querschliffen bei (a) verschiedenen Laserleistungen und (b) Schweißgeschwindigkeiten (Referenzparameter **Tabelle 4.1**, Top Hat-Profil)

Die Kapillare wurde in  $j$  Zylinderelemente gleicher Höhe in Tiefenrichtung unterteilt, wobei  $j = 1$  das unterste Element, also die Kapillarspitze, bezeichnet. Die Annahme von zylindrischen Kapillarelementen ist bei den untersuchten, kleinen Schweißgeschwindigkeiten ( $< 5$  m/min) zulässig [Fab09]. Kapillareigenschaften, wie der Druck oder die Temperatur, wurden in einem Element als räumlich konstant angesehen, sodass diese für das gesamte Element gelten (wie [Kro93a]). Zusätzlich wurde das

Laserstrahlintensitätsprofil diskretisiert (vgl. z. B. [Sol97a]). Dazu wird das Profil in dieselbe Anzahl an Bereichen unterteilt wie es Kapillarelemente gibt. Die Intensität der Laserstrahlung auf der bestrahlten projizierten Kreis- bzw. Ringfläche  $B_j$  (**Bild 5.3**) wurde zur Berechnung des Wärmeeintrags in die Kapillarelemente verwendet.



Volpp2016

BIAS ID 161316

**Bild 5.3:** Unterteilung der Kapillare in Elemente zur Berechnung des Energieeintrags

Die Intensität  $I_0$  eines Strahlenbündels wurde dabei bei Durchqueren von Elementen teilweise absorbiert (Gl. 5.1, [Zha03]). Dadurch werden Absorptionsmechanismen durch Rekondensation (s. [Soh15]) und Absorption an Dampfparkeln berücksichtigt. Diese absorbierte Intensität  $I_{rekond}$  wird durch Anhaften bzw. Rekondensation dem Element als Energieeintrag zugeordnet.  $\beta$  bezeichnet den Absorptionskoeffizienten und  $l$  die im Element zurückgelegte Strecke des Laserstrahls.

$$I_{rekond} = I_0 \cdot \exp(-\beta \cdot l) \quad (5.1)$$

Die restliche Energie des Strahlenbündels wird beim Auftreffen auf der Kapillarwand durch direkte Absorption (Fresnel-Absorption) winkelabhängig absorbiert (Gl. 5.2 und Gl. 5.3), wobei  $n$  den Brechungsindex bezeichnet,  $\varphi$  den Auftreffwinkel und  $o$  den Absorptionsindex (s. **Anhang A.1**) [Dau95].  $A_p$  bezeichnet die Absorption von parallel polarisiertem,  $A_s$  von senkrecht polarisiertem Lichtanteil.

$$A_p = \frac{4 \cdot n \cdot \cos \varphi}{(n^2 + o^2) \cdot \cos^2 \varphi + 2 \cdot n \cdot \cos \varphi + 1} \quad (5.2)$$

$$A_s = \frac{4 \cdot n \cdot \cos \varphi}{n^2 + o^2 + 2 \cdot n \cdot \cos \varphi + \cos^2 \varphi} \quad (5.3)$$

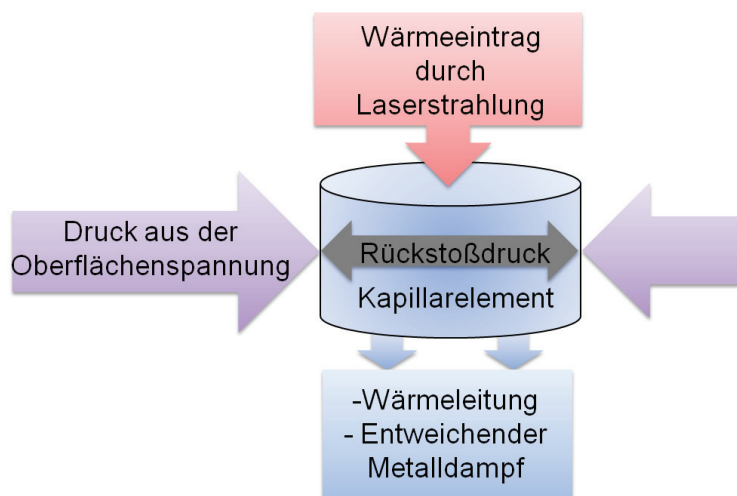
Die Laserstrahlung wird als unpolarisiert angenommen, wie sie auch im Experiment vorliegt, wobei sich die Gesamtabsorption  $A_{ges}$  dann zu (Gl. 5.4) ergibt [Dau95].

$$A_{ges} = \frac{A_p + A_s}{2} \quad (5.4)$$

Die Laserstrahlkaustik wird berücksichtigt, indem der Strahlradius  $r$  und damit die lokale Intensität vor Durchqueren des zu berechnenden Elements abhängig von der aktuellen  $z$ -Position  $z_{akt}$  und der Rayleighlänge  $z_R$  neu berechnet wird (Gl. 5.5) [Hüg09].

$$r(z) = r_{L0} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z_{akt}}{z_R}\right)^2} \quad (5.5)$$

Zur Berechnung der Temperatur wird die Energiebilanz in jedem Element gelöst. Die Temperatur wird zur Berechnung der Druckbilanz benötigt, um den Kapillarradius zu ermitteln. Die Komponenten der zu lösenden Energie- und Druckbilanz sind in **Bild 5.4** dargestellt.



Volpp 2016

BIAS ID 161317

**Bild 5.4:** Energie- und Druckbeiträge in einem zylindrischen Kapillarelement

Die Gleichung der Energiebilanz wird zur Bestimmung der Temperatur in jedem Element gelöst (Gl. 5.6).

$$q_{abs} = q_{Dampf}(T) + q_{WL}(T) \quad (5.6)$$

Diese beinhaltet die absorbierte Energie der Laserstrahlung  $q_{abs}$  als Energieeintrag durch Laserstrahlung und die abgegebene Energie in Form von Wärmeleitung ins



Material  $q_{WL}$  und die Verlustwärme durch Entweichen des Metaldampfes  $q_{Dampf}$  abhängig von der Kapillarwandtemperatur  $T$ .

Die absorbierte Energie wird mit Gleichung 5.7 berechnet. Diese beinhaltet die Absorption durch direkte Absorption und Rekondensation, sowie die Intensitätsverteilung  $I(r)$  in radialer Richtung bei dem Strahlradius  $r$  und dem Winkel  $\theta$  integriert über die Fläche des Kreises bzw. Kreisrings  $B_j$ .

$$q_{abs} = (A_{ges} + A_{rekond}) \cdot \int_{B_j} I(r) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (5.7)$$

Der Wärmeverlust durch abströmenden Metaldampf kann mit Gleichung 5.8 beschrieben werden [Pop05]. Dazu wird der Umgebungsdruck  $p_0$ , die molare Masse des Werkstoffs  $M$ , die Gaskonstante  $R$ , die Verdampfungstemperatur  $T_v$ , die latente Wärme des Schmelzens  $L_s$  und Verdampfens  $L_v$ , sowie die spezifische Wärmekapazität  $c_p$  des Materials benötigt.

$$q_{Dampf} = \frac{p_0 \cdot M}{R \cdot T_v} \cdot \exp\left(-\frac{L_v \cdot M}{R \cdot T_{OF}}\right) \cdot (L_v + L_s + c_p \cdot T_v) \cdot \frac{1}{4} \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot R \cdot T_v}{M \cdot \pi}} \cdot \exp\left(-\frac{L_v \cdot M}{R \cdot T}\right) \quad (5.8)$$

Die Lösung der Wärmeleitungsgleichung ist für zylindrische Körper bekannt (z. B. [Kro93a]) und kann für Peclet-Zahlen kleiner als 0.2 [Kro93a] mit Hilfe von Gleichung 5.9 berechnet werden. Diese Gleichung erfordert die Berechnung der modifizierten Bessel-Gleichungen der ersten Art, nullter Ordnung  $I_0$ , der zweiten Art nullter  $K_0$  und erster Ordnung  $K_1$ . Dazu müssen die Umgebungstemperatur  $T_0$ , die Materialdichte  $\rho$ , die Schweißgeschwindigkeit  $v_s$  und die Peclet-Zahl  $Pe$  bekannt sein.

$$q_{WL} = \frac{T_v - T_0}{2} \cdot \rho \cdot c_p \cdot v_s \cdot \frac{K_1(Pe)}{K_0(Pe)} \cdot (I_0(Pe))^2 \quad (5.9)$$

Die Peclet-Zahl  $Pe$  berechnet sich mit Hilfe von Gleichung 5.10 mit dem Fokusdurchmesser des Laserstrahls  $r_{L0}$  (z. B. [Gra15]), der Schmelzgeschwindigkeit um die Kapillare, die bei den untersuchten kleinen Schweißgeschwindigkeiten bei Aluminium näherungsweise der Schweißgeschwindigkeit  $v_s$  entspricht und der Temperaturleitfähigkeit  $\kappa$ . Bei den in dieser Arbeit untersuchten Parametern (**Tabelle 4.1, Bild 4.2**) ergeben sich Peclet-Zahlen zwischen 0.0073 und 0.03, wodurch die Annahme einer radialen Wärmeleitung in einem Zylinderelement möglich ist [Kro93a].

$$Pe = \frac{r_{L0} \cdot v_s}{2 \cdot \kappa} \quad (5.10)$$

Aufgrund der geringen Schweißgeschwindigkeit werden Energieumverteilungen durch Konvektion im Modell vernachlässigt [Col94].

Die Druckbilanz in jedem Kapillarelement wird mit Gleichung 5.11 beschrieben und daraus mit Hilfe der nun bekannten Kapillarwandtemperatur  $T$  der Kapillarradius  $a$  ermittelt (**Bild 5.4**).

$$\Delta p = p_{OFS}(a) + p_{Dampf}(T) + p_{hyd} \quad (5.11)$$

Bei Druckgleichgewicht ( $\Delta p = 0$ ) ist eine stabile Ausbildung des Kapillarelements möglich. Das jeweilige Kapillarelement wird durch den Rückstoß- bzw. Verdampfungsdruck  $p_{Dampf}$  an der Kapillarwand hauptsächlich gegen den Oberflächenspannungsdruck der umgebenden Schmelze  $p_{OFS}$  offen gehalten, der abhängig vom Kapillarradius  $a$  ist. Weiter wurde der hydrostatische Druck  $p_{hyd}$  berücksichtigt, der bei den in dieser Arbeit untersuchten kleinen Einschweißstiefen jedoch keinen großen Einfluss auf die Druckbilanz hat [Kle76]. Weitere Druckkomponenten, wie der hydrodynamische Druck, wurden aufgrund deren deutlich kleinerer Dimensionen in der Rechnung vernachlässigt [Clu95].

Der Dampfdruck  $p_{Dampf}$  wird nach Gleichung 5.12 mit der zur Verdampfung genutzten Intensität  $I_v$  (Gl. 5.13) mit der Verdampfungstemperatur  $T_v$ , dem Adiabatenkoeffizienten  $\gamma$  und der auftreffenden Intensität  $I_{inc}$  berechnet [Mat97].

$$p_{Dampf}(T_s) = \frac{I_v}{L_v} \cdot \sqrt{\frac{\gamma \cdot R \cdot T_v}{M}} \quad (5.12)$$

$$I_v = I_{inc} - k \cdot \frac{(T_v - T_s)}{(\kappa / v_s)} \quad (5.13)$$

Der Druck aus der Krümmung der Oberfläche der Kapillarwand berechnet sich mit der Gleichung von Young-Laplace (Gl. 5.14) abhängig vom Oberflächenspannungskoeffizienten  $\sigma$ .

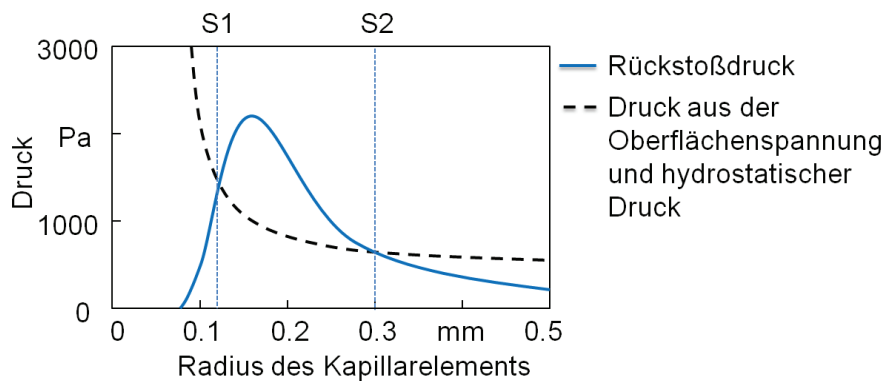
$$p_{OFS} = \frac{\sigma}{a} \quad (5.14)$$

Der hydrostatische Druck  $p_{hyd}$  wird mit Hilfe von Gleichung 5.15 [Gro07] mit der Gravitationskonstanten  $g$  und der Tiefe  $z_{akt}$  des Elements von der Materialoberseite bestimmt.

$$p_{hyd} = \rho \cdot g \cdot z_{akt} \quad (5.15)$$

Der Schnittpunkt der Komponenten der Druckgleichung (5.11) beschreibt das Druckgleichgewicht (**Bild 5.5**). Der Schnittpunkt S1 (**Bild 5.5**) ist instabil, da bei einer radialen Auslenkung instabile Zustände entstehen. Die auf die Kapillarwand wirkenden Kräfte würden diese bei vergrößertem Radius weiter vergrößern und bei verkleinertem

Radius zum Kollabieren bringen. Daher ist Schnittpunkt S2 der gesuchte quasi-statische Radius [Ple01].



Volpp2016

BIAS ID 161318

**Bild 5.5:** Komponenten der Druckgleichung (5.11) zur Bestimmung des stabilen Radius [Vol15]

Am errechneten Wert des Kapillarradius wird zusätzlich der Federkennwert  $\delta$  mit Hilfe von Gleichung 5.16 bestimmt.

$$\delta = \frac{p_{i+1} - p_{i-1}}{r_{i+1} - r_{i-1}} \quad (5.16)$$

Der Federkennwert gibt die Druckdifferenz bei Auslenkung des Kapillarradius aus dem Gleichgewicht bei infinitesimaler Auslenkung in Radiusrichtung  $i$  an. Dieser Wert ist definitionsgemäß bei einem gefundenen stabilen Kapillarradius negativ.

### Simulation der Kapillareigenschaften

Zur Modellierung beginnt die Berechnung der Kapillare im untersten Element (Element 1), wobei die Kapillare am unteren Ende geschlossen ist. Es werden die Temperaturwerte mit Hilfe der Energiegleichung (5.6) ermittelt und damit die Druckgleichung (5.11) gelöst, aus der der Kapillarradius berechnet wird. Der Radius wird schrittweise (von  $0.01 \cdot r_{L0}$  bis  $4 \cdot r_{L0}$  in  $0.01 \cdot r_{L0}$  Schritten) erhöht, um den stabilen Schnittpunkt der Druckkomponenten zu finden. Der errechnete Radius des Elements dient als Startwert der Berechnung des darüber liegenden Elements bis alle Elementradien bestimmt sind.

Abhängig von der lokalen Energie wird zusätzlich die Neigung der Kapillare  $\varphi$  in jedem Element bestimmt (Gl. 5.17) [Web10, Kap 3.3].

$$\varphi = \text{atan} \left( \frac{I_{inc}}{v_s \cdot \rho \cdot (k \cdot T_v + L_m + L_v)} \right) \quad (5.17)$$

Diese wird zur Berechnung der Intensität durch Mehrfachreflexionen berücksichtigt. Zur Berechnung der Absorption durch Mehrfachreflexionen wird eine „ray-tracing“-Methode angewendet. Die Strahlenbündel auf den Kreis- oder

Kreisringflächen  $B_j$  (**Bild 5.3**) werden zusammengefasst zu einem Strahl, der zentral von der Oberfläche beginnt und senkrecht entlang der Strahlachse in die Kapillare geführt wird. Die Strahlen werden mit Regeln der geometrischen Optik durch die Kapillare geleitet. Die initiale Energie eines Strahls wird bei Durchdringen eines Elements im Metaldampf und bei Auftreffen auf die Kapillarwand absorbiert. Nachdem alle Strahlen die Kapillare wieder verlassen haben, steht der neue Energieeintrag für jedes Kapillarelement nach den Mehrfachreflexionen fest. Diese wird wiederum, wie zuvor beschrieben, zur Berechnung der finalen Kapillargeometrie verwendet.

Ein weiterer Durchlauf der Mehrfachreflexionen ermittelt ein weiteres Mal eine veränderte Energieeinbringung und führt zu angepassten Kapillarradien, die als Initiator für die Schwingungen im dynamischen Modell benötigt werden.

### Modellparameter

Zur Berechnung werden die Stoffwerte von reinem Aluminium verwendet, die als druck- und temperaturunabhängig definiert werden. Damit wird das in den Experimenten verwendete technisch reine Aluminium (EN AW-1050) näherungsweise abgebildet. Die verwendeten Werte zur Modellierung sind in **Tabelle 5.1** aufgelistet.

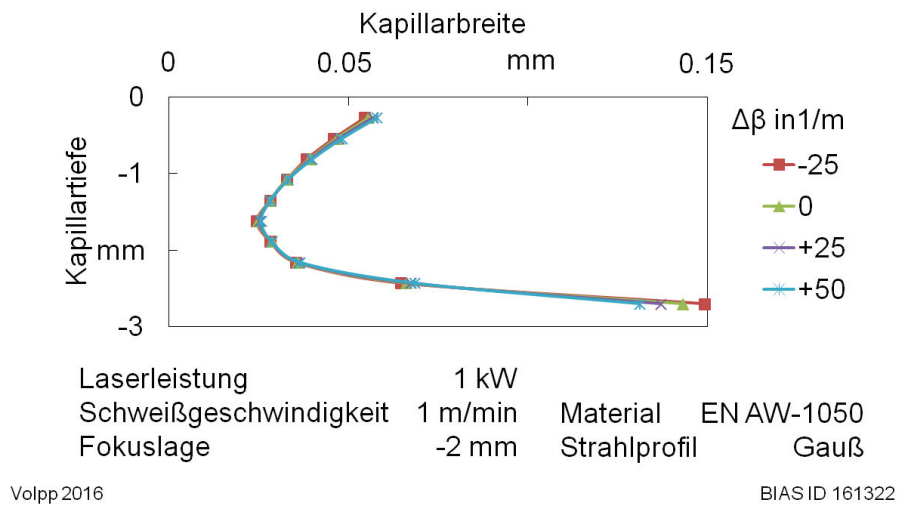
**Tabelle 5.1:** Modellparameter zur Berechnung der quasi-statischen Kapillare

Parameter	Symbol	Wert	Einheit	Quelle
Elementanzahl	-	10	-	
Laserwellenlänge	$\lambda$	1.07	$\mu\text{m}$	
Umgebungstemperatur	$T_0$	293	K	
Umgebungsdruck	$p_a$	0.1	MPa	
Materialdichte	$\rho$	2.7	$\text{g}/\text{cm}^3$	[Bra92]
Molare Masse	$M$	24.3	$\text{g}/\text{mol}$	
Gaskonstante	$R$	8.31	$\text{J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$	
Gravitationskonstante	$g$	9.81	$\text{m}/\text{s}^2$	
Wärmeleitfähigkeit	$k$	235	$\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$	[Gei09]
Spezifische Wärmekapazität	$c_p$	900	$\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	[Bra92]
Temperaturleitfähigkeit	$\kappa$	98.8e-6	$\text{m}^2/\text{s}$	[Mac97]
Adiabatenkoeffizient	$\gamma$	40e-6	-	[Gat12]
Verdampfungstemperatur	$T_v$	2792	K	[Bra92]
Schmelztemperatur	$T_s$	933	K	[Bra92]
Latente Wärme (Verdampfung)	$L_v$	10800	$\text{kJ}/\text{kg}$	[Win06]
Latente Wärme (Schmelzen)	$L_s$	386	$\text{kJ}/\text{kg}$	[Win06]
Oberflächenspannungskoeffizient (bei $T_s$ )	$\sigma$	288	$\text{mN}/\text{m}$	[Iid88]

Der Absorptionskoeffizient  $\beta$  wird abhängig von der absoluten Kapillartiefe  $z_{akt}$  definiert. Im oberen Kapillarbereich wird die erhöhte Absorption u. a. durch Rekondensation [Soh15] durch lineare Extrapolation berücksichtigt (Gl. 5.18).

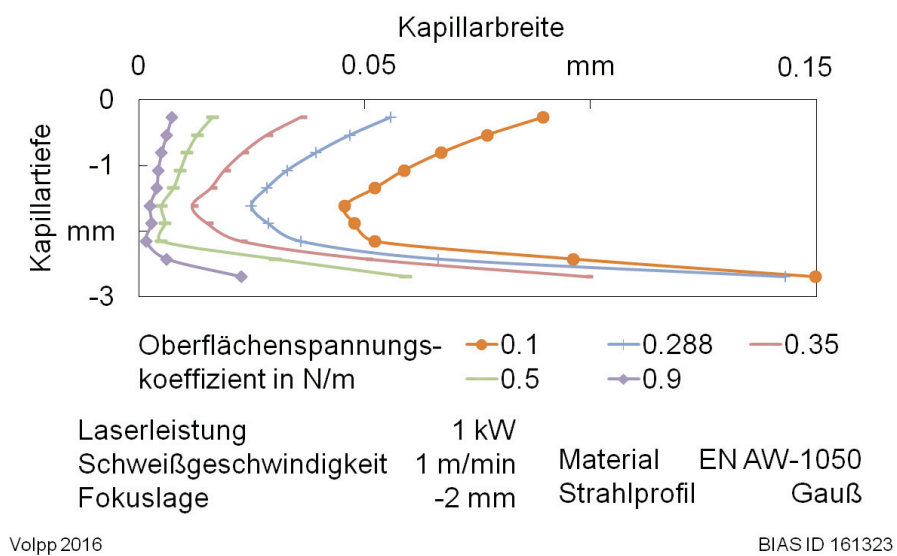
$$\beta = -400 \frac{1}{m} \cdot z_{akt} + 1200 \frac{1}{m} \tag{5.18}$$

Bei einer Änderung des Absorptionskoeffizienten  $\beta$  um  $\Delta\beta$  in jedem Element ist die Abweichung der Kapillargeometrie gering (**Bild 5.6**). Daher kann Gleichung 5.18 zur Beschreibung der Dampfabsorption verwendet werden.



**Bild 5.6:** Einfluss der Dampfabsorption auf die Kapillargeometrie bei Änderung des Dampfabsorptionskoeffizienten um  $\Delta\beta$  in jedem Element

Es soll im Folgenden der Einfluss des als konstant betrachteten Oberflächenspannungskoeffizienten  $\sigma$  untersucht werden.



**Bild 5.7:** Einfluss des als konstant angenommenen Oberflächenspannungskoeffizienten auf die modellierte Kapillargeometrie (Referenzparameter **Tabelle 4.1**, Gauß-Profil)

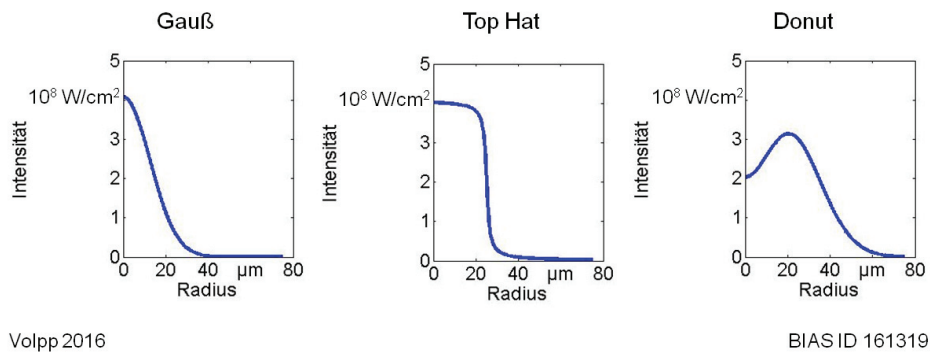
Durch Voruntersuchungen von Iida et al. [Iid88] zur Bestimmung der Oberflächenspannung von verdampfenden Oberflächen und der Beobachtungen, dass die Kapillaröffnung leicht größer ist, als der Fokusbereich (hier 0.0375 mm), scheint die Annahme eines Oberflächenspannungskoeffizienten von 0.288 N/m nach **Bild 5.7** sinnvoll.

Zur Berechnung der Strahlprofile (Gauß, Top Hat, Donut) (**Bild 5.8**) im Modell werden die Gleichungen 5.19, 5.20 bzw. 5.21 verwendet. Dabei bezeichnet  $I$  die Intensität abhängig vom Strahlradius  $r$ ,  $P_{abs}$  die absorbierte Leistung und  $\lambda$  die Laserwellenlänge.

$$I_{gs}(r) = \frac{P_{abs}}{\pi \cdot r_{L0}^2} \cdot e^{-\left(\frac{r}{r_{L0}}\right)^2} \quad (5.19)$$

$$I_{th}(r) = \frac{P_{abs}}{\pi \cdot r_{L0}^2} \cdot \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \cdot \arctan\left(\frac{r - r_{L0}}{\lambda}\right) \right) \quad (5.20)$$

$$I_{do}(r) = \frac{P_{abs}}{\pi \cdot r_{L0}^2} \cdot \left( 1.5 \cdot \frac{r^2}{r_{L0}^2} + 0.5 \right) \cdot e^{-\left(\frac{r}{r_{L0}}\right)^2} \quad (5.21)$$

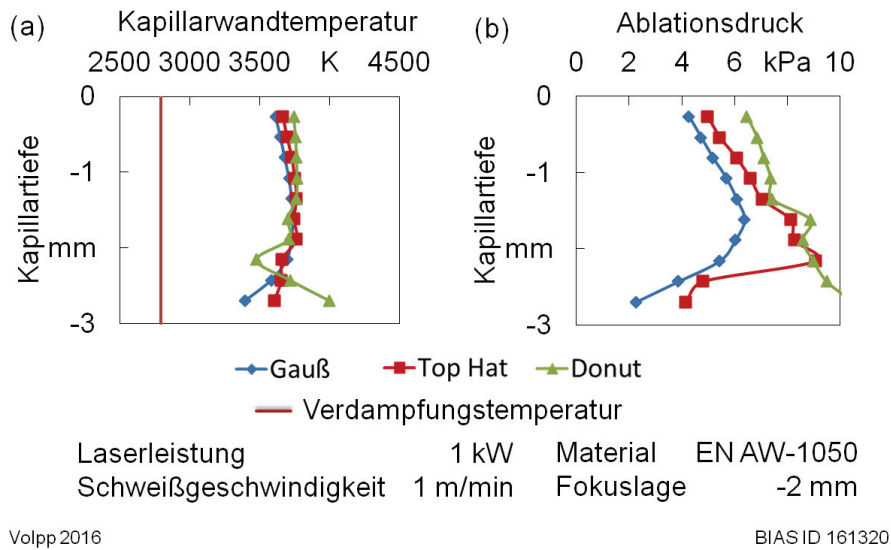


**Bild 5.8:** Zur Berechnung verwendete Strahlprofile

Es wird im Modell angenommen, dass das Intensitätsprofil ab einem Abstand von einer Rayleighlänge von der Strahlformungsebene mit einer Gauß-Glockenkurve (Gl. 5.19) dargestellt werden kann.

### 5.2.2 Validierung des quasi-statischen Kapillarmodells

Die im quasi-statischen Modell berechneten Temperaturen bei allen untersuchten Schweißparametern liegen oberhalb der Verdampfungstemperatur von Aluminium von 2792 K [Bra92] im Bereich zwischen 3400 K und 4000 K (**Bild 5.9a**). Das bedeutet, dass eine Überhitzung der Kapillarwand vorliegt. Solch eine Überhitzung konnte bereits von Cho et al. [Cho06] ermittelt werden. Die axialen Abweichungen der Temperaturverteilung bei unterschiedlichen Schweißparametern sind gering, was bereits von Dowden [Dow89] bezüglich der Laserleistung beobachtet wurde.

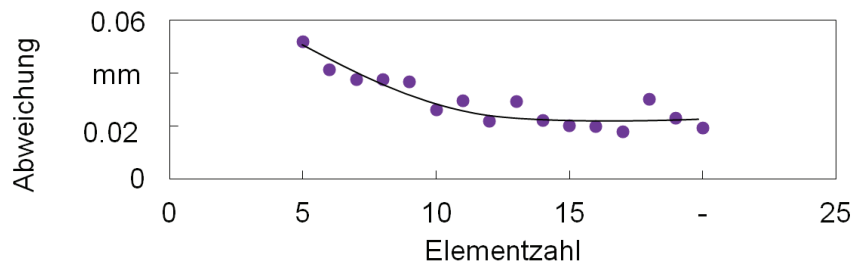


**Bild 5.9:** Axiale Verteilung (a) der Temperatur und (b) des Ablationsdrucks in der Kapillare bei verschiedenen Strahlprofilen (Referenzparameter **Tabelle 4.1**)

Die im Modell berechneten Druckwerte von 2 kPa bis 12 kPa (**Bild 5.9b**) entsprechen den Größenordnungen der ermittelten Werte anderer Autoren. Bei Schweißungen in Eis wurde der Druck einer stabilen Kapillare zu 10 kPa bis 100 kPa ermittelt [Ber11b]. Mizutani et al. [Miz03] berechneten mit Hilfe von Kapillargeometrien aus Online-Röntgendurchstrahlungsmessungen den notwendigen Druck in der Kapillare beim Schweißen in vorgewärmten, flüssigem Zink zu 5 kPa an der Kapillarspitze.

### 5.2.3 Einfluss inhärenter Modellparameter

Inhärente Parameter bezeichnen Größen, die ohne physikalischen Hintergrund zur Modellierung vorgegeben werden müssen. In diesem Modell ist der wesentliche Parameter die gewählte Anzahl an Zylinderelementen, in die die Kapillare unterteilt wird. Bei unterschiedlicher Elementzahl wurde die beschriebene Modellrechnung durchgeführt und die mittlere Abweichung des Kapillardurchmessers von der angenommenen konischen Kapillarform mit dem experimentell ermittelten mittleren Kapillardurchmesser an der Oberfläche von 0.112 mm berechnet (**Bild 5.10**). Es zeigt sich, dass Elementzahlen unter 10 zu vergleichsweise großen Abweichungen führen, bei einer höheren Anzahl an Elementen keine signifikante Verbesserung der Genauigkeit der Kapillargeometrie zu beobachten ist. Daher wurde für die Berechnungen eine Elementzahl von 10 verwendet.



• Abweichung des Mittelwerts des Kapillardurchmessers

Laserleistung	1 kW	Material	EN AW-1050
Schweißgeschwindigkeit	1 m/min	Strahlprofil	Gauß
Fokusslage	-2 mm		

Volpp2016

BIAS ID 161321

**Bild 5.10:** Mittlere Abweichung des Kapillardurchmessers zur experimentell genäherten Kapillarform

## 5.3 Dynamisches Kapillarmodell

### 5.3.1 Modellierung der dynamischen Kapillare

Zur Modellierung der Dynamik der Kapillarelemente wird ein System aus Differentialgleichungen (basierend auf [Ple01]) aufgestellt. Das System beinhaltet eine Gleichung zur Beschreibung der zeitlichen Schwingungen des Radius  $a(t)$  (Gl. 5.22) und des Drucks  $p(t)$  und deren zeitliche Ableitungen abhängig von der Zeit  $t$  (Gl. 5.23). Auf den Dämpfungsterm aus [Ple01] wird verzichtet, da die Kapillare ein permanent dynamisches System darstellt [Kla00]. Zusätzlich wird in dieser Arbeit ein Term zur Berücksichtigung der dynamischen Beeinflussung der Nachbarelemente eingeführt.

$$\ddot{a}(t) = \frac{F_{Dampf}(a, p)}{m_j} - \frac{F_{OFS}}{m_j} + \frac{F_{beul}(a)}{m_j} + \ddot{a}_{wand} \quad (5.22)$$

$$\dot{p}(t) = -\dot{p}_{ström}(p) + \dot{p}_{Verdampfung}(a) - \dot{p}_{Vol}(a, \dot{a}) \quad (5.23)$$

### Radiusschwingungen

Zur Beschreibung der Radiusschwingungen (Gl. 5.19) werden die Einflüsse der Kraft durch Verdampfung der Oberfläche (Rückstoßdruck)  $F_{Dampf}$ , der Kraft aus der Oberflächenspannung  $F_{OFS}$  der umgebenden Schmelze, der Aufbeulung der Schmelze an der Oberfläche  $F_{beul}$  und die Beschleunigung der Kapillarwand aufgrund des Schmelzedrucks der benachbarten Elemente berücksichtigt. Die Masse  $m_j$  beschreibt die Masse des Schmelzbades um ein Kapillarelement.

Die Kraft aus dem Rückstoß aus der Kapillarwandverdampfung  $F_{Dampf}$  kann mit Gleichung 5.24 [Ple01] beschrieben werden, wobei  $b$  die Elementhöhe bezeichnet.

$$F_{Dampf}(a(t), p(t)) = 2\pi b \cdot a(t) \cdot p(t) \quad (5.24)$$



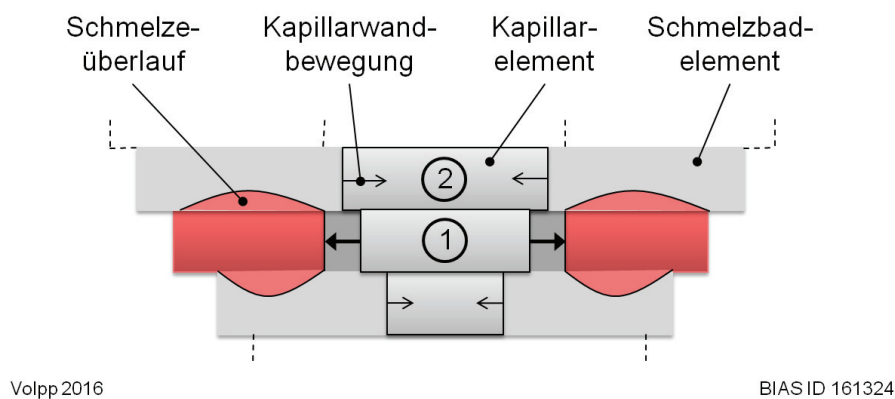
Die Kraft aus der Oberflächenspannung des umliegenden Schmelzbades  $F_{OFS}$  setzt sich aus zwei Komponenten zusammen (Gl. 5.25). Einerseits ist die Krümmung des Zylinderradius die Ursache einer Komponente der Oberflächenspannung [Ple01]. Andererseits ist die Überhöhung bzw. der Einfall der Schmelze an der Kapillarwand in radialer Richtung Ursache einer Kraft aus der resultierenden Oberflächenspannung. Die Querschnittsfläche  $A_{beul}$  dieses Schmelzeanteils gemessen zum Gleichgewichtszustand beschreibt die zweite Komponente von Gleichung 5.25.

$$F_{OFS} = 2\pi b \cdot \sigma - \frac{\sigma}{b} \cdot A_{beul} \quad (5.25)$$

Das Aufbeulen der Schmelze an der Oberfläche wird durch Gleichung 5.26 (Berechnung nach [Ple01] für Einschweißen) mit dem Gleichgewichtsradius  $a_0$  aus der quasi-statischen Rechnung und dem experimentell ermittelten Vergrößerungsfaktor  $c$  (Verhältnis von Schmelzbadbreite zu Kapillarbrennweite) beschrieben.

$$F_{beul}(a_{(t)}) = \frac{6 \cdot b \cdot \sigma \cdot (a_0^2 - a_{(t)}^2)}{(c \cdot a_0 - a_{(t)})^2 \cdot ((c^2 \cdot a_0^2) - a_{(t)}^2)} \quad (5.26)$$

Zusätzlich wird ein Term eingeführt, der die Auswirkung einer Schmelzbadverdrängung durch Volumenänderung eines Kapillarelements auf den Kapillarradius des Nachbarelements berücksichtigt. Die Zylinderwand am Übergang von Schmelze zum festen Material wird dabei als starr angesehen.



**Bild 5.11:** Vorgehen zur Elementverknüpfung durch Schmelzbadverdrängung in die Nachbarelemente

Beispielhaft wird der Einfluss einer Auslenkung eines beliebigen Elements 1 auf das Nachbarelement 2 beschrieben (**Bild 5.11**). Die zusätzliche Kraft  $F_2 = m_2 \cdot \ddot{a}_2$  auf das beeinflusste Element 2 wird mit Hilfe von Gleichung 5.27 beschrieben, wobei  $p_{2,neu}$  der beeinflusste Druck ist.

$$F_2 = p_{2,neu} \cdot E_2 \quad (5.27)$$

Die Kapillarwandfläche  $E_2$  wird mit Hilfe von Gleichung 5.28 beschrieben mit der Elementhöhe  $b$  und dem Radius  $a_2$  des Elements 2.

$$E_2 = 2 \cdot \pi \cdot b \cdot a_2 \quad (5.28)$$

Der beeinflusste Druck in Element 2 wird definiert über die Volumenänderung des umliegenden Schmelzbades durch die Änderung des Schmelzbades des Elements 1 (Gl. 5.29), wobei  $V_j$  das Volumen der Schmelze um das jeweilige Element und  $\Delta V_1$  die Volumenänderung des Elements 1 beschreibt.

$$p_{2,neu} = p_2 \cdot \frac{V_2}{(V_2 + \Delta V_1)} \quad (5.29)$$

Das Schmelzbadvolumen um Element 2 wird durch Gleichung 5.30 beschrieben.

$$V_2 = \pi \cdot d \cdot (c \cdot a_2^2 - a_2^2) \quad (5.30)$$

Das Element 2 bekommt die Hälfte des zusätzlichen oder reduzierten Volumens  $\Delta V_1$  zugeschrieben (Gl. 5.31), für den Fall des untersten Elements wird das gesamte Volumen übertragen. Die Schmelze, die dem obersten Element übertragen wird, wird in  $F_{beul}$  berücksichtigt. Der aktuelle Radius ist mit  $a_1$ , der Gleichgewichtsradius mit  $a_{1,0}$  bezeichnet.

$$\Delta V_1 = \pi \cdot b \cdot (a_1^2 - a_{1,0}^2) \quad (5.31)$$

Führt man die Gleichungen 5.27 bis 5.31 zusammen, kann die zusätzliche Beschleunigung der Kapillarwand  $\ddot{a}_{wand,i}$  berechnet werden (Gl. 5.32).

$$\ddot{a}_{wand,2} = \frac{p_2}{m_j} \cdot (2 \cdot \pi \cdot b \cdot a_2) \cdot \frac{c \cdot a_2^2 - a_2^2}{(c \cdot a_2^2 - a_2^2) + \left(\frac{a_1^2 - a_{1,0}^2}{2}\right)} \quad (5.32)$$

### Druckschwankungen

Die Komponenten der Druckgleichung (Gl. 5.23) beinhalten die Druckerhöhung aus der Verdampfung an der Kapillarwand  $\dot{p}_{verdampf}$ , des Druckverlustes aufgrund von Metaldampfabströmung aus dem Kapillarelement  $\dot{p}_{ström}$  und der Druckänderung durch Änderung des Kapillarelementvolumens durch Radiusbewegung  $\dot{p}_{vol}$ .

Der Druck durch Verdampfung kann mit Hilfe von Gleichung 5.33 mit der Intensität  $I$  in dem jeweiligen Kapillarelement beschrieben werden [Ple01].

$$\dot{p}_{verdampf}(a) = \frac{2 \cdot I}{a} \quad (5.33)$$

Der Druckverlust durch entweichenden Metaldampf  $\dot{p}_{ström}$  ist abhängig von der Abströmgeschwindigkeit des Dampfes von der Kapillarwand  $v_{out}$  und dem

Umgebungsdruck  $p_0$  (Gl. 5.34) (Berechnung nach [Ple01]).  $v_{out}$  ergibt sich mit Hilfe der Formel zur Beschreibung des hydrodynamischen Drucks zu Gleichung 5.35 mit dem Ablationsdruck  $p_{ström}$  an der Kapillarwand.

$$\dot{p}_{ström}(p) = \frac{v_{out}}{b \cdot (p_0 - p)} \quad (5.34)$$

$$v_{out} = \sqrt{\frac{2 \cdot p_{ström}}{\rho}} \quad (5.35)$$

Die Druckänderung durch Volumenänderung wird mit Gleichung 5.36 mit dem im quasi-statischen Modell bestimmten Gleichgewichtsdruck  $p_{GG}$  beschrieben [Ple01].

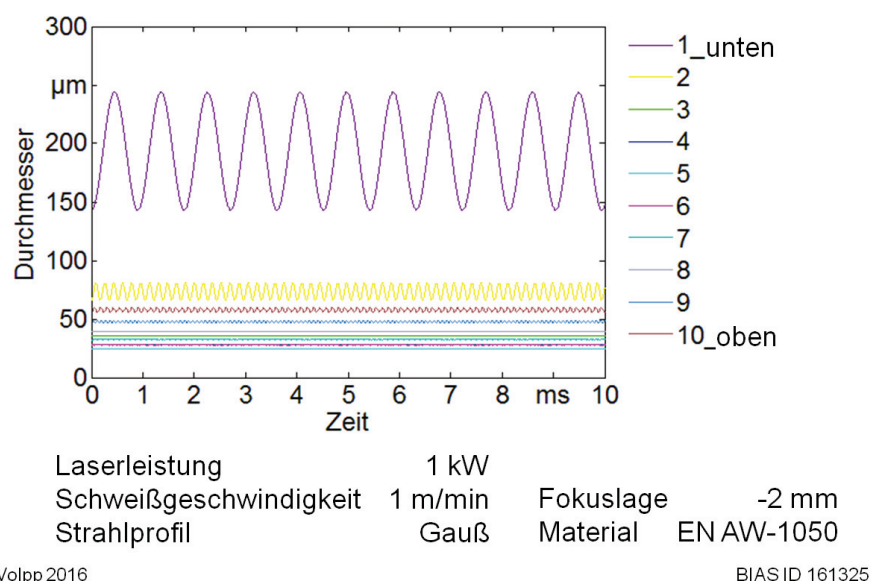
$$\dot{p}_{Vol}(a(t), \dot{a}(t)) = \frac{2 \cdot p_{GG} \cdot a_0^2 \cdot \dot{a}(t)}{a(t)^3} \quad (5.36)$$

### Simulation der Kapillardynamik

Die Unterteilung der Kapillare in 10 Elemente wird weiter genutzt, um Kapillarschwingungen in verschiedenen Kapillarabschnitten darstellen zu können. Aufgrund der Unterteilung in eine endliche Zahl an Elementen werden nicht alle in einer realen Kapillare vorhandenen Schwingungen dargestellt werden, ein Großteil des Spektrums der Schwingungen wird aber abgedeckt [Hon96].

Die Auslenkung und die Gleichgewichtslage der Radiusschwingungen in den einzelnen Elementen werden dem quasi-statischen Modell entnommen. Die Berechnung des Differentialgleichungssystems (Gl. 5.22 und Gl. 5.23) erfolgt numerisch. Das System wird in Matlab Simulink (Version 7.8.0 R2009a) implementiert und mit dem Solver ode45 gelöst. Die simulierte Prozessdauer beträgt 0.1 s, die Zeitschritte sind variabel zwischen 1e-7 s und 5e-7 s definiert. Die Zeitschritte werden klein gewählt, um auch hohe Frequenzen der Kapillarelementschwingungen zu erfassen. Ki et al. [Ki02a] empfehlen für eine Laserschweißprozesssimulation Zeitschritte kleiner als 1e-6 s. Es werden die zur Berechnung notwendigen Parameter aus **Tabelle 5.1** verwendet. Der Vergrößerungsfaktor  $c$  wird als Quotient von Schmelzbadbreite zur Kapillarbreite bestimmt. Die Schmelzbadbreite wird dabei in Querschliffbildern an fünf Stellen bestimmt (**Bild 4.3**) und mit den berechneten Kapillarbreiten aus der quasi-statischen Rechnung ins Verhältnis gesetzt. Der Mittelwert aus fünf Messungen wird als Vergrößerungsfaktor  $c$  für die gesamte Kapillare angenommen.

Mit Hilfe des dynamischen Modells lassen sich die zeitlichen Verläufe der Durchmesser-schwingungen ermitteln (**Bild 5.12**). Es bilden sich sinusähnliche Oszillationen der Radiusschwingungen aus. Daraus lassen sich die Frequenzen  $f$  und Amplituden  $D$  der Schwingungen in jedem Kapillarelement bestimmen.



**Bild 5.12:** Zeitlicher Verlauf der Durchmesseroszillationen in den Kapillarelementen

Es wird die maximale Geschwindigkeit der Kapillarradiusbewegung  $v_{max}$  in jedem Element bestimmt. Unter der Annahme von zeitlich sinusförmigen Schwingungen (Gl. 5.37) ergibt sich durch Ableitung (Gl. 5.38) und Bildung des Maximalwertes die maximale Wandgeschwindigkeit in jedem Element zu Gleichung 5.39.

$$a(t) = D \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t) \quad (5.37)$$

$$\dot{a}(t) = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot D \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t) \quad (5.38)$$

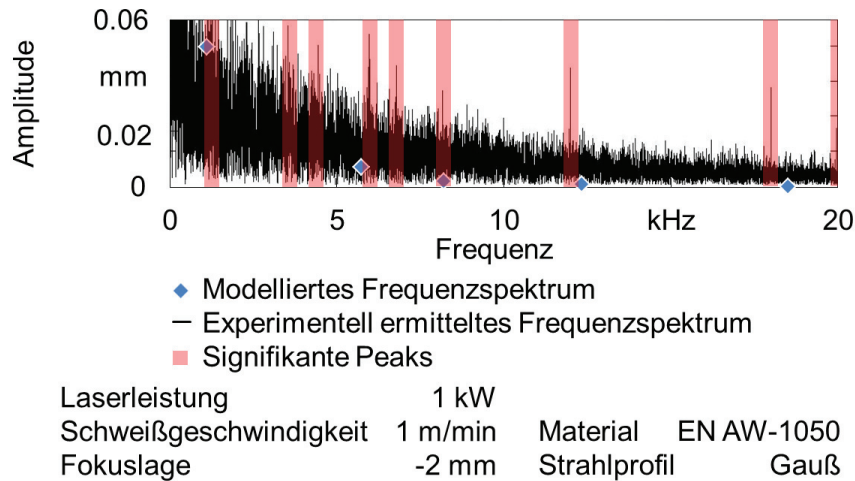
$$v_{max} = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot D \quad (5.39)$$

Durch Einsetzen der Amplitude  $D$  und der Frequenz  $f$  der Schwingung lassen sich somit die Maximalgeschwindigkeiten an der Kapillarwand ermitteln.

### 5.3.2 Validierung des dynamischen Kapillarmodells

Die experimentell ermittelten Kapillarfrequenzen befinden sich im Bereich von 1.1 kHz bis 1250 kHz. Verschiedene Autoren (**Bild 2.2** und **Bild 2.3**) beschreiben Frequenzbereiche von 1 kHz bis 100 kHz, die der Kapillarbewegung zugeordnet werden. Bei einer Schweißung mit Gauß-Profil wird genau dieser Frequenzbereich abgedeckt. Allerdings werden im vorgestellten Modell bei Verwendung eines Top Hat- oder Donut-Profiles zusätzlich in einigen Elementen deutlich höhere Frequenzen ermittelt. Bei den experimentellen Messungen der Autoren (**Bild 2.2**) könnten die hohen Frequenzen bei deren kleinen Amplituden im Rauschen untergehen bzw. es könnte die Aufnahmefrequenzen zu gering sein, um diese darzustellen. Der Frequenzbereich bis 18 kHz konnte mit Hilfe von Emissionsmessungen in dieser Arbeit experimentell untersucht werden. Zur Validierung des dynamischen Modells werden die experimentell

ermittelten Frequenzpeaks mit den modellierten Frequenzen verglichen. Die im Experiment ermittelten Peaks werden, wie erwartet, nicht alle im Modell berechnet. In **Bild 5.13** sind die Frequenzpeaks aus den optischen Messungen mit rotem Balken markiert. Gleichzeitig sind die berechneten Frequenzen der einzelnen Kapillarelemente bei den berechneten Amplituden als Datenpunkte eingezeichnet.

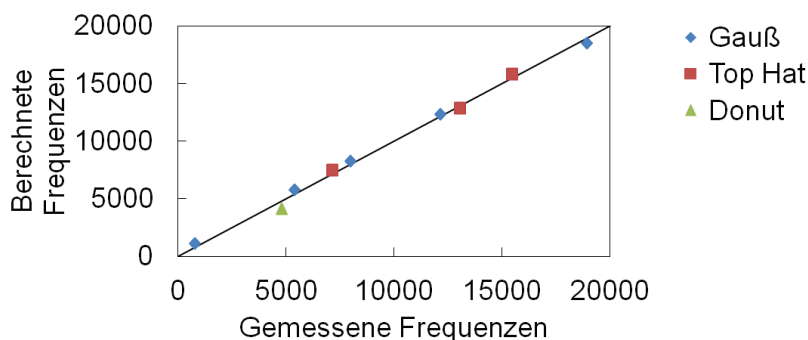


Volpp 2016

BIAS ID 161326

**Bild 5.13:** Beispiel eines Vergleichs des gemessenen Frequenzspektrums und den berechneten Amplituden-Frequenz-Daten (Referenzparameter **Tabelle 4.1**, Gauß-Profil)

Die so ermittelten gemessenen und modellierten Frequenzen werden zueinander zugeordnet und sind in **Bild 5.14** eingetragen.



Laserleistung 1 kW Fokusbildung -2 mm  
 Schweißgeschwindigkeit 1 m/min Material EN AW-1050

Volpp 2016

BIAS ID 161327

**Bild 5.14:** Validierung der berechneten Frequenzen bei verschiedenen Strahlprofilen (Referenzparameter **Tabelle 4.1**)

Die berechneten und experimentell ermittelten Frequenzen zeigen eine gute Übereinstimmung, wenn auch erwartungsgemäß nicht alle experimentell ermittelten Frequenzen im Modell berechnet werden können.

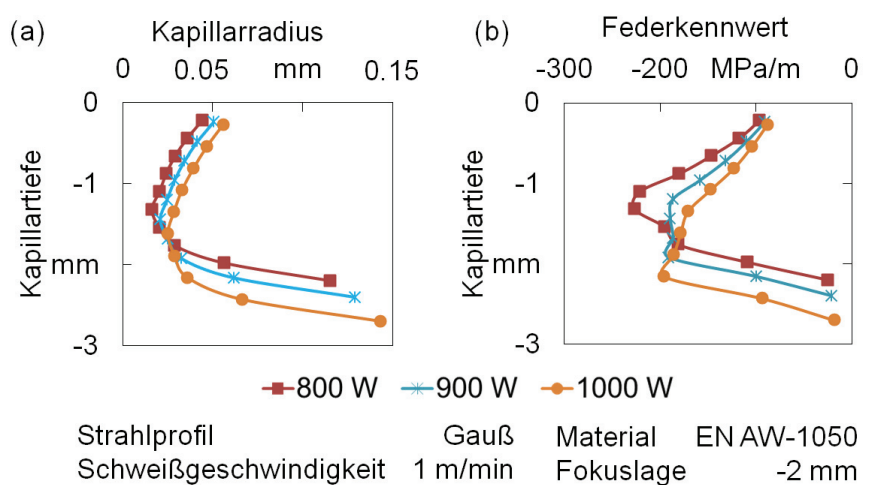


## 6 Ergebnisse

### 6.1 Quasi-statische Kapillare

Ausgehend vom Referenzparametersatz (**Tabelle 4.1**) wird am Beispiel des Gauß-Strahlprofils der Einfluss der Laserleistung, der Schweißgeschwindigkeit und zusätzlich der Strahlprofile auf die quasi-statischen Kapillareigenschaften gezeigt. Die vorgestellten Tendenzen bezüglich der Variation der Laserleistung und Schweißgeschwindigkeit sind innerhalb der Strahlprofile Top Hat und Donut vergleichbar.

Ein erhöhter Energieeintrag durch eine höhere Laserleistung bewirkt eine höhere Kapillartiefe. Die resultierenden Kapillarformen zeigen dabei global ähnliche Tendenzen. Charakteristisch ist die Verengung im mittleren Kapillarbereich. Der Kapillarradius wird bei steigender Laserleistung durch den höheren Energieeintrag insgesamt größer (**Bild 6.1a**). Der Federkennwert zeigt, speziell an der Verengung der Kapillare bei kleineren Laserleistungen größere (absolute) maximale Werte im mittleren Kapillarbereich (**Bild 6.1b**).

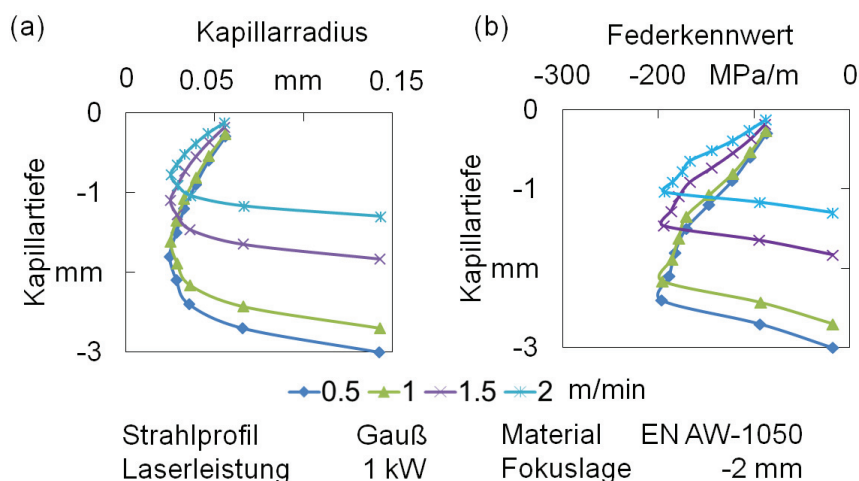


Volpp 2016

BIAS ID 161328

**Bild 6.1:** Einfluss der Laserleistung auf die quasi-statischen Kapillareigenschaften (a) Kapillarradius und (b) Federkennwert (Gauß-Profil, ausgehend vom Referenzparametersatz **Tabelle 4.1**)

Bei einer Variation der Schweißgeschwindigkeit zeigen sich bei unterschiedlichen Kapillartiefen ähnliche Kapillarformen und Verläufe des Federkennwertes (**Bild 6.2**).

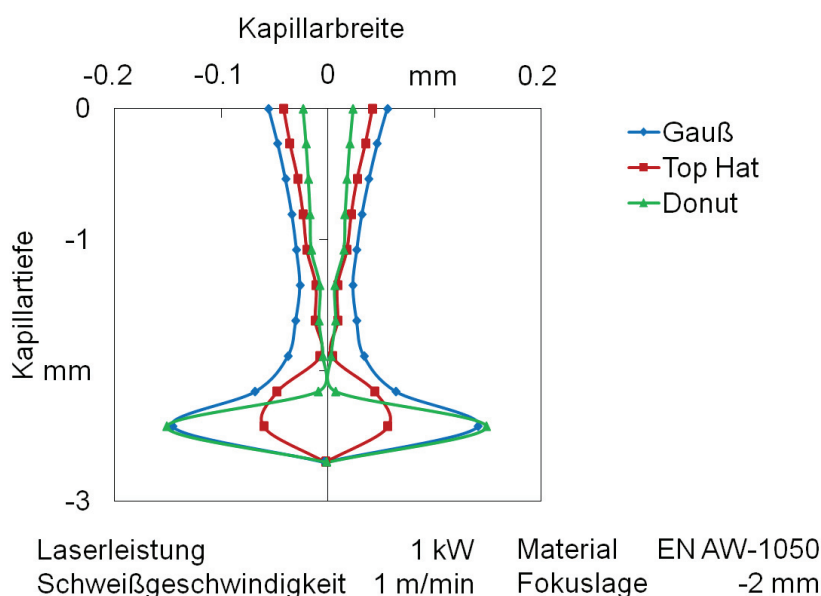


Volpp 2016

BIAS ID 161329

**Bild 6.2:** Einfluss der Schweißgeschwindigkeit auf die quasi-statischen Kapillareigenschaften (a) Kapillarradius und (b) Federkennwert (Gauß-Profil, ausgehend vom Referenzparametersatz **Tabelle 4.1**)

Bei Variation des Strahlprofils bilden sich unterschiedliche Kapillargeometrien aus (**Bild 6.3**). Das Gauß-Profil führt dabei zu den größten Radien, das Top Hat-Profil zeigt kleinere Radien, während bei Verwendung eines Donut-Profiles die Kapillare im unteren Bereich fast kollabiert. Alle Kapillaren zeigen eine Vergrößerung an der Kapillarspitze. Die Neigung der Kapillarwand zur Strahlachse ist für alle berechneten Kapillaren im Bereich zwischen  $0.5^\circ$  bis  $5^\circ$ , was den Literaturwerten ( $2^\circ$  bis  $8^\circ$ ) gut entspricht [Kap13].



Volpp 2016

BIAS ID 161330

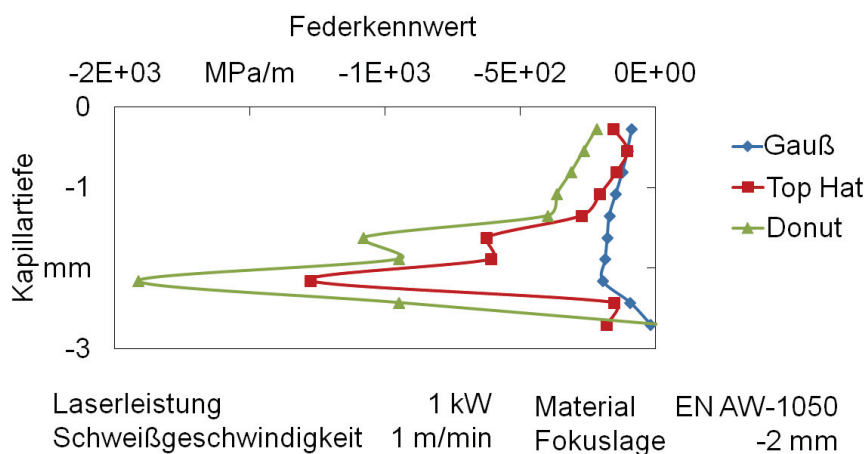
**Bild 6.3:** Berechnete Kapillargeometrie abhängig vom Strahlprofil des Lasers (Referenzparameter **Tabelle 4.1**)



In früheren Arbeiten konnte gezeigt werden, dass die berechnete Kapillargeometrie mit der experimentell ermittelten gut übereinstimmt [Vol15]. Die Dimensionen der berechneten Kapillare entsprechen den Tendenzen, die auch in Röntgendurchstrahlungsmessungen gesehen wurden [Bol13b]. Die Kapillare zeigt auch dort an der Materialoberfläche größere Durchmesser als den Durchmesser des Laserstrahls. In der Mitte der Kapillare zeigen sich Verengungen des Durchmessers, wobei an der Kapillarspitze eine Aufweitung zu beobachten ist. Kawahito et al. [Kaw11] konnten ebenfalls eine Aufweitung der Kapillare im unteren Bereich besonders bei Schweißungen in Aluminium beobachten. Diese Tendenzen konnten ebenfalls im numerischen Strömungsmodell von Cho [Cho12] gesehen werden.

Die lokal hohen Intensitäten an der Kapillarspitze führen im Modell zu großen Radien im unteren Kapillarbereich. Diese Energiekonzentration konnte bereits von Kaplan [Kap11b] erkannt werden, wobei eine erhöhte Einschweißtiefe speziell bei Verwendung des Gauß-Profils erkannt wurde. Das Modell scheint die Energiekonzentration durch Mehrfachreflexionen und der Fokuslage bei -2 mm im unteren Kapillarbereich zu überschätzen, weshalb eine deutliche Vergrößerung der Kapillarspitze entsteht. Zudem sieht das vorliegende Modell keine Anpassung der Kapillartiefe vor, weshalb eine Vergrößerung der Kapillare in radialer Richtung die Folge ist. Dies führt zu den großen Kapillardurchmessern nahe der Kapillarwurzel, die die realen Kapillardimensionen daher überschätzen.

Je kleiner die Kapillarradien sind, desto größer wird der (absolute) Federkennwert berechnet (**Bild 6.4**). Speziell an den jeweils engsten Kapillarelementen ergeben sich vergleichsweise hohe Werte des Federkennwertes, wobei lokal die größten Werte bei dem Donut-Profil berechnet werden.



Volpp2016

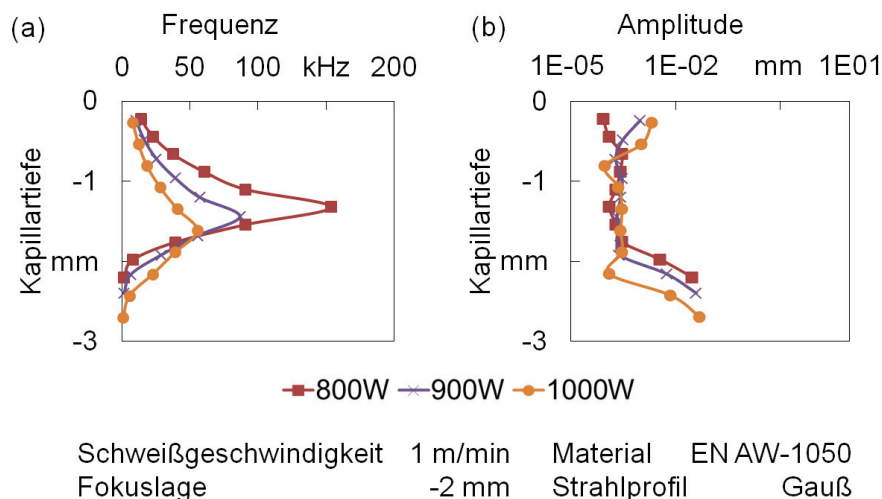
BIAS ID 161331

**Bild 6.4:** Berechnete Federkennwerte an der Kapillarwand abhängig vom Strahlprofil des Lasers (Referenzparameter **Tabelle 4.1**)

## 6.2 Dynamische Kapillare

### 6.2.1 Modellerte Kapillardynamik

Die dynamische Berechnung der Kapillarradiusschwingungen zeigt, dass bei kleinen Laserleistungen lokal höhere Frequenzen bei tendenziell kleineren Amplituden ermittelt werden (**Bild 6.5**). Dies deckt sich mit Beobachtungen von Kroos et al. [Kro93a], die bei großen Kapillardurchmessern kleinere Frequenzen ermittelten.



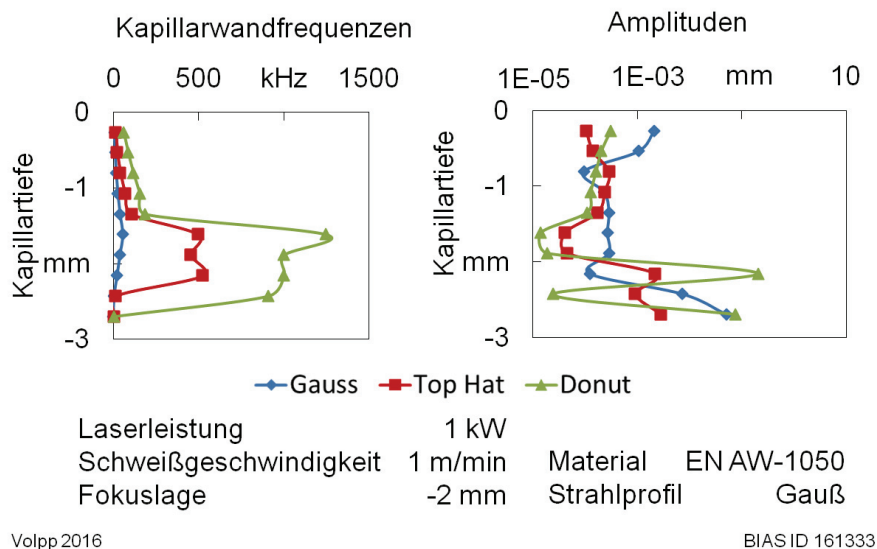
Volpp 2016

BIAS ID 161332

**Bild 6.5:** Berechnete Werte der (a) Frequenzen und (b) Amplituden der Kapillarradiusschwingungen bei Variation der Laserleistung (Referenzparameter **Tabelle 4.1**, Gauß-Profil)

Bei variiertem Schweißgeschwindigkeit werden vergleichbare Frequenz- und Amplitudenverläufe bei lediglich unterschiedlicher Kapillartiefe berechnet. Die Auswertung der Top Hat- und Donut-Schwingungen zeigen ähnliche Tendenzen bezüglich der Variation der Laserleistung und der Schweißgeschwindigkeit innerhalb des Strahlprofils.

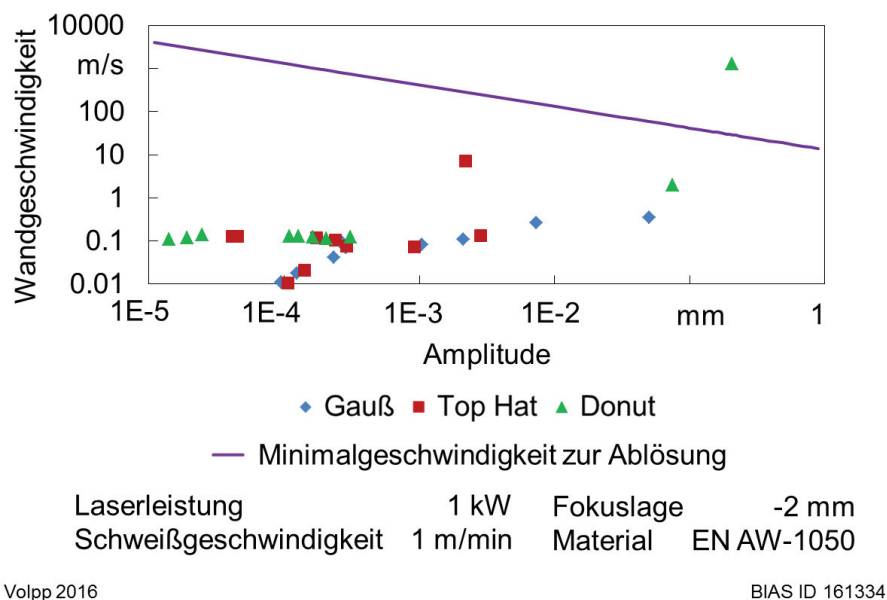
Eine Variation des Strahlprofils zeigt, dass bei Verwendung eines Gauß-Profiles die Kapillarradiusfrequenzen am geringsten sind, bei tendenziell größeren Amplituden im Vergleich zum Top Hat-Profil und dem zu noch höheren Frequenzen tendierenden Donut-Profil (**Bild 6.6**).



**Bild 6.6:** Einfluss des Strahlprofils auf dynamische Kapillareigenschaften: (a) Kapillarwandfrequenzen und (b) Amplituden (Referenzparameter **Tabelle 4.1**)

### 6.2.2 Maximale Kapillarwandgeschwindigkeiten

Aus den Frequenzen und Amplituden der Kapillarradiuschwingungen lassen sich mit Hilfe von Gleichung 5.39 die maximalen Kapillarwandgeschwindigkeiten bestimmen. Diese werden mit der minimal zur Ablösung eines Tropfens erforderlichen Geschwindigkeit (Gl. 2.2) verglichen (**Bild 6.7**).



**Bild 6.7:** Berechnete radiale Kapillarwandgeschwindigkeiten der einzelnen Kapillarelemente bei verschiedenen Strahlprofilen (Referenzparameter **Tabelle 4.1**)

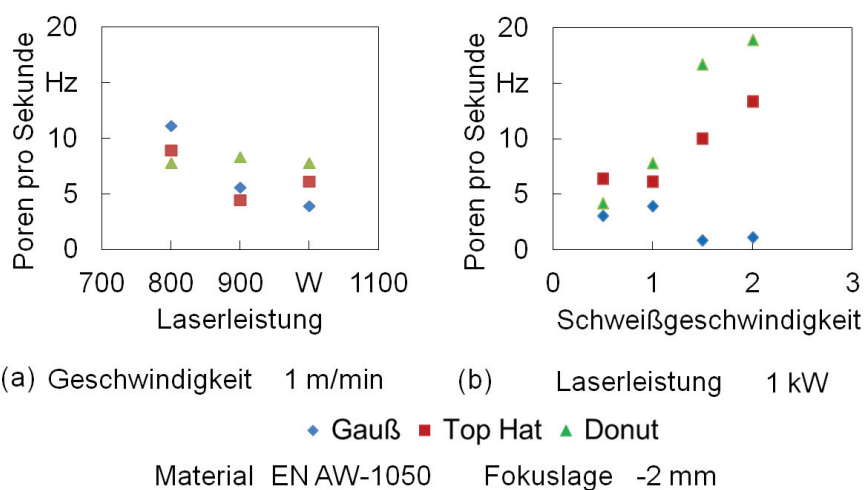
Der potentielle Spritzerdurchmesser wird dabei zur berechneten Amplitude definiert, da diese bei einer Ablösung näherungsweise dem Durchmesser des ablösbaren Spritzers entspricht. Die modellierten kleinen Amplituden an der Kapillarwand können bei den

berechneten radialen Kapillarwandgeschwindigkeiten bis zu einer Amplitude von 0.1 mm nicht durch die Kapillarwandgeschwindigkeit des Wandelements, an dem die Amplitude auftaucht, abgelöst werden.

### 6.3 Nahtimperfectionen

#### 6.3.1 Poren

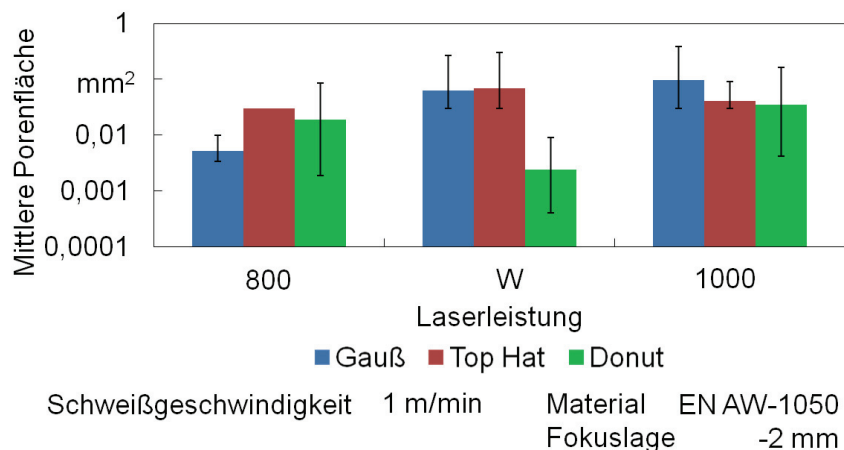
Im Folgenden werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen berichtet. Es zeigen sich Tendenzen zur Bildung von weniger (**Bild 6.8a**), aber größeren Poren (**Bild 6.9**) bei Erhöhung der Laserleistung, wie dies z. B. Gref [Gre05] bestimmen konnte. Aufgrund der Auflösung der Porenfläche von  $0.0004 \text{ mm}^2$  sind die ermittelten Tendenzen aufgrund der deutlich größeren Unterschiede der Werte signifikant. Bei Erhöhung der Schweißgeschwindigkeit ist eine Tendenz zu mehr Poren zu sehen (**Bild 6.9**). Ausnahme bildet das Gauß-Profil, das bei höheren Schweißgeschwindigkeiten tendenziell weniger Poren produziert, wie z. B. von Katayama [Kat09a] beobachtet wurde. Eine signifikante Tendenz der Porengröße bei Änderung der Schweißgeschwindigkeit konnte nicht erkannt werden.



Volpp 2016

BIASID 161335

**Bild 6.8:** Poren pro Sekunde abhängig von (a) der Laserleistung und (b) der Schweißgeschwindigkeit (ausgehend vom Referenzparametersatz **Tabelle 4.1**)

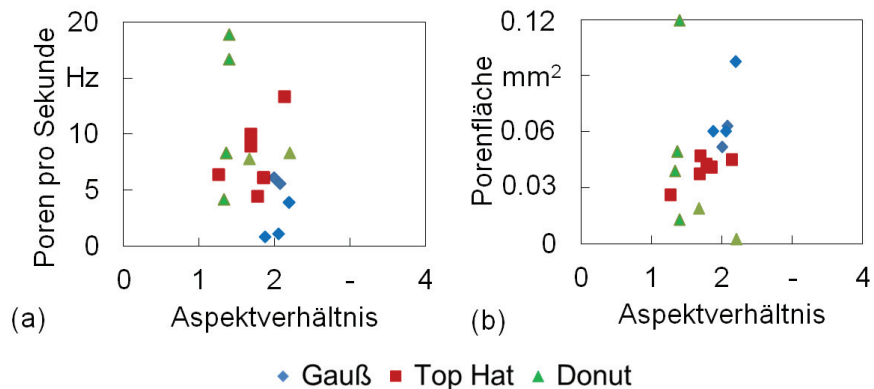


Volpp 2016

BIASID 161336

**Bild 6.9:** Mittlere Porenfläche mit maximalen und minimalen Werten abhängig von der Laserleistung (Referenzparameter **Tabelle 4.1**)

Die Anzahl der Poren, die pro Sekunde entstehen (**Bild 6.10a**), und die ermittelten Porenflächen (**Bild 6.10b**) werden über das Aspektverhältnis (Nahttiefe zu Nahtbreite) des Schmelzbades aufgetragen. Ein Einfluss der Nahtgeometrie auf die Anzahl der Poren pro Sekunde und die Porengröße ist für alle untersuchten Strahlprofile nicht erkennbar.



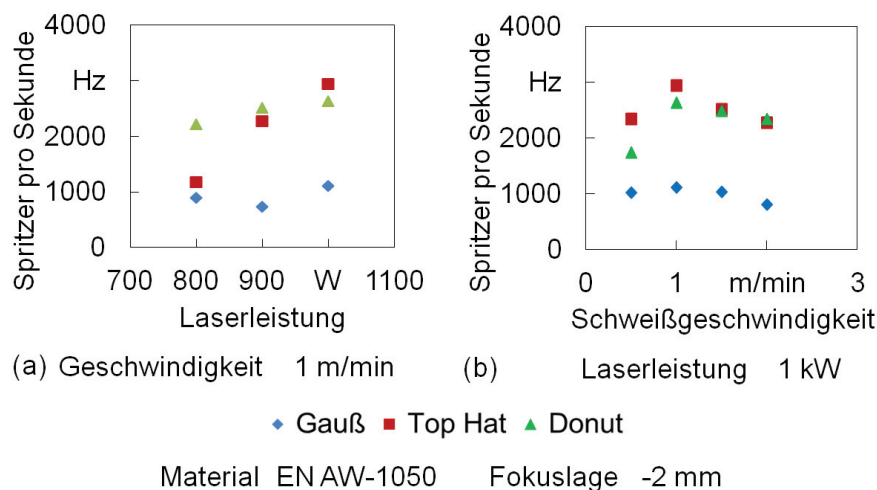
Volpp 2016

BIASID 161337

**Bild 6.10:** (a) Poren pro Sekunde und (b) Porenfläche in Abhängigkeit des Aspektverhältnisses des Schmelzbades bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

### 6.3.2 Spritzer

Die Anzahl der auftretenden Spritzer pro Sekunde zeigt Tendenzen zu höheren Werten bei steigender Laserleistung (**Bild 6.11a**), wie auch von z. B. [Zha13a] oder [Bro14b] beobachtet wurde. Eine Tendenz zu weniger Spritzern pro Sekunde ist bei kleineren Schweißgeschwindigkeiten (**Bild 6.11b**) zu erkennen, wie es You et al. [You14a] oder Heider et al. [Hei15] ebenfalls beobachteten.

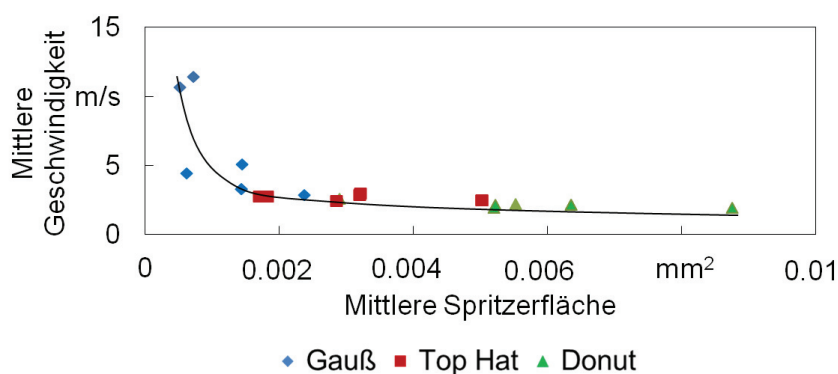


Volpp2016

BIAS ID 161338

**Bild 6.11:** Experimentell ermittelte Anzahl der auftretenden Spritzer pro Sekunde abhängig von (a) der Laserleistung und (b) der Schweißgeschwindigkeit (ausgehend vom Referenzparametersatz **Tabelle 4.1**)

Die ermittelten Spritzergeschwindigkeiten zeigen höhere Werte bei Auftreten von kleinen Spritzern (**Bild 6.12**). Die größten Spritzerflächen werden bei Verwendung des Donut-Profiles beobachtet, die geringsten bei Verwendung des Gauß-Profiles. Die Unterschiede der Spritzerflächen sind bei einer Auflösung von  $0.00024 \text{ mm}^2$  signifikant.



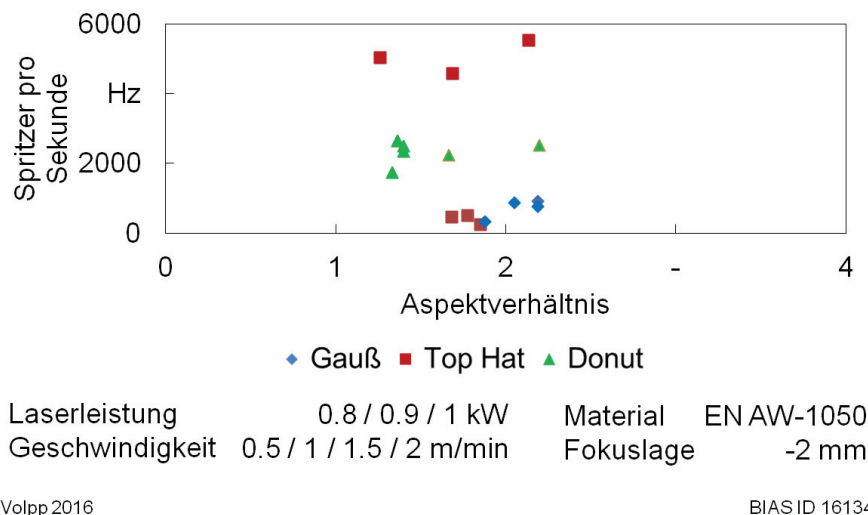
Laserleistung      0.8 / 0.9 / 1 kW      Material      EN AW-1050  
 Geschwindigkeit      0.5 / 1 / 1.5 / 2 m/min      Fokusslage      -2 mm

Volpp2016

BIAS ID 161339

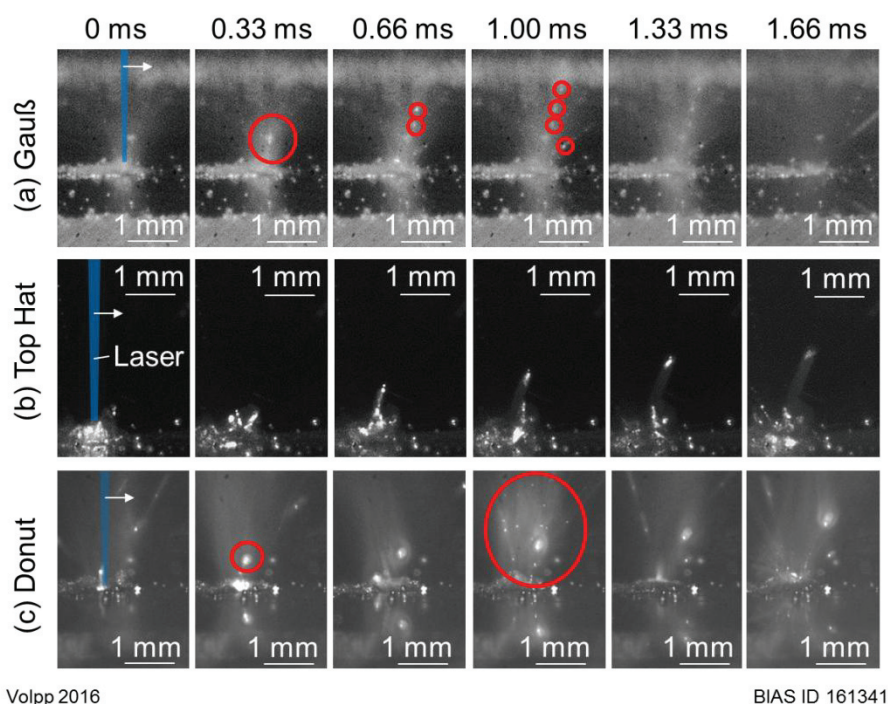
**Bild 6.12:** Experimentell ermittelte mittlere Spritzergeschwindigkeiten in Korrelation zu den entsprechenden mittleren projizierten Spritzerflächen bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

Ein Vergleich der Spritzeranzahl pro Sekunde mit dem Aspektverhältnis der Schweißnaht zeigt keine erkennbaren Abhängigkeiten (**Bild 6.13**). Es kann auch keine Abhängigkeit der Spritzergröße und der Spritzergeschwindigkeit von der Nahtgeometrie erkannt werden.



**Bild 6.13:** Spritzer pro Sekunde abhängig vom Aspektverhältnis der Schweißnaht bei allen untersuchten Variationen (Tabelle 4.1)

In Hochgeschwindigkeitsaufnahmen lassen sich die Spritzerablösemechanismen beobachten (Bild 6.14). Die Spritzer lösen sich im Bereich der Kapillare und dessen direkter Umgebung ab. Eine direkte Ablösung von Spritzern aus dem nachlaufenden Schmelzbad konnte nicht beobachtet werden.



**Bild 6.14:** Beobachtung der Spritzerablösung in Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bei verschiedenen Strahlprofilen (Referenzparameter Tabelle 4.1)

Bei Schweißungen mit dem Gauß-Profil zeigen sich regelmäßig Auswürfe in einem sonst ruhigen Prozess (Bild 6.14a). Diese Auswürfe produzieren viele kleine, schnelle Spritzer. Typischerweise werden große Tropfen aus dem Schmelzbad vor der Kapillare

herausgedrückt und oberhalb der Kapillare in viele kleine Spritzer zerteilt. Dies geschieht bei gleichzeitig besser sichtbarer, hellerer Dampffackel. Dabei erreichen die kleinen Spritzer hohe Geschwindigkeiten. Die Frequenz zwischen Auswürfen von großen Tropfen, die in viele kleine Spritzer zerteilt werden liegt im Mittel von 500 ausgewerteten aufeinanderfolgenden Bildern bei 280 Hz. Die vielen kleinen Spritzer bleiben teilweise auf der Materialoberfläche haften.

Bei Schweißungen mit dem Top Hat-Profil sind permanent Auswürfe aus dem unruhigen Schmelzbad um die Kapillare zu beobachten (**Bild 6.14b**). Sowohl im vorlaufenden als auch nachlaufenden Schmelzbad bilden sich vergleichsweise große Anhebungen der Schmelze aus. Typischerweise werden Spritzer aus Schmelzbadanhebungen vor der Kapillare und der resultierenden Ausbildung von aus dem Schmelzbad herausragenden „Fingern“ erzeugt. Diese Spritzer sind vergleichsweise groß und werden nicht zerstäubt. Die Dampffackel weist deutlich höhere Schwankungen des Abströmwinkels auf. Nur wenige der großen Spritzer haften auf der Materialoberfläche an.

Das Donut-Profil zeigt ein kombiniertes Auftreten beider beschriebener Mechanismen. Der Prozess ist ruhiger als der Top Hat-Prozess, weist aber teilweise Auswürfe von großen Spritzern auf, die nicht zerstäubt werden. In regelmäßigen Abständen kann ein Zerstäuben geschehen. Bei 0.33 ms (**Bild 6.14c**) verlässt ein vergleichsweise großer Spritzer die Prozesszone, während dieser bei 1 ms von einem Ausstoß kleiner, schneller Spritzer eingeholt wird.

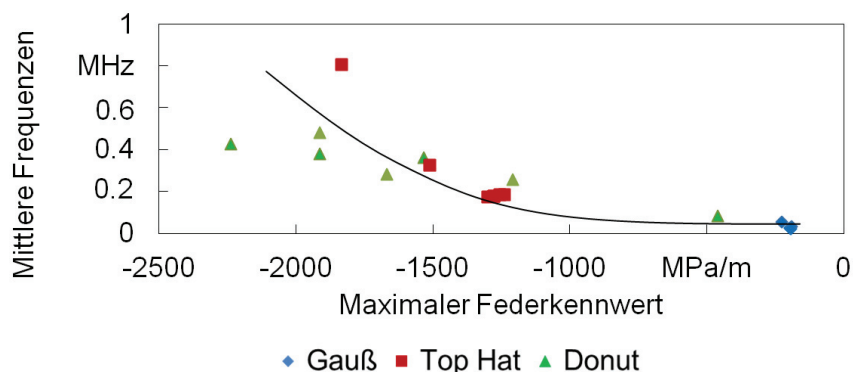


## 7 Statik und Dynamik der Dampfkapillare

Die entwickelten Modelle (**Kapitel 5**) sind in der Lage sowohl die Statik und die Dynamik der Dampfkapillare beim Einschweißen mit kleinen Schweißgeschwindigkeiten darzustellen. In früheren Arbeiten konnte gezeigt werden, dass die Modelle auch auf Schweißungen mit größeren fokalen Laserstrahldurchmessern (0.56 mm) anwendbar sind [Vol15].

Im Weiteren soll die Annahme überprüft werden, ob die Kapillardynamik bereits anhand von Eigenschaften der quasi-statischen Kapillare beschrieben werden kann. Daher ist die Hypothese, dass der aus der quasi-statischen Rechnung bestimmte Federkennwert zur Beschreibung des dynamischen Verhaltens der Kapillare geeignet ist.

Das zweigeteilte Modell berechnet auf unterschiedliche Weise Charakteristiken der Dampfkapillare. Das quasi-statische Modell soll die Kapillargeometrie auf Basis eines Druckgleichgewichts mit vereinfachten Annahmen der Komponenten berechnen. Die Beschreibung der Dynamik der Kapillare erfolgt unter Berücksichtigung weiterer bekannter Einflussfaktoren in Differentialgleichungen und stellt somit eine genauere Beschreibung des realen Kapillarverhaltens dar. Teile des berechneten Frequenzspektrums konnten zudem anhand experimenteller Untersuchungen validiert werden (**Bild 5.14**). Das statische Modell wurde nicht zur Beschreibung der Dynamik der Kapillare entwickelt, bietet aber dennoch Größen, die zur Vorhersage der Dynamik geeignet scheinen. Die unterschiedlichen Temperatur- und Druckverteilungen an der Kapillarwand bei Verwendung unterschiedlicher Prozessparameter und Strahlprofile führen zu unterschiedlichen Kapillargeometrien im quasi-statischen Modell (z. B. **Bild 6.3**). Die Berechnungsmethode sieht die Ermittlung der Druckkomponenten in einem weiten Radiusbereich vor, sodass der resultierende Druck abhängig vom Radius der Kapillare bekannt ist. Dadurch lassen sich die radialen Druckdifferenzen berechnen. Bei unterschiedlichen Kapillaren konnten unterschiedliche radiale Druckdifferenzen bei angenommener radialer Auslenkung der Kapillarwand festgestellt werden. Dieser Wert wird als Federkennwert bezeichnet und beschreibt die Rückstellkraft in Richtung der Gleichgewichtslage bei radialer Auslenkung. Falls eine Betrachtung der die Kapillarwand umgebenden Schmelze als Feder-Masse-Schwinger zulässig ist, sollte der Federkennwert die Dynamik der Kapillarradiusschwingungen tendenziell vorhersagen können.



Laserleistung 0.8 / 0.9 / 1 kW      Material EN AW-1050  
 Geschwindigkeit 0.5 / 1 / 1.5 / 2 m/min      Fokusslage -2 mm

Volpp 2016

BIAS ID 161342

**Bild 7.1:** Korrelation der maximalen (absoluten) Federkennwerte aus dem quasi-statischen Modell mit berechneten Frequenzen aus dem dynamischen Modell bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

Eine Korrelation der berechneten maximal auftretenden (absoluten) Federkennwerte aus dem quasi-statischen Modell und den berechneten Frequenzen aus dem dynamischen Modell zeigt, dass der maximal auftretende Federkennwert an der berechneten Kapillarwand zu den berechneten (und anhand von Experimenten validierten, **Bild 5.14**) Frequenzen der Kapillardynamik korreliert werden kann (**Bild 7.1**). Steifere Kapillaren (höhere absolute Federkennwerte) führen zu höheren Frequenzen während kleine (absolute) Federkennwerte (vorwiegend bei Verwendung des Gauß-Profiles) zu vergleichsweise kleinen Frequenzen führen.

Eine Betrachtung des Schmelzbades um die Kapillare als Feder-Masse-Schwinger mit der Kenngröße des berechneten Federkennwertes an der Kapillarwand scheint daher für eine Beschreibung der zu erwartenden Frequenzbereiche der Kapillarschwingungen geeignet. Somit lassen sich aus quasi-statischen Kapillargrößen Tendenzen des dynamischen Verhaltens ableiten.

## 8 Entstehungsmechanismen von Prozessungängen

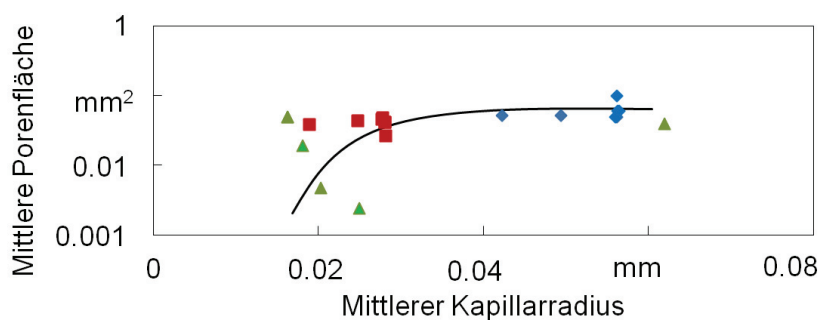
### 8.1 Ansatz und These

Als Maß für die Beurteilung der Stabilität des Laserstrahl-tiefschweißprozesses wird oft das Auftreten von Poren und Spritzern zu Grunde gelegt. Dabei sind die Effekte, die zur Bildung dieser Prozessungängen führen, nicht vollständig verstanden. Die Ergebnisse des vorgestellten Modells liefern Hinweise, wie die Entstehungsmechanismen ablaufen können.

Es soll überprüft werden, ob Poren vorzugsweise durch einen Kapillarkollaps ausgelöst werden und ob Spritzer allein durch die kinetische Energie der Kapillarwandfluktuationen abgelöst werden können. Die Hypothese ist, dass die berechneten dynamischen Kapillareigenschaften mit bestimmten Poren- und Spritzercharakteristiken korrelieren und sich daraus Rückschlüsse auf die Entstehungsmechanismen der Prozessungängen ergeben. Insbesondere wird behauptet, dass die Kapillardynamik und die Prozessungängen vom Laserstrahlintensitätsprofil beeinflusst werden.

### 8.2 Mechanismen der Porenentstehung

Die Porengröße scheint in erster Linie von den Kapillardimensionen abzuhängen (**Bild 8.1**). Größere Dimensionen der Kapillare tendieren aufgrund des größeren Volumens zur Bildung von größeren Poren. Dies deckt sich mit Beobachtungen von Müller [Mül02], der große Poren zu großen Kapillardimensionen korrelieren konnte.



◆ Gauß ■ Top Hat ▲ Donut

Laserleistung	0.8 / 0.9 / 1 kW	Material	EN AW-1050
Geschwindigkeit	0.5 / 1 / 1.5 / 2 m/min	Fokusslage	-2 mm

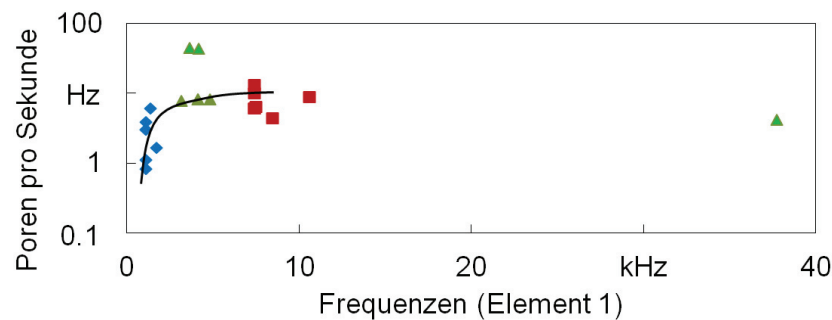
Volpp 2016

BIAS ID 161343

**Bild 8.1:** Experimentell ermittelter mittlerer Porendurchmesser in Abhängigkeit zum berechneten mittleren Radius der Kapillare bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

Es soll weiter betrachtet werden, wie ein zur Porenbildung notwendiger Gaseinschluss in der Kapillare auftreten kann. Ein Gaseinschluss kommt, laut Literatur, entweder durch Abschnüren einer Ausbauchung an der Kapillarspitze (z. B. [Mül02]) oder durch einen Kapillarkollaps (z. B. [Kat00]) zustande (**Bild 2.4**). Die Schmelzbadgeometrie scheint keinen Einfluss auf die Porenbildung zu haben (**Bild 6.10**), weshalb die Kapillarwandbewegung als Initiator für Poren wahrscheinlich scheint.

Wenn eine Ausbauchung der Kapillarspitze an der Porenentstehung beteiligt ist, müsste ein Anstieg der berechneten Frequenzen in Element 1 (Kapillarspitze) im Modell zu einem Anstieg der Entstehungsfrequenzen von Poren führen (**Bild 8.2**). Dieser Zusammenhang ist größtenteils zu erkennen. Besonders bei Schweißungen mit dem Donut-Profil zeigen sich aber Abweichungen. Dieser Entstehungsmechanismus ist daher möglich, scheint aber, speziell bei Schweißungen mit dem Donut-Profil, teilweise nicht zu dominieren.



◆ Gauß ■ Top Hat ▲ Donut

Laserleistung	0.8 / 0.9 / 1 kW	Material	EN AW-1050
Geschwindigkeit	0.5 / 1 / 1.5 / 2 m/min	Fokuslage	-2 mm

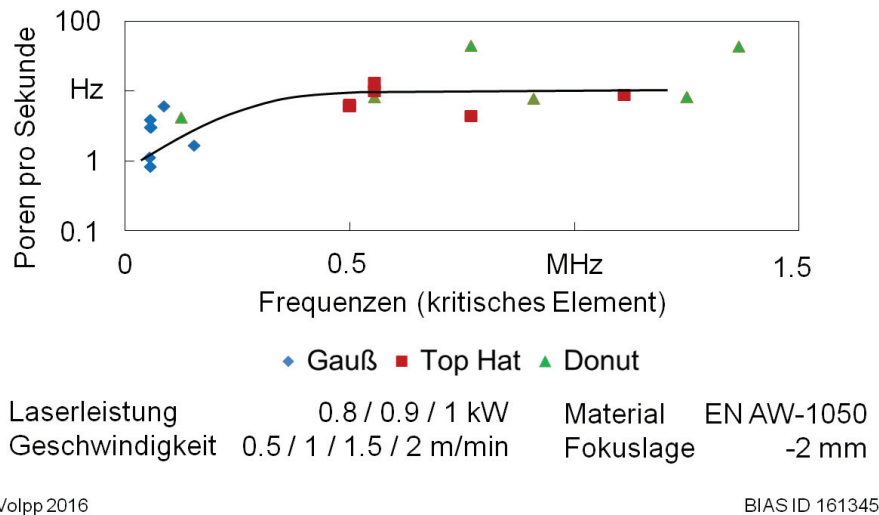
Volpp2016

BIAS ID 161344

**Bild 8.2:** Frequenzen an der Kapillarspitze (Element 1) im Modell abhängig von der Anzahl an Poren pro Sekunde bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

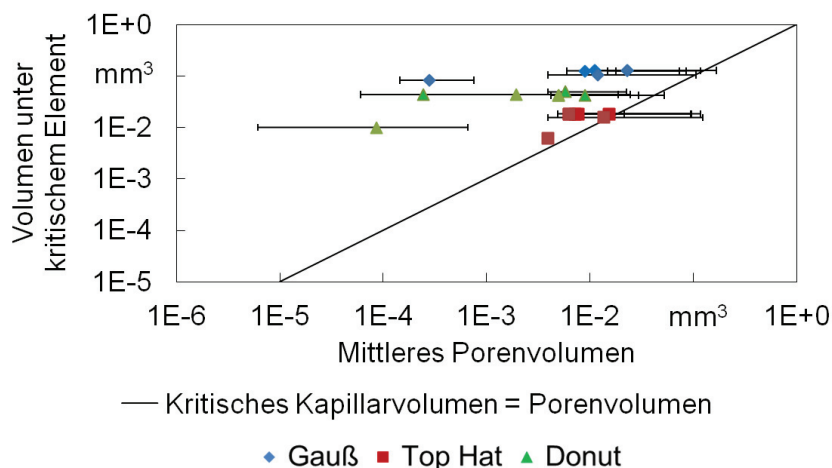
Wenn ein Kapillarkollaps für den Gaseinschluss verantwortlich ist, ist der kritische Bereich in den Elementen mit dem kleinsten Kapillardurchmesser in der Kapillare zu suchen, in denen ein Kapillarkollaps am wahrscheinlichsten ist [Kap02]. Alle berechneten Kapillargeometrien in dieser Arbeit weisen solch eine Verengung auf (z. B. **Bild 6.3**). Eine Korrelation der Frequenzen im kritischen Kapillarbereich (bei kleinstem Radius der Kapillare) mit der Porenanzahl pro Sekunde lassen Tendenzen erkennen (**Bild 8.3**). Bei größeren Frequenzen im kritischen Kapillarbereich werden mehr Poren gebildet. Daher wird die Porenentstehung durch einen Kapillarkollaps als dominierenden Porenentstehungsprozess in den untersuchten Schweißungen dieser Arbeit betrachtet. Im Vergleich zum Gauß-Profil ist bei Verwendung des Top Hat- und Donut-Profiles eine höhere Anzahl an Poren bei höheren lokalen Frequenzen zu

erkennen. Es weichen wiederum Werte des Donut-Profiles von der Tendenz ab, was darauf hindeutet, dass diese Poren möglicherweise aus einer Kapillarausbauchung entstehen.



**Bild 8.3:** Anzahl ermittelter Poren pro Sekunde abhängig von den Frequenzen im kritischen Kapillarelement (bei kleinstem Radius) bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

Falls ein Kapillarkollaps der dominierende Mechanismus der Porenbildung ist, muss das Porenvolumen bereits unterhalb des Kollapses vorliegen, das zu dem beobachteten Porenvolumen führt. Ein Vergleich des Volumens (Summe der Zylindervolumina) unterhalb des kritischen Elements mit kleinstem Radius und dem experimentell ermittelten mittleren Porenvolumen (bei Annahme kugelförmiger Poren) zeigt, dass das Volumen im unteren Kapillarbereich im Mittel ausreicht, um die beobachteten Pore zu bilden, ohne dass eine Vergrößerung des Kapillarvolumens durch Ausbauchen der Kapillare notwendig ist (**Bild 8.4**). Alle berechneten mittleren Volumina unterhalb des kritischen Elements weisen das gebildete Porenvolumen bereits auf. Falls das Volumen der Kapillare unterhalb des kritischen Elements vor dem Kollaps mit Umgebungsgas gefüllt ist, kann somit ein Kapillarkollaps das notwendige Volumen zur beobachteten Porenbildung einschließen. Bei sehr kleinen Kapillardimensionen des Top Hat-Profiles scheinen auch Ausbauchungen der Kapillare notwendig zu sein, um das nötige Volumen zu produzieren.



Laserleistung	0.8 / 0.9 / 1 kW	Material	EN AW-1050
Geschwindigkeit	0.5 / 1 / 1.5 / 2 m/min	Fokusslage	-2 mm

Volpp2016

BIAS ID 161346

**Bild 8.4:** Gemessenes Porenvolumen in Abhängigkeit des berechneten Kapillarvolumens unterhalb des kritischen Elements bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

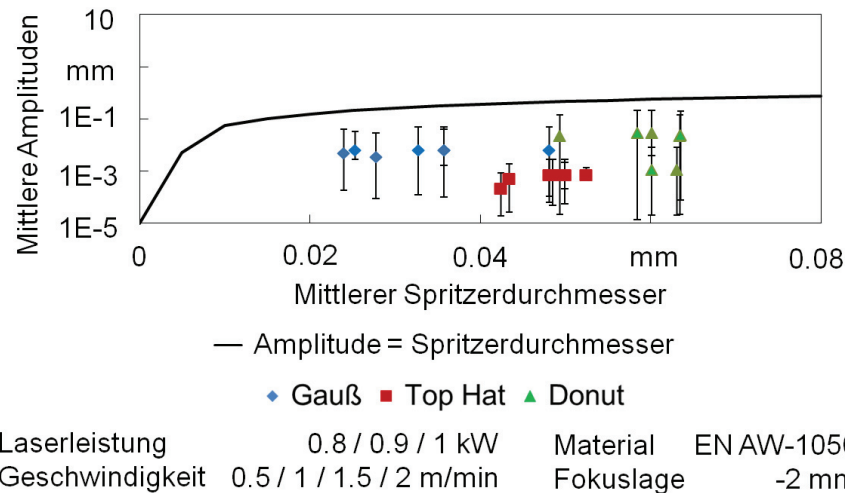
Es kann daher geschlossen werden, dass ein Kapillarkollaps zur Entstehung von Poren im untersuchten Parameterfeld ausreichend sein kann ohne dass ein Ausbauchen der Kapillare nötig ist. Allerdings scheint, dass je kleiner die Kapillardimensionen sind, eher eine Ausbauchung an der Kapillarspitze notwendig ist, um die beobachteten Poren zu erzeugen. Das Strahlprofil beeinflusst die Porenbildung, wobei im Gegensatz zu Top Hat- oder dem Donut-Profil kleine Frequenzen charakteristisch für das Gauß-Profil sind, die tendenziell weniger, aber größeren Poren produzieren.

### 8.3 Mechanismen der Spritzerentstehung

Die Spritzerentstehung erfordert zum Einen ein Angebot an Schmelze, zum Anderen die Energie zur Ablösung eines Schmelzetropfens. Die Schmelzbaddimensionen scheinen die Spritzerbildung nicht signifikant zu beeinflussen (**Bild 6.13**), weshalb die Modellergebnisse der Kapillarwandbewegungen erklären helfen können, wie die Mechanismen der Spritzerbildung ablaufen können.

Wenn eine direkte Ablösung eines Spritzers von der Kapillarwand erfolgt, muss das Schmelzevolumen an der Kapillarwand bereitgestellt werden. In dieser Arbeit kann beobachtet werden, dass die berechneten Kapillaramplituden nicht die erforderlichen Schmelzevolumen (schwarze Kurve in **Bild 8.5**) bereitstellen können, die zu den beobachteten Spritzern führen (**Bild 8.5**). Dabei wurde angenommen, dass die Amplitude nach einer Ablösung dem Spritzerdurchmesser entspricht. Daher scheinen die berechneten Kapillarwandfluktuationen zur Spritzerablösung direkt von der Kapillarwand nicht ausreichend zu sein. Es scheinen daher die z. B. von Kaplan et al. [Kap11a] oder Hugger et al. [Hug13] beobachteten größeren

Schmelzbadwellen nötig zu sein, um die Schmelzevolumen anzubieten. In der Literatur wird vermutet, dass eine Verengung an der Bauteiloberfläche (hier im Modell: Element 10) das nötige Material zur Spritzerablösung liefert (z. B. [Li14a]). Ein Trend, dass die Frequenzen in Element 10 die Spritzeranzahl pro Sekunde bestimmen, ist aber nicht zu erkennen (**Bild A.5**).

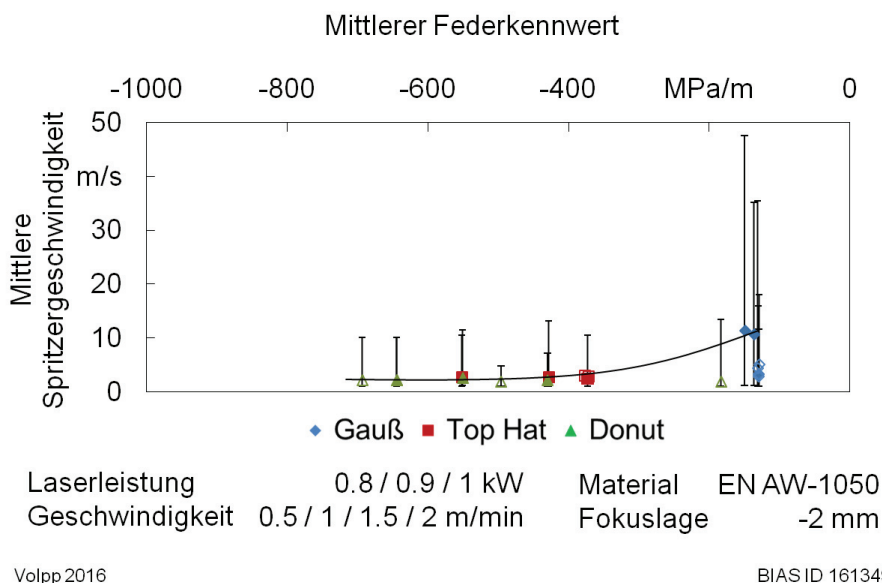


Volpp 2016

BIAS ID 161347

**Bild 8.5:** Vergleich der berechneten mittleren Amplituden (angegeben mit den maximalen und minimalen Werten) an der Kapillarwand mit den experimentell bestimmten mittleren Spritzerdurchmessern bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

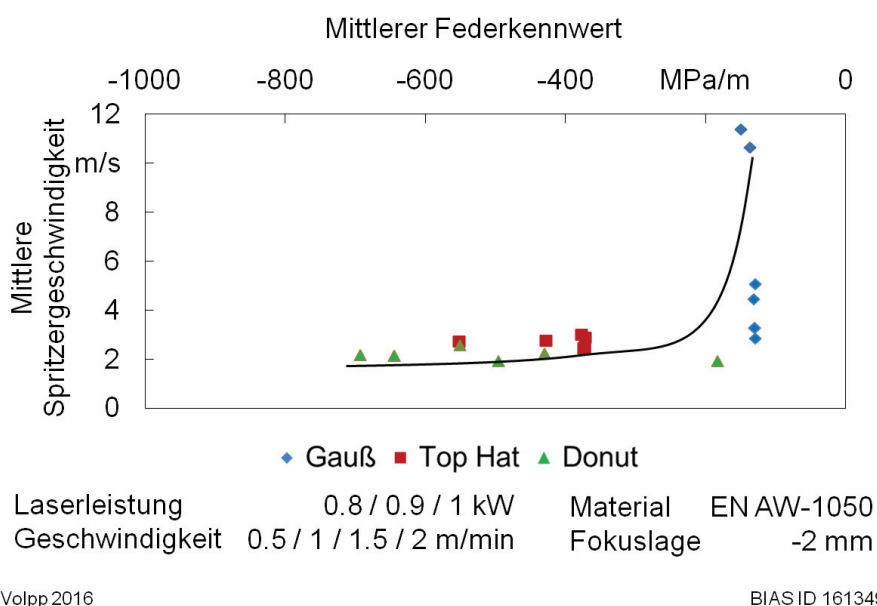
Besonders bei Verwendung des Gauß-Profiles werden bei kleiner Spritzergröße sehr große Amplituden berechnet. Es ist hierbei zu beachten, dass die sehr kleinen Spritzerdimensionen bei Verwendung des Gauß-Profiles aus einem Zerstäuben von größeren Tropfen herrühren (**Bild 6.14**) und dieser Effekt nicht im Modell dargestellt werden kann. Mit Hilfe des Federkennwertes kann allerdings eine Tendenz der Spritzerdurchmesser abgebildet werden (**Bild 8.6**).



**Bild 8.6:** Berechneter mittlerer Federkennwert korreliert mit der experimentell ermittelten mittleren Spritzerfläche bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

Eine im Mittel steifere Kapillare (höhere absolute Federkennwerte) neigt zur Bildung von vergleichsweise großen Spritzern. Wieder zeigen sich Ausreißer bei Verwendung des Donut-Profiles, was darauf hindeutet, dass weitere Mechanismen der Spritzerablösung vorliegen müssen, die auch bei steifen Kapillaren große Spritzer produzieren können. Dies kann z. B. durch Schmelzbadwellen erreicht werden.

Genauso lässt sich der mittlere Federkennwert zur mittleren Spritzergeschwindigkeit korrelieren. Dabei zeigen kleine (absolute) Federkennwerte große Spritzergeschwindigkeiten (**Bild 8.7**).

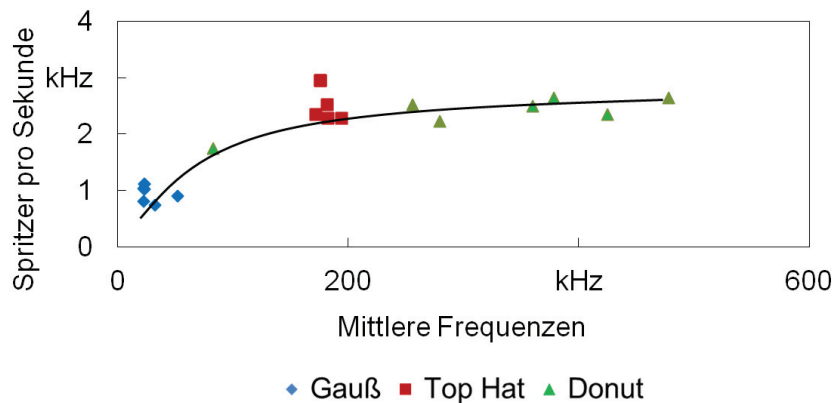


**Bild 8.7:** Berechneter mittlerer Federkennwert korreliert mit der gemessenen Spritzergeschwindigkeit bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)



Die weniger steifen Kapillaren (kleine absolute Federkennwerte) scheinen dazu zu neigen, die Kapillare aufgrund der resultierenden großen Kapillarwandamplituden stark zu verengen und daher die Ablösung von Schmelzetropfen durch ausströmenden Metall Dampf zu begünstigen, was in einer Ablösung von kleinen, schnellen Spritzern resultiert.

Nach Katayama et al. [Kat00] entstehen Spritzer aus einer Verengung der Kapillare und eines Austriebs der Schmelze durch den Metall Dampf. Daher sollten die im Modell berechneten Frequenzen, die an der Kapillarwand eine Verengung bewirken, mit den Spritzern pro Sekunde in Verbindung stehen. Eine hohe Spritzeranzahl pro Sekunde kann tendenziell mit hohen mittleren Frequenzen in der Kapillare korreliert werden (**Bild 8.8**).



Laserleistung	0.8 / 0.9 / 1 kW	Material	EN AW-1050
Geschwindigkeit	0.5 / 1 / 1.5 / 2 m/min	Fokusslage	-2 mm

Volpp 2016

BIAS ID 161350

**Bild 8.8:** Berechnete mittlere Kapillarfrequenzen abhängig von den experimentell ermittelten Spritzerauswurf Frequenzen bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

Daher scheinen die Ablösefrequenzen von Spritzern von den Kapillarwandfrequenzen abzuhängen. Dabei sind die berechneten Kapillarfrequenzen aber deutlich größer (Faktor 10 bis 300) als die Spritzerauswurf Frequenzen (Spritzer pro Sekunde), was darauf hindeutet, dass nicht die Kapillarwandschwingungen direkt, sondern Überlagerungen mit anderen Schwingungen erst zu einem Spritzer führen. Tendenziell zeigen das Top Hat- und das Donut-Profil bei höheren Kapillarfrequenzen eine höhere Anzahl an Spritzern pro Sekunde als das Gauß-Profil.

Wie auch in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen dieser Arbeit beobachtet wurde (**Bild 6.14**), lösen sich Spritzer aus der Kapillarwand oder der direkten Umgebung der Kapillare ab [Fab10]. Es ist eine Ablöseenergie notwendig, um Tropfen aus einer Oberfläche abzulösen (Gl. 2.2, [Kap11a]). Es soll daher im Folgenden untersucht werden, wie das Schmelzmaterial aus dem Schmelzbad abgelöst werden kann.

In **Abschnitt 6.2.2** konnte gezeigt werden, dass die minimal zur Ablösung der in der Kapillare berechneten Amplituden nicht durch die kinetische Energie aus den radialen Geschwindigkeiten an der Kapillarwand aufgebracht werden können (**Bild 6.7**). Wenn also die radialen Kapillarschwingungen nicht die nötigen Amplituden und die nötige Energie zur Tropfenablösung liefern können, müssen weitere Faktoren zur Bereitstellung der Schmelze und der nötigen Ablöseenergie vorhanden sein. Es kommen entweder Schmelzbadschwingungen, ein Aufschwingen der Kapillarwellen oder Anregungen durch den ausströmenden Metalldampf in Betracht, die Energie zur Ablösung von Tropfen zu liefern.

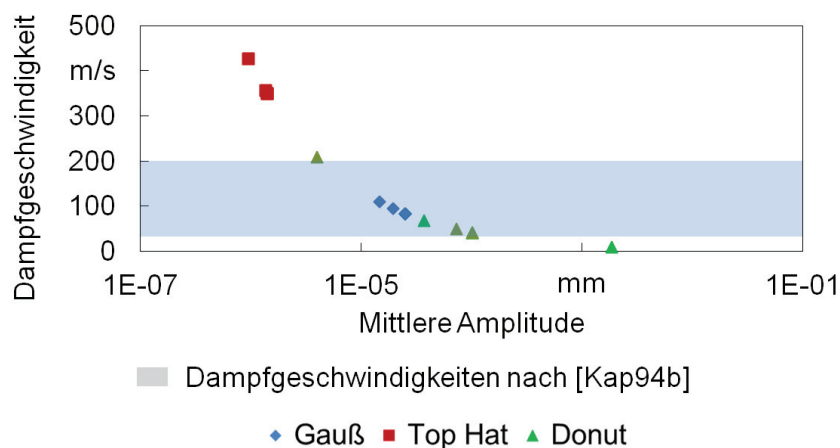
Wenn die Zerstäubung eines abgelösten Tropfens in mehrere Spritzer bei einem Gauß-Profil beachtet wird (**Bild 6.14**), werden aus dem Schmelzbad Tropfen mit einer Frequenz von 280 Hz abgelöst. Diese Frequenzen sind typisch für Schmelzbadoszillationen, die im Bereich bis 600 Hz liegen [Gei08]. Daher kommen Schmelzbadwellen in Betracht, die nötigen Schmelzevolumina in der Kapillare produzieren zu können. Die geringen Schmelzbadgeschwindigkeiten (4 m/min bis 25 m/min [Eri11]) deuten aber darauf hin, dass die Ablöseenergie nicht allein von Schmelzbadwellen ausgelöst wird. Zudem könnten Überlagerungen von Kapillarwellen mit Schmelzbadwellen große Amplituden ermöglichen und kommen als potentielle Ursache in Betracht. Die Effekte, die Schmelzbadwellen betreffen, können im Modell dieser Arbeit nicht dargestellt werden und müssen daher gesondert untersucht werden.

Es soll nun geprüft werden, ob die erforderliche Energie zur Ablösung eines Tropfens durch den ausströmenden Metalldampf bereitgestellt werden kann. Die zur Ablösung eines Tropfens des Durchmessers  $d$  minimal benötigte Dampfgeschwindigkeit wird mit Hilfe von Gleichung 8.1 bestimmt.

$$v_D = \sqrt{\frac{4 \cdot \sigma}{\rho \cdot d}} \quad (8.1)$$

Dabei wird angenommen, dass der Metalldampf den Staudruck (Gl. 2.1) auf die Schmelzbadaufwölbung ausübt und die Oberflächenspannung der Schmelze (Gl. 5.14) überwunden werden muss. Je höher die Dampfgeschwindigkeit ist, desto kleiner sind die ablösbaren Tropfen [Kap11a].

Die im Modell angebotenen kleinen Amplituden  $D$  an der Kapillarwand würden zu deren Ablösung hohe Dampfgeschwindigkeiten erfordern (**Bild 8.9**).



Laserleistung 0.8 / 0.9 / 1 kW      Material EN AW-1050  
 Geschwindigkeit 0.5 / 1 / 1.5 / 2 m/min      Fokusslage -2 mm

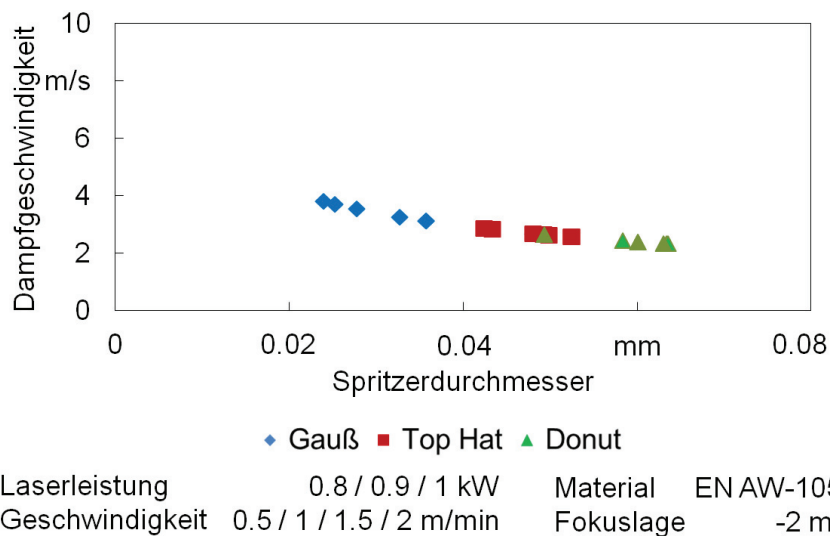
Volpp2016

BIAS ID 161351

**Bild 8.9:** Erforderliche Dampfgeschwindigkeiten zur Ablösung der berechneten Kapillarwandamplituden bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

Die notwendigen hohen Dampfgeschwindigkeiten von bis zu 450 m/s werden laut Literatur nicht erreicht. Literaturwerte liegen zwischen 50 m/s und 200 m/s [Kap94b, S117]. Daher könnten die kleinen Amplituden des Top Hat-Profiles nicht abgelöst werden. Falls die in der Literatur angegebenen Dampfgeschwindigkeiten erreicht würden, könnten aber die etwas größeren angebotenen Amplituden des Gauß- und Donut-Profiles abgelöst werden. Diese Tendenz deckt sich mit den Beobachtungen der Ablösemechanismen in den Hochgeschwindigkeitsvideos (**Bild 6.14**), in denen bei einem Gauß- und Donut-Profil regelmäßig kleine Auswürfe stattfinden, die wahrscheinlich auf die vergleichsweise großen angebotenen Schmelzevolumen zurückzuführen sind, die dann zerstäubt werden.

Die Ablösung der in den Experimenten beobachteten Spritzer erfordert deutlich geringere Dampfgeschwindigkeiten, falls das Schmelzevolumen als Aufbeulung bereit steht (**Bild 8.10**). Daher scheint die Energie des abströmenden Metaldampfes eine wesentliche Rolle bei der Ablösung von Spritzern zu spielen. In den vorliegenden experimentellen Untersuchungen scheinen nur geringe Dampfgeschwindigkeiten bis 4 m/s erreicht zu werden, die die beobachteten Spritzer ablösen können. Eine andere Erklärung der Ablösung von nur relativ großen Spritzern im Vergleich zu den Kapillaramplituden wäre, dass sich die kleinen Amplituden an der Kapillarwand nicht der Dampfströmung aussetzen müssen, da sie, wie von Kaplan et al. [Kap15b] beobachtet wurde, innerhalb von wenigen Mikrosekunden durch Schmelzbadeffekte wieder verschwinden [Kap15a].



Volpp2016

BIAS ID 161352

**Bild 8.10:** Erforderliche Dampfgeschwindigkeiten zur Ablösung der experimentell beobachteten Spritzer bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

Die beobachtete Bildung der sehr kleinen Auswürfe bei Verwendung eines Gauß-Profiles erfordert (zumindest für einen begrenzten Zeitraum) vergleichsweise hohe Dampfgeschwindigkeiten, welche durch die im Zentrum des Strahlprofils hohe Intensität ausgelöst werden kann. Es scheint daher in einem sonst ruhigen Prozess (bei kleinen Frequenzen, aber großen Amplituden, **Bild 6.5**) zu einem zeitweisen Angebot an Schmelze entweder durch Schmelzbadwellen oder -strömungen bzw. Kapillarwellen bei gleichzeitig hoher Ausströmgeschwindigkeit des Metaldampfes zu kommen, was die charakteristische zerstäubende Spritzerbildung bei einem Gauß-Profil ermöglicht. Bei Verwendung eines Top Hat-Profiles liegen permanent hochfrequente Schwingungen der Kapillarwand (**Bild 6.5**) und auch des Schmelzbades (**Bild 6.14**) vor, die mit Hilfe des Metaldampfes geringerer Geschwindigkeit die vergleichsweise großen Spritzer ablösen können. Bei Verwendung des Donut-Profiles finden neben großen Auswürfen regelmäßig auch eruptive Auswürfe kleiner Spritzer statt. Es scheint ein unruhiger Prozess mit großen Auswürfen vorzuliegen, wobei regelmäßig auch hohe Dampfgeschwindigkeiten wahrscheinlich aufgrund der hohen lokalen Intensitäten des Intensitätsprofils entstehen können. Aufgrund des Strahlprofils entstehen diese wahrscheinlich nicht an der Kapillarspitze, sondern im mittleren Kapillarbereich.

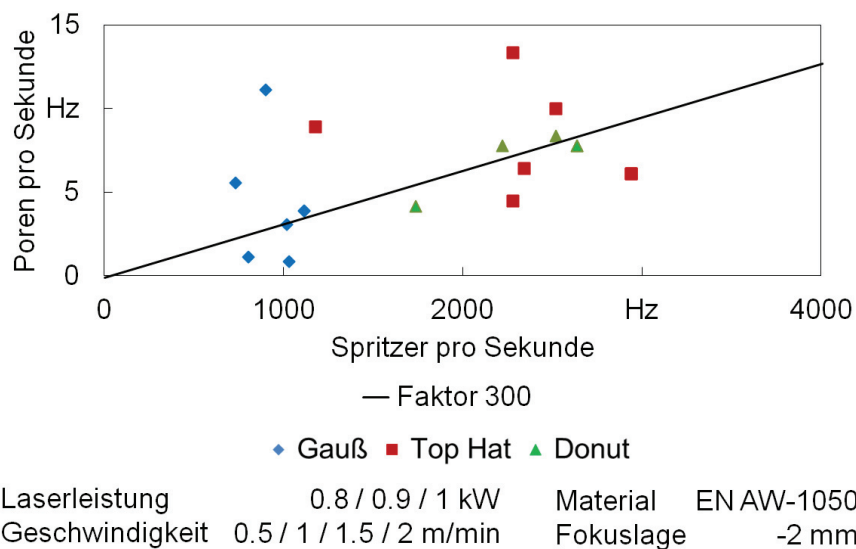
Es lässt sich schlussfolgern, dass eine Ablösung von Schmelzetropfen von der Kapillarwand direkt durch die reinen Kapillarwandfluktuation nicht möglich zu sein scheint, weshalb Schmelzbadwellen und -strömungen, sowie Dampfströmungen die zur Ablösung nötige Schmelzmasse anbieten bzw. die nötige Energie zur Ablösung liefern müssen. Dynamische Größen aus der Modellrechnung korrelieren mit der Spritzerhäufigkeit im Prozess. Es konnte gezeigt werden, dass das Intensitätsprofil des

Laserstrahls sowohl die Kapillardynamik als auch die Entstehungsmechanismen von Prozessungängen beeinflusst, wobei das Gauß-Profil im Vergleich zum Top Hat- und Donut-Profil bei kleinen Frequenzen und großen Amplituden der Kapillare zu weniger und kleinen, schnellen Spritzern neigt.

#### 8.4 Korrelation von Spritzer- und Porenentstehung

In der Literatur wird sowohl für die Spritzer- als auch für die Porenentstehung die Kapillardynamik verantwortlich gemacht (z. B. [Fuj04]). Daher soll im Folgenden überprüft werden, ob das Auftreten von Poren und Spritzern korreliert und die Entstehungsmechanismen auf gemeinsame Effekte zurückgeführt werden können. Es soll geprüft werden, ob die Entstehung einer Gasblase eine mögliche Ursache für einen Schmelzbadauswurf sein kann.

**Bild 8.11** zeigt, dass bei höherem Spritzeraufkommen tendenziell auch die Anzahl der Poren steigt. Allerdings unterscheiden sich die Frequenzen im Durchschnitt um den Faktor 300. Dies könnte einerseits darauf hindeuten, dass unterschiedliche Mechanismen in der Kapillare für die Ungängen verantwortlich sind. Andererseits müssen die Mechanismen nicht zwangsläufig unabhängig sein, wenn die Gasblasenbildung, die einen Spritzer auslöst, in der hohen Anzahl an Spritzern, die durch weitere Mechanismen abgelöst werden, überdeckt wird.



Volpp2016

BIASID 161353

**Bild 8.11:** Korrelation der Anzahl an Poren und Spritzern pro Sekunde bei allen untersuchten Variationen (Tabelle 4.1)

Es kommen zur Spritzerentstehung Mechanismen, wie eine Ablösung durch Metalldampfreibung an der Kapillarwand oder durch Schmelzbadströmungen in Betracht, während die Porenentstehung davon unabhängig ist. Ein Ablösen durch den Metalldampf aufgrund der hohen Geschwindigkeiten kann theoretisch sehr kleine

Tropfen von der „mikro-rauen“ Kapillarwand bilden [Kap15a] und erfordert scheinbar keine vorangegangene Gasblasenbildung. Dies kann ein Effekt für eine höhere Anzahl an Spritzern im Vergleich zu Poren sein. Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten des ausströmenden Metaldampfes aus der Kapillare ist zudem eine Zerstäubung von abgelösten Tropfen beobachtet worden. Dieser Prozess kann ebenfalls von einer Porenbildung unabhängig sein, wenn resonante Schmelzbadoberflächenwellen die Auslöser darstellen. Diese Zerstäubung konnte in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, speziell bei Schweißungen mit dem Gauß-Profil, gesehen werden (**Bild 6.14**). Es wurde im Mittel eine Tropfenentstehungsfrequenz von 280 Hz gemessen (**Abschnitt 6.3.2**). Bei Spritzerentstehungsfrequenzen zwischen 800 Hz und 3000 Hz ergeben sich im Mittel 7 Spritzer (3 bis 11 Spritzer) aus einem abgelösten Tropfen.

Angenommen eine Gasblase kann während ihrer Entstehung Kräfte durch deren Volumenvergrößerung an das Schmelzbad übertragen, dann kann entweder direkt an der Schmelzbadoberfläche eine Anhebung entstehen oder es können Schmelzbad- oder Kapillarwandwellen ausgelöst werden, die indirekt zu einem Spritzer führen können, wenn das angebotene Schmelzevolumen abgelöst wird. Eine Beeinflussung der Kapillarwand durch an die Schmelzbadoberfläche steigende Gasblasen scheint wahrscheinlich, da die Gasblasen sehr eng hinter der Kapillarrückwand aufsteigen [Ber11b]. Diese bleiben aber größtenteils nicht als Poren in der Naht zurück. Daher entspricht die Anzahl der entstehenden Gasblasen nicht der Anzahl an Poren, die in der Schweißnaht zurückbleiben. Zusätzlich wird nicht bei jeder Gasblasenentstehung auch Umgebungsgas eingezogen, weshalb die Gasblasen teilweise kollabieren. Ein Großteil der Gasblasen kollabiert bzw. kann aus dem Schmelzbad ausgasen [Ber11b]. Nach Lin et al. [Lin16] ist die Gasblasenentstehung innerhalb von 1.5 ms abgeschlossen. Unter der Annahme einer kontinuierlichen Gasblasenentstehung ergibt sich eine Entstehungsfrequenz von 667 Hz. Bei einem Vergleich mit der Porenfrequenz (z. B. **Bild 8.11**), die im Mittel 7 Hz beträgt, ergibt sich ein Faktor von 95. Daher kommt die Gasblasenentstehung als Initiator von Spritzern in Betracht, obwohl eine geringere Anzahl an Poren im Material zurückbleibt als Spritzer entstehen.

Aufgrund von Spritzerentstehungsmechanismen, die unabhängig von der Porenentstehung sein können, und der höheren Anzahl an gebildeten Gasblasen, die größtenteils nicht in Poren resultieren, unterscheiden sich die Poren- und Spritzerhäufigkeiten. Die Entstehung der Ungängen scheinen aber teilweise auf dieselben Ursachen im Prozess zurückzuführen zu sein.

## 8.5 Übertragung der Erkenntnisse auf existierende Stabilisierungsmethoden

Grundsätzlich gilt es zur Vermeidung von Poren den „Flaschenhals“ [Kap02], also eine Verengung der Kapillare, und einen Gaseinzug zu vermeiden. In dieser Arbeit konnte ein Kapillarkollaps als mögliche Ursache für die Porenentstehung ausgemacht werden, den es zu verhindern gilt. Zur Vermeidung von eruptiven Spritzern sollten zudem hohe Dampfgeschwindigkeiten vermieden werden, da diese die Energie zur Ablösung von Spritzern liefern. Auch sollte ein unruhiges Schmelzbad vermieden werden, das zu großen Wellen und in Kombination mit dem ausströmenden Metaldampf zu Spritzern führen kann.

### Kapillargeometrieänderung

Zum Erreichen eines ruhigen Prozesses scheinen große Kapillardurchmesser günstig zu sein, die nach den Tendenzen der Berechnungen dieser Arbeit bei geringen Frequenzen zwar große Amplituden ausbilden (**Bild 6.5**), diese großen Aufbeulungen an der Kapillarwand aber nicht genügend Energie aufweisen, um abgelöst zu werden. Es werden lediglich kleine Spritzer durch den Metaldampf zerstäubte Tropfen abgelöst. Gemeinsam mit der reduzierten Neigung zur Bildung eines „Flaschenhalses“ und der durch die breitere Kapillare homogenen Ausströmung des Metaldampfes mit niedrigerer Geschwindigkeit kann eine Spritzerreduktion erklärt werden. Große Kapillardurchmesser werden z. B. durch einen zusätzlichen Gasstrom in Richtung der Kapillarwand [Kat09b], durch zusätzliches Plasma [Nai03] oder durch die Verwendung eines Doppelstrahls [Ban87] erreicht.

### Kapillartiefenoszillation

Eine Laserleistungsmodulation bewirkt eine kontrollierte Kapillartiefenänderung. Es sollte daher möglich sein, ein übermäßiges Verdampfen am Kapillargrund zu vermeiden. Zusätzlich wird ein Kapillarkollaps verhindert, indem die lokale Verengung der Kapillare an einen anderen Ort verlagert wird. Allerdings muss die Frequenz der Modulation hoch genug sein, um eine Abschnürung der Kapillare zu verhindern. Heider et al. [Hei13] empfehlen Frequenzen größer als 200 Hz, welche deutlich oberhalb der Porenentstehungsfrequenz (zwischen 1 Hz und 20 Hz) liegt (**Bild 6.8**). Zudem könnte ein Aufschwingen der Kapillarwellen reduziert werden, da sich die lokal entstehenden Kapillarschwingungen zeitlich ändern und somit große Amplituden durch Vermeidung von Resonanzfrequenzen vermieden werden. Einen ähnlichen Effekt sollte das Aufbringen von oszillierenden Magnetfeldern haben, die ebenfalls die Kapillartiefe beeinflussen.

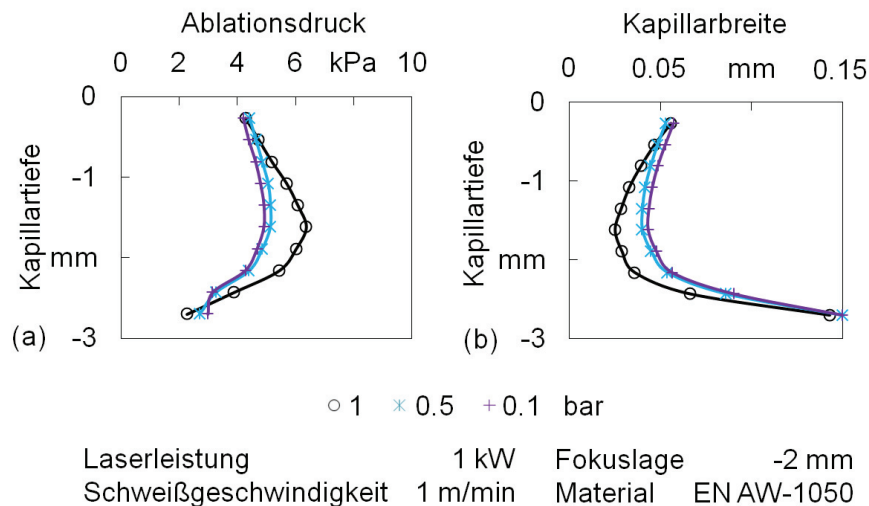
### Umgebungsdruckänderung

Eine Reduzierung des Umgebungsdrucks kann laut Literatur eine Reduzierung der Poren- und Spritzeranzahl bewirken [Kat12]. Dies wird auf eine reduzierte Verdampfungstemperatur bei (annähernd) unveränderter Schmelztemperatur zurückgeführt [Rei14]. Diese Tatsache bewirkt eine Verringerung der Schmelzbaddicke um die Kapillare. Die Kapillare wird stabiler und Wellen werden besser gedämpft. Dies bedeutet, dass theoretisch aufgrund der geringeren Schmelzbaddicke um die Kapillare Kapillarschwingungen weniger große Amplituden bilden und daher dem ausströmenden Metall Dampf weniger Angriffsfläche zur Ablösung von Tropfen bieten können.

Das in **Kapitel 5** vorgestellte Modell wurde zur Validierung des Modells und zur Verbesserung des Verständnisses der vorliegenden Effekte bei variiertem Umgebungsdruck verwendet. Es gilt zu berücksichtigen, dass im Modell die Schmelzbaddimensionen ein konstantes Vielfaches des Kapillardurchmessers sind und eine veränderte Schmelzbaddimension aufgrund des Unterdrucks nicht berücksichtigt werden konnte, da die Kapillar- und Schmelzbaddimensionen nicht bekannt sind.

Anhand der Ergebnisse der vorgestellten Modelle bei variiertem Umgebungsdruck ergibt sich, dass der Innendruck, der aus der Verdampfung resultiert, bei reduziertem Umgebungsdruck lokal verringert wird (**Bild 8.12a**). Einerseits wird der Kapillardruck durch den verminderten Umgebungsdruck als auch durch die resultierende reduzierte Kapillarwandtemperatur [Rei14] verkleinert. Bei annähernd selben Kapillaröffnungsdurchmesser und Durchmesser nahe der Kapillarwurzel wird die Kapillare in dessen mittleren Bereichen verbreitert (**Bild 8.12b**). Die von Börner et al. [Bör11] vorgestellten Querschliffe von Schweißnähten bei variiertem Umgebungsdruck deuten darauf hin, dass die verbreiterte Nahtform im mittleren und unteren Nahtbereich bei reduziertem Umgebungsdruck durch eine Verbreiterung der Kapillare in diesem Bereich ausgelöst wurde.





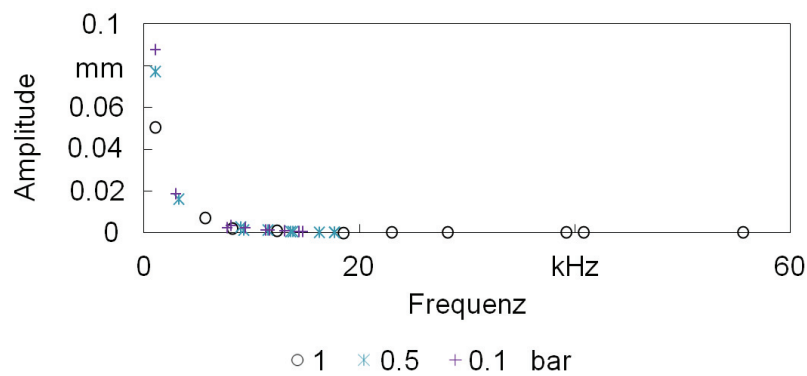
Volpp 2016

BIAS ID 162075

**Bild 8.12:** Ablationsdruck und Kapillarform bei variiertem Umgebungsdruck

Dies könnte die im Experiment von z. B. Katayama et al. [Kat12] beobachtete homogenere, gerichtete Ausströmung des Metaldampfes bei geringeren Ausströmgeschwindigkeiten bewirken. Dies sollte zu einer reduzierten Spritzerbildung führen, da weniger turbulente Strömungen an der Kapillarwand entstehen und daher weniger Schmelze zur Spritzerbildung von der Kapillarwand mitgezogen bzw. abgelöst werden kann. Zudem werden aufgrund der größeren Kapillardimensionen die Gefahr eines Kollapses und damit das Risiko einer Porenbildung reduziert.

Berechnungen des dynamischen Kapillarmodells zeigen, dass die radialen Schwingungen der Kapillare bei geringerem Umgebungsdruck kleinere Frequenzen bei vergleichsweise größeren Amplituden aufweisen (**Bild 8.13**). Bei höherer berechneter Frequenz (im kritischen Kapillarabschnitt) steigt nach **Bild 8.3** die Porenanzahl pro Sekunde an. Diese Tendenz kann auch bei variiertem Umgebungsdruck in den modellierten Ergebnissen erkannt werden, da die hohen in diesem Modell berechneten Frequenzen zu einer hohen Porenanzahl, wie z. B. von Reisgen et al. [Rei14] festgestellt, korrelieren. Nach **Bild 8.8** führen hohe (mittlere) Frequenzen in der Kapillare zu einer höheren Anzahl an Spritzern. Die berechneten hohen Frequenzen bei hohem Umgebungsdruck können zu einer höheren Spritzeranzahl, wie sie experimentell z. B. von Katayama et al. [Kat12] entdeckt wurden, korreliert werden.



Laserleistung 1 kW      Fokuslage -2 mm  
 Schweißgeschwindigkeit 1 m/min      Material EN AW-1050

Volpp 2016

BIAS ID 162076

**Bild 8.13:** Modellierte Frequenzen und Amplituden der Radiuschwingungen der Kapillare bei variiertem Umgebungsdruck

Die aus den Ergebnissen dieser Arbeit ermittelten Tendenzen der Poren- und Spritzercharakteristiken helfen somit Phänomene in der Kapillare auf Basis der Kapillardynamik zu erklären. Das vorgestellte Modell bietet daher die Möglichkeit die Kapillareigenschaften bei verschiedenen Parametern darzustellen, wodurch Rückschlüsse auf das dynamische Prozessverhalten und Prozessungängen möglich sind.

## 9 Zusammenfassung

Die Kenntnis der physikalischen Zusammenhänge im Prozess des Laserstrahl-tiefschweißens ist erforderlich, um unerwünschte Prozessungängen, wie Spritzer und Prozessporen vermeiden zu können.

Ziel dieser Arbeit war es daher, die Kapillardynamik zu beschreiben, um Rückschlüsse auf den Einfluss von Kapillarszillationen auf Charakteristiken der Poren- und Spritzerbildung zu ermitteln und Entstehungsmechanismen der Ungängen zu identifizieren. Insbesondere wurde der Einfluss der Strahlformung auf die Eigenschaften der Kapillare und der Prozessungängen untersucht.

Zu diesem Zweck wurde ein Prozessmodell entwickelt, das sowohl quasi-statische als auch dynamische Kapillareigenschaften abhängig vom Laserintensitätsprofil beschreiben kann. Die ermittelten dynamischen Größen konnten mit Hilfe von Frequenzspektren aus optischen Prozessemissionen validiert werden. Mit Hilfe einer Auswertung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen konnten die Spritzereigenschaften detektiert werden, nachgelagerte Röntgenprüfungen der Schweißnaht konnten die Poreneigenschaften aufzeigen.

Durch einen Vergleich der Ergebnisse aus der quasi-statischen und dynamischen Modellierung der Kapillare konnte gezeigt werden, dass der Federkennwert, der die Druckänderung bei radialer Auslenkung der Kapillare beschreibt, als Größe zur Beschreibung von Tendenzen der dynamischen Kapillarschwingungen geeignet ist. Somit lassen sich aus quasi-statischen Kapillargrößen Tendenzen der Prozessdynamik ableiten.

Eine Korrelation von berechneten, dynamischen Prozessgrößen und experimentell ermittelten Eigenschaften von Prozessungängen konnte zeigen, dass Kapillareigenschaften identifiziert werden können, die mit bestimmten Charakteristiken der Prozessungängen korrelieren. Das Modell kann daher Tendenzen von dynamischen Prozessgrößen und –ungängen abhängig von Prozessparametern, u. a. des Strahlprofils, vorhersagen.

Auf Basis der Korrelationen können Rückschlüsse auf die Entstehungsmechanismen von Prozessungängen gezogen werden. Eine Analyse der auftretenden Frequenzen in den kritischen Kapillarelementen (Elemente mit dem geringsten Radius) deutet bei der Bildung von Poren auf einen dominierenden Effekt des Kapillarkollapses gegenüber einer abgetrennten Ausbeulung am Kapillargrund hin. Allerdings scheinen Ausbeulungen am Kapillargrund bei kleinen Dimensionen der Kapillare notwendig zu sein, um die Größe der entstehenden Poren zu erreichen. Zum Aufbringen der

kinetischen Energie zur Spritzerablösung an der Kapillarwand sind die berechneten Kapillarwandfluktuationen allein nicht ausreichend. Es wird gefolgert, dass entweder ein Aufschwingen der Kapillarwellen, Schmelzbadschwingungen oder eine Anregung durch den ausströmenden Metaldampf die Schmelzmasse in das Kapillarovolumen transportieren muss. Die Ausströmgeschwindigkeiten des Metaldampfs können den erforderlichen Staudruck zur Spritzerablösung bewirken, wenn die Schmelzmasse in die Dampfströmung bewegt wird.

## Literaturverzeichnis

- [All95] Allmen, M. von; Blatter, A.: Laser-beam interactions with materials. Springer-Verlag, 1995 (Materials Science 2)
- [Ama02] Amara, E.H.; Bendib, A.: Modelling of vapour flow in deep penetration laser welding. In: Journal of Physics D: Applied Physics 35, 272-280 (2002)
- [And76] Andrews, J. G.; Atthey, D.R.: Hydrodynamic limit to penetration of a material by a high-power beam. In: Journal of Physics D: Applied Physics 9, 2181-2194 (1976)
- [Ara83] Arata, Y.; Abe, N.; Oda, T.: Beam hole behavior during laser beam welding. In: Proc. of the 2<sup>nd</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO1983) Vol. 83, 59-66 (1983)
- [Bac00] Bachhofer, A.: Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlasern für den Karosseriebau. Herbert Utz Verlag München 2000.
- [Ban87] Banas, C.M.; Brian, M.D.: Twin spot laser welding. US Patent 4.691.093 (1987)
- [Bar97] Bartel, W.A.; Steinmetz, H.H.; Weick, J.M.: Influence of beam quality and beam forming on process parameters and properties of laser welded parts. In: Geiger und Vollertsen, 145-154 (1997)
- [Bec96] Beck, M.: Modellierung des Lasertiefschweißens. Stuttgart: B. G. Teubner-Verlag 1996. Universität Stuttgart, Maschinenbau, Dissertation, 1996 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW)
- [Ber93] Berger, P.; Griebisch, J.; Beck, M.; Hügel, H.: Modellmäßige und experimentelle Erfassung von fluid-und gasdynamischen Prozessen beim gepulsten Lasertiefschweißen. In: Strahl-Stoff-Wechselwirkung bei der Lasermaterialbearbeitung (Ergebnisse des Schwerpunktprogramms der Deutschen Forschungsgemeinschaft 1991 bis 1992). Bamberg: Meisenbach, 15-20 (1993)
- [Ber97] Berkmanns, J.: Steigerung der Prozeßstabilität beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Strahlleistungen bis 6 kW und Tragverhalten der Verbindungen, TH Aachen, Dissertation, 1997. Berichte aus der Lasertechnik, Shaker Verlag

- [Ber10a] Berger, P.: Zur Bedeutung von gleitenden Stufen an der Kapillarfront beim Schweißen und Schneiden mit Laserstrahlen - Teil 1. In: Schweißen und Schneiden 63 (1-2) 20 (2010)
- [Ber10b] Berger, P.; Schuster, R.; Hügel, H.; Graf, T.: Moving humps at the capillary front in laser welding. In: Proc. of the 29<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), paper 106, 39-43 (2010)
- [Ber11a] 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)
- [Ber11b] Berger, P.; Hügel, H.; Graf, T.: Understanding pore formation in laser beam welding. In: Physics Procedia 12, 241-247 (2011)
- [Ber14] Berger, P.: Reduced velocity of sound in the weld pool in the presence of bubbles. In: Proc. of the 33<sup>rd</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), paper 1901 (2014)
- [Bey13] Beyer, E.: Schweißen mit Laser: Grundlagen. Springer (2013)
- [Ble07] Bley, H.; Weyand, L.; Luft, A.: An Alternative Approach for the Cost-efficient Laser Welding of Zinc-coated Sheet Metal. In: CIRP Annals - Manufacturing Technology 56(1), 17-20 (2007)
- [Bol13a] Boley, M.; Berger, P.; Webster, P.J.L.; Weber, R.; Vlack, C.V.; Fraser, J.; Graf, T.: Investigating the weld depth behaviour using different observation techniques: x-ray, inline coherent imaging and highspeed observation during welding ice. In: Proc. of the 32<sup>nd</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), paper 105, 22-27 (2013)
- [Bol13b] 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. In: Physics Procedia 41, 481-488 (2013)
- [Bör11] Börner, C.; Dilger, K.; Rominger, V.; Harrer, T.; Krüssel, T.; Löwer, T.: Influence of ambient pressure on spattering and weld seam quality in laser beam welding with the solid-state laser. In: Proc. of the 30<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), paper 1604, 621-629 (2011)

- [Bra92] Brands, E.A.; Brook, G.B.: Smithells Metals Reference Book. Butterworth-Heinemann Ltd Oxford (1992)
- [Bro08] Brockmann, R.; Havrilla, D.: Industrial Application of high power Disk Lasers. In: Clarkson, W.A.; Hodgson, N.; Shori, R.K. (Hrsg.): In: Proc. of the SPIE, Vol. 6871, 68710I-68710I - 8 (2008)
- [Bro14a] Brock, C.; Hohenstein, R.; Schmidt, M.: Mechanisms of vapour plume formation in laser deep penetration welding. In: Optics and Lasers in Engineering 58, 93-101 (2014)
- [Bro14b] Brock, C.: Analyse und Regelung des Laserstrahl-tiefschweißprozesses durch Detektion der Metaldampf-fackelposition. Meisenbach, Bamberg, VI, 116 (2014)
- [Cho01] Cho, M.H.; Farson, D.; Lee, J.Y.; Yoo, C.D.: Laser weld keyhole dynamics: simulation and experiment. In: Eleventh International Conference on Computer Technology in Welding, 289-296 (2001)
- [Cho06] Cho, J.-H.; Na, S.-J.: Implementation of real-time multiple reflection and Fresnel absorption of laser beam in keyhole. In: Journal of Physics D: Applied Physics 39, 5372-5378 (2006)
- [Cho12] Cho, W.-I.; Na, S.-J.; Thomy, C.; Vollertsen, F.: Numerical simulation of molten pool dynamics in high power disk laser welding. In: Journal of Materials Processing Technology 212, 262-275 (2012)
- [Cho14] Chongbunwatana, K.: Simulation of vapour keyhole and weld pool dynamics during laser beam welding. In: Production Engineering Research and Development 8.4, 499-511 (2014)
- [Clu95] Clucas, D.A.V.; Ducharme, R.; Kapadia, P.D.; Dowden, J.M.; Steen, W.M.: A mathematical model of the flow within the keyhole during laser welding. In: Proc. of the 14<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), 435–450 (1995)
- [Col94] Colla, T.J.; Vicanek, M.; Simon, G.: Heat transport in melt flowing past the keyhole in deep penetration welding. In: Journal of Physics. D: Applied Physics 27, 2035-2040 (1994)
- [Dau95] Dausinger, F.: Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozeßeffektivität. Universität Stuttgart, Habilitationsschrift. – Laser in der Materialbearbeitung: Forschungsberichte des IFSW, B.G. Teubner Stuttgart (1995)

- [Din07] DIN EN ISO 6520-1-1:2007
- [Din13] DIN EN 573-3:2013-12
- [Dow87] Dowden, J.; Postacioglu, N.; Davis, M.; Kapadia, P.: A keyhole model in penetration welding with a laser. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 20, 36-44 (1987)
- [Dow89] Dowden, J.; Kapadia, P.; Postacioglu, N.: An analysis of the laser-plasma interaction in laser keyhole welding. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 22, 741-749 (1989)
- [Dul76] Duley, W.W.: *CO<sub>2</sub> Lasers: Effects and Applications*. Academic Press New York, San Francisco, London (1976)
- [Eri11] Eriksson, I.; Powell, J.; Kaplan, A.F.H.: Melt flow measurement inside the keyhole during laser welding. In: *Proc. of the 13<sup>th</sup> Conference on Laser Materials Processing Nordic Countries (NOLAMP)* Trondheim: Norwegian University of Science and Technology, 27-29 (2011)
- [Fab05] Fabbro, R.; Slimani, S.; Coste, F.; Briand, F.: Study of keyhole behaviour for full penetration Nd–Yag CW laser welding. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 38, 1881-1887 (2005)
- [Fab06a] Fabbro, R.; Slimani S.; Coste F.; Briand F.; Dlubak B.; Loisel G.: Analysis of basic processes inside the keyhole during deep penetration Nd:YAG cw laser welding, In: *Proc. of the 24<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO)*, paper 101, 1-7 (2006)
- [Fab06b] Fabbro, R.; Coste, F.; Goebels, D.; Kielwasser, M.: Study of CW Nd-YAG laser welding of Zn-coated steel sheets. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39/2, 401-409 (2006)
- [Fab09] Fabbro, R.: Limiting processes for keyhole propagation during deep penetration laser welding. In: *Proc. of the 5<sup>th</sup> International Congress on Laser Advanced Materials Processing (LAMP)*, 1-8 (2009)
- [Fab10] Fabbro, R.: Melt pool and keyhole behaviour analysis for deep penetration laser welding. In: *Journal of Physics D: Applied Physics*, IOP Publishing 43 (44), pp.445501 (2010)
- [Far98] Farson, D.; Ali, A.: Relationship of optical and acoustic emissions to laser weld penetration. In: *Welding Journal* 77.4, 142-148 (1998)



- [Far99] Farson, D.F.; Kim, K.R.: Generation of optical and acoustic emissions in laser weld plumes. In: Journal of Applied Physics 85, Nr. 3, 1329-1336 (1999)
- [Fin90] Finke, B.R.; Kapadia, P.D.; Dowden, J.M.: A fundamental plasma based model for energy transfer in laser material processing. In: Journal of Physics D: Applied Physics. 23, 643-654 (1990)
- [Fuj04] Fujii, H.; Umakoshi, H.; Aoki, Y.; Nogi, K.: Bubble formation in aluminium alloy during electron beam welding. In: Journal of Materials Processing Technology 155, 1252-1255 (2004)
- [Gat88] Gatzweiler, W.; Maischner, D.; Bexer, E.: Messung von Plasmadichtefluktuations und Schallemission beim Laserstrahlschweißen zur Prozessüberwachung. In: Laser und Optoelektronik 20, Nr. 5, 64-69 (1988)
- [Gat12] Gatzen, M.; Thomy, C.; Vollertsen F.: Analytical investigation of the influence of the spatial laser beam intensity distribution on keyhole dynamics in laser beam welding. In: Lasers in Eng. 23, 109-122 (2012)
- [Gei08] Geiger, M.; Kägeler, C.; Schmidt, M.: High-power laser welding of contaminated steel sheets. In: Production Engineering 2.3, 235-240 (2008)
- [Gei09] Geiger, M.; Leitz, K.-H.; Koch, H.: A 3D transient model of keyhole and melt pool dynamics in laser beam welding applied to the joining of zinc coated sheets. In: Production Engineering 3.2, 127-136 (2009)
- [Gra15] Graf, T.; Berger, P.; Weber, R.; Hügel, H.; Heider, A.; Stritt, P.: Analytical expressions for the threshold of deep-penetration laser welding. In: Laser Physics Letters, 12(5), 056002, 5pp (2015)
- [Gre05] Gref, W.: Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Foksmatrixtechnik. In: Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte der IFSW, T. Graf (Hrsg.), Herbert Utz Verlag (2005)
- [Gro07] Gross, D.; Hauger, W.; Wriggers, P.: Technische Mechanik, Band 4 – Hydromechanik, Elemente der höheren Mechanik, Numerische Methoden. 6. Aufl., Springer Berlin Heidelberg (2007)
- [Gu96] Gu, H.; Duley, W.W.: Resonant acoustic emission during laser welding of metals. In: Journal of Physics. D: Applied Physics 29, 550-555 (1996)
- [Hab03] Haboudou, A.; Peyre, P.; Vannes, A.B.; Peix, G.: Reduction of porosity content generated during Nd: YAG laser welding of A356 and AA5083

- aluminium alloys. In: *Materials Science and Engineering A363*, 40-52 (2003)
- [Hei13] 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. In: *Physics Procedia* 41, 112-118 (2013)
- [Hei15] Heider, A.: Schlussbericht zu dem IGF-Vorhaben Zylindrische Polarisation für spritzerreduziertes Laserstrahlschweißen. IGF-Vorhaben 17.625 N der Forschungsvereinigung Deutscher Verband für Schweißtechnik und verwandte Verfahren (DVS) (2015)
- [Hey95] Heyn, H.; Decker, I.; Wohlfahrt, H.: Application of room-temperature infrared photo-detectors in high-speed laser beam diagnostics of industrial CO<sub>2</sub> lasers. In: *Proc. of Photonics West, International Society for Optics and Photonics*, 142-153 (1995)
- [Ho04] Ho, C.Y.; Wen, M.Y.: Distribution of the intensity absorbed by the keyhole wall in laser processing. In: *Journal of Materials Processing Technology* 145, 303-310 (2004)
- [Hof02] Hoffman, J.; Szymanski, Z.; Jakubowski, J.; Kolasa, A.: Analysis of acoustic and optical signals used as a basis for controlling laser-welding processes. In: *Welding International* 16.1, 18-25 (2002)
- [Hoh03] Hohenberger, B.: *Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokustechnik*. Dissertation, Universität Stuttgart, Herbert Utz Verlag München (2003)
- [Hon96] Hongping, G.; Duley, W.W.: Acoustic emission from modulated laser beam welding of materials. In: *Journal of Laser Applications* Vol. 8, Issue 4, 205-210 (1996)
- [Hug13] Hugger, F.; Hofmann, K.; Kohl, S.; Dobler, M.; Schmidt, M.: Spatter formation in laser beam welding using laser beam oscillation. In: *Proc. of 66th IIW Annual Assembly and International Conference, Essen, Vol. 11, Doc.IV-1148* (2013)
- [Hüg09] Hügel, H.; Graf, T.: *Laser in der Fertigung – Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*. 2. Auflage, Vieweg + Teubner, Wiesbaden (2009)
- [Iid88] Iida, T.; Guthrie, R.I.L.: *The Physical Properties of liquid metals*. Oxford: Clarendon Press, Walton Street, Oxford OX 2 6 DP, UK (1988)

- [Jin04] Jin, X.; Li, L.: An experimental study on the keyhole shapes in laser deep penetration welding. In: *Optics and Lasers in Engineering* 41, 779-790 (2004)
- [Jin06] Jin, X.; Berger, P.; Graf, T.: Multiple reflections and Fresnel absorption in an actual 3D keyhole during deep penetration laser welding. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 39, 4703-4712 (2006)
- [Käg10] Kägeler, C.; Schmidt, M.: Frequency-based analysis of weld pool dynamics and keyhole oscillations at laser beam welding of galvanized steel sheets. In: *Physics Procedia* 5, 447-453 (2010)
- [Kap94a] Kaplan, A.: A model of deep penetration laser welding based on calculation of the keyhole profile. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 27, 1805-1814 (1994)
- [Kap94b] Kaplan, A.: Modellrechnung und numerische Simulation von Absorption, Wärmeleitung und Strömung des Laser-Tiefschweißens. Doctoral thesis, Vienna University of Technology, Austria (1994)
- [Kap02] Kaplan, A.; Mizutani, M.; Katayama, S.: Analysis of different methods for the prevention of pore formation in keyhole laser spot welding. In: *Advanced processes and technologies in welding and allied processes: IIW International conference, Copenhagen, Denmark. Roissy: International Institute of welding*, 24-25 (2002)
- [Kap08] Kaplan, A.F.H.; Westin, E.M.; Wiklund, G.; Norman, P.: Imaging in cooperation with modeling of selected defect mechanisms during fiber laser welding of stainless steel. In: *Proc. of the 26<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO)*, paper 1701 (2008)
- [Kap09] Kaplan, A.F.H.; Norman, P.; Eriksson, I.: Analysis of the keyhole and weld pool dynamics by imaging evaluation and photodiode monitoring. In: *Proc. of the 5th International Congress on Laser Advanced Materials Processing (LAMP)*, 1-6 (2009)
- [Kap11a] Kaplan, A.F.H.; Powell, J.: Spatter in laser welding. In: *Journal of Laser Applications* 23(4), 032005\_1-7 (2011)
- [Kap11b] Kaplan, A.F.H.: Influence of the beam profile formulation when modeling fiber-guided laser welding. In: *Journal of Laser Applications* Volume 23, No.4, 042005-1 – 042005-9 (2011)

- [Kap11c] Kaplan, A.F.H.: Modelled dependency of the direct absorption on the keyhole wall waviness during 1 micron- and 10 micron-laser welding. In: Proc. of the 28<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), paper 804, 409-417 (2011)
- [Kap12] Kaplan, A. F. H.: Fresnel absorption of 1  $\mu\text{m}$ - and 10  $\mu\text{m}$ -laser beams at the keyhole wall during laser beam welding: Comparison between smooth and wavy surfaces: In: Appl. Surf. Sci. 258, 3354–3363 (2012)
- [Kap13] Kaplan, A.F.H.: Angle- and absorptivity-modulation at inclined wavy processing fronts. In: Proc. of the 6<sup>th</sup> International Congress on Laser Advanced Materials Processing (LAMP), 1-10 (2013)
- [Kap15a] Kaplan, A.F.H.: Local flashing events at the keyhole front in laser welding. In: Optics and Lasers in Engineering 68, 35-41 (2015)
- [Kap15b] Kaplan, A.F.H.; Ramiz, S.M.: Absorption peaks depending on topology on the keyhole front and wavelength. In: Journal of Laser Applications 27, S29012-1 – S29012-9 (2015)
- [Kat97] Katayama, S.; Seto, N.; Kim, J. D.; Matsunawa, A.: Formation mechanism and reduction method of porosity in laser welding of stainless steel. In: Proc. of the 16<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), Section G, 83-92 (1997)
- [Kat00] Katayama, S.; Seto, N.; Mizutani, M.; Matsunawa, A.: Formation mechanism of porosity in high power YAG Laser welding. In: Proc. of the 19<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), Section C, 16-25 (2000)
- [Kat09a] Katayama, S.; Kawahito, Y.: Elucidation of phenomena in high power fiber laser welding and development of prevention procedures of welding defects. In: Fiber Lasers VI: Technology, Systems, and Applications, edited by Denis V. Gapontsev, Dahv A. Kliner, Jay W. Dawson, Kanishka Tankala, Proc. of SPIE Vol. 7195, 71951R-1 – 71951R-9 (2009)
- [Kat09b] Katayama, S.; Nagayama, H.; Mizutani, M.; Kawahito, Y.: Fibre laser welding of aluminium alloy. Welding International 23(10), 744-752 (2009)
- [Kat12] Katayama, S.; Kawahito, Y.; Mizutani, M.: Latest progress in performance and understanding of laser welding. In: Physics Procedia 39, 8-16 (2012)

- [Kaw07] Kawahito, Y.; Mizutani, M.; Katayama, S.: Elucidation of high-power fibre laser welding phenomena of stainless steel and effect of factors on weld geometry. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 40, 5854-5859 (2007)
- [Kaw09] Kawahito, Y.; Mizutani, M.; Katayama, S.: High quality welding of stainlesssteel with 10 kW high power fibre laser. In: *Science and Technology of Welding and Joining* 14, 288–294 (2009)
- [Kaw11] Kawahito, Y.; Matsumoto, N.; Abe, Y.; Katayama, S.: Relationship of laser absorption to keyhole behavior in high power fiber laser welding of stainless steel and aluminum alloy. In: *Journal of Materials Processing Technology* 211, 1563-1568 (2011)
- [Ker00] Kern, M.; Berger, P.; Hugel, H.: Magneto-fluid dynamic control of seam quality in CO2 laser beam welding. In: *Welding Journal – New York* 79, 72S–78S (2000)
- [Ki02a] Ki, H.; Mohanty, P.S.; Mazumder, J.: Modeling of laser keyhole welding: Part I Mathematical modeling, numerical methodology, role of recoil pressure, multiple reflections, and free surface evolution. In: *Metallurgical and Materials Transactions*, Vol. 33(6)A, 1817-1830 (2002)
- [Ki02b] Ki, H.; Mazumder, J.; Mohanty, J.S.: Modeling of laser keyhole welding: Part II Simulation of keyhole evolution, velocity, temperature profile, and experimental verification. In: *Metallurgical and Materials Transactions*, Vol. 33(6)A, 1831-1842 (2002)
- [Kla00] Klassen, M.: Prozedynamik und resultierende Prozeinstabilitten beim Laserstrahlschweien von Aluminium. *Strahltechnik* Bd. 13, Bremen: BIAS Verlag, Hrsg.: G. Sepold, W. Juptner (2000)
- [Kle76] Klemens, P.G.: Heat balance and flow conditions for electron beam and laser welding. In: *Journal of Applied physics* Vol. 47, no.5, 2165-2174 (1976)
- [Kle94] Klein, T.; Vicanek, M.; Kroos, J.; Decker, I.; Simon, G.: Oscillations of the keyhole in penetration laser beam welding. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 27, 2023-2030 (1994)
- [Kni79] Knight, C.J.: Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure. In: *AIAA Journal* 17(5), 519-523 (1979)

- [Kro92] Kroos, J.; Gratzke, U.; Simon, G.: Towards a self-consistent model of the keyhole in penetration laser beam welding. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 26, 474-480 (1993)
- [Kro93a] Kroos, J.; Gratzke, U.; Vicanek, M.; Simon, G.: Dynamic behaviour of the keyhole in laser welding. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 26, 481-486 (1993)
- [Kro93b] Kroos, J.: Stabilität und Dynamik der Dampfkapillare beim Laserstrahlschweißen von Metallen. Dissertation, Technische Universität Braunschweig (1993)
- [Las14] Laskin, A.; Laskin, V.: Freeform beam shaping for high-power multimode lasers. In: *SPIE LASE. International Society for Optics and Photonics*, 89601P-1 – 89601P-12 (2014)
- [Lew85] Lewis, G.K.; Dixon, R.D.: Plasma monitoring of laser beam welds. In: *Welding Journal* 64, 49–54 (1985)
- [Li14a] Li, S.; Chen, G.; Zhang, M.; Zhou, Y.; Zhang, Y.: Dynamic keyhole profile during high-power deep-penetration laser welding. In: *Journal of Materials Processing Technology* 214(3), 565-570 (2014)
- [Li14b] Li, S.; Chen, G.; Katayama, S.; Zhang, Y.: Relationship between spatter formation and dynamic molten pool during high-power deep-penetration laser welding. In: *Applied Surface Science* 303, 481-488 (2014)
- [Lin93] Lindl, H.; Widl, A.: Eigenschaften des keyholes und des laserinduzierten Plasmas beim Schweißen mit CO<sub>2</sub>-Laser. In: *Proc. Laser in der Fertigung*, München, Germany (1993)
- [Lin06] Lindenau, D.: Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen. In: *Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW*, Herbert Utz Verlag (2006)
- [Lin16] Lin, R.; Wang, H.-P.; Lu, F.; Solomon, J.; Carlson, B.-E.: Numerical study of keyhole dynamics and porosity formation in remote laser welding of Al alloys. In: *Proc. of 69th IIW Annual Assembly and International Conference*, Doc.IV-1300-16 (2016)
- [Liu01] Liu, X.; Cheng, C. H.: System and method of laser drilling. U.S. Patent No. 6,720,519. 13 (Apr. 2004)
- [Mac97] MacCormack, E.; Mandelis, A.; Munidasa, M.; Farahbakhsh, B.; Sang, H.: Measurements of thermal diffusivity of aluminum using frequency-scanned,

- transient, and rate window photothermal radiometry. In: Theory and experiment. *International Journal of Thermophysics*, Vol.18(1), 221-250 (1997)
- [Mar01] Martin, B.; Loredó, A.; Pilloz, M.; Grevey, D.: Characterisation of cw Nd:YAG laser keyhole dynamics. In: *Optics & Laser Technology* 33, 201-207 (2001)
- [Mat95] Matsunawa, A.; Kim, J. D.; Takemoto, T.; Katayama, S.: Spectroscopic studies on laser induced plume of Aluminum alloys. In: Proc. of the 14<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), 719-728 (1995)
- [Mat97] Matsunawa, A.; Semak, V.: The simulation of front keyhole wall dynamics during laser welding. In: *Journal of Physics D: Applied physics* 30, 798-809 (1997)
- [Mat98] Matsunawa, A.; Kim, J.D.; Seto, N.; Mizutani, M.; Katayama, S.: Dynamics of keyhole and molten pool in laser welding. In: *Journal of Laser Applications* 10.6, 247-254 (1998)
- [Mat00] Matsunawa, A.; Seto, N.; Mizutani, M.; Katayama, S.: Dynamics of keyhole and molten pool in high-power CO<sub>2</sub> laser welding. In: *Advanced High-Power Lasers and Applications*. International Society for Optics and Photonics, 34-45 (2000)
- [Mat02] Matsunawa, A.; Katayama, S.: Understanding physical mechanisms in laser welding for construction of mathematical model. In: *Welding in the World - London* 46, 27-38 (2002)
- [Mat08] Matthes, K.-J.; Richter, E. (Hrsg.): *Schweißtechnik – Schweißen von metallischen Konstruktionswerkstoffen*. 4. Auflage, Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, München (2008)
- [Miy97] Miyamoto, I.: Laser welding (2) – welding of thick plate. In: *Proceedings of the 41st Laser Materials Processing Conference*, 21–34 (1997)
- [Miz03] Mizutani, M.; Katayama, S.: Keyhole behavior and pressure distribution during laser irradiation on molten metal. In: Proc. of the 22<sup>nd</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), paper 1004, 149-158 (2003)

- [Mrn15a] Mrňa, L.; Sarbort, M.; Rerucha, S.: Autocorrelation analysis of plasma plume oscillations in deep penetration laser welding. In: Proc. of Lasers in Manufacturing Conference, paper 255, 1-7 (2015)
- [Mrn15b] Mrňa, L.; Sarbort, M.; Hola, M.: Deformable mirror for high power laser applications. In: Optics and Measurement Conference 2014. International Society for Optics and Photonics, 94420W-1 – 94420W-5 (2015)
- [Mül02] Müller, M.G.: Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung. In: Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW, Herbert Utz Verlag GmbH (2002)
- [Mur90] Murphy, J.L.; Huber, R.A.; Lever, W.E.: Joint preparation for electron beam welding thin aluminum alloy 5083. Welding Research Supplement to the Welding Journal 69/4, 125s-132s (1990)
- [Na14] Na, S.J.; Han, S.W.; Cheon, J.: Molten Pool Flow Patterns in High Power Laser Keyhole Welding. In: 67th Annual Assembly of the International Institute of Welding, Doc.212-1328-14, 1-20 (2014)
- [Nai03] Naito, Y.; Mizutani, M.; Katayama, S.: Observation of keyhole behavior and melt flows during laserarc hybrid welding. In: Proc. of the 22<sup>nd</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), 1-9 (2003)
- [Nic12] Nicolosi, L.; Abt, F.; Blug, A.; Heider, A.; Tetzlaff, R.; Höfler, H.: A novel spatter detection algorithm based on typical cellular neural network operations for laser beam welding processes. In: Measurement Science and Technology 23.1, 015401, 1-8 (2012)
- [Nak97] Nakamura, S.; Ito, Y.; Nakabayashi, T.; Watanabe, M.; Inoue, T.; Matsunawa, A.: Analysis of optical and acoustic emissions during CO<sub>2</sub> laser welding of a stainless steel. In: Proc. of the 16<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), Vol. 83-II, 17-20 (1997)
- [Nak03] Nakamura, S.; Yoshiro, I.: Frequency analysis of optical and acoustic emissions during butt welding by CW YAG laser. In: Proc. of the International Congress on Laser Advanced Materials Processing (LAMP), 148-153, (2002)
- [Oka12] Okamoto, Y.; Yamamoto, H.; Okada, A.; Shirasaya, K.; Kolehmainen, J.T.: Velocity and angle of spatter in fine laser processing. In: Physics Procedia 39, 792-799 (2012)



- [Ono92] Ono, M.; Nakada, K.; Kosuge, S.: An investigation on CO<sub>2</sub> laser-induced plasma. In: J Jpn Weld Soc, 10, 239-245 (1992)
- [Ott98] Otto, A.; Graumann, C.; Kern, M.; Martinen, D.; Schubert, E.; Voß, O.: Simulation und Diagnostik beim Laserstrahlschweißen. In: Strahl-Stoff-Wechselwirkung bei der Laserstrahlbearbeitung 2 Beiträge zum Abschlusskolloquium, BIAS, Bremen (1998)
- [Ott10] Otto, A.; Schmidt, M.: Towards a universal numerical simulation model for laser material processing. In: Physics Procedia 5, 35-46 (2010)
- [Ott11] Otto, A.; Koch, H.; Leitz, K.H., Schmidt, M.: Numerical simulations – A versatile approach for better understanding dynamics in laser material processing, in Physics Procedia 12, 11-20 (2011)
- [Ott12] Otto, A.; Koch, H.; Gomez, R.V.: Multiphysical simulation of laser material processing. In: Physics Procedia 39, 843-852 (2012)
- [Pan11] Pang, S.; Chen, L.; Zhou, J.; Yin, Y.; Chen, T.: A three-dimensional sharp interface model for self-consistent keyhole and weld pool dynamics in deep penetration laser welding. In: Journal of Physics D: Applied Physics 44, 025301, 1-15 (2011)
- [Pan16a] Pang, S.; Shao, X.; Li, W.; Chen, X.; Gong, S: Dynamic characteristics and mechanisms of compressible metallic vapor plume behaviors in transient keyhole during deep penetration fiber laser welding. In: Applied Physics A 122.7, 1-18 (2016)
- [Pan16b] Matsunawa, A.; Semak, V.: The simulation of front keyhole wall dynamics during laser welding. In: Journal of Physics. D: Applied Physics 30, 798-809 (1997)
- [Pfe11] Pfeiffer, S.: Hybrides Prozessmodell für das Tiefschweißen mit Laserstrahlung. Shaker Verlag Aachen (2011)
- [Ple01] Pleteit, H.: Analyse und Modellierung der Keyhole-Dynamik beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen. PhD thesis, University of Bremen (2001)
- [Poh99] Pohle, C.: Schweißen von Werkstoffkombinationen: Metallkundliche und fertigungstechnische Grundlagen sowie Ausführungsbeispiele. Düsseldorf: Verlag für Schweißen und Verwandte Verfahren. DVS-Verlag (1999)
- [Pop05] Poprawe, R.: Lasertechnik für die Fertigung - Grundlagen, Perspektiven und Beispiele für den innovativen Ingenieur. Springer Berlin Heidelberg (2005)

- [Pro90] Prokhorov, A.M.; Konov, V.I.; Ursu, I.; Mihailescu, I.N.: Laser Heating of Metals. Adam Hilger Series on Optics and Optoelectronics. Bristol Hilger (1990)
- [Ray83] Rayleigh, J.W.S.: Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. In: Proceedings of the London Mathematical Society 14, 170–177 (1883)
- [Rei14] Reisgen, U.; Olschok, S.; Jakobs, S.: Laser beam welding under vacuum of a fine-grained steel. In: Proc. of the 33<sup>rd</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), paper 1906, 1-8 (2014)
- [Sch94] Schou, C; Semak, V.V.; McCay, T.D.: Acoustic emission at the laser weld site as an indicator of weld quality. In: Proc. of the 13<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), 41-50 (1994)
- [Sch98] Schubert, E.; Klassen, M.; Skupin, J.; Sepold, G.: Effect of filler wire on process stability in laser beam welding of aluminium-alloys. In: Proc. of the 6<sup>th</sup> International Conference on Welding and Melting by Electron and Laser Beams (CISFFEL), 195-204 (1998)
- [Sch13] Schneider, A.; Avilov, V.; Gumenyuk, A.; Rethmeier, M.: Laser beam welding of aluminum alloys under the influence of an electromagnetic field. In: Physics Procedia 41, 4-11 (2013)
- [Sem95] Semak, V.V.; Hopkins, J.A.; McCay, M.H.; McCay, T.D.: Melt pool dynamics during laser welding. In: Journal of Physics D: Applied Physics 28, 2443-2450 (1995)
- [Set99] Seto, N.; Katayama, S.; Matsunawa, A.: High-speed simultaneous observation of plasma and keyhole behaviour during high power CO<sub>2</sub> laser welding – effect of shielding gas on porosity formation. In: Journal of Laser Applications 12(6), 245-250 (2000)
- [Set00] Seto, N.; Katayama, S.; Matsunawa, A.: Porosity formation mechanism and suppression procedure in laser welding of aluminium alloys. In: Q. J. Japan. Weld. Soc.18, 243–255 (2000)
- [Sha05] Shao, J.; Yan, Y.: Review of techniques for on-line monitoring and inspection of laser welding. In: Journal of Physics: Conference Series. Vol. 15(1), IOP Publishing, 101-107 (2005)

- [Shc11a] Shcheglov, P.; Gumenyuk, A.; Gornushkin, I.; Rethmeier, M.: Experimental investigation of the laser-plume interaction during high power fiber laser welding. In: 30th International Congress on Applications of Laser & Electro-Optics (ICALEO), 637-645 (2011)
- [Shc11b] Shcheglov, P.Y.; Uspenskiy, S.A.; Gumenyuk, A.V.; Petrovskiy, V.N.; Rethmeier, M.; Yermachenko, V.M.: Plume attenuation of laser radiation during high power fiber laser welding. *Laser Physics Letters*, 8(6), 475-480 (2011)
- [Sku04] Skupin, J.: Nichtlinear dynamisches Modell zum Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen. *Berichte aus der Lasertechnik*, Universität Bremen, Dissertation, Shaker Verlag Aachen (2004)
- [Soh15] Sohail, M.; Han, S.-W.; Na, S.-J.; Gumenyuk, A.; Rethmeier, M.: Role of vapor re-condensation on bead shape in high power laser welding. In: Proc. of the 7th International Congress on Laser Advanced Materials Processing (LAMP), paper A010, 1-5 (2015)
- [Sol97a] Solana, P.; Guillermo, N.: A study of the effect of multiple reflections on the shape of the keyhole in the laser processing of materials. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 30, 3216-3222 (1997)
- [Sol97b] Solana, P.; Ocana, J.L.: A mathematical model for penetration laser welding as a free-boundary problem. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 30, 1300-1313 (1997)
- [Sto04] Stol, I.; Martukanitz, R.P.: Laser welding with beam oscillation. US Patent 6.740.845 (2004)
- [Szy00] Szymanski, Z.; Hoffman, J.; Kurzyna, J.: Plasma plume oscillations during welding of thin metal sheets with a CW CO<sub>2</sub> laser. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 34, 189-199 (2001)
- [Tan14] Tang, Z.: Heißbrissvermeidung beim Schweißen von Aluminiumlegierungen mit einem Scheibenlaser. *Strahltechnik Band 53*, F. Vollertsen, R. Bergamann (Hrsg.), BIAS Verlag (2014)
- [Tsu01] Tsukamoto, S.; Kawaguchi, I.; Honda, H.; Arakane, G.: Suppression of porosity using pulse modulation of laser power in 20kW laser welding. In: Proc. of the 20<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), D607-D615 (2001)

- [Tsu03] Tsukamoto, S.; Kawaguchi, I.; Arakane, G.; Honda, H.: Keyhole behavior in high power laser welding. In Proc. of International Congress on Laser Advanced Materials Processing (LAMP), 251-256 (2002)
- [Voe90] Voelkel, D.D.; Mazumder, J.: Visualization of a laser melt pool. In: Applied Optics 29, 1718–1720 (1990)
- [Vol06] Vollertsen, F.; Seefeld, T.: Aktuelle Entwicklungen und Perspektiven beim Laserstrahlfügen. In: Vollertsen, F.; Seefeld, T. (Hrsg.): Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends. Strahltechnik Band 28. BIAS Verlag. Lauren Publishing, 1-13 (2006)
- [Vol13] Volpp, J.; Freimann, D.: Indirect measurement of keyhole pressure oscillations during laser deep penetration welding. In: Proc. of the 32<sup>nd</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), paper 1301, 334-340 (2013)
- [Vol15] Volpp, J.; Vollertsen, F.: Modeling keyhole oscillations during laser deep penetration welding at different spatial laser intensity distributions. In: Production Engineering Research and Development Vol. 9(2), 167-178 (2015)
- [Vol16] Volpp, J.; Srowig, J.; Vollertsen, F.: Spatters during laser deep penetration welding with a bifocal optic. In: Advanced Materials Research 1140, 123-129 (2016)
- [Wan12] Wang, J.; Wang, C.; Meng, X.; Hu, X.; Yu, Y.; Yu, S.: Study on the periodic oscillation of plasma/vapour induced during high power fiber laser penetration welding. In: Optics & Laser Technology 44, 67–70 (2012)
- [Web10] Weberpals, J.-P.: Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserschweißen. In: Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte der IFSW, T. Graf (Hrsg.), Herbert Utz Verlag (2010)
- [Wil93] Williams, K.; Steen, W.M.; Ducharme, R.; Kapadia, P.; Dowden, J.: On laser welding melt pool dynamics. In: Proc. of the 12<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), 168–176 (1993)
- [Win06] Windisch, H.: Thermodynamik – Ein Lehrbuch für Ingenieure. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH München (2006)

- [You14a] You, D.; Gao, X.; Katayama, S.: Visual-based spatter detection during high-power disk laser welding. In: *Optics and Lasers in Engineering* 54, 1-7 (2014)
- [You14b] You, D.; Gao, X.; Katayama, S.: Monitoring of high-power laser welding using high-speed photographing and image processing. In: *Mechanical Systems and Signal Processing* 49, 39-52 (2014)
- [Zha01] Zhao, H.; DebRoy, T.: Pore formation during laser beam welding of die cast magnesium alloy AM60B—mechanism and remedy. In: *Welding Journal* 80, 204-210 (2001)
- [Zha03] Zhao, H.; DebRoy, T.: Macroporosity free aluminum alloy weldments through numerical simulation of keyhole mode laser welding. In: *Journal of Applied Physics* 93, No.12, 10089-10096 (2003)
- [Zha11] Zhao, H.; Niu, W.; Zhang, B.; Lei, Y.; Kodama, M.; Ishide, T.: Modeling of keyhole dynamics and porosity formation considering the adaptive keyhole shape and three-phase coupling during deep-penetration laser welding. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 44(48), 485302, 13pp (2011):
- [Zha13a] Zhang, M. J.; Chen, G. Y.; Zhou, Y.; Li, S.C.; Deng, H.: Observation of spatter formation mechanisms in high-power fiber laser welding of thick plate." In: *Applied Surface Science* 280, 868-875 (2013)
- [Zha13b] Zhang, M.; Chen, G.; Zhou, Y.; Li, S.: Direct observation of keyhole characteristics in deep penetration laser welding with a10kW fiber laser. In: *Optics Express* 21, 19997–20004 (2013)



## Anhang

### A.1 Absorptionsberechnung nach der Drude Theorie

Im Folgenden wird die Berechnung des Brechungs- und Absorptionsindex zur Bestimmung der Absorption (Gl. 5.2 und Gl. 5.3) gezeigt (z. B. [Pop05]).

Zur Berechnung werden die Stoßfrequenz  $\nu_m$  (Gl. A.1), die Elektronenplasmafrequenz  $\omega_p$  (Gl. A.2) und die Laserfrequenz  $\Omega$  (Gl. A.3).

$$\nu_m = u^2 \cdot \frac{n_e}{m_e} \cdot L \cdot \frac{T_v}{c_p} \quad (\text{A.1})$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{u^2 \cdot n_e}{e_0 \cdot m_e}} \quad (\text{A.2})$$

$$\Omega = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \quad (\text{A.3})$$

Daraus ergeben sich der Brechungsindex  $n$  (Gl. A.4) und der Absorptionsindex  $o$  (Gl. A.5).

$$n = \sqrt{0.5 \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{(\Omega^2 + \nu_m^2)^2} + \frac{\nu_m \cdot \omega_p^2}{\Omega \cdot (\Omega^2 + \nu_m^2)^2}} + 0.5 \cdot \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\Omega^2 + \nu_m^2}\right)} \quad (\text{A.4})$$

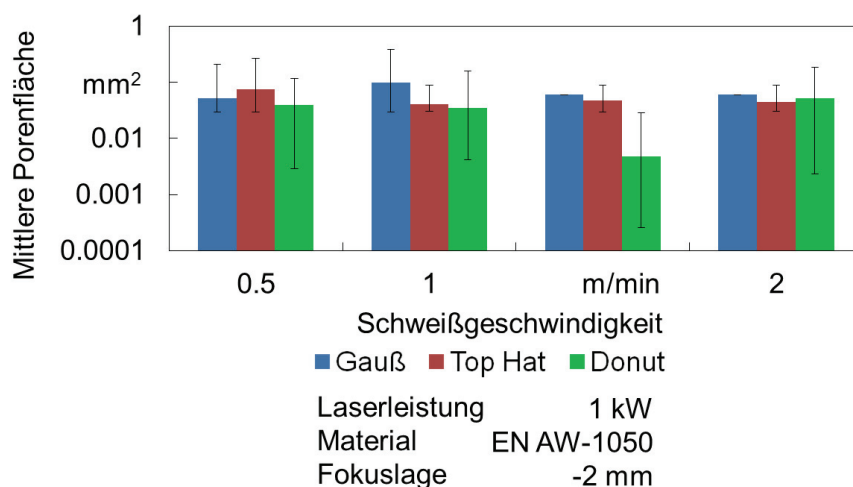
$$o = \sqrt{0.5 \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{(\Omega^2 + \nu_m^2)^2} + \frac{\nu_m \cdot \omega_p^2}{\Omega \cdot (\Omega^2 + \nu_m^2)^2}} - 0.5 \cdot \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\Omega^2 + \nu_m^2}\right)} \quad (\text{A.5})$$

Dazu werden die Werte aus Tabelle A.1 benötigt.

**Tabelle A.1:** Parameter zur Berechnung des Brechungs- und des Absorptionsindex

Parameter	Symbol	Wert	Einheit	Quelle
Elektronenladung	$u$	-1.6e-19	C	
Elektronenmasse	$m_e$	9.12e-31	kg	
Lorenz-Zahl	$L$	2.4e-8	W*V/(A*K^2)	[Pop05]
Elektronendichte	$n_e$	610e29	1/m <sup>3</sup>	[Pop05]
Elektrische Feldkonstante	$e_0$	8.854e-12	A*s/(V*m)	

### A.2 Porencharakteristiken



Volpp 2016

BIAS ID 161354

**Bild A.1:** Mittlere Porenfläche mit maximalen und minimalen Werten abhängig von der Schweißgeschwindigkeit (Referenzparameter **Tabelle 4.1**)

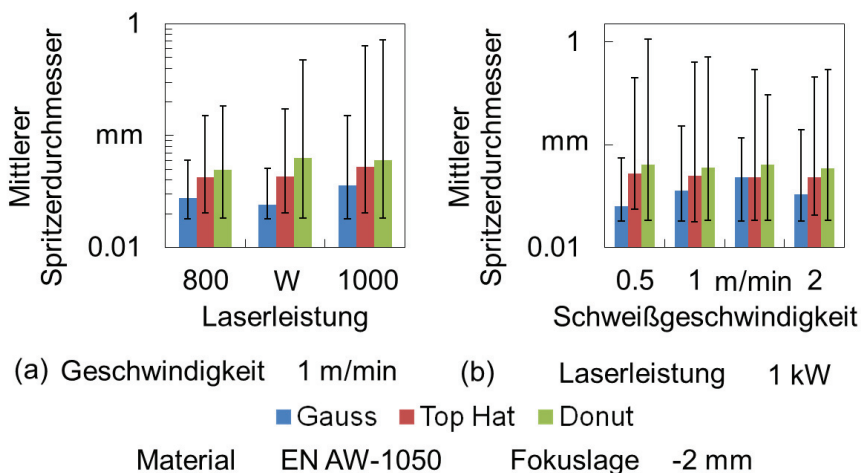
**Tabelle A.2:** Wertetabelle zu Bild 6.10

Bild 6.10a						
Laserleistung	0.5 kW	0.9 kW	1 kW	1 kW	1 kW	1 kW
Schweißgeschwindigkeit	1 m/min	1 m/min	0.5 m/min	1 m/min	1.5 m/min	2 m/min
<b>Gauß</b>						
Aspektverhältnis	2.0	2.1	2.1	2.2	1.9	2.1
Poren pro Sekunde in Hz	6.1	5.6	6.2	3.9	0.8	1.1
<b>Top Hat</b>						
Aspektverhältnis	1.7	1.8	1.3	1.9	1.7	2.1
Poren pro Sekunde in Hz	8.9	4.4	6.4	6.1	10.0	13.3
<b>Donut</b>						
Aspektverhältnis	1.7	2.2	1.3	1.4	1.4	1.4
Poren pro Sekunde in Hz	7.8	8.3	4.2	8.3	16.7	18.9

Bild 6.10b						
Laserleistung	0.5 kW	0.9 kW	1 kW	1 kW	1 kW	1 kW
Schweißgeschwindigkeit	1 m/min	1 m/min	0.5 m/min	1 m/min	1.5 m/min	2 m/min
<b>Gauß</b>						
Aspektverhältnis	2.0	2.1	2.1	2.2	1.9	2.1
Porenfläche in mm²	0.052	0.063	0.049	0.098	0.060	0.060
<b>Top Hat</b>						
Aspektverhältnis	1.7	1.8	1.3	1.9	1.7	2.1
Porenfläche in mm²	0.038	0.043	0.026	0.041	0.047	0.045
<b>Donut</b>						
Aspektverhältnis	1.7	2.2	1.3	1.4	1.4	1.4
Porenfläche in mm²	0.019	0.002	0.039	0.049	0.013	0.120



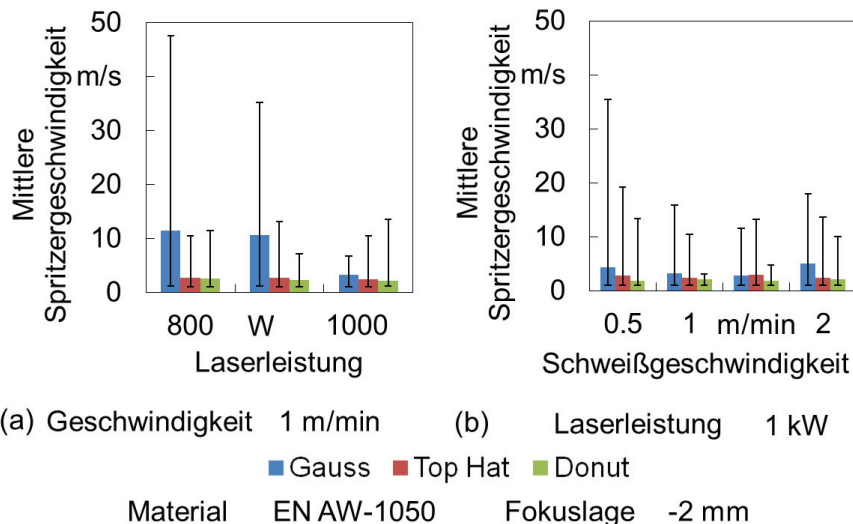
### A.3 Spritzercharakteristiken



Volpp 2016

BIAS ID 161355

**Bild A.2:** Mittlere Spritzerdurchmesser abhängig von (a) der Laserleistung und (b) der Schweißgeschwindigkeiten (ausgehend vom Referenzparametersatz **Tabelle 4.1**)



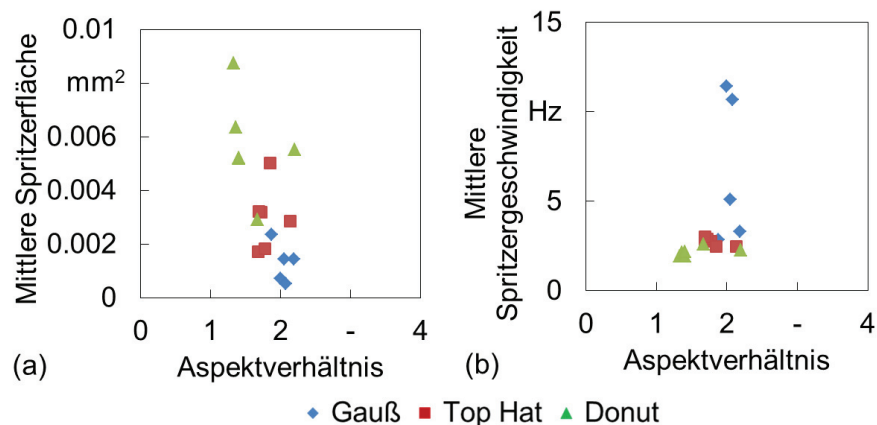
Volpp 2016

BIAS ID 161356

**Bild A.3:** Mittlere Spritzergeschwindigkeit abhängig von (a) der Laserleistung und (b) der Schweißgeschwindigkeiten (ausgehend vom Referenzparametersatz **Tabelle 4.1**)

**Tabelle A.3:** Wertetabelle zu Bild 6.13

Laserleistung	0.5 kW	0.9 kW	1 kW	1 kW	1 kW	1 kW
Schweißgeschwindigkeit	1 m/min	1 m/min	0.5 m/min	1 m/min	1.5 m/min	2 m/min
<b>Gauß</b>						
Aspektverhältnis	2.0	2.1	2.1	2.2	1.9	2.1
Spritzer pro Sekunde in Hz	901	733	1021	1117	1033	805
<b>Top Hat</b>						
Aspektverhältnis	1.7	1.8	1.3	1.9	1.7	2.1
Spritzer pro Sekunde in Hz	1177	2282	2342	2943	2523	2282
<b>Donut</b>						
Aspektverhältnis	1.7	2.2	1.3	1.4	1.4	1.4
Spritzer pro Sekunde in Hz	2220	2520	1740	2640	2490	2340



Laserleistung 0.8 / 0.9 / 1 kW Material EN AW-1050  
 Geschwindigkeit 0.5 / 1 / 1.5 / 2 m/min Fokusslage -2 mm

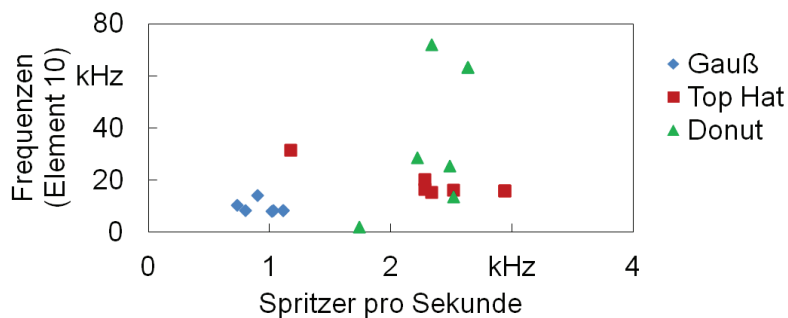
Volpp 2016

BIAS ID 161357

**Bild A.4:** (a) Mittlere Spritzerfläche und (b) mittlere Spritzergeschwindigkeit abhängig vom Aspektverhältnis der Schweißnaht bei allen untersuchten Variationen (**Tabelle 4.1**)

**Tabelle A.4:** Wertetabelle zu Bild 6.12

Laserleistung	0.5 kW	0.9 kW	1 kW	1 kW	1 kW	1 kW
Schweißgeschwindigkeit	1 m/min	1 m/min	0.5 m/min	1 m/min	1.5 m/min	2 m/min
<b>Gauß</b>						
Mittlere Spritzerfläche in $\text{mm}^2$	0.0007	0.0005	0.0006	0.0014	0.0024	0.0015
Mittlere Geschwindigkeit in m/s	11.4	10.6	4.4	3.3	2.8	5.1
<b>Top Hat</b>						
Mittlere Spritzerfläche in $\text{mm}^2$	0.0017	0.0018	0.0032	0.0050	0.0032	0.0029
Mittlere Geschwindigkeit in m/s	2.7	2.8	2.9	2.5	3.0	2.4
<b>Donut</b>						
Mittlere Spritzerfläche in $\text{mm}^2$	0.0029	0.0055	0.0088	0.0064	0.0052	0.0052
Mittlere Geschwindigkeit in m/s	2.6	2.2	1.9	2.1	1.9	2.2



Laserleistung 0.8 / 0.9 / 1 kW Material EN AW-1050  
 Geschwindigkeit 0.5 / 1 / 1.5 / 2 m/min Fokusslage -2 mm

Volpp2016

BIAS ID 161358

**Bild A.5:** Spritzer pro Sekunde abhängig von der Frequenz in Element 10

**Tabelle A.5:** Wertetabelle zu Bild 7.1

Laserleistung	0.5 kW	0.9 kW	1 kW	1 kW	1 kW	1 kW
Schweißgeschwindigkeit	1 m/min	1 m/min	0.5 m/min	1 m/min	1.5 m/min	2 m/min
<b>Gauß</b>						
Max. Federkennwert in Mpa/m	-226.4	-191.4	-196.8	-195.6	-194.6	-193.7
Mittlere Frequenzen in MHz	0.05	0.03	0.02	0.02	0.02	0.02
<b>Top Hat</b>						
Max. Federkennwert in Mpa/m	-1833.9	-1511.7	-1298.7	-1276.5	-1256.8	-1238.2
Mittlere Frequenzen in MHz	0.81	0.32	0.17	0.18	0.18	0.18
<b>Donut</b>						
Max. Federkennwert in Mpa/m	-1669.4	-1209.1	-459.3	-1913.8	-1534.2	-2239.2
Mittlere Frequenzen in MHz	0.28	0.26	0.08	0.38	0.36	0.42



**Reihe Strahltechnik im BIAS Verlag****Bisher erschienen:**

Herausgegeben von Frank Vollertsen, Ralf Bergmann

Colin Dankwart

**High resolution of wave fields from measurements with unknown sensor positions and unknown phase shifts of the object wave**

Strahltechnik Band 61, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-55-9

Edwin N. Kamau

**Dynamic wave field synthesis: enabling the generation of field distributions with a large space-bandwidth product**

Strahltechnik Band 60, Bremen 2016, ISBN 978-3-933762-54-2

Felix Möller

**Wechselwirkung zwischen Lichtbogen und Laserstrahl beim Fügen von Aluminium**

Strahltechnik Band 59, Bremen 2016, ISBN 978-3-933762-53-3

Simon Kibben

**UV-laserbasierte Oberflächenfluorierung von Polymeren**

Strahltechnik Band 58, Bremen 2016, ISBN 978-3-933762-52-8

Heiko Brüning

**Prozesscharakteristiken des thermischen Stoffanhäufens in der Mikrofertigung**

Strahltechnik Band 57, Bremen 2017, ISBN 978-3-933762-51-1

Michael Schwander

**Lokale Diamantsynthese durch einen laserbasierten atmosphärischen CVD-PVD-Prozess**

Strahltechnik Band 56, Bremen 2016, ISBN 978-3-933762-50-4

Marius Gatzen

**Durchmischung beim Laserstrahl-tiefschweißen unter dem Einfluss niederfrequenter Magnetfelder**

Strahltechnik Band 55, Bremen 2015, ISBN 978-3-933762-49-8

Frank Vollertsen, Hendrik Tetzl (Hrsg.)

**Thermal Forming and Welding Distortion, Proceedings of the IWOTE'14**

Strahltechnik Band 54, Bremen 2014, ISBN 978-3-933762-48-1

Zhuo Tang

**Heißrissvermeidung beim Schweißen von Aluminiumlegierungen mit einem Scheibenlaser**

Strahltechnik Band 53, Bremen 2014, ISBN 978-3-933762-47-4

Martin Grden

**Simulation thermischen Biegens mittels Gebietszerlegung**

Strahltechnik Band 52, Bremen 2014, ISBN 978-3-933762-46-7

Jens Sakkiettibutra

**Modellierung thermisch bedingter Formänderungen und Eigenspannungen von Stählen zum Aufbau von geregelten Prozessen**

Strahltechnik Band 51, Bremen 2013, ISBN 978-3-933762-45-0

Frank Buschenhenke

**Prozesskettenübergreifende Verzugsbeherrschung beim Laserstrahlschweißen am Beispiel einer Welle-Nabe-Verbindung**

Strahltechnik Band 50, Bremen 2013, ISBN 978-3-933762-44-3

Daniel Reitemeyer

**Stabilisierung der Fokuslage beim Schweißen mit Faser- und Scheibenlasern**

Strahltechnik Band 49, Bremen 2013, ISBN 978-3-933762-43-6

Steffen Neumann

**Einflussanalyse beim single mode Faserlaserschweißen zur Vermeidung des Humping-Phänomens**

Strahltechnik Band 48, Bremen 2012, ISBN 978-3-933762-42-9

Mostafa Agour

**Determination of the complex amplitude of monochromatic light from a set of intensity observations**

Strahltechnik Band 47, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-41-2

Andreas Stephen

**Elektrochemisches Laser-Jet-Verfahren zur Mikrostrukturierung von Metallen**

Strahltechnik Band 46, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-40-5

Michael Koerdt

**Herstellung von integriert-optischen Sensorstrukturen in Polymersubstraten basierend auf Brechzahländerungen durch ultraviolette Laserstrahlung**

Strahltechnik Band 45, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-39-9

Hanna Wielage

**Hochgeschwindigkeitsumformen durch laserinduzierte Schockwellen**

Strahltechnik Band 44, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-38-2

Claus Thomy

**Dynamisches Prozessverhalten beim Laserstrahl-MSG-Hybridschweißen**

Strahltechnik Band 43, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-37-5

Thomas Seefeld

**Laser-Randschichtschmelzen mit erhöhter Prozessgeschwindigkeit am Beispiel von Aluminium-Zylinderkurbelgehäusen**

Strahltechnik Band 42, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-36-8

Frank Vollertsen (Hrsg.)

**Thermal Forming and Welding Distortion**

Strahltechnik Band 41, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-35-1

Frank Vollertsen, Daniel Reitemeyer (Hrsg.)

**Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends**

Strahltechnik Band 40, Bremen 2010, ISBN 978-3-933762-34-4

Claas Falldorf

**Bestimmung der komplexwertigen Amplitude von Wellenfeldern auf Basis des Prinzips der Selbstreferenz**

Strahltechnik Band 39, Bremen 2010, ISBN 978-3-933762-33-7

Marc Baumeister

**Dynamische Laser-Mikroperforation mit single-mode Faserlaser**

Strahltechnik Band 38, Bremen 2009, ISBN 978-3-933762-31-3

Zhenyu Hu

**Analyse des tribologischen Größeneffekts beim Blechumformen**

Strahltechnik Band 37, Bremen 2009, ISBN 978-3-933762-30-6

Frank Vollertsen, Thomas Seefeld (Eds.)

**Laserbearbeitung: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends**

Strahltechnik Band 36, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-28-3

Torsten Baumbach

**Untersuchungen zur vergleichenden, digitalen Holografie mit aktiver Wellenfrontmodifikation**

Strahltechnik Band 35, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-27-6

Knut Partes

**Hochgeschwindigkeitsbeschichten mit dem Laserstrahl**

Strahltechnik Band 34, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-26-9

Hendrik Schulze Niehoff

**Entwicklung einer hochdynamischen, zweifachwirkenden Mikroumformpresse**

Strahltechnik Band 33, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-25-2

Thorsten Bothe

**Grundlegende Untersuchungen zur Formerfassung mit einem neuartigen Prinzip der Streifenprojektion und Realisierung in einer kompakten 3D-Kamera**

Strahltechnik Band 32, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-24-5

F. Vollertsen, J. Sakkiittibutra (Hrsg.)

**Thermal Forming and Welding Distortion**

Strahltechnik Band 31, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-23-8

Herausgegeben von Frank Vollertsen

Michael Kreimeyer

**Verfahrenstechnische Voraussetzungen zur Integration von Aluminium-Stahl-Mischbauweisen in den Kraftfahrzeugbau**

Strahltechnik Band 30, Bremen 2007, ISBN 978-3-933762-20-7

Carsten Wochnowski

**UV-laser-basierte Erzeugung von planaren, polymeren Bragg-Multiplexer-Strukturen**

Strahltechnik Band 29, Bremen 2007, ISBN 978-3-933762-19-1

Herausgegeben von Frank Vollertsen, Werner Jüptner

Frank Vollertsen, Thomas Seefeld (Hrsg.)

**Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends**

Strahltechnik Band 28, Bremen 2006, ISBN 978-3-933762-18-4

Frank Vollertsen (Hrsg.)

**Prozessskalierung**

Strahltechnik Band 27, Bremen 2005, ISBN 978-3-933762-17-7

Frank Vollertsen, Thomas Seefeld (Hrsg.)

**Thermal Forming**

Strahltechnik Band 26, Bremen 2005, ISBN 978-3-933762-16-0

Volker Kebbel

**Untersuchung zur Erzeugung und Propagation ultrakurzer optischer Bessel-Impulse**

Strahltechnik Band 25, Bremen 2004, ISBN 978-3-933762-15-3

Frank Vollertsen, Ferdinand Hollmann (Ed.)

**Process Scaling**

Strahltechnik Band 24, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-14-6

Emil Schubert

**Untersuchungen zum Leichtbau mit Hilfe lasergestützter Mischbauweise**

Strahltechnik Band 23, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-13-9

Christoph von Kopylow

**Durchstimbare Mikrokristall-Laser für die absolute Distanzinterferometrie**

Strahltechnik Band 22, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-12-2

Carmen Theiler

**Aufbau gradierter Nickelbasis-Chromkarbid-Verbundwerkstoffe durch Laserstrahl-Pulverbeschichten**

Strahltechnik Band 21, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-11-5



Herausgegeben von Gerd Sepold, Werner Jüptner

Thomas Kreis (Hrsg.)

**Werkzeug Laser – Industrieller Fortschritt durch wissenschaftliche Forschung**  
Strahltechnik Band 20, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-10-8

Gerd Sepold, Thomas Seefeld (Hrsg.)

**Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends**  
Strahltechnik Band 19, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-09-2

Gerd Sepold, Florian Wagner, Jürgen Tobolski

**Kurzzeitmetallurgie**  
Strahltechnik Band 18, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-08-5 (vergriffen)

Frank Elandalousi

**Modellgestützte Detektion und Analyse von Materialfehlern an technischen  
Objekten nach dem Prinzip „Erkennung durch Synthese“**  
Strahltechnik Band 17, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-07-8

Ingo Zerner

**Prozessstabilisierung und Ergebnisse für das Laserstrahlfügen von Aluminium-  
Stahl-Verbindungen**  
Strahltechnik Band 16, Bremen 2001, ISBN 978-3-933762-05-4

Daniel Holstein

**Ortsaufgelöste Charakterisierung von mechanischen Eigenschaften  
laserstrahlgeschweißter Verbindungen**  
Strahltechnik Band 15, Bremen 2001, ISBN 978-3-933762-04-7

Bernd Grubert

**Untersuchung neuartiger Resonatorkonzepte für koaxiale Wellenleiterlaser**  
Strahltechnik Band 14, Bremen 2001, ISBN 978-3-933762-03-0

Martin Klassen

**Prozessdynamik und resultierende Prozessinstabilitäten beim  
Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen**  
Strahltechnik Band 13, Bremen 2000, ISBN 978-3-933762-02-3

Ingo Engler

**Verfahrenskombination Laserstrahlschweißen und -richten am Beispiel einer  
Titan-Leichtbaustruktur**  
Strahltechnik Band 12, Bremen 1999, ISBN 978-3-933762-01-6

Ulrike Mieth

**Erscheinungsbild von Materialfehlern in holografischen Interferogrammen**  
Strahltechnik Band 11, Bremen 1998, ISBN 978-3-933762-00-9

Werner Jüptner (Hrsg.)

**Laser von der Wissenschaft zur Anwendung**  
Strahltechnik Band 10, Bremen 1997, ISBN 978-3-9805011-4-9

Peter Andrä

**Ein verallgemeinertes Geometriemodell für das Streifenprojektionsverfahren zur optischen 3D-Koordinatenmessung**

Strahltechnik Band 9, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-9-4

Thomas Franz

**Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Laser unter Wasser**

Strahltechnik Band 8, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-8-7

Sigurd Weise

**Heißrissbildung beim Laserstrahlschweißen von Baustählen**

Strahltechnik Band 7, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-7-0

Gerd Sepold, Manfred Geiger (Hrsg.)

**Strahl-Stoff-Wechselwirkung bei der Laserstrahlbearbeitung 2**

Strahltechnik Band 6, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-6-3

Werner Jüptner, Gerd Sepold (Hrsg.)

**Lasermaterialbearbeitung im Transportwesen**

Strahltechnik Band 5, Bremen 1997, ISBN 978-3-9805011-5-6

Carolin Renate Radscheit

**Laserstrahlfügen von Aluminium mit Stahl**

Strahltechnik Band 4, Bremen 1997, ISBN 978-9805011-3-2

Jürgen Breuer

**UV-lasergestütztes Vorbehandlungsverfahren zur gezielten Modifizierung der Oberflächen von Polypropylen**

Strahltechnik Band 3, Bremen 1996, ISBN 978-3-9805011-2-5

Bernd Heidenreich

**Beitrag zum Laserstrahlbrennschneiden von großen Stahlblechen**

Strahltechnik Band 2, Bremen 1995, ISBN 978-3-9805011-1-8

Christian Binroth

**Beitrag zur Prozessstabilität beim CO<sub>2</sub>-Laserstrahlschweißen von Aluminium mit Zusatzwerkstoffen**

Strahltechnik Band 1, Bremen 1995, ISBN 978-3-9805011-0-1