

Numerische Modellierung einer elektromagnetischen Schmelzbadkontrolle beim Laserstrahlschweißen von nicht-ferromagnetischen Werkstoffen

vorgelegt von

Dipl.-Ing.

Marcel Bachmann

aus Berlin

von der Fakultät V - Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. Roland Jochem
Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. Michael Rethmeier
Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. habil. Frank Vollertsen

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 10. Dezember 2013

Berlin 2014
D 83

DANKSAGUNG

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter der Fachgruppe 9.3 „Schweißtechnische Fertigungsverfahren“ (zuvor V.5 / 5.5 „Sicherheit gefügter Bauteile“) an der BAM, Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung, in Berlin. An dieser Stelle möchte ich allen danken, die an der Fertigstellung dieser Arbeit einen maßgeblichen Anteil haben.

An erster Stelle danke ich meinem Doktorvater und Betreuer Herrn Prof. Dr.-Ing. Michael Rethmeier, der mit der Schaffung der Rahmenbedingungen den Grundstein für die Anfertigung dieser Arbeit geleistet hat. Seine Unterstützung und Diskussionsbereitschaft waren stets Motivation und Bestätigung für mich. Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Frank Vollertsen vom Lehrstuhl für Schweißtechnische und verwandte Verfahren der Universität Bremen für die Übernahme des Zweitgutachtens sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. Roland Jochem, Leiter des Fachgebiets Qualitätswissenschaft am Institut für Werkzeugmaschinen und Fabrikbetrieb der TU Berlin, für die Übernahme des Vorsitzes des Promotionsausschusses.

Darüber hinaus möchte ich meinen herzlichen Dank an Herrn Dr.-Ing. Andrey Gumenyuk aussprechen, dessen hilfreiche Anregungen und seine Bereitschaft zur produktiven Diskussion einen wesentlichen Anteil zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Meine tiefe Dankbarkeit möchte ich außerdem Herrn Dr. rer. nat. Vjaceslav Avilov zukommen lassen, dessen Erfahrung und stetige Hilfs- und Diskussionsbereitschaft über so manches wissenschaftliche Problem hinweghalfen.

Den Herren Marco Lammers und Daniel Stock sei für die ausdauernde Bereitschaft zur Durchführung der Schweißversuche gedankt. Herr Sören Hähnel hat mit seiner fortwährenden freundlichen Bereitschaft zum Umbau der Magnettechnik einen großen Beitrag zur experimentellen Realisierung geleistet. Für das Anfertigen von Schliffbildern möchte ich Frau Marina Marten, Frau Nikolina Stojkic sowie Herrn Lukas Stempin danken. Darüber hinaus danke ich den Mitarbeitern der Werkstatt für die Unterstützung bei der Probenvorbereitung.

Kollektiv möchte ich allen Mitarbeitern der Fachbereiche 9.3 und 9.4 für das überaus freundliche Betriebsklima danken. Hierbei sind insbesondere meine Doktoranden-Kollegen aus der Arbeitsgruppe „Laserstrahl- und Hybridschweißen“, André Schneider, Pavel Shcheglov und Florian Tölle, sowie mein langjähriger Begleiter als studentische Hilfskraft, André Fritzsche, hervorzuheben.

Zu großem Dank fühle ich mich weiterhin dem BAM Doktorandenprogramm sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft für ihre finanzielle Unterstützung verpflichtet.

Schließlich möchte ich meinem privaten Umfeld, insbesondere meiner Familie und meiner Lebensgefährtin Julia Strahl, für die langjährige Unterstützung in beruflichen wie privaten Bestrebungen, ihren Glauben an mich sowie ihren Rückhalt in allen Höhen und Tiefen, danken.

ZUSAMMENFASSUNG

Die Verfügbarkeit von Laserstrahlquellen mit immer höheren Leistungsparametern ermöglicht ein effektives und schnelles Schweißen von stetig größer werdenden Blechdicken. Dabei treten Herausforderungen bezüglich der Prozessstabilität, z.B. ein Austropfen von Schmelze bei Durchschweißungen sowie die Beherrschung der Dynamik, insbesondere an den freien Oberflächen, die stark von Oberflächenspannungseffekten beeinflusst wird, in den Vordergrund.

Die vorliegende Arbeit liefert einen primär numerischen Beitrag zur Anwendung oszillierender sowie zeitlich invarianter magnetischer Felder beim Hochleistungs-Laserstrahlschweißen von nicht-magnetischen Bauteilen hoher Blechdicke.

Für die simulativen Untersuchungen wurden die Materialien Aluminium sowie austenitischer Stahl AISI 304 herangezogen und mit Querschleifen von exemplarisch durchgeführten Schweißungen an der Legierung AlMg3 bzw. AISI 304 verglichen. Die Simulationen wurden mit dem kommerziellen Finite-Elemente-Paket COMSOL Multiphysics durchgeführt. In diesem Rahmen wurden Strömungs- und Temperaturfelder sowie die Verteilungen der elektromagnetischen Feldgrößen berechnet.

Die Bewertung der elektromagnetischen Beeinflussung des Schmelzbades erfolgte für die Anwendung oszillierender Magnetfelder zur Vermeidung des Schmelzaustropfens anhand der Druckverteilungen an unterer und oberer Schmelzbadoberflächen. Der Grad der Strömungsdämpfung durch elektromagnetische Kräfte wurde durch dimensionslose Kennzahlen unter Berücksichtigung des turbulenten Strömungszustandes bewertet.

Es konnte im Rahmen der Arbeit gezeigt werden, dass durch den im Schmelzbad wirkenden vertikalen Anteil der Lorentzkraft, basierend auf einem oszillierenden magnetischen Feld unterhalb der Schweißzone und den im Werkstück induzierten elektrischen Wirbelströmen, ein Austropfen von verflüssigtem Material verhindert und somit ein sicherer Schweißprozess ermöglicht werden kann. Die hierfür benötigten elektromagnetischen Leistungen liegen für 20 mm dickes Aluminium und seinen Legierungen im Bereich mehrerer hundert Watt.

Numerische Untersuchungen zur Strömungsdämpfung mittels permanentmagnetischer Felder zeigen die Möglichkeit auf, die Strömungsgeschwindigkeit und die lokale Turbulenzverteilung effektiv zu reduzieren. Dabei spielt die Polarität des quer zur Strömungsrichtung angelegten magnetischen Feldes keine Rolle für die resultierenden Kräfte. Die rechnerisch ermittelte Veränderung der Nahtform hin zu einem V-förmigen Profil konnte experimentell bestätigt werden. Die dazu notwendigen magnetischen Flussdichten für den Laborversuch liegen im Bereich kommerziell erhältlicher Neodym-Eisen-Bor Magnete bei etwa 500 mT.

ABSTRACT

The availability of high power laser beam sources enables an effective and fast welding process of ever thicker metal parts. At the same time, challenges concerning the process stability appear, e.g. a drop-out of molten material in full-penetration welding as well as the control of the dynamics, especially in the vicinity of the free surfaces of the weld bead where surface tension effects dominate.

The present work provides a primary numerical contribution to the application of oscillating as well as time-invariant magnetic fields to the high power laser beam welding of non-ferromagnetic metal parts of high thickness.

For the simulations, the materials under investigation were aluminum and austenitic stainless steel AISI 304. The numerical results were compared to macrographs of exemplary test welds of the alloys AlMg3 and AISI 304. The simulations were conducted with the commercial finite element package COMSOL Multiphysics. In the framework of the investigations, calculations were done for the fluid flow and temperature as well as for the electromagnetic field quantities.

The evaluation of the electromagnetic weld pool control for the application of oscillating magnetic fields to avoid liquid metal drop-out was carried out on the basis of pressure distribution analysis between the lower and upper weld pool surfaces. The degree of magnetic damping by Lorentz forces was calculated by dimensionless numbers also accounting for the turbulent state of the fluid flow.

In this work, it could be shown, that the vertical part of the Lorentz forces, that are based on an oscillating magnetic field below the process zone and its induced eddy currents in the workpiece, prevents the liquid metal from drop-out. Thereby, a reliable welding process was made possible. The electromagnetic power used for the welding of a 20 mm thick aluminum alloy with electromagnetic support lies in the range of several hundreds Watt.

Numerical investigations concerning the flow damping by permanent magnetic fields show the possibility to reduce the local flow velocity as well as the turbulence distribution effectively. The polarity of the applied magnetic field, which is aligned in horizontal direction and vertical to the welding direction, is indecisive for the direction of the developing Lorentz forces. The numerically predicted transition of the cross-sectional weld bead geometry to a V-shaped profile could also be proved experimentally. The required magnetic flux density for that was in the range of commercially available neodymium iron boron magnets of around 500 mT.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Stand der Technik	5
2.1	Laserstrahlschweißen	5
2.2	Strömungseffekte im Schmelzbad	8
2.2.1	Dampfkapillarausbildung	8
2.2.2	Marangoni-Konvektion	10
2.2.3	Freie Konvektion	14
2.2.4	Oberflächenstabilität	15
2.3	Schweißen mit Hochleistungslasern	16
2.4	Elektromagnetische Schmelzbadbeeinflussung	19
2.4.1	Induktive Schmelzbadunterstützung	20
2.4.2	Hartmann-Effekt	23
2.4.3	Weitere Anwendungen elektromagnetischer Felder beim Schweißen	27
2.5	Computergestützte Prozessoptimierung	29
2.5.1	Schweißsimulation	29
2.5.2	Schweißprozesssimulation	31
2.5.3	Prozesssimulation bei der Materialbearbeitung unter Einbeziehung elektromagnetischer Kräfte	32
2.6	Zielsetzung der Arbeit	33
3	Versuchsdurchführung	35
3.1	Numerischer Ansatz	35
3.1.1	Verwendete Werkstoffe und deren numerische Implementierung	35
3.1.2	Beschreibende Differentialgleichungen	37
3.1.3	Simulations-Domänen für physikalische Teilbereiche	42
3.1.4	CFD Randbedingungen	44
3.1.5	Elektromagnetische Randbedingungen	46
3.1.6	Übersicht verschiedener numerischer Modelle für das Magnetsystem	47
3.1.7	Übersicht der Versuchsparameter in den Simulationen	48
3.2	Experimentelle Durchführung	52
3.2.1	Verwendete Werkstoffe	52
3.2.2	AC-Versuche	54
3.2.3	DC-Versuche	57

3.2.4	Übersicht der Versuchsparameter in den Experimenten	58
4	Ergebnisse	61
4.1	Elektromagnetische Schmelzbadunterstützung bei Aluminium	61
4.1.1	Referenzfall ohne Magnetfeld	61
4.1.2	Referenzfall ohne Magnetfeld und ohne freie Konvektion	63
4.1.3	Kontrollfall mit verschiedenen Magnetfeldstärken	64
4.1.4	Experimentelle Verifizierung	72
4.1.4.1	Experimente an 20 mm dicken AlMg3-Platten	72
4.1.4.2	Experimente an 30 mm dicken AlMg3-Platten	73
4.2	Elektromagnetische Schmelzbadunterstützung bei austenitischem Stahl AISI 304	75
4.2.1	Referenzfall ohne Magnetfeld	75
4.2.2	Kontrollfall mit Magnetfeld	76
4.2.3	Experimentelle Verifizierung	84
4.3	Elektromagnetische Schmelzbadberuhigung bei dünnem Aluminium	88
4.3.1	Referenzfall ohne angelegtes DC-Magnetfeld	88
4.3.2	Kontrollfall mit verschiedenen Magnetfeldstärken	90
4.3.3	Fall reiner Wärmeleitung mit konstant konvektivem Anteil	96
4.4	Elektromagnetische Schmelzbadberuhigung bei dickem Aluminium	98
4.4.1	Referenzfall ohne angelegtes DC-Magnetfeld	98
4.4.2	Kontrollfall mit verschiedenen Magnetfeldstärken	100
4.4.3	Fall reiner Wärmeleitung mit konstant konvektivem Anteil	107
4.4.4	Experimentelle Verifizierung	109
5	Diskussion der Ergebnisse	113
5.1	Charakteristische Konvektion im Schmelzbad	113
5.1.1	Referenzfall ohne elektromagnetische Felder	113
5.1.2	Berücksichtigung oszillierender magnetischer Felder	115
5.1.3	Berücksichtigung zeitlich invarianter magnetischer Felder	116
5.2	Elektrische Stromdichteverteilung durch Magnetfelder quer zur Schweißrichtung .	117
5.3	Elektromagnetische Schmelzbadunterstützung bei Aluminium	121
5.3.1	Vergleich von Experiment und Simulation	122
5.3.2	Bewertung der Oberflächendynamik	123
5.3.3	Bewertung des Hartmann-Effekts	124
5.3.4	Analyse der Schmelzbadform unter der Wirkung von Lorentzkräften	125
5.4	Elektromagnetische Schmelzbadunterstützung bei austenitischem Stahl AISI 304	129
5.4.1	Vergleich von Experiment und Simulation	129
5.4.2	Bewertung der Oberflächendynamik	134
5.4.3	Bewertung des Hartmann-Effekts	135
5.5	Elektromagnetische Schmelzbadberuhigung bei Aluminium	136
5.5.1	Vergleich von Experiment und Simulation	137
5.5.2	Bewertung der Oberflächendynamik	138

5.5.3 Bewertung des Hartmann-Effekts unter der Wirkung turbulenter Effekte	. 139
6 Zusammenfassung und Ausblick	143
Abkürzungen und Formelzeichen	147
Abbildungsverzeichnis	151
Tabellenverzeichnis	157
Formelverzeichnis	159
Literaturverzeichnis	161
Eigene Veröffentlichungen	175

1 Einleitung

In den vergangenen Jahrzehnten hat die Schweißtechnik einen enormen Sprung gemacht, ausgehend von der Verwendung manueller Handschweißverfahren, hin zu modernen und effizienten Hochleistungs-Schweißverfahren. Die Wahl der Mittel zur Erreichung der gewünschten Schweißnaht sind dabei vielfältig und reichen von der Wahl des Verfahrens sowie der Schweißparameter über die Verwendung ausgeklügelter Zusatzwerkstoffe zur Einstellung der Materialeigenschaften nach der Abkühlung der Bauteile und einer optimalen Schutzgasabdeckung bis hin zur Applikation von weiterführenden Zusatzsystemen für spezielle Zwecke, sei es die Kontrolle des Nahtdurchhangs mittels mechanischer Badstützen oder die Verwendung von oberflächenaktiven Elementen zur Beeinflussung der Oberflächendynamik.

Die Entwicklung des ersten Rubinlasers von Theodore Maiman im Jahre 1960 stellt die Basis der heute verfügbaren und standardisierten Schweißverfahren dar [1]. Mit der Verfügbarkeit energiereicher Strahlquellen seit den späten 1970er Jahren stieg die Anzahl an potentiellen Anwendungen kontinuierlich. Waren zuerst Anwendungen im Bereich dünner Bleche realisierbar (z.B. Automobilbau), eröffnen heutzutage leistungsstarke Laser mit optimierten optischen Eigenschaften die Möglichkeit, immer dicker werdende Bleche auch einlagig zu verschweißen [2, 3] (Schiffbau, Reaktorkammern, Pipelinerohre).

Die Vorteile des Laserstrahlschweißens liegen auf der Hand [4]:

- kontaktloser Prozess ohne mechanische Abnutzung des Werkstücks,
- präzise Energieeinbringung mit minimaler Wärmeeinflusszone (WEZ),
- schlanke Naht mit annähernd parallelen Flanken und minimaler Bauteilverzug,
- minimaler Verbrauch an Zusatzwerkstoff,
- hohe Prozessgeschwindigkeit,
- gut reproduzierbare Ergebnisse,
- sehr hohe Flexibilität.

Gerade die schmale Nahtform, bedingt durch die hochkonzentrierte Energieeinkopplung, führt zu einer verhältnismäßig geringen Wärmebelastung des Werkstücks verbunden mit minimalen Verzügen des Bauteils nach der Erstarrung der Schmelzzone. Außerdem kann der Laserstrahlschweißprozess im Gegensatz zum Elektronenstrahlschweißen, einem Schweißverfahren, das in seiner klassischen Form unter Vakuumbedingungen ausgeführt wird, unter Normalatmosphäre durchgeführt werden. Die angeführten Vorteile mit den darin enthaltenen Einsparpotentialen an Zeit und Geld gleichen den Nachteil des hohen Anschaffungspreises im Vergleich zu konventionellen Lichtbogenverfahren mehr als aus.

In den letzten Jahren ist im Bereich der Hochleistungslaser der Übergang von CO₂-Lasern hin zu Faser- und Scheibenlasern gelungen. Im Vergleich zum CO₂-Laser haben diese Lasertypen eine etwa zehnfach kürzere Wellenlänge. Diese liegt beim Faserlaser bei $\lambda = 1,07 \mu\text{m}$ und beim Scheibenlaser bei $\lambda = 1,03 \mu\text{m}$, im Vergleich zu $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ beim CO₂-Laser. Damit besteht nicht mehr die Notwendigkeit, den Laserstrahl mit einer aufwändigen Spiegelkonstruktion bis zum Werkstück zu transportieren, sondern es können dazu flexible Lichtleiterkabel eingesetzt werden. Des Weiteren ist durch die kürzere Wellenlänge eine effizientere Energieeinkopplung in das Werkstück möglich, da die thermische Abschirmung durch das Plasma viel kleiner ist als beim CO₂-Laserstrahlschweißen. Ein zusätzlicher Vorteil der modernen verfügbaren Strahlquellen ist die hervorragende Strahlqualität bei derzeit erreichten Leistungen von bis zu 100 kW Ausgangsleistung. Die heutigen Anwendungen in den verschiedenen Leistungsklassen der Laser sind breit gestreut und liegen unter anderem in der Medizintechnik, der Automobilbranche, dem Schiffbau sowie der Mikrotechnik.

Ein übliches Verfahren zur Beherrschung von Schweißprozessen, gerade im Bereich hoher Blechdicken, ist die Nutzung von mechanischen Schmelzbadstützen, die ein Austropfen der Schmelze verhindern, jedoch nach dem Fügen zum Teil aufwändig mechanisch entfernt werden müssen. Aufgrund der zu erwartenden großen Menge an Schmelze, gerade beim Einlagenschweißen von Bauteilen hoher Blechdicke, ist die Entwicklung eines Systems zur kontaktlosen Schmelzbadkontrolle zu bevorzugen. Diese Arbeit zeigt die Möglichkeit der Anwendung eines elektromagnetischen Schmelzbadunterstützungssystems für nicht-ferromagnetische Werkstoffe, insbesondere Aluminium sowie austenitischer Stahl, welches Lorentzkräfte im geschmolzenen Material induziert und die Wirkung der Gravitationskräfte kompensieren kann.

Mit der Verfügbarkeit immer stärkerer Laserstrahlquellen rückt darüber hinaus die Beherrschbarkeit der Prozesse immer mehr in den Vordergrund. Eine ungleichmäßige Erstarrung des flüssigen Metalls kann, insbesondere bei sehr tiefen Schmelzbädern, zu Problematiken wie der Heißbrissbildung sowie Verzug der geschweißten Komponenten führen. Darüber hinaus kann die erhebliche Dynamik in der Prozesszone den Fügeprozess instabil machen. Eine Möglichkeit dies zu verhindern ist die gezielte Dämpfung der konvektiven Bewegungen im Schmelzbad, um die Dynamik des flüssigen Metalls zu verringern und möglichst parallele Nahtflanken zu erzielen. Abhilfe schaffen kann dazu die Nutzung von statischen Magnetfeldern zur Beruhigung der Schmelze. Numerische und experimentelle Untersuchungen hierzu sind in dieser Arbeit vorgestellt. Diese zeigen, dass eine gezielte Strömungsabbremmung, insbesondere der Marangoni-Konvektion, zu einer Verlangsamung der Strömungsgeschwindigkeiten im Schmelzbad sowie zu einem gleichförmigeren Erstarrungsverhalten führen kann.

Ein heutzutage weit verbreitetes Instrument zur Simulation realer Vorgänge ist die Finite-Elemente-Methode (FEM). Sie ermöglicht einerseits die kosteneffiziente Prozessoptimierung des Schweißvorgangs am Computer und erlaubt darüber hinaus die Zerlegung der ganzheitlichen Problemstellung in physikalische Teilaspekte, die man experimentell nicht ohne Weiteres entkoppeln kann. Außerdem ist eine Variation von Werkstoffkennwerten und weiteren prozessgebundenen Parametern verhältnismäßig leicht realisierbar.

Im Rahmen der Arbeit soll das magnetfeldunterstützte Laserstrahlschweißen an Bauteilen hoher Materialdicke primär rechnerisch untersucht werden. Dabei sollen Simulationen durch-

geführt werden, die die einzelnen physikalischen Teilprobleme der konduktiven und konvektiven Wärmeübertragung, der Fluidodynamik des geschmolzenen Metalls sowie deren elektromagnetische Beeinflussung berücksichtigt werden. Die Ergebnisse werden mit Experimenten verglichen. Ein Teil der Versuche entstand im Rahmen des AiF-Projektes IGF 17.265 N, das sich mit der experimentellen Anwendung von elektromagnetischen Kräften im Schmelzbad beschäftigt. Diese hier zum Vergleich verwendeten Ergebnisse sind in [2] veröffentlicht.

Ziel der Arbeit ist neben der numerischen Modellierung und Simulation der elektromagnetischen Schmelzbadunterstützung mittels oszillierender Magnetfelder auch die Nutzung stationärer Magnetfelder zur Beruhigung der Schmelze und gezielten Beeinflussung der Erstarrungsform des Schmelzbades. Auch für die Abbremsung der Strömung im Schmelzbad werden Experimente zur Verifizierung durchgeführt.

Sofern nicht anders angegeben, beziehen sich die Angaben zur Stärke oszillierender magnetischer Felder in dieser Arbeit immer auf den Effektivwert.

2 Stand der Technik

2.1 Laserstrahlschweißen

Die heute verfügbaren Laserquellen basieren auf den quantenmechanischen Grundlagen Einsteins aus den Anfängen des vergangenen Jahrhunderts [5]. Im Jahre 1960 entstand der erste Rubin-Laser in den Hughes Resarch Laboratories [1]. Seit Beginn der 1970er Jahre und verstärkt ab etwa 1980 mit der Einführung der ersten CO₂- und Festkörperlaser, hat der Laser Einzug in die Materialbearbeitung, etwa zum Schweißen, Bohren und Schneiden, gehalten [6].

Im Gegensatz zu Lichtquellen, bei denen die Lichtstrahlung spontan erfolgt (Glühlampe, Sonnenstrahlung), wird in einem Laser die Lichtstrahlung stimuliert emittiert. Photonen treffen auf angeregte Atome, wobei weitere Photonen mit den gleichen optischen Eigenschaften ausgelöst werden. Die resultierende Schar aus emittierten Photonen ist monochromatisch, das heißt sie hat die gleiche Wellenlänge und Ausbreitungsrichtung. Typische Wellenlängen sind 10,6 µm für CO₂-Gaslaser und 1,03 µm für Scheiben- bzw. 1,07 µm für Faserlaser. Da die emittierten Photonen sich in die gleiche Richtung ausbreiten, kann das Laserlicht über relativ weite Entfernungen transportiert und auf äußerst kleine Flächen fokussiert werden. Diese Eigenschaft der Strahlung sich bei gleicher Frequenz in gleicher Phase und in die gleiche Richtung zu bewegen wird Kohärenz genannt. Somit können extrem hohe Strahlungsintensitäten erreicht werden, wobei die Laserstrahlung einen geringen Divergenzwinkel aufweist. Diese Eigenschaften ermöglichen das Aufschmelzen von metallischen Werkstoffen [7].

Das Laserstrahlschweißen funktioniert berührungslos und kommt daher ohne mechanische Abnutzung des verwendeten Schweißsystems aus und kann sehr gut automatisiert werden. Weitere Vorteile des Verfahrens sind die schnellen Prozesszeiten, die geringe, da nur sehr lokale, Wärmeeinbringung sowie die hohe Präzision. Außerdem zeichnet sich das Laserstrahlschweißen durch schlanke Nahtgeometrien und hohe Oberflächengüte der Nähte aus, wodurch Arbeitsschritte der Nachbearbeitung zum Teil entfallen können.

Das Laserstrahlschweißen unterteilt sich in zwei Teilgebiete, das Wärmeleitungsschweißen und das Tiefschweißen. Der wesentliche Unterschied liegt in der Ausbildung einer Dampfkapillare und den damit verbundenen Änderungen bei der Einkopplung der Energie der Laserstrahlung in das Werkstück, siehe Abb. 2.1. Beim Wärmeleitungsschweißen geschieht der Energietransport ins Werkstück einzig über die Werkstückoberfläche. Der Großteil der durch den Laserstrahl zugeführten Energie wird von der Werkstückoberfläche reflektiert und nur zu einem Bruchteil in Wärme umgewandelt [7]. Die absorbierte Energie wird im Werkstück vornehmlich durch Wärmeleitung (Konduktion) verteilt, überlagert vom konvektiven Transport im Schmelzbad. Das Material der Fügepartner wird entlang der Schweißnaht aufgeschmolzen und

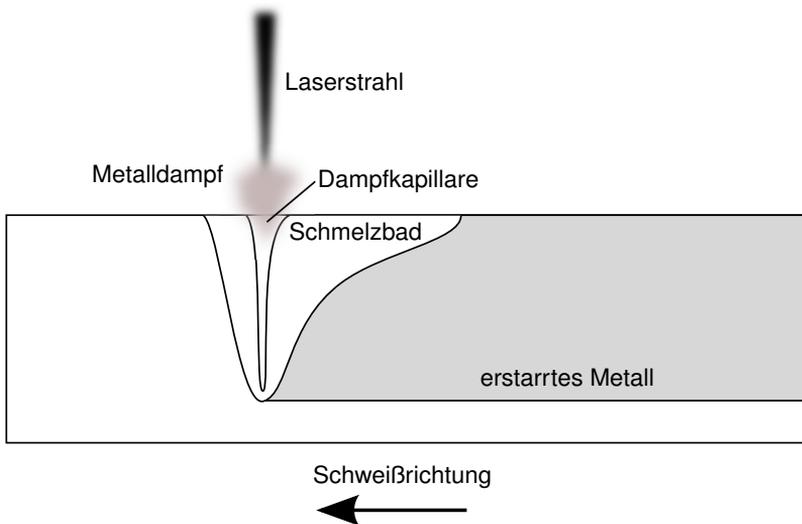


Abbildung 2.1: Laserstrahlschweißen nach [8].

erstarrt an der Hinterseite des Schmelzbades. Die erreichten Temperaturen liegen unterhalb der Verdampfungstemperatur des zu bearbeitenden Materials, so dass sich keine Dampfkapillare ausbilden kann. Typischerweise werden beim Wärmeleitungsschweißen Schmelzbadtiefen erreicht, die der halben Schmelzbadbreite entsprechen [8]. Durch die geringen erreichten Einschweißiefen eignet sich dieses Verfahren vor allem für kleine Materialdicken.

Etwa ab einer zugeführten Laserintensität von 10^6 W/cm^2 wird vom Lasertiefschweißen gesprochen, siehe etwa [7]. Dabei kann die Menge absorbiertes Wärmeenergie nicht mehr durch Wärmeleitung im Werkstück abgeführt werden, so dass sich das Material lokal bis zur Verdampfungstemperatur aufheizt. In der Folge bildet sich eine mit Metalldampf gefüllte Dampfkapillare mit fast parallelen Flanken in Strahlrichtung aus. Der Dampfdruck des gasförmigen Metalls (Ablationsdruck) verhindert das Schließen der Kapillare und führt dazu, dass die entstandene Kavität beim Schweißvorgang mit der Prozessgeschwindigkeit durch das Werkstück bewegt wird. Durch das Ausbilden der Dampfkapillare wird ein Eindringen der Laserstrahlung und damit Energie tief in das Werkstück ermöglicht. Die Absorption der Energie des Lasers geschieht im Gegensatz zum Wärmeleitungsschweißen nicht an der Werkstückoberfläche, sondern an der Wand der Dampfkapillare durch Fresnel-Absorption. Die ins Werkstück eingebrachte Menge an Laserstrahlungsenergie wird durch Mehrfachreflektionen der Laserstrahlung in der Kavität deutlich erhöht, da bei jedem erneuten Auftreffen der Strahlung auf die sich ausbildende Kapillarwand wiederum ein Teil der verbleibenden Strahlung absorbiert wird. Das dabei gebildete Plasma kann je nach Wellenlänge des verwendeten Lasers die Energieeinkopplung in das Material beeinflussen. Ein Vergleich von charakteristischen Schmelzbadgeometrien beim

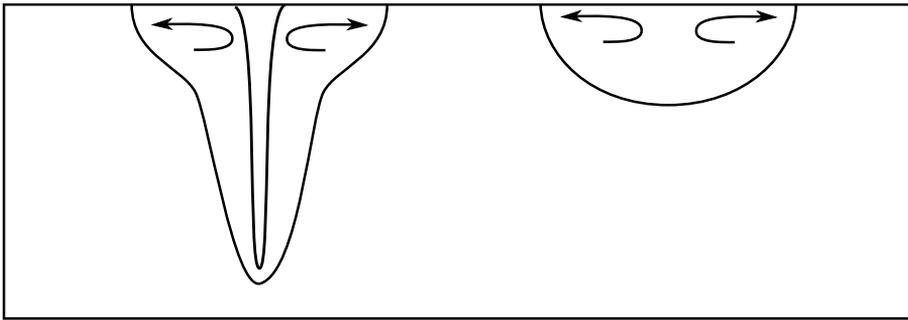


Abbildung 2.2: Schnitt quer zur Schweißrichtung angelehnt an [4]. Links: Tiefschweißen mit ausgebildeter Dampfkapillare und Marangoni-Strömung bei negativem Gradienten der Oberflächenspannung γ' . Rechts: Reines Wärmeleitungsschweißen.

Tiefschweißen und Wärmeleitungsschweißen ist in Abb. 2.2 dargestellt. Detaillierte Beschreibungen zum Laserstrahlschweißen sind in der Literatur zu finden, so etwa in [4, 6–11].

Vorteile des Laserstrahl-tiefschweißens sind die hohen erreichbaren Prozessgeschwindigkeiten bei qualitativ hochwertiger Anbindung der Fügepartner. Durch das Ausbilden der Dampfkapillare, verbunden mit relativ hohen Prozessgeschwindigkeiten, wird die Energie nur lokal begrenzt eingebracht und die effektive Wärmebelastung des Bauteils ist deutlich kleiner als bei konventionellen Lichtbogenschweißverfahren. Die Wärmeeinflusszone beim Laserstrahl-tiefschweißen ist dadurch viel schmaler als beim Wärmeleitungs- bzw. Lichtbogenschweißen und deren Geometrie ist weniger abhängig von der Tiefe im Werkstück. Dies führt zu einer vergleichsweise geringen Ausbildung von Biegespannungen im Material und somit günstigen Voraussetzungen zur Vermeidung des Bauteilverzugs nach der Erstarrung.

Die Nutzung des Tiefschweißeffekts erlaubt das Einlagen-Schweißen dicker Metallteile. Charakteristisch für das Laserstrahl-tiefschweißen sind hohe Aspektverhältnisse der Schmelzbadtiefe zur -breite bis zu 15:1 [11].

2.2 Strömungseffekte im Schmelzbad

2.2.1 Dampfkapillarausbildung

Aus Sicht der Fluidodynamik spielt die Dampfkapillare eine wichtige Rolle, da ihre Wandungen nicht von der umgebenden Schmelze durchflossen werden können. Somit stellt sie ein Hindernis für die Bewegung der Flüssigmetallteilchen dar und der Strömungskanal um die Dampfkapillare ist verengt. Da aus Gründen der Massenerhaltung das geschmolzene Metall um die Dampfkapillare herum fließen muss, erfährt das Flüssigmetall eine Beschleunigung um die Kapillarwand und umschließt diese schließlich auf ihrer Rückseite, verbunden mit einem Druckanstieg und einhergehender Verlangsamung der Strömung in dem sich hinter der Dampfkapillare wieder aufweitenden Strömungsquerschnitt [12].

Das Verhältnis von konvektivem zu diffusivem Wärmetransport kann in der Péclet-Zahl Pe ausgedrückt werden [13]:

$$Pe = \frac{Lv}{\chi}, \quad (2.1)$$

wobei L die charakteristische Länge des Prozesses ist, v die Flüssigmetallgeschwindigkeit und χ die Temperaturleitfähigkeit. Es existieren zwei Definitionen der Péclet-Zahl beim Laserstrahlschweißen [14]. Für die Energieeinkopplung der Laserstrahlung über das Keyhole in das Schmelzbad wird der Dampfkapillarradius als charakteristische Länge angegeben. Für die Bewertung des Breiten- und Längenverhältnisses des Schmelzbades ist seine Halbbreite ausschlaggebend. Ist diese Péclet-Zahl kleiner als Eins, so kann das Schmelzbad im Extremfall fast kreisrund sein und die Dampfkapillare ist im Vergleich zur Schmelzbadbreite klein. Somit ist der Effekt ihrer Umströmung gering. Für Péclet-Zahlen deutlich größer als Eins ist das Schmelzbad schmal und lang, so dass die Größe der Dampfkapillare in der Größenordnung der Schmelzbadbreite liegen kann und der Effekt auf die Strömung besonders groß ist.

Aus Sicht der numerischen Simulation gibt es unterschiedliche Herangehensweisen, den Einfluss der Dampfkapillare zu berücksichtigen. Eine verhältnismäßig einfache Methode ist es, ein stationäres Modell zu verwenden und an den Dampfkapillarwänden Randbedingungen wie Verdampfungstemperatur und verschwindende Normalkomponente der Strömungsgeschwindigkeit vorzugeben. Beck [15] hat die Dampfkapillare bei einer Einschweißung als zylinderförmige Kavität modelliert. In der Arbeit von Fuhrich [12] sind Durchschweißungen modelliert, wobei die Dampfkapillare hier an den Rändern abgerundet und ausgehend von der Seite, von der der Laser operiert, konisch verjüngt ist. Der Dampfkapillarradius kann auch als freier Modellparameter aufgefasst werden. Je nach Größe des verwendeten Radius variiert dann die Schmelzbadlänge und -breite und kann mit dem Experiment verglichen und angepasst werden.

Eine weitere Möglichkeit besteht in der Abschätzung der Keyholegeometrie aus analytischen Überlegungen zur Energieübertragung beim Laserstrahlschweißen. Swift-Hook und Gick [16] betrachten dazu den Laserstrahl als linienförmige Wärmequelle, gemäß der Arbeit von Rosenthal [17], auf der Grundlage der reinen Wärmeleitung.

Andrews und Atthey [18] ermitteln das rotationssymmetrische Dampfkapillarprofil basierend auf der Energiebilanz an der Kapillarwand unter der Annahme, dass die gesamte eingebrachte Energie zur Verdampfung des Materials genutzt wird unter Vernachlässigung der Wärmeleitungsverluste im Werkstück.

Das Modell von Klemens berechnet den Kapillarradius abhängig von der Tiefe aus dem Gleichgewicht des Dampfdrucks im Keyhole, den Oberflächenspannungen sowie hydrodynamischen Druckanteilen in der flüssigen Phase [19].

Mazumder und Steen [20] modellieren die Dampfkapillare mit Hilfe der Finite-Differenzen Verfahren als bewegte Gauß'sche Wärmequelle, wobei eine vollständige Absorption der aufgeführten Energie angenommen wird, sobald die Kapillaroberfläche Verdampfungstemperatur erreicht.

Eine Erweiterung des Modells von Andrews und Atthey [18] wurde von Dowden *et al.* [21] veröffentlicht, wobei der Druck im Keyhole maßgeblich von der Oberflächenspannung und seinem Radius bestimmt wird.

Das Modell von Kroos *et al.* [22] geht in Richtung einer selbst-konsistenten Berechnung der Dampfkapillare, wobei die Temperatur und der Radius aus Nicht-Gleichgewichtsbetrachtungen der Verdampfung von Material, Oberflächenspannung, hydrodynamischem und -statischem Druck in der Schmelze sowie Wärmeleitung im Werkstück ermittelt werden. Weitere Abschätzungen des Verdampfungsdrucks an der Kapillarwand beim Laserstrahl-tiefschweißen sind in [23] angegeben. In diesen Quellen wird der Ablationsdruck von verdampfendem Eisen auf 10^4 Pa bis 10^5 Pa abgeschätzt.

Eine punktweise Berechnung der Dampfkapillargeometrie aus einer Wärmeflussbilanz, bestehend aus den Flüssen der Wärmeleitung I_c , Wärmeabsorption I_a und der Verdampfung von Material I_v , ist in [24] vorgestellt. Aus der lokalen Energiebilanz

$$\tan \theta = \frac{I_c}{I_a - I_v} \quad (2.2)$$

lässt sich schließlich der lokale Neigungswinkel θ der Dampfkapillaren zur Vertikalen angeben. Diese Methodik findet breite Anwendung in der Literatur, siehe [25–29]. Bei diesem Modell wird der Wärmeleitungsfluss unter der Annahme zweidimensionaler Wärmeleitung in einer unendlich ausgedehnten Platte aus der Lösung des Temperaturfeldes nach Rosenthal abgeschätzt [17, 30]. In den Wärmeabsorptionsfluss gehen die Absorption von Strahlung im Plasma, ein gemittelter Fresnel-Absorptionskoeffizient sowie Mehrfachreflexionen der Laserstrahlung ein. Der Wärmefluss aus der Verdampfung von Material hängt von der Verdampfungswärme, dem Verdampfungsdruck der Legierungselemente, der Aktivität und dem Molekulargewicht ab.

Das Modell von Kaplan [24] wurde später noch um eine künstlich erhöhte Wärmeleitung im oberflächennahen Bereich erweitert, um den Einfluss der Marangoni-Konvektion (siehe Abschnitt 2.2.2) auf die resultierende Schmelzbadgeometrie zu berücksichtigen [14], ohne die Strömung im Schmelzbad explizit zu berechnen.

Noch einen Schritt weiter gehen moderne Prozesssimulationen, die die Bewegung der freien Oberflächen, also der oberen und ggf. unteren Oberflächen des Werkstücks sowie die Wand

der Dampfkapillare, zumeist unter Verwendung der Volume of Fluid-Methode (VOF) [31], berücksichtigen. Hierbei sind die Werkstückgrenzen nicht fixiert, sondern es muss stattdessen an der Phasengrenze zwischen Flüssigmetall und Prozessgas eine Druckbedingung erfüllt sein:

$$p_0 + p_v + p_L = 2\gamma\kappa. \quad (2.8)$$

Bei diesem Ansatz wird neben der Wärmeverteilung im Werkstück auch die Schmelzbaddynamik in Form der Geschwindigkeits- und Druckverteilungen explizit ermittelt. Hierbei sind p_0 der atmosphärische Druck, p_v der Ablationsdruck des verdampfenden Materials, p_L der Druck im flüssigen Metall, γ die Oberflächenspannung und κ die Krümmung der Oberfläche. Beispiele für die selbst-konsistente Berechnung des Schmelzbades und der Dampfkapillare beim Laserstrahl- bzw. Laser-Hybrid-Schweißen finden sich in der Literatur, wobei zum Teil auch kommerzielle [32] (FLUENT), [33] (Flow-3D), wie auch nicht-kommerzielle [34–36] (OpenFOAM) sowie In-House Codes [37–39] zum Einsatz kommen. Aufgrund der physikalischen und numerischen Komplexität und der notwendigerweise sehr feinen Vernetzung gerade im Bereich der Phasengrenzen zwischen flüssigem und festem sowie zwischen flüssigem und gasförmigem Material wurde in einigen Arbeiten auch auf Parallelrechner zurückgegriffen [40, 41].

Eine weitere Möglichkeit besteht in der Kombination einer stationären Dampfkapillare und der Anwendung der VOF-Methode an den äußeren freien Oberflächen des Werkstücks [42].

In den vergangenen Jahren hat die Finite-Elemente-Software COMSOL Multiphysics [43] Einzug in die Wissenschaft gefunden. Der Vorteil dieses Programms liegt in der relativ einfachen Erweiterbarkeit um zusätzliche physikalische Aspekte, so dass eine echte Multiphysik-Umgebung vorliegt, in der zum Beispiel eine Strömungssimulation des Laserstrahlschweißens inklusive Wärmetransport mit gekoppelter Simulation weiterer externer Effekte möglich ist. Allerdings sind dem Autor Arbeiten einer selbst-konsistenten dreidimensionalen Berechnung der Dampfkapillar- und Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit dieser Software nicht bekannt. Hier finden sich in der Literatur zweidimensionale Berechnungen der Schmelzkontur bzw. des Strömungsbildes beim Laser-Hybrid-Schweißen [44], beim Schweißen zweier verschiedener Metalle [45, 46] bei Direct Metal Laser Deposition (DMLD) Prozessen unter Verwendung von Algorithmen zur Berechnung mit beweglichen Netzen (ALE) [47] und beim Laserpunktschweißen von Tantal [48]. Weiterhin wurde COMSOL Multiphysics zur Simulation des dreidimensionalen Temperaturfeldes sowie der Oberflächendeformation beim Laser-Hybrid-Schweißen genutzt [49].

2.2.2 Marangoni-Konvektion

Die thermokapillare Konvektion (Marangoni-Konvektion) im Oberflächenbereich des Schmelzbades ist ein aus vielen metallurgischen Prozessen bekanntes Phänomen, beispielsweise in der Gießereitechnik und bei der Züchtung von Kristallen. Die Strömung im Schmelzbad an den freien Oberflächen wird vornehmlich durch tangential wirkende Spannungen, sogenannten Marangoni-Spannungen, beeinflusst. An der Schmelzbadoberfläche sinkt die Temperatur von der Verdampfungstemperatur an der Kapillarwand bis hin zur Schmelztemperatur am

Schmelzbadrand. Dabei werden mechanische Spannungen τ an der Oberfläche durch die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung des geschmolzenen Metalls induziert. Dieses fließt im Schmelzbad in der Folge von Gebieten niedriger Oberflächenspannung zu Gebieten mit höherer Oberflächenspannung. Da reine Metalle meist einen negativen Oberflächenspannungskoeffizienten $d\gamma/dT$ haben, strömt das Metall an der Oberfläche vom heißen Bereich um die Dampfkapillare hin zum kälteren Schmelzbadrand. Diese Strömung wird als Marangoni-Konvektion bezeichnet. Sie ändert die Wärmeübertragung im oberflächennahen Bereich des Schmelzbades erheblich. Dabei wird das Schmelzbad deutlich breiter (sogenannter Nagelkopf-Querschnitt des Schmelzbades). Dieser Effekt benötigt einen Teil der Energie des Laserstrahls und kann die Eindringtiefe stark reduzieren. Auch im Bereich nahe der Dampfkapillare ist diese konvektive Strömung in Richtung Oberfläche gerichtet und kann durch Energietransport auch zu geringerer Tiefe des Schmelzbades führen, siehe die Übersicht in [14]. Sie hat somit einen deutlichen Einfluss auf die Einschweißtiefe und die Ausbildung der Geometrie des Schmelzbades, da der Energietransport durch die entstehenden konvektiven Bewegungen des geschmolzenen Metalls verändert wird. Die Marangoni-Konvektion bei negativem Oberflächenspannungskoeffizienten führt zu flachen, breiten Schmelzbädern mit geringerer Einschweißtiefe (Nagelkopf-Geometrie), während ein positiver Oberflächenspannungskoeffizient schmale, tiefe Schmelzbäder begünstigt, siehe [11, 50] und Abb. 2.3.

Die Oberflächenspannung γ eines Materials variiert mit der Temperatur und ist zudem von der chemischen Aktivität α der gelösten oberflächenaktiven Substanzen wie Sauerstoff oder Schwefel abhängig [51]:

$$\gamma = \gamma^0 + \frac{\partial \gamma}{\partial T} (T - T_{\text{melt}}) - RT\Gamma_s \ln \left[1 + k_e \alpha e^{-(\Delta H^0/RT)} \right]. \quad (2.4)$$

In Gl. (2.4) beschreibt γ^0 die Oberflächenspannung bei Schmelztemperatur, R ist die universelle Gaskonstante, Γ_s ist die Grenzflächenkonzentration in Sättigung, k_e eine Entropie-basierte Konstante und ΔH^0 die Adsorptionswärme.

Für die Computersimulation von besonderer Bedeutung ist die Temperaturableitung der Oberflächenspannung:

$$\gamma' = \frac{d\gamma}{dT} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} - RT\Gamma_s \ln[1 + k_e \alpha] - \frac{k_e \alpha \Delta H^0 \Gamma_s}{T(1 + k_e \alpha)}. \quad (2.5)$$

Bei Vernachlässigung oberflächenaktiver Elemente ($\alpha = 0$) ergibt sich aus Gl. (2.5) ein konstanter Wert für die Temperaturableitung der Oberflächenspannung. In [50] ist ein Schema zu den Strömungszuständen im Schmelzbad für verschiedene Charakteristiken der Temperaturableitung der Oberflächenspannung zu finden, siehe Abb. 2.3.

Der Einfluss der Marangoni-Konvektion kann über die dimensionslose Marangoni-Zahl Ma charakterisiert werden:

$$Ma = \frac{\rho \gamma' \Delta TL}{\eta^2}. \quad (2.6)$$

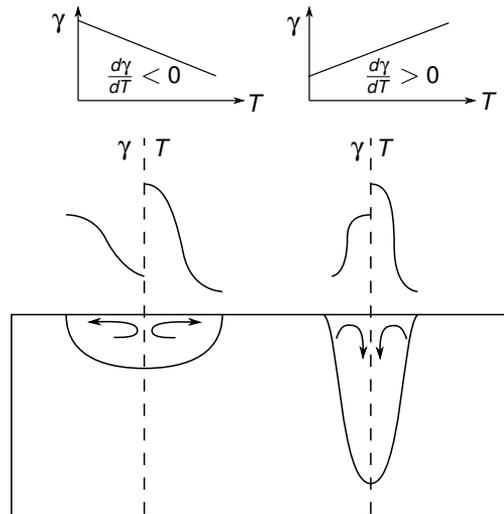


Abbildung 2.3: Schematische Marangoni-Konvektion im Schmelzbad nach [11, 50].

Hierbei sind ρ die Flüssigmetalldichte, γ' der Oberflächenspannungskoeffizient, ΔT die Differenz zwischen Verdampfungs- und Schmelztemperatur, L die halbe Schmelzbadbreite und η die dynamische Viskosität. Die Marangoni-Zahl gibt das Verhältnis der Oberflächenspannungskräfte zu den viskosen Reibungskräften wieder. Weiterhin kann sie als die mit der Marangoni-Geschwindigkeit v_{Ma} :

$$v_{Ma} = \frac{\Delta T \gamma'}{\eta} \quad (2.7)$$

gebildete Reynoldszahl Re_{Ma} aufgefasst werden

$$Re_{Ma} = Ma = \frac{\rho v_{Ma} L}{\eta}. \quad (2.8)$$

Computersimulationen zeigen, dass die lokale Flüssigmetallgeschwindigkeit beim Laserstrahlschweißen um bis zu 80 mal größer als die Schweißgeschwindigkeit sein kann, siehe [52]. Für nichtrostenden austenitischen Stahl kann die Marangoni-Geschwindigkeit Werte bis zu $v_{Ma} \approx 100$ m/s annehmen, wobei diese nicht von der Geometrie des Schmelzades abhängt. Daher kann die negative Wirkung der thermokapillaren Konvektion in Form von Spritzern bereits beim Schweißen von relativ dünnen Platten problematisch sein. Der Einfluss des Marangoni-Effektes wächst mit zunehmender Schmelzbadbreite linear an, siehe Gl. (2.6) und Abb. 2.4. Beim Laserstrahlschweißen liegt die maximale Temperatur im Dampfkapillarenbereich und erreicht Verdampfungstemperatur. Somit ist die thermokapillare Konvektion beim Laserstrahlschweißen dicker Bleche viel stärker ausgeprägt als beim Lichtbogenschweißen, siehe

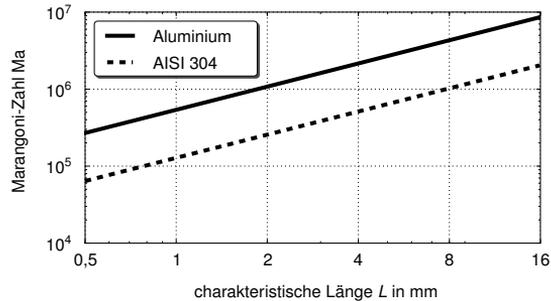


Abbildung 2.4: Marangoni-Zahl für die Flüssigmetallströmung im Schmelzbad für Aluminium und austenitischen Stahl AISI 304 in flüssigem Zustand aus Gl. (2.6) abgeleitet. Materialkennwerte siehe Abschnitt 3.1.1.

Gl. (2.6). Die maximale erreichte Temperatur bei diesen Schweißverfahren liegt deutlich unterhalb der Verdampfungstemperatur, somit sind die Temperaturdifferenzen ΔT und in letzter Konsequenz auch die Marangoni-Zahlen im Schmelzbad kleiner als beim Laserstrahlschweißen.

Mit dem Einfluss der Marangoni-Konvektion auf das Schmelzbad beim Laserstrahl-tiefschweißen von Stahl beschäftigt sich die Arbeit von Fuhrich *et al.* [52]. Dabei wird der Marangoni-Effekt als ein essentieller physikalischer Vorgang auch beim Tiefschweißen identifiziert. Simulationen der Flüssigmetallströmung für positive und negative Werte der Temperaturableitung zeigen einen deutlichen Einfluss auf die Strömungsrichtung sowie die Temperaturverteilung im Schmelzbad. Somit besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der Intensität der Marangoni-Strömung, dem konvektiven Wärmetransport im Schmelzbad und den daraus resultierenden Abkühlraten der Schmelze, so dass der Marangoni-Effekt auch bedeutsam für das Kristallwachstum und Schweißnahtdefekte wie der Heißrissbildung ist.

In der Arbeit von Ribic *et al.* [53] wird experimentell und mit Hilfe von Strömungssimulationen die Auswirkung von oberflächenaktiven Elementen auf die Marangoni-Konvektion und die resultierende Schmelzbadform beim Hochleistungslaserstrahlschweißen von Stahl untersucht. Dabei werden insbesondere der Gehalt der Elemente Sauerstoff und Schwefel untersucht. Sowohl eine Erhöhung der Schwefelkonzentration im Grundwerkstoff als auch des Sauerstoffgehalts im Schutzgas bewirken eine Verkleinerung der Schmelzbadbreite durch die Beeinflussung des Marangoni-Effekts. Schwefel hat nur einen kleinen Einfluss auf die Einschweißtiefe, wohingegen mit dem im Schutzgas befindlichen Sauerstoff besonders an der Dampfkapillare Kohlenstoffmonoxid gebildet wird, dessen Druckwirkung im Keyhole zu tieferen Schmelzbädern führt.

2.2.3 Freie Konvektion

Die Dichte flüssiger Metalle ist eine temperaturabhängige Größe. Das spezifische Volumen steigt im Allgemeinen bei größer werdenden Temperaturen während die Dichte sinkt. Liegen Fluidschichtungen vor, bei denen das dichtere unter dem weniger dichten Material gelagert ist, so liegt ein stabiler Zustand vor. Ist es anders herum, ist die Schichtung instabil, da das dichtere Material gravitationsbedingt dieses mit geringerer Dichte verdrängt. Diese natürliche Konvektion kann instationäre Flüssigmetallbewegungen hervorrufen.

Die Grashof-Zahl ist eine dimensionslose Größe, die das Verhältnis dieser Auftriebskräfte der natürlichen Konvektion zu den viskosen Kräften angibt:

$$\text{Gr} = \frac{\rho^2 \Delta T \beta L^3 g}{\eta^2}. \quad (2.9)$$

Hierbei ist β der Wärmeausdehnungskoeffizient, die charakteristische Größe L ist die Schmelzbadtiefe.

Beim Schweißen von dünnen Platten spielt die freie Konvektion nur eine untergeordnete Rolle. Die diesen Effekt charakterisierende Grashof-Zahl wächst proportional zu L^3 an, so dass ein Einfluss vor allem beim Schweißen von dicken Platten zu erwarten ist, siehe [54, 55] und Abb. 2.5. Somit wird die Flüssigmetallgeschwindigkeit im Schmelzbad bei verhältnismäßig breiten Schweißnähten und großen Einschweißiefen sowohl von der freien Konvektion als auch von der Marangoni-Konvektion beeinflusst.

Für austenitischen nichtrostenden Stahl AISI 304 liegt die Grashof-Zahl für charakteristische Längen von bis zu 5 mm etwa in der Größenordnung 10^5 und hat damit einen deutlich kleineren Einfluss als die Marangoni-Strömung. Der Einfluss der natürlichen Konvektion nimmt bei größeren Schmelzbädern erheblich zu, da die charakteristische Länge mit der dritten Potenz eingeht. Dies ist bei höheren Materialdicken und den damit verbundenen tieferen und breiteren

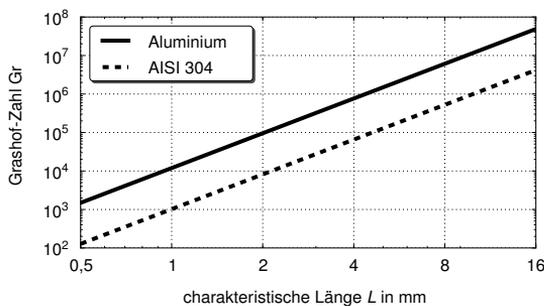


Abbildung 2.5: Grashof-Zahl für die Flüssigmetallströmung im Schmelzbad für Aluminium und austenitischen Stahl AISI 304 in flüssigem Zustand aus Gl. (2.9) abgeleitet. Materialkennwerte siehe Abschnitt 3.1.1.

Schmelzbädern bzw. klassischen Schweißverfahren, die ohnehin kleinere Aspektverhältnisse von Schweißbadtiefe zu -breite haben, zu beachten. Für Reinaluminium liegen die dimensionslosen Kennzahlen aufgrund der größeren zu erwartenden Schmelzbäder sowie der geringeren Viskosität über denen von austenitischem Stahl, siehe Abb. 2.5.

2.2.4 Oberflächenstabilität

Wenn die Geschwindigkeit der konvektiven Metallströmung (Marangoni-Konvektion) groß genug ist, kann die Oberflächenspannung die Schmelzbadoberfläche nicht mehr stabilisieren. In der Folge kommt es zu Spritzen und Auswurf von Schmelze, insbesondere an der oberen Schmelzbadoberfläche. Darüber hinaus kann bei breiten Schmelzbädern die Gravitation auch die untere Oberfläche des Schmelzbades zusätzlich erheblich destabilisieren (sogenannte Rayleigh-Taylor-Instabilität), siehe [56].

Die entsprechende dimensionslose Zahl für die Oberflächenstabilität wird Weber-Zahl genannt. Diese setzt das Verhältnis des dynamischen Druckes der konvektiven Strömung und den Oberflächendruck ins Verhältnis:

$$We = \frac{\rho v^2 L}{\gamma}. \quad (2.10)$$

Die Weber-Zahl ist schon beim Schweißen von dünnen Blechen relativ groß und wächst proportional mit der charakteristischen Länge des Prozesses L . Als charakteristische Geschwindigkeit wird in dieser Arbeit die maximale Oberflächengeschwindigkeit genutzt.

Allerdings ist die Weberzahl ein willkürlich gewähltes Maß für die Oberflächendynamik im Schmelzbad. Sie hängt von der genutzten charakteristischen Längenskala ab.

Es gibt zwei Definitionen der Weberzahl. Die erste wird aus dem Verhältnis von dynamischem Druck und dem Oberflächendruck, der aus der Oberflächenspannung resultiert, gebildet, siehe Gl. (2.10). Die zweite Definition basiert auf der kinetischen Energie des Flüssigmetalls an der Oberfläche sowie der Oberflächenenergie. Zwischen beiden Definitionen liegt ein Faktor von 48.

Im Falle des Laserstrahlschweißens wird in Analogie zur Reynoldszahl für das Verhältnis von Trägheit zu Zähigkeit einer Strömung zumeist die Schmelzbadhalbbreite als charakteristische Größe genutzt. In [57, 58] wurde gezeigt, dass für in Flüssigkeiten bewegte Gasblasen ein Übergang von Bereichen mit geringer hin zu hoher Reibung vorliegt, die mit der Stabilität der Blasengeometrie in Zusammenhang gebracht wird. Eine solche Untersuchung ist in der Literatur weder für flüssige Metalle noch für den Laserschweißprozess verfügbar. Für Stabilitätsbeurteilungen mit und ohne Wirkung elektromagnetischer Felder ist daher vor allem die Tendenz, das bedeutet ein Absinken der Weber-Zahl mit angelegtem Magnetfeld, wichtig. Sind die Oberflächen des Schmelzbades instabil, so ist die Annahme einer flachen Schmelzbadoberfläche, wie sie in den Simulationen in dieser Arbeit getroffen wurde, nicht mehr gerechtfertigt.

2.3 Schweißen mit Hochleistungslasern

Das einlagige Schweißen von dickwandigen Metallbauteilen wurde erstmals beim Elektronenstrahlschweißen erfolgreich angewendet [59]. Strahlerzeuger mit mehr als 100 kW Leistung und die für dieses Verfahren benötigten riesigen Vakuumkammern wie die 650 m³ große Vakuumkammer bei der Firma pro-beam in Burg wurden entwickelt und für die Fertigung eingesetzt. Heutzutage werden viele besonders sicherheitsrelevante Bauteile (zum Beispiel für Luft- und Raumfahrt, Atomkraftwerke, U-Boote), mit dem Elektronenstrahlverfahren in einer Vakuumkammer geschweißt [59–62].

Die Notwendigkeit, eine Vakuumkammer zu nutzen, ist die größte Einschränkung der Elektronenstrahlschweißtechnologie beim Schweißen von dickwandigen Konstruktionen. Hinzu kommt, dass das Einlagenschweißen von großen Materialdicken ab ca. 15 mm mit dem Elektronenstrahl aufgrund des Austropfens großer Mengen flüssigen Metalls unter der Wirkung der Gravitationskraft nur in wenigen bestimmten Schweißpositionen (in der Regel PC-Position) möglich ist. Dies erfordert bei einer komplizierten Schweißnahtgeometrie wie einer radialen Rundnaht zwingend einen Werkstückmanipulator, der ebenfalls in der Vakuumkammer angebracht werden muss. Aufgrund der nötigen Größe der Vakuumkammer ist diese Vorgehensweise in vielen technischen Anwendungen nicht realisierbar, etwa beim Schweißen von Pipelines.

Die Laserstrahlschweißtechnik hingegen benötigt kein Vakuum und kann ohne weitere Anforderungen aufgrund ihrer Flexibilität überall angewandt werden: beim Schweißen von Pipelines oder der Montage von großen Chemie- bzw. Lebensmittelanlagen. Ein weiterer Vorteil der Laserstrahlschweißtechnologie ist die Möglichkeit, die elektromagnetische Schmelzbadkontrolle zu nutzen. Dies ist im Falle des Elektronenstrahlschweißens wegen des großen Einflusses des Magnetfeldes auf den Strahl nur bedingt möglich [63].

Die ältere Generation von Hochleistungs-CO₂-Lasern mit einer Wellenlänge von 10,6 µm ist aufgrund der Bildung des Metaldampfplasmas nur bei Materialdicken bis zu etwa 20 mm Dicke beim einlagigen Schweißen anwendbar [8]. Eine weitere Steigerung der Laserleistung bei diesem Typ des Lasers führt nicht zu einer Erhöhung der Eindringtiefe [64]. Die neuen Generationen von markterhältlichen Scheiben- und Faserlasern sind in der Lage, Laserstrahlen mit einer Leistung von bis zu 50 bzw. 100 kW (cw) und einer Wellenlänge von ca. 1 µm zu generieren [65]. Diese Laser ermöglichen Schweißen von sehr dicken Metallplatten bis 56 mm Dicke bei zweiseitigem Laserstrahlschweißen, siehe [66]. Infolge einer geringeren Absorption im Metaldampfplasma bei dieser Wellenlänge ist ein stabiler Schweißprozess bis hin zu Materialdicken von 40 mm und darüber hinaus realisierbar [66, 67].

Das Potenzial der Hochleistungsfestkörperlaser kann in Kombination mit dem Lichtbogen in einem Hybrid-Schweißprozess weiter gesteigert werden. Die Vorteile dieser Technologie gegenüber anderen Schweißverfahren (mehrlagiges Lichtbogen- bzw. CO₂-Laserstrahlschweißen) sind unter anderem in den Veröffentlichungen [60, 68, 69] aufgelistet. Diese sind demnach vor allem die niedrige Wärmeeinbringung, der geringe Zusatzmaterialverbrauch, die schmale Schmelzzone mit fast parallelen Flanken, wodurch ein geringer Verzug der Bauteile nach der Erstarrung erreicht wird und die hohen Fertigungsraten pro Nahtlänge mit dementsprechend kurzen Produktionszeiten.

Andererseits gibt es beim Schweißen immer dicker werdender Platten und breiteren Schweißnähten die Schwierigkeit, dass es beim Durchschweißen in PA-Position mit großer Einschweißtiefe h zu einem Ausfluss der Schmelze aus der Fuge kommen kann. Dies tritt auf, wenn der Laplace-Druck durch die Oberflächenspannung

$$p_{\gamma} = \frac{\gamma}{L}. \quad (2.11)$$

nicht mehr ausreicht (als charakteristische Länge L soll die Hälfte der Schweißbadbreite wurzelseitig dienen), um den hydrostatischen Druck ρgh des flüssigen Metalls zu kompensieren, siehe Abb. 2.6.

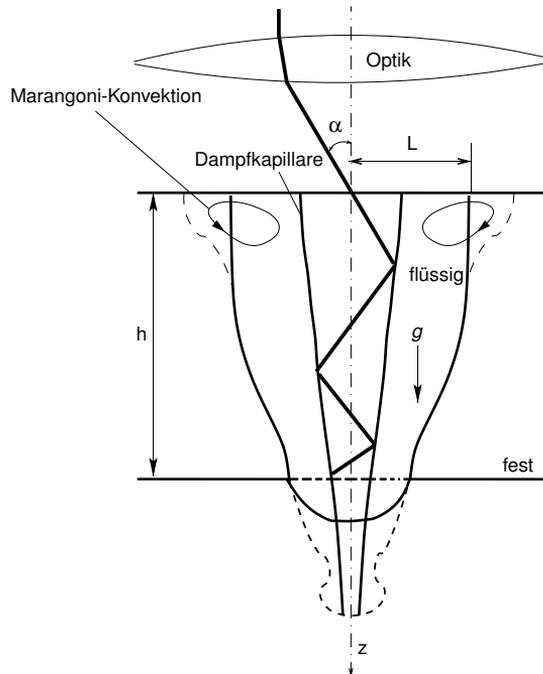


Abbildung 2.6: Querschnitt des Schmelzbades mit Dampfkapillare senkrecht zur Schweißrichtung. Die durchgezogene Linie zeigt den typischen Querschnitt beim Schweißen von dünnen Blechen, die gestrichelte Linie die Veränderung bei dickeren Platten (Nagelkopfgeometrie und gravitationsbedingtes Austropfen der Schmelze).

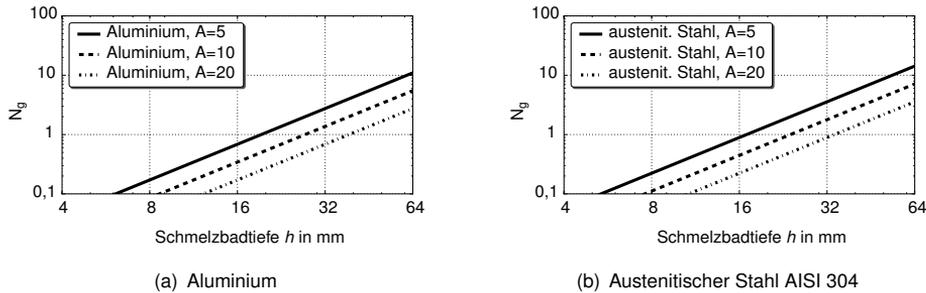


Abbildung 2.7: Das Verhältnis N_g des hydrostatischen Druckes und des Druckes durch die Oberflächenspannung für verschiedene Aspectverhältnisse der Schmelzbadtiefe zur Schmelzbadbreite $A = h/2L = 5, 10, 20$ in Abhängigkeit der Schmelzbadtiefe h für Aluminium und austenitischen Stahl AISI 304.

Dieser Sachverhalt ist in der dimensionslosen Kennzahl N_g dargestellt, wobei h die Höhe der Schmelzbadssäule ist:

$$N_g = \frac{\rho g h L}{\gamma}. \quad (2.12)$$

Für Werte $N_g > 1$ findet gravitationsbedingter Ausfluss von geschmolzenem Metall aus der Schweißfuge statt. Abb. 2.7 zeigt die Kennzahl N_g in Abhängigkeit der Schmelzbadtiefe für verschiedene Aspectverhältnisse bei Aluminium und austenitischem Stahl.

Die Schweißnahtbreite beim Laserstrahlschweißen kann nicht beliebig schmal sein. Die Dampfkapillare muss groß genug sein, um den Energietransport in die Tiefe des Schmelzbades zu ermöglichen [70]. Aus der praktischen Anwendung wurde gezeigt, dass das Einlagenschweißen in Wannenposition an bis zu 14 mm dicken Platten ohne Schmelzbadaustropfen [68] und sogar darüber hinaus [3] möglich ist. Die Anwendung vom Laser-Hybrid-Schweißen kann einen zusätzlichen Druck des Lichtbogens nutzen, um die Schmelzbadoberfläche zu stabilisieren. Dabei wurden Einlagen-Orbitalschweißungen an bis zu 16 mm dicken Stahlrohren erfolgreich durchgeführt (bis zu 20 mm in Wannenposition), siehe [71, 72]. Dabei ist zu berücksichtigen, dass der dabei zusätzlich aufgebrachte Druck sich negativ auf die Neigung zum Schmelzaustropfen auswirken kann.

Neben dem bereits angesprochenen und hier vorrangig behandelten Auftreten des gravitationsbedingten Austropfens von Metall beim Schweißen dickwandiger Bauteile können auch weitere Defekte bei der Nahtausbildung die Brauchbarkeit der geschweißten Konstruktion einschränken, etwa eine unruhige Nahtoberfläche oder in der Schmelze während der Erstarrung eingefrorene Poren [73]. Das Auftreten von Schweißdefekten ist von vielen Faktoren abhängig. Einerseits ist die metallurgische Zusammensetzung des Schweißguts essentiell. Auf der anderen Seite spielen aber auch Faktoren wie die Oberflächenbeschaffenheit, die Atmosphäre unter

der geschweißt wird, der Wärmeeintrag in das Werkstück sowie die Flüssigmetallströmung eine wichtige Rolle bei der Ausbildung der Effekte, die zu Schweißdefekten führen können. Des Weiteren können neben dem Humping, also in periodischen Abständen auftretende Aufwölbungen an der Nahtoberseite [74–77], gerade bei hohen Prozeßgeschwindigkeiten durch die starke Dynamik im Schmelzbad bei der Umströmung der Dampfkapillare und der Verdampfung von Metall vermehrt unerwünschte Spritzer und Schmelzauswürfe, die einen stabilen Schweißprozess behindern, vorkommen [78, 79].

2.4 Elektromagnetische Schmelzbadbeeinflussung

In diesem Kapitel sollen Möglichkeiten aufgezeigt werden, wie sowohl oszillierende als auch stationäre elektromagnetische Felder zur gezielten Beeinflussung der Schmelze elektrisch leitfähiger Werkstoffe genutzt werden können.

Die möglichen Anwendungsgebiete sind dabei vielfältig, siehe Abb. 2.8. Sie reichen von der Beschleunigung bzw. Abbremsung von Schmelzen über die Nutzung von elektromagnetischen Druckkräften bis hin zur induktiven Wärmeeinbringung. All diese Anwendungsgebiete haben gemeinsam, dass sie auf den physikalischen Grundlagen der Elektrodynamik, der Fluidmechanik, der Thermodynamik sowie der Materialwissenschaft basieren.

Der Begriff Magnetohydrodynamik wurde vom schwedischen Physiker Alfven (1908 - 1995) geprägt. Sie beschreibt das fluiddynamische Verhalten von elektrisch leitenden Flüssigkeiten und Gasen unter dem Einfluss von elektrischen und magnetischen Feldern. Typische Anwendungsfelder sind neben dem magnetunterstützten Laserstrahlschweißen unter anderem in der Kristallzucht, der Gießereitechnik sowie Anwendungen der Plasmaphysik und der Astronomie

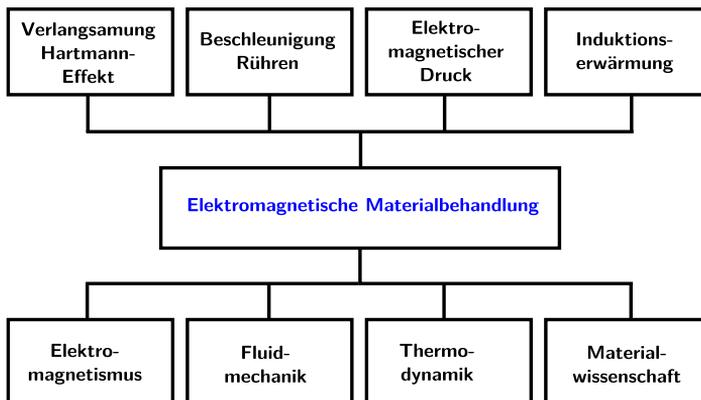


Abbildung 2.8: Mögliche Anwendungsgebiete der elektromagnetischen Beeinflussung von Schmelzen in der Materialbearbeitung angelehnt an [80].

zu finden.

2.4.1 Induktive Schmelzbadunterstützung

Aus bereits publizierten experimentellen Ergebnissen [2, 63, 81, 82] zeigt sich, dass ein System zur kontaktlosen Schmelzbadkontrolle beim Laserstrahlschweißen von dicken Platten notwendig ist. Da das System auch in der Tiefe des Schmelzbades Kräfte einbringen soll, bietet sich ein elektromagnetisches System zur Erzeugung von Volumenkräften in flüssigem Metall an. Weiterhin darf das verwendete System den Laserstrahl nicht behindern. Ein vielversprechendes Verfahren ist die Anwendung von elektromagnetischen Feldern. Es wurden bereits Erfahrungen in der Kontrolle geschmolzenen Metalls in der Kristallzucht und anderen metallurgischen Prozessen gesammelt, siehe die Übersicht in [83].

Die Idee, Magnetfelder für die Schmelzbadkontrolle zu benutzen, ist genau so alt wie das Lichtbogenschweißen selbst. Schon im Jahre 1888 patentierte Nikolai Bernardos das Schweißen mit Kohlenstoff-Elektroden ebenso wie eine Technologie zur Beruhigung der Schmelze mit einem Elektromagnet [84]. Später wurde entdeckt, dass alle Metalle ihre ferromagnetischen Eigenschaften verlieren, noch bevor der Schmelzpunkt erreicht ist (Curie-Temperatur). Das bedeutet, um die Schmelze mit einem Magnetfeld \mathbf{B} zu kontrollieren, ist nicht nur das Magnetfeld selbst notwendig, sondern auch eine elektrische Stromdichte \mathbf{j} . Nur in diesem Fall entsteht die Lorentzkraft

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (2.13)$$

die zum Kontrollieren der Schmelze im Schweißbad genutzt werden kann.

Der benötigte elektrische Strom kann durch Schleifkontakte oder über einen Zusatzdraht transportiert werden. Bereits im Jahre 2000 wurde ein Verfahren mit Schleifkontakten und einem Gleichstrom-Magnet für die elektromagnetische Kontrolle des Schmelzbades beim Lichtbogenschweißen (auch in Überkopfposition) patentiert [85, 86]. Der Nachteil des konduktiven Systems ist, dass die Stromdichte im Werkstück äußerst ungleichmäßig verteilt ist. Dazu kommt, dass die Stromzufuhr über Schleifkontakte auf einige Hundert Ampere begrenzt ist. Außerdem wird dabei eine aufwändige und teure Vorbereitung (Reinigung, Entfettung) des Werkstücks nötig. Deswegen ist diese Technologie beim Einlagenschweißen dicker Metallplatten nicht sehr günstig.

Aus der Sicht der praktischen Anwendung ist eine kontaktlose Anregung der Stromdichte im Werkstück viel attraktiver. Ein solches Verfahren, das auf der Anwendung der durch ein oszillierendes Magnetfeld induzierten Ströme basiert, wurde beim Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart entwickelt und beim einlagigen Laserschweißen von bis zu 18 mm dicken Edelstahlplatten in PA-Position getestet [63, 81, 82, 87–91].

Bei elektrisch leitfähigen Stoffen, die von einem höherfrequenten Wechselstrom durchflossen werden, tritt ein Effekt der Stromverdrängung hin zu den äußeren Bereichen des Leiters, der sogenannte Skin-Effekt, auf. Durch die ständig wechselnde Polarität des fließenden Stromes ändert sich auch das umgebende Magnetfeld. Dieses zeitlich veränderliche Magnetfeld

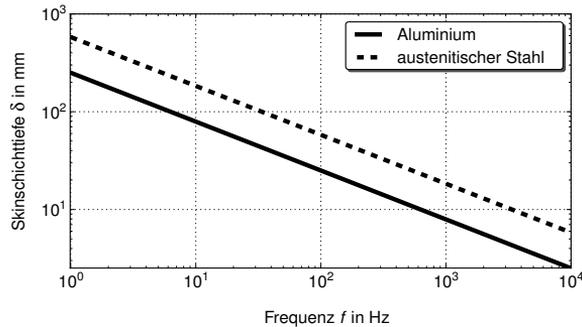


Abbildung 2.9: Die Eindringtiefe eines oszillierenden Magnetfeldes (Skin-Effekt) für flüssiges Aluminium und austenitischen Stahl AISI 304 als Funktion der Oszillationsfrequenz gemäß Gl. (2.14).

induziert Wirbelströme im Innern des Werkstücks. Diese sind so gerichtet, dass sie in der Mitte des Leiters dem ursprünglichen Stromfluss entgegen gerichtet sind und an den Rändern in die gleiche Richtung wie dieser fließen. Dadurch wird die effektive Oberfläche, durch die der Strom fließen kann abhängig von der Wechselstrom-Frequenz reduziert. Mit steigender Frequenz steigt der Scheinwiderstand des Leiters an. Die Skinschichtdicke δ ist ein Maß für die Stromverdrängung zu den Berandungen des Leiters:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu}}. \quad (2.14)$$

Dabei sind ω die Kreisfrequenz, σ die elektrische Leitfähigkeit und μ die Permeabilität. Die Eindringtiefe ist für verschiedene Frequenzen in Abb. 2.9 dargestellt.

Für hochleitfähige Metalle wie Kupfer und Aluminium beträgt diese Tiefe schon bei 50 Hz etwa 10 mm. Für schwächer leitende Metalle, etwa austenitische Stahlsorten und Titan, liegt die benötigte Frequenz wesentlich höher. Bei austenitischem Stahl und einer Frequenz von 3 kHz beträgt die Eindringtiefe etwa 10 mm.

Wechselstrom-Magnetfelder wurden auch beim Laserstrahlschweißen bereits benutzt, allerdings nur für die zusätzliche thermische Behandlung des Werkstücks, um die Rissanfälligkeit zu reduzieren. Das AC-Magnetfeld war dabei quer zur Werkstückoberfläche orientiert. In diesem Fall entsteht kein magnetischer Druck, der das Schmelzbad stützen könnte, siehe [92, 93].

Induktive kontaktlose Systeme zur Steuerung von Flüssigmetallen beim Gießen und der Kristallzüchtung sind schon lange bekannt, siehe [94, 95] und dort zitierte Quellen. Die Anwendung dieser Technologie zur Materialentfernung beim Laser- bzw. Elektronenstrahlbohren von Metallplatten wurde von Avilov *et al.* [96] vorgeschlagen. Es wurde festgestellt, dass diese Technologie auch beim Schweißen von dicken Metallplatten erfolgreich angewendet werden

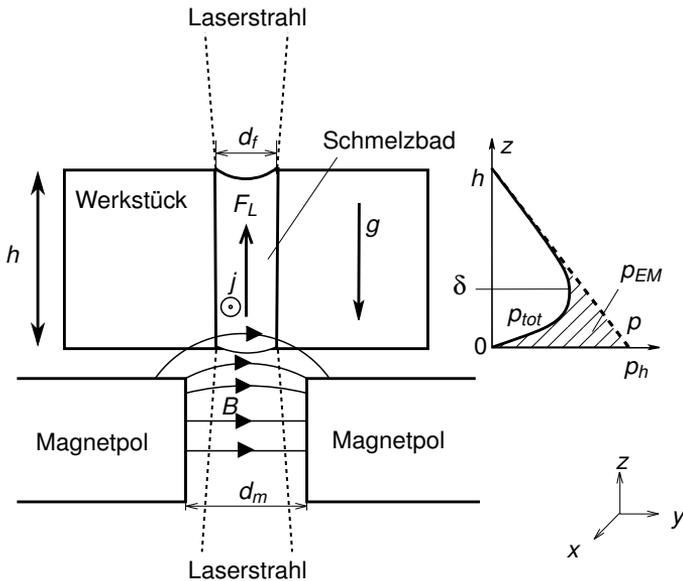


Abbildung 2.10: Prinzipielles Schema der kontaktlosen induktiven AC-Magnetfeldunterstützung des Schmelzbades beim Einlagen-Laserstrahlschweißen von dicken Platten nach [63]. Der AC-Magnet befindet sich unter dem Werkstück. Der Laserstrahl ist oberhalb des Werkstücks positioniert (PA-Position), kann aber ggf. auch unterhalb (Überkopf-Position) der Platte angebracht werden, wobei der Laserstrahl dann mittig durch den Spalt zwischen den Magnetpolen geführt wird.

kann [97], siehe Abb. 2.10.

Dieses elektromagnetische Verfahren zur Unterstützung des Schmelzbades beim Laserstrahlschweißen wurde an der Universität Stuttgart erprobt, siehe [63, 81, 87–90]. Es wurde ein AC-Magnet gebaut, mit dem die Test-Schweißversuche in Form von Blindschweißnähten mit bis zu 3 mm Breite an der Wurzelseite an bis zu 18 mm dicken Edelstahlplatten mit bis 15 kW CO₂-Laser und bis 8 kW Yb:YAG-Scheibenlaser durchgeführt wurden [82, 91]. Erste Versuche an 18 mm dicken Edelstahlplatten zeigen, dass ein AC-Magnetfeld der Stärke 0,2 T bei einer Frequenz von 3,2 kHz den hydrostatischen Druck der geschmolzenen Flüssigmetallsäule vollständig kompensieren kann. Die Skalierung dieser Ergebnisse zeigt, dass bereits ein oszillierendes Magnetfeld der Stärke 0,31 T ausreicht, um den Schmelzausfluss an bis zu 60 mm dicken Platten zu verhindern.

Dabei ist der Durchhang der Schweißnaht ohne AC-Magnet sehr groß. Dieser wird beim Anlegen eines externen AC-Magnetfeldes mit einer Frequenz von ca. 3 kHz verringert. Ab etwa

2 kW AC-Leistung kommt es sogar zur Überkompensation der Gravitationseffekte. Diese Experimente wurden auch mit einem 15 kW CO₂-Laser wiederholt und zeigen ebenfalls die gute Anwendbarkeit des Verfahrens, siehe [91].

Der potentielle Anteil der applizierten Lorentzkraft wirkt als magnetischer Druck p_{EM} und kann somit bei Positionierung des Magneten unterhalb des Werkstückes als Badstütze dienen, um den hydrostatischen Druck zu kompensieren.

$$p_{EM} = G p_{EM}^{\max} = G \frac{B_{rms}^2}{2\mu_0}, \quad (2.15)$$

wobei G ein Korrekturfaktor ist, der von der verwendeten Oszillationsfrequenz, der Veränderung der elektrischen Leitfähigkeit mit der Temperatur sowie der Geometrie der Magnetpole abhängt [89].

Tabelle 2.1 zeigt einige in der Literatur verfügbare experimentelle Ergebnisse zur Kompensation des Schmelzaustropfens beim Schweißen von verschiedenen Stahllegierungen mittels elektromagnetischer Schmelzbadkontrolle durch oszillierende Magnetfelder.

Tabelle 2.1: Literaturübersicht zur elektromagnetischen Schmelzbadkontrolle.

Werkstoff	Dicke mm	Laserleistung kW	Geschwindigkeit m min ⁻¹	Frequenz kHz	Magnetfeld mT	AC-Leistung kW	Referenz
AISI 304	10	8	1,1	3,1	k. A.	2,5	Avilov <i>et al.</i> [82]
AISI 316L	10	5	0,3	3,38	100	1,9	Avilov <i>et al.</i> [81, 82]
AISI 304	12	8	0,5 bis 0,8	3,18	141	2,5	Avilov <i>et al.</i> [82]
AISI 324	18	15	0,78	3,2	141	1,3	Avilov <i>et al.</i> [63]

2.4.2 Hartmann-Effekt

Ein weiteres Problem gerade beim Schweißen von Bauteilen mit großen Abmaßen ist, abhängig von der beim Fügen eingebrachten Wärmemenge, der sich nach der Erstarrung einstellende Verzug der Bauteile, siehe Abb. 2.11. Bleibt dieser nicht innerhalb von zulässigen Toleranzen zur weiteren Montage bzw. Weiterbearbeitung wird eine aufwändige mechanische Nachbearbeitung notwendig bzw. ist die Betriebssicherheit gefertigter Strukturen nicht gewährleistet [98]. Diese Problematik ist vor allem bei klassischen Lichtbogenschweißverfahren beim Schweißen von dünnen Blechen bzw. beim Mehrlagen-Schweißen dicker Bleche mit hohen eingebrachten Energiemengen relevant. Der Biege- bzw. Winkelverzug kann dabei verringert werden, wenn das Schmelzbad gleichförmig erstarrt, das heißt die Erstarrungsfronten, die idealerweise parallel zueinander stehen und senkrecht zur Werkstückoberfläche orientiert sind, so dass durch die mit der Abkühlung verbundene Schrumpfung keine Winkel- und Biegespannungen einhergehen, sondern vornehmlich Längs- und Querspannungen.

Ein weitere wichtige Problematik liegt insbesondere beim Schweißen dicker Bleche in der vielfachen Ausbildung von Spritzern und Auswürfen von flüssigem Metall durch die hohen lokalen Geschwindigkeiten der Schmelze [78, 79]. Ist die Oberflächenspannung nicht groß genug,

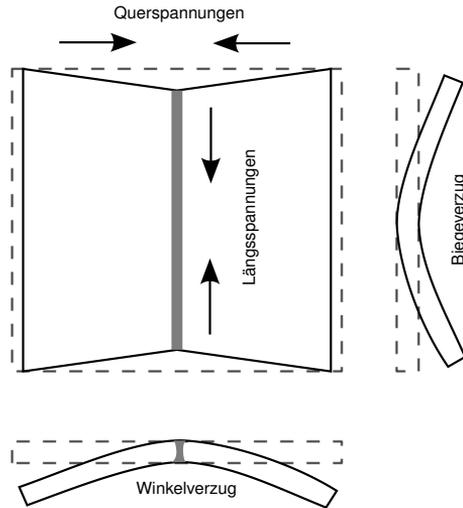


Abbildung 2.11: Dreidimensionaler Verzug eines geschweißten Bauteils nach [98].

die Schmelze aufzuhalten, resultieren daraus Schweißdefekte wie eine schlechte Schweißnahtanbindung und ungenügende Fugenfüllung. Um dem entgegenzuwirken, muss der Einfluss der Dynamik im Schmelzbad verringert werden. Im Folgenden soll die Möglichkeit der Beeinflussung der Flüssigmetalldynamik und der daraus abgeleiteten Effekte auf die Erstarrungsfront mit Hilfe eingebrachter elektromagnetischer Kräfte vorgestellt werden.

Es ist bekannt, dass ein angelegtes konstantes oder oszillierendes Magnetfeld die Flüssigmetallströmung im Schmelzbad abbremsen [83] kann. Der zur Entstehung einer abbremsenden elektromagnetischen Kraft notwendige elektrische Strom wird durch die Bewegung der elektrisch leitenden Schmelze durch das extern angelegte Magnetfeld induziert. Der entsprechende Anteil der Lorentzkraft wirkt wie eine zusätzliche Komponente der viskosen Kraft. Der elektromagnetische Beitrag zur Viskosität des flüssigen Metalls mit der elektrischen Leitfähigkeit σ ist:

$$\eta_{EM} = \sigma B^2 L^2, \quad (2.16)$$

wobei B die Stärke des Magnetfeldes und L die Halbbreite der Schmelzzone sind. Das Maß für das Verhältnis zwischen magnetisch induzierten und viskosen Reibungskräften ist die Hartmann-Zahl Ha^2 [99]:

$$Ha^2 = \frac{\eta_{EM}}{\eta} = \frac{\sigma B^2 L^2}{\eta}, \quad (2.17)$$

wobei η die dynamische Viskosität ist.

Jedoch fehlt noch der Bezug auf den real sich einstellenden Strömungszustand im Schmelzbad. Das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften gibt die Reynoldszahl an [100]:

$$\text{Re} = \frac{\rho u L}{\eta}. \quad (2.18)$$

Von Interesse zur Klärung des relativen Einflusses der magnetisch induzierten Bremskräfte ist deren Verhältnis zur Trägheit des strömenden Flüssigmetalls. Dieses Verhältnis gibt der Interaktionsparameter an [99], der im deutschsprachigen Raum auch als Stuart-Zahl bekannt ist:

$$\text{N} = \frac{\text{Ha}^2}{\text{Re}}. \quad (2.19)$$

Bei der Laser- bzw. Elektronenstrahl-Bearbeitung entstehen große thermische Gradienten. Im Falle der Bearbeitung zweier ungleicher Metalle entstehen dabei große thermoelektrische Stromdichten. Diese Technologie wurde beim Beschichten von Metall erfolgreich angewendet, siehe [101–104]. Beim Schweißen von gleichartigen Metallplatten wurde auch ein thermoelektrischer Strom beobachtet, der allerdings wesentlich schwächer war als im Falle ungleicher Metalle. Beim Anlegen eines externen DC-Magnetfeldes kann eine positive Wirkung auf die Schmelzbaddynamik erzielt werden, nämlich in der Unterdrückung des Humping-Effekts, der sich in periodischen Aufwölbungen der Schweißnahtoberseite bemerkbar macht. In seinen Versuchen fand Kern [50] weiterhin eine Abhängigkeit von der Polarität des angelegten magnetischen Feldes. Er schloss daraus, dass ein intrinsischer Strom im Werkstück fließen müsse, der unabhängig von den extern angelegten Magnetfeldern ist, und der in den unterschiedlichen thermoelektrischen Potentialen von Basismaterial und thermische beeinflusstem Material sei sowie zwischen fester und flüssiger Phase verursacht wird. Später wurde von Ambrosy [105] gezeigt, dass thermoelektrische Ströme an der Grenze zwischen Werkstück und dem vom CO₂-Laser erzeugten Plasma existieren. Das bedeutet, dass dieser Effekt nur beim Schweißen mit CO₂-Lasern und nur in einem Oberflächenbereich wirksam ist. Beim Schweißen mit Nd:YAG-Lasern (mit einer Wellenlänge von etwa 1 μm), wobei sich nur eine schwach ionisierte Plasma-Wolke ausbildet, wurde dieser Effekt nicht beobachtet. Deswegen kann dieser Effekt auch nicht beim Schweißen von dicken Platten mit einem Festkörperlaser benutzt werden.

Beim Laserstrahlschweißen von dünnen Stahlblechen ist das Schmelzbad sehr schmal und die elektrische Leitfähigkeit des Stahls ist deutlich kleiner als bei Aluminium. Infolgedessen zeigen Abschätzungen der Hartmann-Zahl, dass eine Beruhigung der Konvektion in der Schmelze nicht anzunehmen ist. Dagegen ist anzunehmen, dass die magnetische Abbremsung einer flüssigen Aluminiumströmung sehr effektiv wirkt, insbesondere bei breiten Schweißnähten, siehe Gl. (2.17). Schon bei moderaten Magnetfeldern um ca. 0,5 T kann diese elektromagnetische Viskosität um einige Größenordnungen größer als die normale hydrodynamische Viskosität von flüssigem Aluminium sein, siehe Abb. 2.12.

Es wird erwartet, dass der Einfluss der Marangoni-Konvektion im Schmelzbad bei ausreichend großen Hartmann-Zahlen verringert werden kann (siehe Abb. 2.13) und somit auch die Ausprägung stark dynamischer Strömungsprozesse, die im Schweißprozess Spritzer und

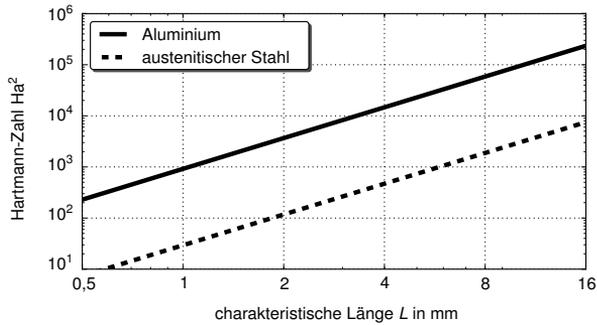


Abbildung 2.12: Hartmann-Zahl für Aluminium und austenitischen Stahl bei einer Magnetfeldstärke von $B = 0,5$ T.

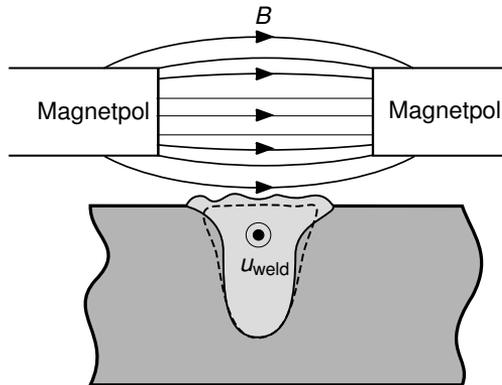


Abbildung 2.13: Einfluss des Hartmann-Effekts beim Laserstrahlschweißen dicker Aluminiumbleche. Die durchgezogene Schmelzbadkontur entspricht dem Fall ohne Nutzung von Lorentzkraften. Die gestrichelte Linie zeigt eine Schmelzisotheime unter magnetischer Beeinflussung unter Ausnutzung des Hartmann-Effekts

Schmelzauswürfe provozieren. Der Hartmann-Effekt im Schmelzbad beim Anlegen eines horizontalen magnetischen Feldes senkrecht zur Schweißrichtung ist symmetrisch. Das heißt, die Polarisationsrichtung spielt keine Rolle, so dass die effektiv wirkende Lorentzkraft in beiden Fällen entgegen der ursprünglichen Strömungsrichtung zeigt.

In der Arbeit von Lindenau [106] werden verschiedene Kombinationen der Ausrichtung des Magnetfeldes, deren Polung sowie der Stromzufuhr beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass abhängig von der Kombination von zugeführtem Magnetfeld und externem Strom sowohl günstige Effekte wie eine Prozessstabi-

lisierung, die Unterdrückung von Poren, eine glattere Nahtoberfläche oder auch eine seitliche Nahtablenkung bei Kehlnähten zur Erhöhung des Anbindequerschnitts, als auch abträgliche Effekte wie eine Aufwölbung der Naht oder eine Erhöhung der Prozessinstabilität bei zusätzlichen extern applizierten Wechselfeldern erreicht werden können. Es wird berichtet, dass eine Verbesserung der Stabilität des Schweißvorgangs dann durch elektromagnetische Kräfte möglich ist, wenn die Kraftwirkung konstant erfolgt, sich das Schmelzbad also unter der Wirkung von pendelnden Kraftwirkungen nicht aufschwingen kann. Die Ergebnisse sind in Bezug auf den Hartmann-Effekt und seiner beruhigenden Wirkung auf die Schmelze vielversprechend, insbesondere wenn, anders als in der Arbeit von Lindenau [106], nicht ein externer Strom aufgeprägt wird und so zusammen mit dem anliegenden Magnetfeld die Wirkungsrichtung der Lorentzkräfte diktiert, sondern ein zeitlich konstantes magnetisches Feld anliegt und die elektrischen Ströme erst im Prozess durch die Bewegung der Schmelze induziert werden, so dass sich die Lorentzkräfte entsprechend der Bewegungsrichtung der Schmelze ausbilden und orientieren.

Der Hartmann-Effekt ist in großskaligen Anwendungen, in denen eine Dämpfung von Strömungen erwünscht ist, bereits erfolgreich angewandt worden. Häufig sind Applikationen in der Kristallzucht [107], der Gießereitechnik [108] und dem kontaktlosen Schweißschmelzen [109] zu finden, wobei die Effekte teilweise auch numerisch untersucht wurden.

Eine klassische Anwendung des Hartmann-Effekts, zu der sich auch analytische Ergebnisse des Geschwindigkeitsfeldes angeben lassen, ist die Hartmann-Kanalströmung mit seitlich anliegenden statischen Magnetfeldern [110].

2.4.3 Weitere Anwendungen elektromagnetischer Felder beim Schweißen

Elektromagnetische Oberflächenstabilisierung

Beim Lichtbogenschweißen mit Stromstärken von einigen Hundert Ampere entstehen auch ohne externen Magneten Magnetfelder und entsprechende Lorentzkräfte in flüssigem Metall [111, 112]. Dieser Effekt wirkt entgegen der thermokapillaren Konvektion und kann dazu benutzt werden, die Oberfläche der Schmelzzone zu stabilisieren [83]. Vorteile des Lichtbogens und des Lasers können in einem s.g. Hybridverfahren (Lichtbogen und Laser) kombiniert werden. Der stabilisierende Effekt dieser Technologie wurde bereits bei Laserschweißungen an bis zu 32 mm dicken Platten nachgewiesen [71, 72].

Eine weitere Variante dieses Schweißverfahrens beim Laserstrahlschweißen kommt ohne Lichtbogen aus. Dabei wird der Strom entweder auch über einen Zusatzdraht oder eine nicht schmelzende Wolfram-Elektrode geführt, die dann mit der Schmelze kurzgeschlossen sind.

Ein weiterer Effekt ist die Stabilisierung der Oberflächendynamik in einem oszillierenden Magnetfeld [113]. Für die Oberflächenwellen, die sich mit der Wellenzahl k parallel zu dem extern angelegten oszillierenden Magnetfeld mit der Amplitude B ausbreiten, kann die Wirkung des Magnetfeldes über den elektromagnetischen Anteil der Oberflächenspannung beschrieben werden:

$$\gamma_{EM} \propto \frac{B^2 L}{2\mu_0}. \quad (2.20)$$

Dabei kann bereits bei schmalen Schmelzbädern der elektromagnetische Anteil der Oberflächenspannung viel größer als die normale Oberflächenspannung sein. In ersten Experimenten in [91] wurde die stabilisierende Wirkung des angelegten AC-Magnetfeldes bei Schweißnahtbreiten bis 4 mm bereits bestätigt. Der Einfluss der elektromagnetischen Schmelzbadkontrolle steigt bei größeren Schmelzbadbreiten noch an. Die angelegte Frequenz des Magnetfeldes wird zur Stabilisierung der Oberfläche so gewählt, dass die durch das angelegte Magnetfeld mit den induzierten Wirbelströmen erzeugten Lorentzkräfte in der oberflächennahen Region konzentriert sind [114, 115].

Elektromagnetisches Rühren

Mit dem Laserstrahlschweißen unter magnetischer Beeinflussung beschäftigt sich das Bremer Institut für angewandte Strahltechnik (BIAS) in Bremen, in deren Veröffentlichungen die Steigerung der Durchmischung des Schweißguts im Vordergrund stand, siehe [116–118]. Dort werden relativ schwache Magnetfelder bis 60 mT bei Oszillationsfrequenzen von bis zu 20 Hz genutzt. Aufgrund der hohen elektrischen Leitfähigkeit und der niedrigen Viskosität der genutzten Aluminiumlegierungen wurde auch bei diesen relativ schwachen Magnetfeldern eine erhebliche Beeinflussung der Durchmischung der Schmelze beobachtet.

Um Metallschmelze möglichst effektiv zu durchmischen, ist es wichtig, dass das angelegte Magnetfeld möglichst inhomogen ist, so dass die Rotationskomponente der Lorentzkraft dominiert. Ein Überblick über verschiedene elektromagnetische Anwendungen beim Lichtbogen- und Laserstrahlschweißen ist in [119] veröffentlicht.

Elektromagnetische Porenbekämpfung

Ein weiteres Einsatzgebiet elektromagnetischer Verfahren zur Beeinflussung von Schweißnähten ist die Entfernung von Poren aus der Prozesszone mittels Lorentzkräften während des Schweißvorgangs. Gerade Aluminium-Legierungen neigen zur starken Bildung von Poren. Diese werden zum einen durch den Prozess bedingt, das heißt durch Instabilitäten und Einschnürungen der Keyhole-Spitze beim Einschweißen werden Poren eingeschlossen [73], die vor der Erstarrung des Materials allein unter der Wirkung Archimedischer Auftriebskräfte nicht mehr zur Oberfläche gelangen können. Zum anderen existieren aber auch metallurgische Poren, die durch die unterschiedlichen Löslichkeiten von Gasen in geschmolzenem und festem Material erzeugt werden (Wasserstoff-Poren). Des Weiteren kann eine Oxidschicht auf dem zu schweißenden Werkstück die Entgasung verhindern, da diese eine höhere Schmelztemperatur als die reine Schmelze hat und somit wie ein Hindernis für die aufkommenden Poren wirkt.

Die elektromagnetische Porenbekämpfung beruht auf den unterschiedlichen elektrischen Leitfähigkeiten von Metallschmelze und der in den Poren eingeschlossenen Luft bzw. Gasen. Die eingebrachten Lorentzkräfte wirken auf die deutlich höher leitfähige Metallschmelze und drücken diese weg, so dass im Umkehrschluss die elektrisch schwächer leitfähigen Einschlüsse sich in Richtung des maximalen magnetischen Feldes bewegen [120, 121]. Es wird eine zusätzliche Gravitationskraft auf die Poren ausgeübt, die weitaus größer sein kann als die Gravitation

des Schwerfeldes der Erde. Dieser Umstand erlaubt auch die Möglichkeit, die Richtung der Entgasung zu bestimmen. Die Oszillations-Frequenz muss so gewählt werden, dass die Eindringtiefe des oszillierenden Magnetfeldes möglichst bis zum Grund der Schweißnaht reicht, so dass auch Poren aus den unteren Regionen des Schmelzbades erreicht werden können. Diese Technologie wurde in [114, 115] bereits erfolgreich erprobt.

2.5 Computergestützte Prozessoptimierung

Im Zuge der Entwicklung moderner Computer mit immer größer werdender Rechenkapazität und Leistung ist es nunmehr möglich, nicht nur akademische Spezialfälle numerisch zu untersuchen, sondern auch Fälle von tatsächlicher Relevanz, sei es im Bereich der Grundlagenforschung oder auch aus der industriellen Produktion und Forschung.

Dabei hat eine computergestützte Untersuchung im Vergleich zum experimentellen Vorgehen eine Reihe von Vorteilen, die einen deutlichen Zugewinn an Information und Verständnis über einen Prozess beinhalten. Zumeist vergeht eine lange Zeitspanne zwischen dem Beginn des Erstellens eines numerischen Modells bis hin zur Generierung der ersten nutzbringenden Ergebnisse. Ist diese Hürde jedoch erst einmal überwunden, ist es verhältnismäßig einfach und, bei Vernachlässigung der eigentlichen Rechenzeit, schnell, eine Parameteroptimierung durchzuführen und so industrielle Prozesse schneller, kostengünstiger und qualitativ hochwertiger zu gestalten.

Ein weiterer Vorteil besteht in der Zugänglichkeit der dreidimensional vorliegenden Feldgrößen in der betrachteten Prozesszone. Das heißt, es sind Daten verfügbar, die in einigen Fällen nur schwer, zum Teil aber auch überhaupt nicht experimentell zugänglich sind (etwa die Feldgrößen innerhalb der schmelzflüssigen Phase). Darüber hinaus ist ein synthetisches Modellieren möglich. Dabei kann durch gezieltes Hinzufügen oder Weglassen von physikalischen Effekten deren Einfluss auf das Endergebnis hinsichtlich einer beliebigen Zielgröße untersucht werden. Außerdem erleichtert es das Filtern und Bewerten von Erscheinungen, die unter Umständen numerisch schwer zu beschreiben sind bzw. viel Rechenzeit verbrauchen, letztendlich aber nicht von entscheidender Bedeutung für das Resultat sind.

2.5.1 Schweißsimulation

Nach Radaj [122] lässt sich die numerische Schweißsimulation in drei Hauptbereiche unterteilen (Abb. 2.14): die Struktur-, Werkstoff- und Prozeßsimulation. Dabei verfolgen die drei Teilbereiche unterschiedliche Ziele.

Mit der Struktursimulation werden Eigenspannungsverteilungen und der Verzug sowie deren Einfluss auf die Bauteilfestigkeit berechnet. Die wichtigste physikalische Größe ist dabei das durch den Schweißprozess entstehende transiente Temperaturfeld im Bauteil, auf dessen Basis im Anschluss die eigentliche mechanische Struktursimulation durchgeführt wird. Diese ist eine der klassischen Anwendungen der Finite-Elemente-Methode. Von zentraler Bedeutung

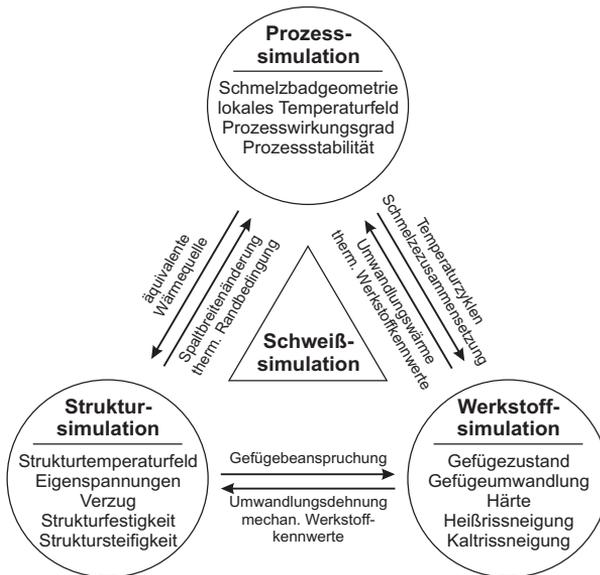


Abbildung 2.14: Verschiedene Aspekte der Schweißsimulation in Anlehnung an [122], entnommen aus [123].

für diese Art von Schweißsimulation ist die geeignete Wahl und ordnungsgemäße Kalibrierung eines Wärmequellenmodells [124, 125].

Mit der Werkstoffsimulation sind vor allem die Begriffe Härte und Gefügezustand, die die mikroskopische Ebene des Prozesses betreffen sowie die von der Wärmeübertragung abhängigen Gefügeumwandlungen während des Schweißprozesses verknüpft. Viele Simulationen in diesem Bereich haben zum Ziel, die Heiß- und Kaltrissneigung von geschweißten Konstruktionen zu beurteilen [126, 127] und eine qualitative Bewertung von Einflüssen vorzunehmen, die diese Effekte beeinflussen können, etwa durch die Diffusion von Wasserstoff im Gefüge [128, 129].

In dieser Arbeit kommt insbesondere dem dritten Teilbereich, der Prozesssimulation, eine tragende Rolle zu. Dabei von zentraler Bedeutung sind die im Prozess vorliegenden Abmessungen des Schmelzbades, das sich lokal während des Schweißens einstellende Temperaturfeld sowie die Bewegung der Schmelze unter dem Einfluss verschiedener dynamischer Effekte.

Einen Einblick in die experimentell nur sehr aufwändig zugängliche Prozesszone liefert eine Simulation der Fluidynamik gekoppelt mit der entsprechenden Wärmeübertragung (CFD). Abbildung 2.15 gibt eine Übersicht über die Zusammenhänge und Abhängigkeiten zwischen den einzelnen Teilsimulationen. Vor allem die 2-Wege-Kopplungen zwischen einzelnen physikalischen Disziplinen sowie die Abhängigkeit aller Größen von temperaturabhängigen Materialparametern machen den numerischen Lösungsaufwand sehr hoch.

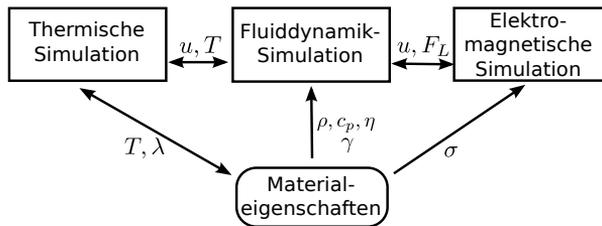


Abbildung 2.15: Kopplung der physikalischen Teilaspekte bei einer gekoppelten Thermofluidsimulation mit Berücksichtigung elektromagnetischer Feldgrößen.

2.5.2 Schweißprozesssimulation

Die Grundlagen der Prozesssimulationen beim Schweißen gehen auf die 1980er Jahre zurück. Zuerst wurde die Fluiddynamik nicht explizit berechnet, sondern in Form der Konvektion als Term in der Wärmeleitungsgleichung berücksichtigt. So entstanden dreidimensionale Wärmeübertragungsmodelle beim Laserstrahl-tiefschweißen mit Dampfkapillare [20]. Die ersten Modelle zur Fluidsimulation waren zweidimensional und nutzten eine feste Dampfkapillargeometrie [130, 131] zur Berechnung des Umströmungsverhaltens um diese.

Später wurde die dreidimensionale thermokapillare Konvektion in den Rechnungen berücksichtigt [15, 132, 133] und der dominante Einfluss der Marangoni-Konvektion auf das Strömungsmuster im Schmelzbad somit auch rechnerisch nachgewiesen. Der Einfluss der thermokapillaren Konvektion auf die Schmelzbadform wurde numerisch auch in [52] untersucht. Dabei zeigte sich, dass die Präsenz von oberflächenaktiven Elementen mit einhergehendem positiven Vorzeichen in der Temperaturableitung der Oberflächenspannung einen signifikanten Einfluss auf das Strömungsverhalten, natürlich besonders im oberflächennahen Bereich des Schmelzbades, hat. Außerdem zeigt sich, dass somit eine starke Veränderung der geometrischen Form des Schmelzbades erzeugt wird.

In [26] und [134] wurden vor der Berechnung der Strömung die Geometrie der Dampfkapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen basierend auf Energiebilanzen berechnet sowie in [135] während der Fluidsimulation abhängig von den Prozessparametern. Weiterführende und komplexere CFD-Simulationen des Laserstrahl-schweißprozesses aus gekoppeltem Massen-, Impuls- und Energietransport sind hier exemplarisch aufgeführt [33, 40, 41, 136]. Diese sind sehr komplex und berechnen den Strömungszustand beim Laserstrahl-tiefschweißen möglichst selbstkonsistent, das heißt mit zeitlich variierender Dampfkapillare in der Prozesszone. Weitere zwei- und dreidimensionale Simulationen der Strömung im Schweißbad beim Lichtbogen bzw. Laserstrahl-schweißen ohne Berücksichtigung elektromagnetischer Effekte sind unter anderem in [137–140] gezeigt sowie auch in den Literaturübersichten [141–144] genannt. Modelle wurden auch für die Berechnung von Punktschweißungen entwickelt [145].

2.5.3 Prozesssimulation bei der Materialbearbeitung unter Einbeziehung elektromagnetischer Kräfte

Es existieren zwar einige Modelle elektromagnetischer Effekte beim Lichtbogen- bzw. Wärmeleitungsschweißen [146], es fehlt aber eine Beschreibung und Simulation externer elektromagnetischer Felder sowie deren Effekte auf das Schmelzbad beim Laserstrahl- und Laser-Hybrid-Schweißen. Einige Publikationen berichten über die Prozesssimulation mit einhergehender elektromagnetischer Berechnung beim Lichtbogenschweißen, zum Beispiel von Schnick [147] und Hu [148, 149] sowie beim Laserstrahlschweißen mit extern angelegtem elektrischen Strom [150]. Weitere Simulationen mit Berücksichtigung intrinsischer elektromagnetischer Kräfte sind unter anderem in [134, 151–153] veröffentlicht. In diesen Publikationen stehen das Lichtbogenschweißen bzw. das Laser-Hybrid-Schweißen im Vordergrund und es werden keine externen Magnetfelder genutzt. Vielmehr ergeben sich die elektromagnetischen Effekte im Schweißprozess dabei aus der Interaktion des Lichtbogenstroms mit dem selbstinduzierten Magnetfeld.

Als eine Anwendung mit extern angelegten elektromagnetischen Feldern beim Laserstrahlschweißen wurde das magnetische Rühren mit konstanten coaxialen zur Laserachse ausgerichteten Magnetfeldern bzw. niederfrequenten oszillierenden Magnetfeldern um 20 Hz eingehend experimentell [119, 154–156], aber auch numerisch untersucht [157], wobei eine modellhafte Verteilung des angelegten magnetischen Feldes genutzt wurde. Dabei wurde festgestellt, dass das elektromagnetische Rühren abhängig von der Oszillationsfrequenz sowie der Stärke des magnetischen Feldes einen positiven Effekt auf die Durchmischung von Zusatzwerkstoffen beim Schweißen im Schmelzbad haben kann. Dies ist dabei insbesondere bei als kritisch gegenüber Heißrissen bekannten Aluminiumlegierungen von Interesse, die häufig mit siliziumhaltigen Zusatzwerkstoffen verschweißt werden.

Mit der Simulation der Anwendung des Hartmann-Effektes beim Laserstrahl-tiefschweißen von Aluminium mit einem 200 mT starken Magnetfeld coaxial zum Laserstrahl beschäftigt sich Gatzen [42]. Die Eindringtiefe des Lasers in das Material beträgt dabei etwa 5 mm. Es wurde eine Beruhigung des Schmelzbades unabhängig von der Richtung des angelegten magnetischen Feldes nachgewiesen sowie eine damit einhergehende Verkleinerung des Schmelzbades.

Der Einfluss des Hartmann-Effektes bei der Kristallzucht wurde numerisch zum Beispiel von Dennis [107] untersucht, wobei ein abbremsender Einfluss auf die sich einstellenden Strömungs- und Geschwindigkeitsfelder nachgewiesen wurde.

Von Pericleous [109] wurde mit einer Computersimulation gezeigt, dass die simultane Anwendung des Hartmann-Effektes mittels konstanter magnetischer Felder beim Schwebeschmelzen durch Induktionserhitzung zu einem veränderten Strömungsmuster führt. In der Folge begünstigt die Minderung der Turbulenzverluste die Überhitzung der Schmelze.

Mit der Unterdrückung von Marangoni-Wirbeln beim Oberflächenlegieren durch die Anwendung konstanter magnetischer Felder bis zu einer Stärke von 2 T senkrecht zur Prozessrichtung beschäftigt sich Velde [158]. Hierbei wurde ebenfalls die Möglichkeit der Unterdrückung der Dynamik in einem Schmelzbad diskutiert. Es wurde gezeigt, dass die Dämpfung der Wirbel in der Schmelze einen positiven Einfluss auf die Oberflächenqualität und auf die Schichtdicke der Oberflächenlegierung haben kann.

2.6 Zielsetzung der Arbeit

Eine effektives und erfolgversprechendes Mittel zur kontaktlosen Schmelzbadkontrolle und der Vermeidung des Austropfens von Schmelze beim Laserstrahl- und Laserstrahl-Hybrid-Schweißen ohne Beschränkung der Schweißpositionen ist die Anwendung oszillierender magnetischer Felder. Erste Demonstrationsexperimente haben gezeigt, dass besonders dickwandige Konstruktionen im kosten- und zeiteffizienten Einlagenverfahren ohne Nahtdurchhang verschweißt werden können. Die vorgestellten in der Literatur verfügbaren Arbeiten zeigen die experimentelle Anwendbarkeit, jedoch fehlt bislang ein tiefergehendes theoretisches Verständnis der ablaufenden Prozesse insbesondere im Schmelzbad.

Die vorliegende Arbeit soll dazu mittels numerischer Simulation der beim Laserstrahl-schweißprozess relevanten Effekte Mechanismen der Schmelzbadkontrolle durch oszillierende magnetische Felder und das Verständnis der Technologie und der dabei wirkenden Prozesse identifizieren. Dafür sind die Kenntnis der fluiddynamischen Abläufe in der Prozesszone aus flüssigem Metall notwendig, die nicht experimentell zugänglich sind, so zum Beispiel die Wirkung von Lorentzkräften in verschiedenen Schichten des Schmelzbades und der Einfluss der magnetischen Reibung und deren Auswirkungen auf die Dynamik der Schmelze sowie der resultierenden Schmelzbadgeometrie.

Da die Wechselwirkungen von magnetischen Feldern mit einer Metallschmelze beim Schweißen bislang nicht eingehend theoretisch untersucht wurden, hat die Modellierung des Schmelzbades in dieser Arbeit nicht zum Ziel, den experimentellen Schweißprozess möglichst exakt abzubilden, sondern hauptsächlich numerisch die Interaktion der applizierten elektromagnetischen Felder mit der Dynamik der Metallschmelze unter den Einflüssen von Marangoni-Konvektion, freier Konvektion und Phasenumwandlung mit assoziierter latenter Wärme und temperaturabhängigen thermophysikalischen Eigenschaften zu qualifizieren und an Hand dimensionsloser Größen zu quantifizieren. Dabei wird auch der Einfluss der Oszillationsfrequenz sowie die notwendige Stärke des angelegten magnetischen Feldes bei der Schmelzbadunterstützung an nicht-ferromagnetischen Werkstoffen ermittelt, um ein Austropfen oder einen Durchhang von Schmelze an der Wurzelseite zu verhindern.

Neben der Kompensation des hydrostatischen Druckes in der Schmelze wird außerdem die magnetische Abbremsung der Schmelze vor dem Hintergrund der thermokapillaren Konvektion im Schmelzbad untersucht. Die Übertragung dieser etwa aus der Kristallzucht bekannten Technologie auf reale Schweißvorgänge mit entsprechend kleinen Größenskalen ist für elektrisch hochleitfähige Metalle wie Aluminium besonders geeignet, da bei gleicher Magnetfeldstärke die Hartmann-Zahl um mehr als eine Größenordnung über der von Stahl liegt. Daher wird die in dieser Arbeit vorgenommene Untersuchung des Einflusses des Hartmann-Effektes auf die Schmelzbadodynamik nur an Aluminiumwerkstoffen durchgeführt. Eine wichtige Fragestellung hierbei ist, ob ein statisches magnetisches Feld die Strömung im Schmelzbad effektiv verlangsamten kann und somit auch die Möglichkeit der Beherrschung der Temperaturverteilung und der daraus folgenden Schmelzbadgeometrie besteht.

3 Versuchsdurchführung

3.1 Numerischer Ansatz

3.1.1 Verwendete Werkstoffe und deren numerische Implementierung

In den Simulationen wurden sowohl reines Aluminium als auch austenitischer Chrom-Nickel-Stahl AISI 304 verwendet. Tabelle 3.1 und die Abbildungen 3.1 und 3.2 geben eine Übersicht der verwendeten Materialeigenschaften. Hier ist zu beachten, dass bei Aluminium in der Realität ein Schmelzpunkt vorliegt, allerdings für die Simulationen ein Schmelzintervall nötig ist, in dem sich die thermophysikalischen Eigenschaften bedingt durch den Phasenwechsel verändern. Für den verwendeten austenitischen Stahl liegt in der Realität aufgrund der verschiedenen Legierungselemente ohnehin ein Schmelzintervall zwischen Solidus- und Liquidustemperatur vor, welches hier auch für die Numerik verwendet wird. Für die Verdampfungstemperatur erübrigt sich ein solches Vorgehen, da in den Simulationen keine Gasphase berücksichtigt wird.

Tabelle 3.1: Materialeigenschaften von reinem Aluminium bzw. austenitischem Chrom-Nickel-Stahl AISI 304 bei Schmelztemperatur T_{melt} nach [51, 159–162].

Materialeigenschaft		Aluminium	AISI 304	Einheit
Schmelzintervall	$T_{\text{melt}} \pm \delta T$	933 ± 50	1700 ± 27	K
Verdampfungstemperatur	T_{evap}	2700	3000	K
Massendichte	ρ	2380	6900	kg m^{-3}
Wärmekapazität	C_p	1180	800	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
Schmelzwärme	H_f	$3,97 \cdot 10^5$	$2,61 \cdot 10^5$	J kg^{-1}
Wärmeleitfähigkeit	λ	91	28	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
Dynamische Viskosität	η	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$	Pa s
Oberflächenspannung	γ	0,871	1,943	N m^{-1}
Marangonikoeffizient	$\partial\gamma/\partial T$	$-1,55 \cdot 10^{-4}$	$-4,3 \cdot 10^{-4}$	$\text{N m}^{-1} \text{K}^{-1}$
Elektrischer Widerstand	$\rho_{el} = \sigma^{-1}$	$24,77 \cdot 10^{-8}$	$1,33 \cdot 10^{-6}$	$\Omega \text{ m}$

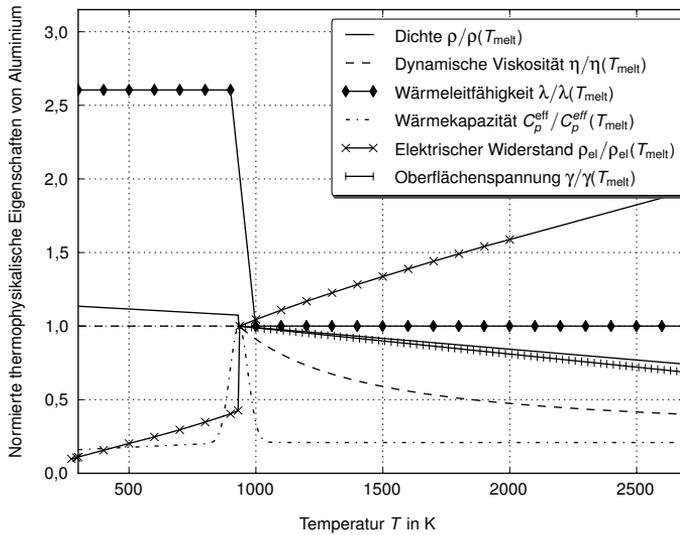


Abbildung 3.1: Normierte thermophysikalische Eigenschaften von reinem Aluminium [159–161].

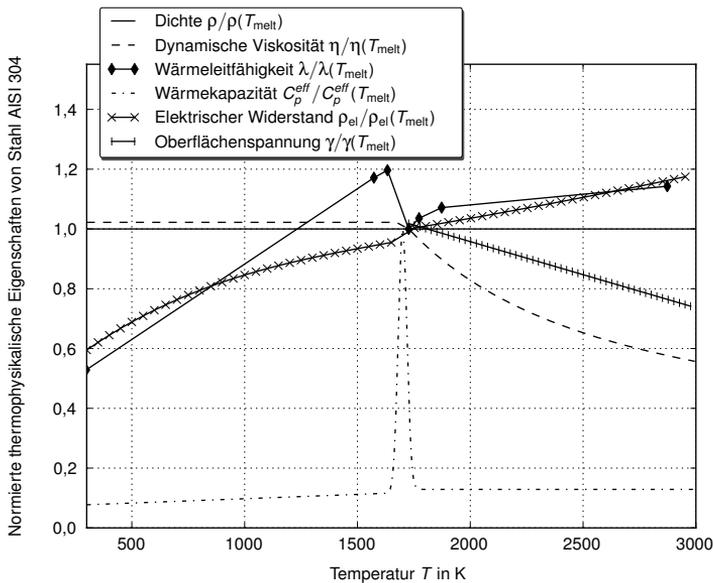


Abbildung 3.2: Normierte thermophysikalische Eigenschaften von Chrom-Nickel-Stahl AISI 304 [51, 159, 162].

3.1.2 Beschreibende Differentialgleichungen

Aufgrund der Komplexität und der Vielzahl an physikalischen Effekten, die beim Laserstrahlschweißen und darüber hinaus besonders beim elektromagnetisch unterstützten Laserstrahlschweißen eine zentrale Rolle spielen, ist es unabdingbar, sich in der Simulation auf diese zu beschränken, die den größten Einfluss auf die Ausbildung der Flüssigmetallströmung im Schmelzbad und der Schmelzbadgeometrie haben. Erst dadurch wird eine numerische Berechnung der strömungsphysikalischen Prozesse in akzeptabler Zeit und Genauigkeit überhaupt möglich. In dieser Arbeit liegt der Fokus auf den Hauptaspekten im Schmelzbad, das heißt, der Marangoni-Konvektion und der freien Konvektion sowie der Wärmeeinbringung durch den Schweißprozess. Diese Simulationen werden numerisch an die Elektromagnetik-Simulation angebunden.

Folgende Annahmen liegen den Berechnungen zu Grunde:

- Es wird angenommen, dass ein stationärer Zustand erreicht wird, so dass die Zeitableitung in den konstituierenden Differentialgleichungen verschwinden.
- Die Geometrie der freien Oberflächen wird in den Simulationen als fixiert angenommen. Diese Bedingung ist vor allem im Bereich des Durchschweißens dicker Platten an eine erfolgreiche Kompensation des hydrostatischen Druckes durch die elektromagnetische Schmelzbadstütze geknüpft.
- Der Ablationsdruck des verdampfenden Metalls im Einflussbereich des Laserstrahls im Werkstück wird ideal durch die am Kapillarrand vorhandenen Oberflächenspannungskräfte kompensiert. Daher ist in den Simulationen die Geometrie der Dampfkapillare ebenfalls fixiert. Im realen Schweißprozess sorgt der Ablationsdruck des verdampfenden Metalls dafür, dass die Dampfkapillare mit der Prozessgeschwindigkeit durch das aufgeschmolzene Metall bewegt wird.
- In der ersten Simulationsetappe zur Berechnung einer elektromagnetischen Schmelzbadunterstützung von Aluminium wird die Strömung als laminar betrachtet. Im Bereich kleiner Schweißgeschwindigkeiten mit entsprechend geringeren Flüssigmetallgeschwindigkeiten ist diese Annahme vor allem dadurch gerechtfertigt, dass der Bereich hoher Geschwindigkeiten und entsprechend hoher Reynoldszahlen auf eine schmale Zone an den Oberflächen, an denen die Marangoni-Konvektion wirkt, begrenzt ist. Zudem sind die Oberflächen des Schmelzbades als auch der Dampfkapillare reibungsfrei, so dass dort keine Geschwindigkeitsgrenzschicht entsteht. Diese bildet sich an den Phasengrenzen zwischen flüssigem und festem Material aus, wo die Reynoldszahl noch moderat im Bereich um 10^3 ist.
- Ab der zweiten Simulationsetappe zur Schmelzbadunterstützung von AISI 304 sowie der elektromagnetischen Beruhigung des Schmelzbades von Aluminium mittels statischer Magnetfelder wird das $k - \epsilon$ Turbulenzmodell verwendet, da in diesem Fall die Dämpfung der Turbulenz ein wichtiges Kriterium zur Bewertung der Dämpfung der Dynamik im Schmelzbad darstellt.

- Die für die Simulation relevanten Materialparameter sind soweit in der Literatur verfügbar abhängig von der Temperatur bis hin zum Verdampfungspunkt des Materials.
- Die freie Konvektion durch temperaturbedingte Dichteunterschiede wurde in der Simulation berücksichtigt. Diese äußert sich in einem zusätzlichen Quellterm in den Impulsbilanzen.
- Bei den Simulationen mit harmonischen Magnetfeldern wird in den Lorentzkraft-Termen der oszillierende Teil vernachlässigt. Die Lorentzkraft oszilliert um einen zeitlich unabhängigen Mittelwert mit der doppelten Frequenz des magnetischen Feldes. Die applizierten Frequenzen zur Unterstützung des Schmelzbades von Aluminium oder Stahl liegen in der Größenordnung von einigen 100 Hz bis 1000 Hz, während die Frequenzen von potentiell instabilen Oberflächenwellen in der Größenordnung um 10 Hz deutlich darunter liegen [163].
- Der Phasenübergang von fester zu flüssiger Phase wird modelliert, indem ein Übergangsbereich definiert wird. Dieser Bereich ist bei Legierungen über die Solidus- und Liquidustemperaturen vorgegeben. In der Übergangs- und der festen Phase geschwindigkeitsproportionale Quellterme in die Impulsbilanz eingeführt, die die lokalen Geschwindigkeiten außerhalb der flüssigen Phase auf die Prozessgeschwindigkeit absenken. Diese Technik beruht auf der Modellierung einer Strömung durch poröse Medien mit Hilfe der Carman-Kozeny-Gleichung [164, 165]. Bei reinen Werkstoffen wird der Übergangsbereich so klein wie möglich gewählt. Hier ist anzumerken, dass die numerische Konvergenz stark von der Wahl der Bereichsgrenzen abhängt: Je kleiner das Intervall, desto schlechter konvergieren die Rechnungen.
- Induktive Erwärmung des Magnetsystems bzw. des Werkstückes wurden hier vernachlässigt. Die Energie aus dem Laserstrahl wird somit als primäre thermische Energiequelle angenommen.
- Ein erhitzender Effekt des Laserplasmas wird vernachlässigt, da für die Wellenlänge von etwa $1 \mu\text{m}$ für den verwendeten Lasertyp der Wärmeabsorptionskoeffizient sehr klein ist [166, 167] und die Plasmatemperatur in etwa der Verdampfungstemperatur des Materials entspricht [168]. Weiterhin wird angenommen, dass das Plasma weder das externe Magnetfeld noch die induzierten Wirbelströme im Werkstück beeinflusst, da seine elektrische Leitfähigkeit deutlich geringer als die des Werkstücks ist [169].

Die beschreibenden Differentialgleichungen für Massenerhaltung, Impulserhaltung und Energieerhaltung sind im Folgenden angegeben, wie sie auch in der benutzten finite Elemente Software COMSOL Multiphysics implementiert sind, hier unter Verwendung des $k - \varepsilon$ Turbulenzmodells. Für deren Herleitungen sei auf die Literatur verwiesen.

Die Grundgleichungen zur Lösung fluiddynamischer Problemstellungen in Newtonschen Flüssigkeiten und Gasen werden als Navier-Stokes-Gleichungen bezeichnet [57].

- Massenerhaltung

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.1)$$

- Impulserhaltung

$$\rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot \left[-\rho \mathbf{I} + (\eta + \eta_{\text{turb}}) (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) - \frac{2}{3} (\eta + \eta_{\text{turb}}) (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} - \frac{2}{3} \rho k \mathbf{I} \right] + \mathbf{F} \quad (3.2)$$

mit Quellterm \mathbf{F}

$$\mathbf{F} = \rho_0 \mathbf{g} [1 - \beta (T - T_{\text{melt}})] - c_1 \frac{(1 - f_L)^2}{f_L^3 + c_2} (\mathbf{u} - \mathbf{u}_{\text{weld}}) + \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (3.3)$$

Der Term f_L beschreibt den Anteil an flüssiger Phase. Die zwei Modellparameter c_1 und c_2 werden zur Justierung der Strömungsdämpfung sowie der Vermeidung der Division durch Null im festen Bereich benötigt.

Zwei weitere Differentialgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und die turbulente Dissipationsrate ε werden gelöst:

$$\rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) k = \nabla \cdot \left[\left(\eta + \frac{\eta_{\text{turb}}}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \varepsilon, \quad (3.4)$$

$$\rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \varepsilon = \nabla \cdot \left[\left(\eta + \frac{\eta_{\text{turb}}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (3.5)$$

wobei η_{turb} die turbulente Viskosität und P_k der turbulente Produktionsterm sind:

$$\eta_{\text{turb}} = \rho C_\eta \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (3.6)$$

$$P_k = \eta_{\text{turb}} \left[\nabla \mathbf{u} : (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 \right] - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \mathbf{u}. \quad (3.7)$$

Die gesamte Viskosität setzt sich dabei aus der molekularen Viskosität η , die auch für laminare Strömungen vorhanden ist und daher auch als η_{lam} bezeichnet wird, sowie einem Teil aus der Turbulenz der Strömung η_{turb} zusammen:

$$\eta_{\text{gesamt}} = \eta_{\text{lam}} + \eta_{\text{turb}}. \quad (3.8)$$

Die verwendeten semiempirischen Konstanten sind in Tab. 3.2 aufgelistet und entsprechen dem Standardansatz für wandbegrenzte und freie turbulente Strömungen. Diese sind unabhängig vom verwendeten Material. Die drei Parameter C_x sind Parameter des Turbulenzmodells und die Größen σ_x sind die Diffusionskonstanten der turbulenten kinetischen Energie sowie der turbulenten Dissipationsrate.

- Energieerhaltung

$$\rho C_p^{\text{eff}} \mathbf{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\lambda_{\text{eff}} \nabla T) \quad (3.9)$$

Tabelle 3.2: Modellkonstanten des $k - \varepsilon$ Turbulenzmodells, siehe z.B. [13, 170].

Konstante	C_η	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
Wert	0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

Hierbei sind $\rho, \mathbf{u}, p, \eta, \mathbf{g}, C_p^{\text{eff}}, T$ und λ_{eff} die Dichte, Flüssigmetallgeschwindigkeit, Druck, dynamische Viskosität, Gravitationskonstante, Wärmekapazität, Temperatur und die effektive Wärmeleitfähigkeit unter Berücksichtigung der turbulenten Anteile basierend auf dem Kays-Crawford Wärmetransport-Turbulenzmodell [171].

Aus Sicht der numerischen Simulation gibt es mehrere Möglichkeiten, die freie Konvektion zu berücksichtigen. Das in der Literatur am häufigsten angewendete Verfahren bedient sich der sogenannten Boussinesq-Approximation, z.B. [172]. Dabei wird die Dichte für die geltenden Differentialgleichungen mit Ausnahme des Terms für die freie Konvektion als konstanter Materialparameter angenommen. Es werden nur die sich auf das Strömungsbild auswirkenden Gravitationskraftdifferenzen innerhalb der schmelzflüssigen Zone als Quellterm mit der Schmelztemperatur als Referenzwert modelliert. Das heißt, der hydrostatische Druck wird vernachlässigt. Die Volumenänderung sei dabei klein genug, um für die Bilanzgleichung der Massenerhaltung vernachlässigt werden zu können. Die Boussinesq-Approximation für die freie Konvektion lautet:

$$F_{\text{buo}}^a = -\rho_0 \mathbf{g} \beta (T - T_{\text{melt}}), \quad (3.10)$$

wobei g die Erdbeschleunigung und β die thermisch bedingte Volumenausdehnung sind:

$$\beta = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial T}. \quad (3.11)$$

Diese Art der Modellierung des Einflusses der Gravitation bietet sich an, wenn der hydrostatische Druck nicht von Bedeutung ist, siehe Abschnitt 4.3 und 4.4.

Für die Modellierung der elektromagnetischen Kompensation des hydrostatischen Druckes im Schmelzbad bietet es sich allerdings an, die Gravitationskraft direkt als Quellterm im gesamten Berechnungsgebiet zu definieren:

$$F_{\text{buo}}^b = \rho_0 \mathbf{g}. \quad (3.12)$$

Dabei kann die Dichte auch variabel und insbesondere abhängig von der Temperatur sein. Bei dieser Variante kann für beliebige Positionen im Werkstück entlang beliebiger Schnittlinien von der oberen zur unteren Oberfläche der Druckverlauf ausgewertet werden. Dies ist insbesondere im Schmelzbad bei angelegtem oszillierendem Magnetfeld von Interesse, um den Grad der Kompensation des sich ausbildenden hydrostatischen Druckes beurteilen zu können.

Ebenso geeignet ist eine Kombination der beiden zuvor genannten Verfahren. Hierbei wird die Dichte wiederum als konstant angenommen, jedoch wird zusätzlich zur Boussinesq-Approximation ein weiterer Term berücksichtigt, der den sich ausbildenden hydrostatischen Druck auf Basis einer konstanten Dichte berechnet:

$$F_{\text{buo}}^c = \rho_0 \mathbf{g} [1 - \beta(T - T_{\text{melt}})]. \quad (3.13)$$

Ein dazu analoges Verfahren findet unter anderem in [135] Anwendung. Dieses ist geeignet, wenn der hydrostatische Druck wichtig ist, also etwa für die Simulation der Schmelzbadkontrolle beim Durchschweißen, siehe Abschnitt 4.1 und 4.2.

In (3.9) sind keine Quellterme definiert. Viele Wärmeersatzquellenmodelle, wie Punkt-, Linien- oder auch komplizierter verteilte Wärmequellen, werden üblicherweise mit einem Quellterm beschrieben, z.B. die weit verbreitete Goldak-Quelle [124]. Eine alternative, in dieser Arbeit verwendete Methode, ist die Energieeinbringung über Randbedingungen, etwa einer vorgegebenen Temperatur am Rand der Dampfkapillare.

Um die latente Wärme des Aufschmelzens bzw. Erstarrens mit in Betracht zu ziehen, wurde eine spezielle Formulierung einer effektiven Wärmekapazität genutzt:

$$C_p^{\text{eff}} = C_p^0 + \frac{\exp \left[- \left(\frac{T - T_{\text{melt}}}{\delta T} \right)^2 \right]}{\sqrt{\pi} \delta T} \cdot H_f, \quad (3.14)$$

wobei C_p^0 die temperaturabhängige Wärmekapazität und H_f die latente Wärmemenge ist. Diese ist um die Schmelztemperatur im numerischen Schmelzintervall von δT normalverteilt.

Der erste Term auf der rechten Seite (RHS) von (3.3) beschreibt die Kraftwirkung der Gravitation. Der zweite Term dient der Erstarrungsmodellierung für die Strömungssimulation (Carman-Kozeny-Gleichung), wobei innerhalb des Erstarrungsintervalls $T_{\text{sol}} < T < T_{\text{liq}}$ der der Strömung entgegenwirkende Widerstand durch die fortschreitende Erstarrung mit fallender Temperatur zunimmt. Hierbei sind c_1 eine großzahlige und c_2 eine kleine Konstante zur Vermeidung der Division durch Null im festen Bereich [164, 165]. Für reine Werkstoffe ohne ausgeprägtes Erstarrungsintervall werden künstliche Solidus- T_{sol} und Liquidustemperaturen T_{liq} möglichst dicht an der Schmelztemperatur angenommen. Der Anteil an flüssiger Phase f_L variiert dazwischen mit sinkender Temperatur linear. Dieser wird mit einer geglätteten Heavyside-Funktion angenähert, um numerische Instabilitäten zu vermeiden, die an der Phasengrenze auftreten können, da hier die Materialparameter mitunter große Sprünge machen und das Strömungsbild von einem von physikalischen Effekten geprägten Verhalten übergeht in eine Parallelströmung mit konstanter Geschwindigkeit.

$$f_L = \begin{cases} 0 & T < T_{\text{sol}} \\ \frac{T - T_{\text{sol}}}{T_{\text{liq}} - T_{\text{sol}}} & T_{\text{sol}} \leq T \leq T_{\text{liq}} \\ 1 & T > T_{\text{liq}} \end{cases} . \quad (3.15)$$

Zur Berechnung der elektromagnetischen Feldgrößen dienen die Maxwell-Gleichungen in quasi-stationärer Form [173]. Es gilt die Näherung der niederfrequenten Elektrodynamik. Für die in dieser Arbeit genutzten Frequenzen von Bereich bis zu 10 kHz kann der Verschiebungsstrom $\partial \mathbf{D} / \partial t$ in Gl. (3.17) vernachlässigt werden, siehe [174]. Es werden weiterhin nicht ferromagnetische Materialien angenommen ($\mu \approx 1$). Der letzte Term auf der rechten Seite von (3.3) ist die Lorentzkraft. Diese koppelt die elektromagnetischen Felder an die fluiddynamischen Gleichungen. Sie wird gebildet aus dem Vektorprodukt der elektrischen Stromdichte \mathbf{j} im Werkstück und der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} des Magnetfeldes. Dieses wird durch den AC-Magnet erzeugt, während die elektrische Stromdichte zum einen aus den sich bildenden Wirbelströmen und zum anderen durch die Bewegung von elektrisch leitfähigem Material durch das angelegte Magnetfeld induziert wird. Die Frequenzen der potentiell instabilen Oberflächenwellen des Schmelzbades liegen typischerweise im Bereich von einigen Hertz [163]. Sind die applizierten Frequenzen des magnetischen Feldes deutlich größer, so wird der oszillatorische Anteil der Lorentzkraft vernachlässigt und statt dessen die zeitlich gemittelte Lorentzkraftverteilung als Quellterm verwendet. Die Maxwell-Gleichungen in quasi-stationärer Form für das magnetische Feld \mathbf{B} und das elektrische Feld \mathbf{E} lauten wie folgt:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad (3.16)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (3.17)$$

Durch die Erzeugung eines alternierenden magnetischen Feldes in der Nähe eines elektrischen Leiters wird ein elektrisches Feld \mathbf{E} induziert, welches dann selbst Wirbelströme innerhalb der Skin-Schicht verursacht. Darüber hinaus führt die Bewegung von elektrisch leitfähigem Material quer zu den Feldlinien des magnetischen Feldes zu einem weiteren Beitrag zur elektrischen Stromdichte. Die resultierende Stromdichte wird über das verallgemeinerte Ohm'sche Gesetz beschrieben

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (3.18)$$

welches die Fluidodynamik und die Elektrodynamik ebenfalls koppelt. Die von der Flüssigmetallgeschwindigkeit abhängige Komponente der Stromdichte bewirkt eine geschwindigkeitsabhängige Komponente des Magnetfeldes. Diese kann vernachlässigt werden, da die magnetische Reynoldszahl

$$\text{Re}_m = \mu_0 \sigma U L \quad (3.19)$$

viel kleiner als Eins ist. Die gesamte Stromdichte \mathbf{j} multipliziert mit dem magnetischen Feld \mathbf{B} ergibt die wirkende zeitlich gemittelte Lorentzkraft $\langle \mathbf{F}_L \rangle$:

$$\langle \mathbf{F}_L \rangle = \langle \mathbf{j} \times \mathbf{B} \rangle. \quad (3.20)$$

3.1.3 Simulations-Domänen für physikalische Teilbereiche

Für die verschiedenen physikalischen Teilbereiche in den Simulationen gibt es Unterteilungen in dem Simulationsmodell. Zuerst soll immer der Referenzfall ohne Einbindung von durch die

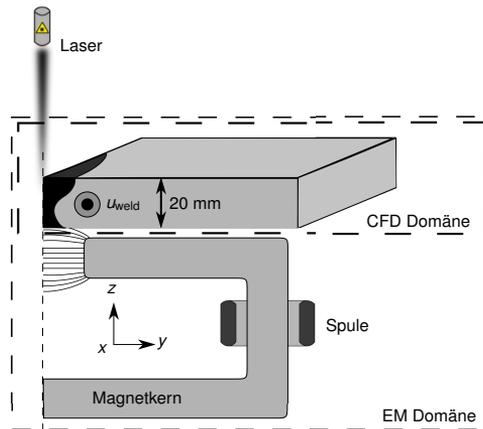


Abbildung 3.3: Simulationsanordnung.

Existenz elektromagnetischer Felder induzierten Lorentzkräften gerechnet werden. Dazu wird angenommen, dass nur die zu schweißende Platte aktiv im Modell eingebunden ist. Die dafür notwendigen Berechnungen des Temperatur- sowie der fluiddynamischen Geschwindigkeits- und Druckfelder werden nur in der CFD-Domäne durchgeführt, siehe auch der Modellaufbau in Abbildung 3.3.

Sobald der elektromagnetische Einfluss berechnet werden soll, wird die Simulation auf die gesamte Geometrie ausgedehnt. Neben der bereits angesprochenen CFD-Rechnung in dem Werkstück werden die Maxwell'schen Differentialgleichungen für die Gesamtgeometrie berechnet. Mit der Kopplung der fluiddynamischen sowie der elektromagnetischen Felder ist eine deutlich höhere Anzahl an Systemfreiheitsgraden zu bewältigen, was sich in der Rechenzeit niederschlägt, die um ein Vielfaches über der für den Referenzfall liegt. Eine beispielhafte Vernetzung des Rechengebietes bestehend aus Werkstück, Magnetkern sowie -spule und umgebenden Luftvolumen ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Dabei wird in den Simulationen Halbsymmetrie bezüglich der Ebene angenommen, die von der Schweißrichtung und der vertikalen Strahlachse aufgespannt wird.

Für die Lösung der Differentialgleichungen wurden diese zuerst nach physikalischen Teilbereichen separiert und dann getrennt in einem iterativen Verfahren gelöst. Damit wurde die benötigte Rechenkapazität für einen Rechenschritt stark verringert und die benötigte Zeit für einen Iterationschritt drastisch verkürzt. Eine natürliche Wahl der einzelnen zu berechnenden Pakete ist:

- elektromagnetische Feldgrößen – \mathbf{A}, V
- fluiddynamische Feldgrößen – $\mathbf{u}, p(\cdot, k, \epsilon)$
- Temperatur – T

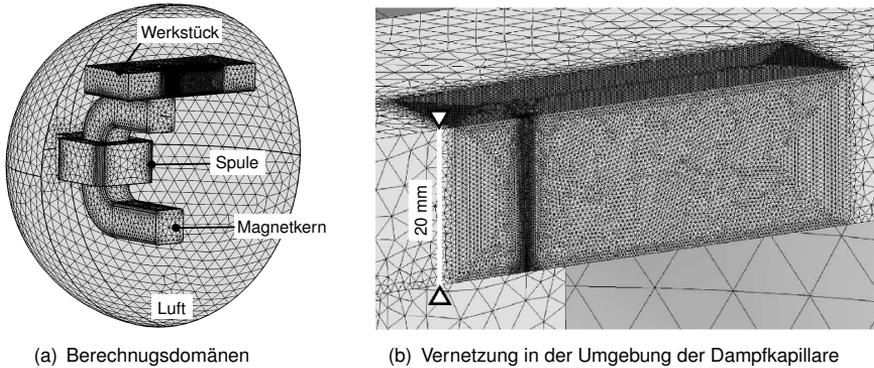


Abbildung 3.4: Beispielhaftes Berechnungsgitter, welches für die Simulationen stationär ist.

Für die Lösung der einzelnen Pakete wurde ein geometrischer Mehrgitterlöser verwendet. Dieser berechnet den Lösungsvektor auf einem viel groberem als dem Ausgangsgitter mit einem speicherintensiven, aber dafür sehr robustem direkten Verfahren.

3.1.4 CFD Randbedingungen

Die Randbedingungen für die verwendeten Rechenmodelle sind im Folgenden erläutert. Zuerst sollen hier diese für die fluiddynamische Rechnung genannt werden. Zu diesen gehören solche Randbedingungen, die den Druck, eine Geschwindigkeit und/oder eine Temperatur beziehungsweise deren Ableitungen beinhalten.

- Die Oberfläche der Dampfkapillare wird in den Simulationen fixiert. Die Temperatur wurde auf Verdampfungstemperatur des Werkstoffs gesetzt. Strömungskomponenten in Normalenrichtung zur Kapillarwand sind nicht vorhanden. Die Kapillarwand wird als reibungsfreie Wand modelliert.
- An den äußeren Schmelzbadgrenzen werden die temperaturabhängigen Variationen der Oberflächenspannung über Scherspannungen modelliert. Diese verursachen eine intensive Marangoni-Strömung nahe den schmelzbadbegrenzenden Flächen:

$$\eta \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (3.21)$$

$$\eta \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial y}. \quad (3.22)$$

In (3.21) ist γ die Oberflächenspannung und $\mathbf{u} = (u, v, w)$ sind die Geschwindigkeitskomponenten in den entsprechenden Raumrichtungen.

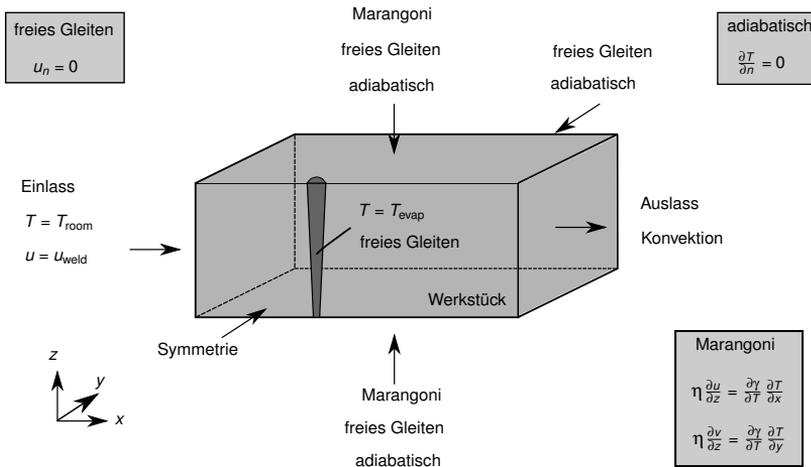


Abbildung 3.5: Randbedingungen für die CFD-Simulationen.

Im oberflächennahen Bereich geschieht der Wärmetransport aufgrund der Marangoni-Strömung vornehmlich über den konvektiven Energietransport, das heißt die lokale Péclet-Zahl ist deutlich größer als 1. Daher werden die äußeren Ränder des Werkstückes als adiabatisch modelliert. Somit muss die Temperaturableitung in Normalenrichtung verschwinden und es geht keine Wärme über diese Ränder verloren. Des Weiteren sind die Oberflächen des Werkstückes reibungsfrei angenommen, da das flüssige Metall eine um mehrere Größenordnungen höhere Dichte hat als das umgebende Gemisch aus Luft und Prozessgasen.

- Die Temperatur an der Vorderseite des Werkstückes (Einlass) liegt bei Raumtemperatur. Die Geschwindigkeit wird als konstant über den gesamten Querschnitt angenommen und liegt bei der Prozessgeschwindigkeit u_{weld} .
- Die fest-flüssig Phasengrenze wurde über die Carman-Kozeny-Gleichung modelliert [164, 165], siehe Gl. (3.3).
- Die Symmetrieebene ist ebenfalls wärmeverlustrfrei und es findet kein Impulstransport senkrecht zu dieser Ebene statt.

Die Randbedingungen sind in Abbildung 3.5 zusammengefasst.

In den Abschnitten 4.1 und 4.3 wurde die Dampfkapillargeometrie frei gewählt, während in den Abschnitten 4.2 und 4.4 die FE-Software BeamSIM [175] genutzt wurde, um die rotations-symmetrische Kapillargeometrie auf Basis zweidimensionaler Wärmetransportberechnungen zu ermitteln.

3.1.5 Elektromagnetische Randbedingungen

Für die Simulationen sind nicht-ferromagnetische Werkstoffe vorgesehen, also ist die magnetische Permeabilität $\mu_r = 1$. Diese Annahme impliziert die Vereinfachung, dass zwischen dem magnetischen Feld \mathbf{H} und der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} ein linearer Zusammenhang besteht. Im Falle ferromagnetischer Werkstoffe käme es zu Hystereseverhalten und zu der Schwierigkeit, das Magnetfeld dort zu konzentrieren, wo Metall durch den Energieeintrag des Lasers aufgeschmolzen wird. Der Grund hierfür ist der Umstand, dass der Bereich am Plattenrand, an dem die Curie-Temperatur nicht überschritten wird, dann weiterhin ferromagnetische Eigenschaften mit entsprechend höherer magnetischer Permeabilität besitzt und somit dort Vorzugsbereiche für den magnetischen Fluss entstehen.

Die Randbedingungen für die elektromagnetische Simulation lauten wie folgt:

- Im Falle der Nutzung oszillierender Felder wird das magnetische Feld über eine harmonische Anregung der Magnetspule realisiert. Dazu wurde eine oszillierende elektrische Potentialdifferenz zwischen den beiden Enden der Spule angenommen. Für die Simulation statischer Magnetfelder verschwindet der induktive Term in den Maxwell-Gleichungen und es kann ein stationärer Löser zusammen mit entsprechenden Randbedingungen für das Magnetfeld, also einer zeitlich konstanten Potentialdifferenz, verwendet werden. Dieser Aufbau wurde in den Abschnitten 4.1 und 4.3 genutzt.
- Eine alternatives Modell für die Simulation der elektromagnetischen Feldgrößen kommt ohne den ganzen Magnetkern sowie die Spule aus. Dazu wird der Magnetkern aus der Geometrie ausgeschnitten und die Randbedingungen so gewählt, dass die magnetischen Feldlinien senkrecht auf der Geometrie des Magnetkerns stehen. Ausserdem kann so im Luftspalt zwischen den Magnetpolen direkt eine Randbedingung für die Stärke des Magnetfeldes definiert werden, siehe Abschnitt 3.1.6. Diese Möglichkeit fand in den Abschnitten 4.2 und 4.4 Anwendung.
- Die Symmetrieebene wurde so modelliert, dass das elektrische Feld nur Tangentialkomponenten dazu haben kann. Das magnetische Feld dagegen hat nur eine nicht verschwindende Komponente in Normalenrichtung zu der Symmetrieebene.
- Alle anderen äußeren Ränder der elektromagnetischen Berechnungsdomain (Abb. 3.3) wurden als Isolatoren betrachtet. Sowohl das magnetische Vektorpotential als auch die elektrische Stromdichte haben nur Tangentialkomponenten. Außerdem muss das elektrische Potential an mindestens einer Randfläche geerdet sein ($V = 0$).

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{j} = 0, \quad (3.23)$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{A} = 0, \quad (3.24)$$

wobei \mathbf{n} den Normalenvektor auf der äußeren Oberfläche bezeichnet.

3.1.6 Übersicht verschiedener numerischer Modelle für das Magnetsystem

Zusätzlich zu den mitunter enormen numerischen Anforderungen an die fluiddynamische Simulation der Bewegung des Flüssigmetalls ist es auch lohnenswert, sich über eine geeignete Implementierung der Simulation der elektromagnetischen Größen Gedanken zu machen. Der auf den ersten Blick logischste Gedanke ist es, das in der Praxis verwendete Magnetsystem nachzubauen (Abb. 3.6(a)).

Der magnetische Fluss wird in dem Magnetkern über die Anregung einer Spule realisiert. Die Spule wird dabei allerdings nicht aus einzelnen Windungen aufgebaut, da deren Vernetzung sehr aufwändig wäre und in der Folge viel Rechenzeit beanspruchen würde, sondern als ein kompakter Block um den Magnetkern. Es ist hier zu beachten, dass innerhalb der Spule kein Skin-Effekt erwünscht ist, sondern eine möglichst homogene Verteilung der Stromdichte erreichen werden soll, so wie es in einer realen Spule der Fall ist. Um zu vermeiden, dass der Erregerstrom im Laufe der Simulation in das Werkstück fließt, sollte das Verhältnis der elektrischen Leitfähigkeiten von Spule/Luft sowie Luft/Werkstück den Wert 1000 nicht unterschreiten. Dies führt an der Grenze des Werkstückes im Kontakt mit der Luft zu einem Verhältnis der elektrischen Leitfähigkeiten von etwa 1 000 000. Diese Tatsache führt zu numerischen Problemen und bedingt dort eine sehr feine Vernetzung. Nichtsdestotrotz ist eine solche Vorgehensweise möglich und wurde in den Abschnitten 4.1 und 4.3 auch praktiziert.

Eine Möglichkeit, diese Problematik zu umgehen, ist, nicht den Strom in der Spule als Anregung für das magnetische Feld zu nutzen, sondern direkt im Magnetkern eine remanente Flussdichte vorzugeben, auf deren Grundlage sich dann das magnetische Feld im Magnetkern

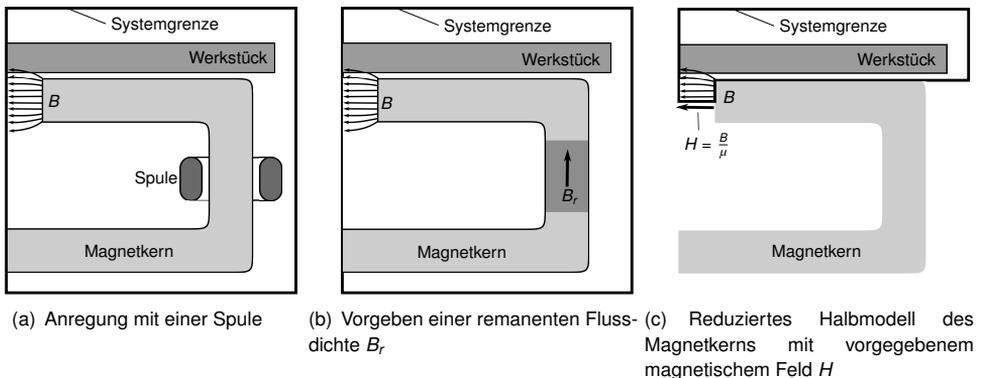


Abbildung 3.6: Verschiedene Möglichkeiten der numerischen Modellierung des magnetischen Feldes bei einer vorgegebenen Geometrie des Magneten bzw. seines Polschuhs, hier dargestellt in einer Ebene senkrecht zur Schweißrichtung im Zentrum des Magnetsystems.

und im Luftspalt sowie der Umgebung ausbreitet, siehe Abb. 3.6(b). In diesem Fall kann für das Medium Luft im Vergleich zum vorherigen Modell eine höhere elektrische Leitfähigkeit genutzt werden. Sie sollte allerdings immer noch klein sein im Vergleich zum Werkstück (Faktor 1000).

Eine deutlich effizientere Form der numerischen Modellierung des Elektromagneten ist in Abb. 3.6(c) vorgestellt. Der Magnetkern wird aus dem Luftvolumen ausgeschnitten und das Luftvolumen nur bis zur Mitte des Polschuhs extrudiert. Damit grenzt das Zentrum des Magnetkerns an einen geometrischen Rand der Berechnungsdomain und das zu applizierende magnetische Feld wird direkt als Randbedingung vorgegeben. Somit kann auf eine zeitaufwändige Kalibrierung des numerischen Modells in Bezug auf die Stärke des Magnetfeldes verzichtet werden. Den bereits angesprochenen Vorteil der nicht zu verschiedenen elektrischen Leitfähigkeiten in den Berechnungsdomains wird dabei ebenfalls ausgenutzt. Diese Vorgehensweise wurde in den Abschnitten 4.2 und 4.4 angewandt.

Der Vergleich der Größe der Berechnungsdomains (schwarze fettgedruckte Linie) in Abb. 3.6 zeigt, dass das reduzierte Magnetsystemmodell aus Sicht der numerischen Simulation zu bevorzugen ist, da es mit weniger Gitterelementen auskommt und außerdem schneller konvergiert.

3.1.7 Übersicht der Versuchsparameter in den Simulationen

Die Anwendbarkeit einer elektromagnetischen Schmelzbadkontrolle für das Schweißen von Aluminium bzw. austenitischem Stahl AISI 304 ist Gegenstand der Abschnitte 4.1 und 4.2. Da für Aluminium die experimentellen Ergebnisse bereits vor den Simulationen vorlagen, wurden die Parameter in Anlehnung daran ausgewählt. So wurde die gleiche Schweißgeschwindigkeit gewählt, welche im realen Versuch das einlagige Durchschweißen von 20 mm dicken Proben bei einer Laserleistung von 15 kW erlaubte und die Oszillationsfrequenz in gleicher Größenordnung gewählt. Außerdem wurden magnetische Flussdichten von 70 mT bzw. 80 mT untersucht, die knapp ober- bzw. unterhalb des experimentell ermittelten Wertes liegen, sowie ein kleinerer Wert von 50 mT, wobei hier die quadratische Abhängigkeit des elektromagnetisch erzeugten Druckes von der anliegenden magnetischen Flussdichte berücksichtigt wurde. Für den Werkstoff AISI 304 wurden die Parameter vor den experimentellen Versuchen festgelegt. Diese sind in Tabelle 3.3 aufgelistet.

In Abschnitt 4.1 wurden die Strömungsfelder laminar, d.h. ohne Anwendung eines Turbulenzmodells, gerechnet. Der Durchmesser der Dampfkapillare verjüngt sich konisch von 0,4 mm an der Oberseite bis auf 0,2 mm an der Unterseite des Schmelzbades.

Analog zu den Berechnungen für Aluminium wurden die Simulationen für 20 mm dicken austenitischen Chrom-Nickel-Stahl AISI 304 unter Berücksichtigung der Turbulenz durchgeführt. Die verwendete Dampfkapillare ist in Abb. 3.7 dargestellt, sie wurde aus der FE-Software BeamSIM [175] auf Basis zweidimensionaler Berechnungen des Wärmetransports um die Dampfkapillare berechnet und in der Breite skaliert, um die Größenordnung der Geometrie des Schmelzbades aus den Simulationen vergleichbar zu den Experimenten zu machen. Zuerst wurden für beide Materialien Simulationen des Referenzfalls ohne Anwendung elektromagnetischer Felder durchgeführt. Außerdem wurde für Aluminium der Einfluss der freien Konvek-

Tabelle 3.3: Übersicht der Parameter für die Simulationsrechnungen.

	Abschnitt 4.1	Abschnitt 4.2	Abschnitt 4.3	Abschnitt 4.4
Material	Aluminium	AISI 304	Aluminium	
Materialstärke in mm	20		6	50
Schweißgeschwindigkeit in m/min	0,5	0,3 - 0,8	2	0,5
Turbulenzmodell	-		$k - \epsilon$	
Eindringtiefe Keyhole in mm	20		4	21
Art Magnetfeld	AC		DC	
Polschuhquerschnitt	25 mm × 25 mm		20 mm × 20 mm	50 mm × 50 mm
Polschuh-Abstand	25 mm		20 mm	40 mm
Abstand Pol-Werkstück	2 mm			30 mm Überlapp
Frequenz in kHz	0,45	1 - 10		
Magnetfeld in T	bis 0,08	bis 0,14	bis 3	bis 2
relative Permeabilität			1	

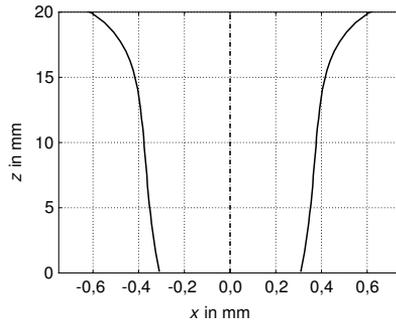


Abbildung 3.7: Skaliertes rotationssymmetrisches Modell der Dampfkapillare von AISI 304 für die Simulation aus der FE-Software BeamSIM [175] für Abschnitt 4.2.

tion durch Gravitationskräfte untersucht. Schließlich wurden elektromagnetische Volumenkräfte im Schmelzbad erzeugt. Eine gekoppelte Simulation aus Wärmetransport, Fluiddynamik und Elektromagnetik ermöglicht schließlich einen Erkenntnisgewinn über das Zusammenspiel des Schweißprozesses mit den elektromagnetischen Lorentzkräften. Das Hauptaugenmerk hierbei liegt auf der Kompensation des hydrostatischen Druckes im Schmelzbad, so dass ein Austropfen von Schmelze während des Schweißens vermieden werden kann.

Die Eindringtiefen des magnetischen Feldes in das flüssige Material bei Schmelztemperatur bei den ausgewählten Oszillationsfrequenzen ist in Tab. 3.4 dargestellt.

Tabelle 3.4: Eindringtiefe für die untersuchten Frequenzen an Aluminium und austenitischem nichtrostenden Stahl AISI 304 bei Schmelztemperatur T_{melt} .

Material	Aluminium	— AISI 304 —		
Frequenz f in Hz	450	1000	3000	10000
Eindringtiefe δ in mm	11,9	18,4	10,6	5,8

Die Abschnitte 4.3 und 4.4 beschäftigen sich mit dem Einfluss eines statischen Magnetfeldes, welches senkrecht zur Schweißrichtung orientiert ist, auf die Schmelzbaddynamik. Für die Simulationen zum Hartmann-Effekt bei Laserstrahl-Einschweißungen wurde Aluminium gewählt, weil dieses Material für diese Untersuchungen besser geeignet ist als beispielsweise austenitischer Stahl, der ebenfalls nicht magnetisch ist ($\mu_r = 1$), da zuerst zu klären war, ob dieser Effekt beim Schweißen überhaupt von Relevanz ist, vgl. [103]. Daher sollte das verwendete Material eine möglichst hohe elektrische Leitfähigkeit besitzen, so dass die durch die Flüssigmetallbewegung induzierten Ströme im Schmelzbad möglichst groß sind und der Hartmann-Effekt

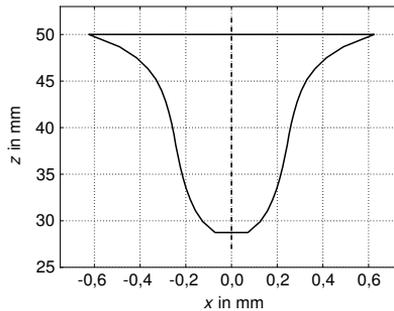


Abbildung 3.8: Skaliertes rotationssymmetrisches Modell der Dampfkapillare von Aluminium für die Simulation aus der FE-Software BeamSIM [175] für Abschnitt 4.4.

möglichst deutlich sichtbare Auswirkungen auf die Dynamik des Schmelzbades hat.

Für reale Schweißungen ist hierbei ein mit Gleichstrom betriebener Elektromagnet denkbar, wenn, die Magnetpole extern zugeführt werden sollen, vgl. Kapitel 4.3. Eine weitere laborgerechte Möglichkeit besteht in der Nutzung von Permanentmagneten, die, sofern dies konstruktiv möglich ist, an den Außenseiten des Werkstücks angeheftet werden können, vgl. Kapitel 4.4.

In Abschnitt 4.3 wurde die Dampfkapillare an der Oberseite als elliptischer Konus mit den Konusradien 0,475 mm und 0,363 mm modelliert. Der Konuswinkel beträgt 6° . Da eine Einschweißung simuliert werden soll, dringt die Dampfkapillare nur 4 mm in die 6 mm dicke Aluminium-Platte ein.

Um einen vorzugsweise großen Effekt auch mit schwächeren Magnetflusssdichten zu erzielen, soll in Abschnitt 4.4 eine möglichst breite Schweißnaht erzeugt werden. Die Schweißgeschwindigkeit wurde daher im Vergleich zu Abschnitt 4.3 auf 0,5 m/min gesenkt. Die Dampfkapillare wurde wiederum aus der FE-Software BeamSIM [175] gewonnen und skaliert. Sie dringt hierbei etwa 21 mm in das Werkstück ein. Ein Modell der verwendeten Dampfkapillargeometrie ist in Abb. 3.8 gezeigt.

3.2 Experimentelle Durchführung

Im Folgenden ist die Zusammensetzung der verwendeten Materialien angegeben. Je nach Zielstellung werden zur Beeinflussung des Laserstrahlschweißprozesses oszillierende oder zeitlich konstante Magnetfelder genutzt. Daher werden in diesem Kapitel der jeweilige Versuchsaufbau beim Durchschweißen mit AC-Magneten an der Wurzelseite zur Schmelzbadunterstützung bzw. beim Schweißen mit seitlich angebrachten Permanentmagneten zur Schmelzbadberuhigung vorgestellt.

3.2.1 Verwendete Werkstoffe

In den Experimenten wurden die Aluminiumlegierung AlMg3, der austenitische nichtrostende Stahl AISI 304 sowie ferritischer Konstruktionsstahl S235JRC verschweißt. Deren chemische Zusammensetzung wurde per Funken-Emissions-Spektrometer analysiert, siehe Tab. 3.5.

Um den für diese Untersuchungen nicht relevanten Einfluss von Instabilitäten der oberen Seite der Naht bei den Schweißungen von 20 mm dickem Stahl von vornherein auszuschließen, setzt sich diese Überlappverbindung für diese Blechdicke aus 10 mm austenitischem Stahl AISI 304 an der Unterseite sowie 10 mm Konstruktionsstahl S235JRC zusammen. Dieser ist zwar ferritisch, liegt für die gewählte experimentelle Oszillationsfrequenz jedoch außerhalb der Eindringtiefe des Magnetfeldes und beeinflusst das Magnetfeld somit nicht wesentlich. Der Vorteil besteht darin, die im Vergleich zu nichtrostendem austenitischem Stahl höhere Oberflächenspannung auszunutzen, um die Stabilität des Schweißprozesses insbesondere an der Werkstückoberseite zu erhöhen. Der Ferritgehalt von AISI 304 wurde exemplarisch an einer 10 mm dicken Platte vor den Schweißversuchen mit Hilfe eines Fischerscope[®] MMS quantifiziert.

Tabelle 3.5: Gemessene und genormte chemische Zusammensetzung der in den Experimenten verwendeten Materialien.

	Si	Fe	Cu	Mn	Mg	Cr	Zn	Ti	Mn+Cr	Al
AlMg3 gemessen	0,29	0,24	0,03	0,40	2,93	0,05	0,05	0,02	0,45	Rest
DIN EN 573-3:2009	0,40	0,40	0,10	0,50	2,60 – 3,60	0,30	0,20	0,15	0,10 – 0,60	Rest
	C	Si	Mn	P	S	Cr	Ni	N	Fe	
AISI 304 gemessen	0,03	0,37	1,44	0,034	0,005	17,8	8,1	0,052	Rest	
DIN EN 10088-2:2012	$\leq 0,07$	$\leq 1,00$	$\leq 2,00$	$\leq 0,045$	$\leq 0,015$	17,5 – 19,5	8,0 – 10,5	$\leq 0,10$	Rest	
	C	Mn	P	S	N	Cu	Fe			
S235JRC gemessen	0,10	0,61	0,008	0,016	0,011	0,22	Rest			
DIN EN 10025-2:2011	$\leq 0,17$	$\leq 1,40$	$\leq 0,035$	$\leq 0,035$	$\leq 0,012$	$\leq 0,55$	Rest			

3.2.2 AC-Versuche

Der verwendete Wechselstromelektromagnet zur Erzeugung oszillierender Magnetfelder wurde in Doppel-U-Form konstruiert. Als Ausgangssignal dient eine Sinuskurve des Signalgenerators. An den Stirnseiten des Magneten sind zwei Primärspulen seriell angeordnet, die von einem digitalen Verstärker gespeist werden, siehe Abb. 3.9. Diese Spulen bestehen aus gewickeltem Kupferdraht, wobei die Windungszahl über gelötete Kontakte variabel wählbar ist. Außerdem sind um den Magnetkern vier Sekundärspulen ebenfalls in Reihe angeordnet. Diese Spulen sind als Kupferbandspulen zu je 20 Windungen ausgeführt, um Temperaturbeständigkeit zu gewährleisten und hohe elektrische Ströme halten zu können. Zusammen mit dem Magnetkern bilden die Primär- und Sekundärspulen einen Transformator. Anhand des Verhältnisses der Windungszahl der Spulen kann die Spannung in den Sekundärspulen geregelt werden:

$$k = \frac{U_s}{U_p} = \frac{N_s}{N_p} = \frac{I_p}{I_s} \quad (3.25)$$

Im Sekundärkreis des Magneten befindet sich neben den Spulen auch ein Kondensatorblock mit variabler Kapazität. Zusammen bilden sie einen elektrischen Schwingkreis, in dem die eingebrachte Energie zwischen dem elektrischen Feld des Kondensators und dem magnetischen Feld der Spule schwingen soll. Der Kondensator hat die Aufgabe, ein Rückfließen von Strömen in den Verstärker zu verhindern, um diesen nicht zu beschädigen. Daher wird der Schwingkreis möglichst nahe seiner Resonanzfrequenz f_0 betrieben. Der Schwingkreis hat einen komplexen Wechselstromwiderstand, die Impedanz Z , die sich aus den einzelnen Anteilen der Impedan-

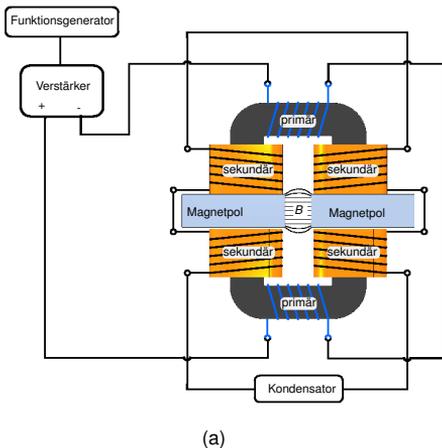


Abbildung 3.9: Schema und Foto des AC-Magneten zur Erzeugung oszillierender Magnetfelder.

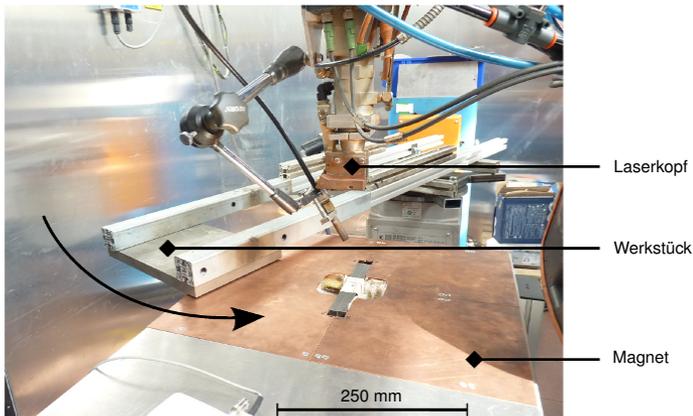


Abbildung 3.10: Experimenteller Aufbau mit AC-Magnet unterhalb des Werkstücks.

zen der Bauteile summiert:

$$Z = Z_R + Z_C + Z_L = R + \frac{1}{i\omega C} + i\omega L. \quad (3.26)$$

Dabei sind Z_R , Z_C und Z_L die Impedanzen des Ohm'schen Widerstandes, des Kondensators sowie der Spulen und i die imaginäre Einheit. Als Wirkwiderstand wird der Realteil der Impedanz bezeichnet: der Ohm'sche Widerstand. Der imaginäre Teil der Impedanz (kapazitive und induktive Widerstände) verschwindet im Fall der Resonanz mit der Resonanzfrequenz f_0 :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad (3.27)$$

Für diesen Fall besteht kein Phasenversatz zwischen Strom und Spannung im Schwingkreis und die effektive Wirkleistung wird maximal. Bei den Versuchen wird die Resonanzfrequenz mittels eines Oszilloskops eingestellt, indem die Werte von Strom und Spannung des Schwingkreises gegeneinander aufgetragen werden. Es entstehen frequenzabhängige Lissajous'sche Figuren, die im Fall der Resonanz auf eine Gerade zusammenfallen.

Der Versuchsaufbau für die Anwendung oszillierender Magnetfelder zur Schmelzbadunterstützung wurzelseitig ist in Abb. 3.10 ersichtlich. Das Magnetsystem sowie der Laserkopf und die verwendete Optik sind ortsfest. Dazwischen wird die zu schweißende Probe, die an einem Dreh-Kipptisch befestigt ist, mit der Prozessgeschwindigkeit zwischen Magnet und Laser auf einem Kreisbahnsegment entlang geführt.

Da die Messung der magnetischen Flussdichte während des Schweißprozesses nicht möglich ist, wurden zuvor kalte Messungen durchgeführt. Bei diesen Messungen ist der Versuchsaufbau wie im späteren Experiment, das heißt, inklusive des späteren Werkstücks, jedoch ohne Laserstrahlung. Die magnetische Flussdichte wurde mit einem Gaussmeter GM08

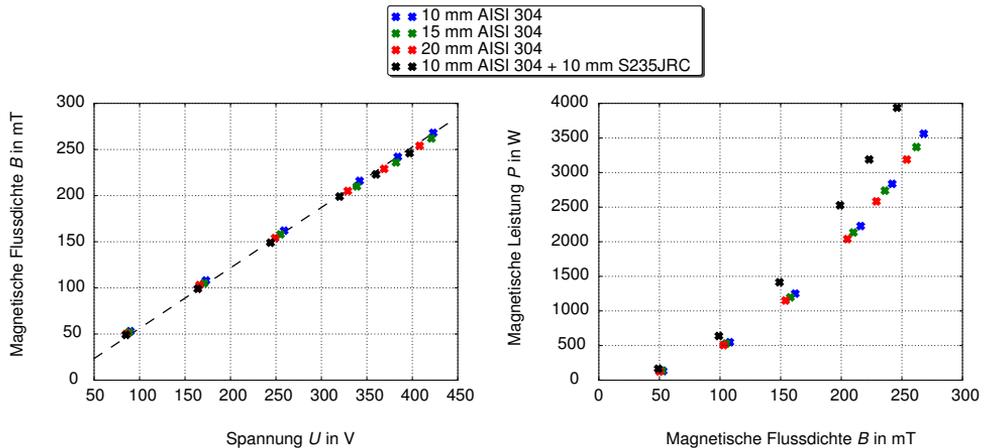


Abbildung 3.11: Kalte Messungen am AC-Magnet für verschiedene Stahlsorten. Die ermittelte Wirkleistung des Magneten stützt sich auf die im Schwingkreis gemessenen Werte von Strom und Spannung.

Tabelle 3.6: Kalttest für Schweißversuche mit oszillierenden Magnetfeldern. Die beiden Primärspulen zu je 11 Windungen waren in Reihe geschaltet. Die Kapazität betrug $10 \mu\text{F}$.

	AISI 304	AISI 304	AISI 304	AISI304 + S235JRC
Werkstückdicke in mm	10	15	20	10 + 10
Frequenz in Hz	2600	2600	2575	2525

der Firma Hirst Magnetic Instruments im Zentrum zwischen den Polschuhen des Magneten gemessen. Variiert werden kann die Windungszahl in den Primärspulen, die Kapazität des Kondensators im Schwingkreis, die Spannung im Sekundärkreis sowie der Abstand der Polschuhe. Für die verschiedenen Konstellationen wurde die Frequenz jeweils so angepasst, dass der Schwingkreis in Resonanz war. Beispielhafte Ergebnisse der kalten Messungen für die verschiedenen Konstellationen sind in Abb. 3.11 sowie Tab. 3.6 zusammengefasst.

Zwischen der Spannung im Schwingkreis und der resultierenden magnetischen Flussdichte besteht ein linearer Zusammenhang. Die magnetische Leistung hängt quadratisch von der magnetischen Flussdichte ab. Für die Kombination aus ferritischem Konstruktionsstahl (Oberseite) und nichtrostendem austenitischen Stahl (Unterseite, dem Magneten zugewandt) ist die magnetische Leistung für gleiche magnetische Flussdichte aufgrund magnetischer Hysterese-

effekte im Werkstück höher.

Als Vorlage dieses an der BAM gebauten Wechselstrom-Elektromagneten diente ein Elektromagnet der Universität Stuttgart. Dieser wurde für die ersten experimentellen Versuchsreihen in Kapitel 4.1 eingesetzt. Die Versuche in Kapitel 4.2 wurden mit dem zuvor vorgestellten neuen Magneten durchgeführt.

Im Rahmen der Untersuchungen wurde an ausgewählten Proben deren Oberflächenbeschaffenheit zur Bewertung des Nahtdurchhangs mit Hilfe eines Oberflächenscanners FRT Microprof TTV bestimmt. Dabei wird weißes Licht durch einen Messkopf mit wellenlängenabhängiger Brennweite auf die Metalloberfläche fokussiert. Durch eine spektrale Analyse des gestreuten Lichtes kann auf die Wellenlänge und somit auf die Höhe der Probe geschlossen werden.

3.2.3 DC-Versuche

Für die Untersuchung des Hartmann-Effektes werden Einschweißungen an AlMg3 vorgenommen. Die Betrachtung der kennzeichnenden dimensionslosen Größe für diesen Effekt, siehe Gl. (2.17), zeigt, dass nur Materialien mit einer sehr hohen elektrischen Leitfähigkeit in Frage kommen.

Die Permanentmagneten zur Beeinflussung der Schmelzbaddynamik müssen so angebracht werden, dass die magnetische Flussdichte im Schmelzbad ausreichend groß ist, um einen positiven Effekt erzielen zu können. Die Orientierung der magnetischen Feldlinien muss senkrecht zur erwarteten Hauptströmungsrichtung sein, welche der Prozessrichtung entspricht. Zur Verstärkung des Magnetfelds werden jeweils 2 Magnete auf jeder Seite des Werkstücks angebracht. Die Magnete haben eine Querschnittsfläche von $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ und werden im Versuch so montiert, dass sie mit etwa 30 mm ihrer Fläche am Werkstück haften und 20 mm überstehen. So ist sichergestellt, dass das erwartete Maximum der magnetischen Flussdichte im Zentrum der Magnete sich in etwa im Bereich der Marangoni-Konvektion befindet, siehe Abb. 3.12(a).

Vor den Schweißversuchen wurde die y -Komponente der magnetischen Flussdichteverteilung im Zentrum zwischen den Magneten mit einer Hall-Sonde vom Typ GM08 der Firma Hirst Magnetic Instruments gemessen. Eine zweite Messung, bei der zwischen den Magneten und dem Werkstück jeweils eine wasserdurchflossene Kühlrippe angebracht wurde, wurde vorgenommen. Damit sollen später in den Schweißversuchen die Magnete vor Überhitzung und damit verbundener Entmagnetisierung zu schützen. Die Kühlrippen haben jeweils eine Dicke von 6 mm. Die Kühlrippen bestehen aus ferritischem Stahl und übernehmen aufgrund ihrer im Vergleich zu Aluminium und Luft höheren magnetischen Permeabilität zugleich die Funktion der Führung der magnetischen Feldlinien. Es muss darauf geachtet werden, dass im Schweißprozess und der damit verbundenen Aufheizung des Werkstückes kein elektrischer Kontakt zum Magnet besteht, da sonst thermoelektrische Ströme die Beeinflussung der Schmelzbaddynamik stören.

Während für die Experimente in dieser Arbeit die Konfiguration aus Abb. 3.12(a) genutzt wurde, ist ebenso ein Gleichstrom-Elektromagnet oberhalb der Prozesszone denkbar. Diese Konfiguration wurde zumindest numerisch auch betrachtet, siehe Abb. 3.12(b) und Abschnitt 4.3.

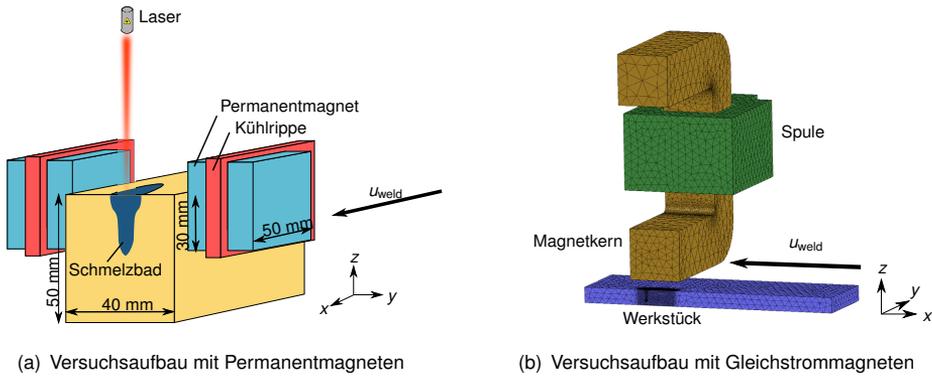


Abbildung 3.12: Versuchsaufbau zum Hartmann-Effekt.

3.2.4 Übersicht der Versuchsparameter in den Experimenten

Die folgenden Tabellen 3.7 bis 3.10 geben eine Übersicht über die in den experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit genutzten Parameter sowohl von Seiten des Schweißprozesses als auch der Parameter des Magnetsystems und seiner geometrischen Gegebenheiten. Ein Vergleich mit Tab. 3.3 zeigt, dass die Parameter für die Simulationen und die Experimente jeweils möglichst ähnlich gewählt wurden, um die Vergleichbarkeit der gewonnenen Resultate zu gewährleisten.

Tabelle 3.7: Übersicht der geometrischen Parameter für die experimentellen Untersuchungen.

	Abschnitt 4.1	Abschnitt 4.2	Abschnitt 4.4
Art Magnetfeld	AC	AC	DC
Polschuhquerschnitt	25 mm × 25 mm	25 mm × 25 mm	50 mm × 50 mm
Polschuh-Abstand	25 mm	25 mm	40 mm
Abstand Pol-Werkstück	2 mm	2 mm	30 mm Überlapp

Tabelle 3.8: Parameter der Schweißversuche aus Abschnitt 4.1.

Laserquelle	Yb-Faserlaser IPG YLR 20 000				
Wellenlänge	1070 nm				
Faserdurchmesser	200 μm				
Fokuslänge	350 mm				
Anstellwinkel Laser	8°				
Anstellwinkel Schutzgasdüse	45°				
Abbildung	4.10(a)	4.10(b)	4.10(c)	4.11	4.12(b)
Material	AlMg3				
Plattendicke, mm	20			30	
Laserleistung, kW	15				
Fokusposition d , mm	-2				
Schweißgeschwindigkeit, m/min	0,5			0,3	
Schutzgasmenge	20 l min ⁻¹ Ar				
Fokusdurchmesser	560 μm				
AC-Frequenz, Hz	459			452	
magn. Flussdichte, mT	83	77	64	65	98

Tabelle 3.9: Parameter der Schweißversuche aus Abschnitt 4.2.

Laserquelle	Yb-Faserlaser IPG YLR 20 000		
Wellenlänge	1070 nm		
Faserdurchmesser	200 μm		
Fokuslänge	350 mm		
Anstellwinkel Laser	0°		
Anstellwinkel Schutzgasdüse	45°		
Abbildung	4.24	4.26	4.27
Material	AISI 304		AISI 304 + S235JRC
Plattendicke, mm	10	15	20
Laserleistung, kW	8	12	18
Fokusposition d , mm	-3	-4	-6
Schweißgeschwindigkeit, m/min	0,4 / 0,8		0,4
Schutzgasmenge	30 l min ⁻¹ Ar		
Fokusdurchmesser	560 μm		
AC-Frequenz, Hz	2500	2650	2575
magn. Flussdichte, mT	bis 301	bis 247	bis 255

Tabelle 3.10: Parameter der Schweißversuche aus Abschnitt 4.4.

Laserquelle	— Scheibenlaser Trumpf TruDisk 16 002 —	
Wellenlänge	————— 1030 nm —————	
Faserdurchmesser	————— 200 μm —————	
Fokusslänge	————— 300 mm —————	
Anstellwinkel Laser	————— 18° schleppend —————	
Anstellwinkel Schutzgasdüse	————— 45° —————	
Abbildung	4.55	4.56
Material	————— AlMg3 —————	
Plattendicke, mm	————— 50 —————	
Laserleistung, kW	————— 16 —————	
Fokusposition d , mm	————— -4 —————	
Schweißgeschwindigkeit, m/min	————— 0,5 —————	
Schutzgasmenge	20 l min ⁻¹ Ar	30 l min ⁻¹ Ar
Fokussdurchmesser	————— 300 μm —————	
magn. Flussdichte, mT	————— 500 μm —————	

4 Ergebnisse

4.1 Elektromagnetische Schmelzbadunterstützung bei Aluminium

4.1.1 Referenzfall ohne Magnetfeld

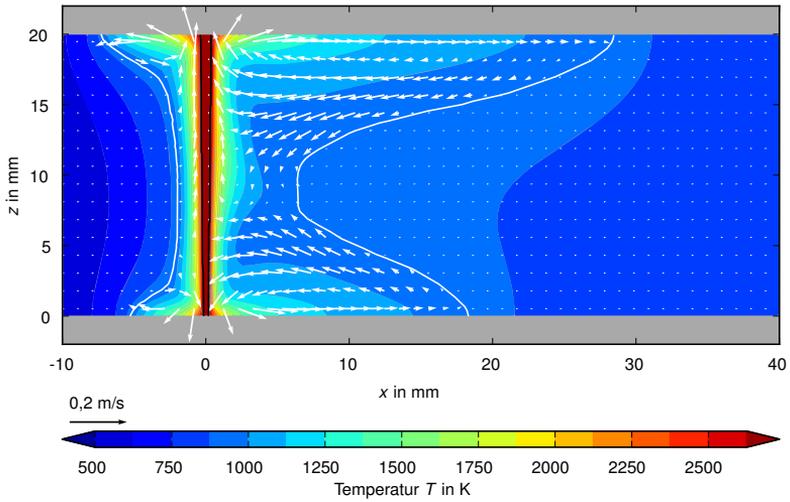
Abbildung 4.1 zeigt die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung in der Symmetrieebene des Werkstücks entlang der Schweißrichtung für eine Schweißgeschwindigkeit von 0,5 m/min. Großskalige Zirkulationsströmungen sind an den beiden freien Oberflächen zu erkennen, die mit dem Marangonieffekt zu erklären sind. Außerdem ist im Zentrum des Schmelzbades um die Dampfkapillare die Strömungsrichtung aufwärts gerichtet. Die Temperaturen in dieser Zone des Schmelzbades sind am größten und die Dichte hat daher dort die geringsten Werte. Das strömende Fluid erfährt hier eine Auftriebskraft. Im Bereich der Erstarrung am hinteren Ende des Schmelzbades sind die Temperaturgradienten aufgrund der frei werdenden Energiemenge (latente Wärme) viel kleiner, siehe dazu auch die Isothermen in den oberflächennahen Regionen in der Umgebung der Dampfkapillare in Abb. 4.1(b).

Die untere Region des Schmelzbades ist in ähnlicher Weise von thermokapillarer Konvektion dominiert. Unterschiede gibt es lediglich in den Ausmaßen des Schmelzbades, das aufgrund der freien Konvektion als auch durch die nach unten kleiner werdende konische Geometrie der Dampfkapillaren etwas kürzer ist als an der Oberseite des Schmelzbades.

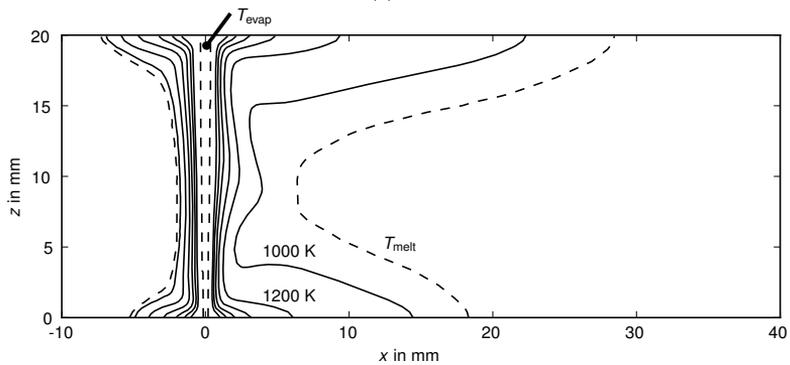
In der mittleren Zone des Schmelzbades spielt die Marangoni-Konvektion keine Rolle mehr, stattdessen wird dieser Bereich von Auftriebsströmungen durch die temperaturabhängige Varianz der Massendichte beeinflusst. Die Auftriebsströmung durch die freie Konvektion verbindet die Strömungsmuster der beiden Marangoni-Wirbel miteinander.

Es ist an dieser Stelle darauf hinzuweisen, dass der in diesem Kapitel dargestellte Schweißprozess einen guten Einblick in die im Schmelzbad vorherrschenden Flüssigmetallströmungen gibt und sehr wertvoll für das Verständnis der physikalischen Strömungsprozesse ist. Dieser Fall ist allerdings aufgrund des real auftretenden starken hydrostatischen Druckes nicht für die Praxis relevant. Bei Durchschweißungen dieser Plattenstärke kann es abhängig von den Prozessparametern zu einem Austropfen der Schmelze aus der Naht und der vorliegende Prozess wird keine stoffschlüssige Verbindung zwischen den Fügepartnern erzeugen.

Im folgenden Abschnitt wird der Referenzfall noch einmal präsentiert, allerdings dort unter der Annahme der Nicht-Existenz der freien Konvektion also ohne Wirkung der Gravitationskräfte.



(a)



(b)

Abbildung 4.1: Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen und Isothermen im Abstand von 200 K im Schmelzbad für die Simulation des Schweißprozesses von 20 mm Aluminium ohne Anwendung elektromagnetischer Felder.

4.1.2 Referenzfall ohne Magnetfeld und ohne freie Konvektion

In Abbildung 4.2 sind wiederum die Temperaturverteilung sowie Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene der Schweißnaht dargestellt.

Die Struktur der Strömung im Schmelzbad ist ohne freie Konvektion nahezu symmetrisch zu einer gedachten Achse in der Höhe der halben Schmelzbadtiefe ausgebildet. Die einzige noch vorhandene Asymmetrie ist mit dem konischen nach unten verjüngtem Profil der Dampfkapillare zu begründen. Der obere und untere Bereich sind nach wie vor von der thermokapillaren Konvektion dominiert. Die Unterschiede in der Schmelzbadlänge auf Ober- und Unterseite sind nur durch die Geometrie der Dampfkapillare bedingt, verbunden mit der Annahme konstanter Verdampfungstemperatur an der Berandung. Die Isothermen haben eine charakteristische Ausbeulung etwa in der Mitte des Schmelzbades hinter der Dampfkapillare, welche sich in Richtung der Erstarrungsfront des Schmelzbadendes erstreckt.

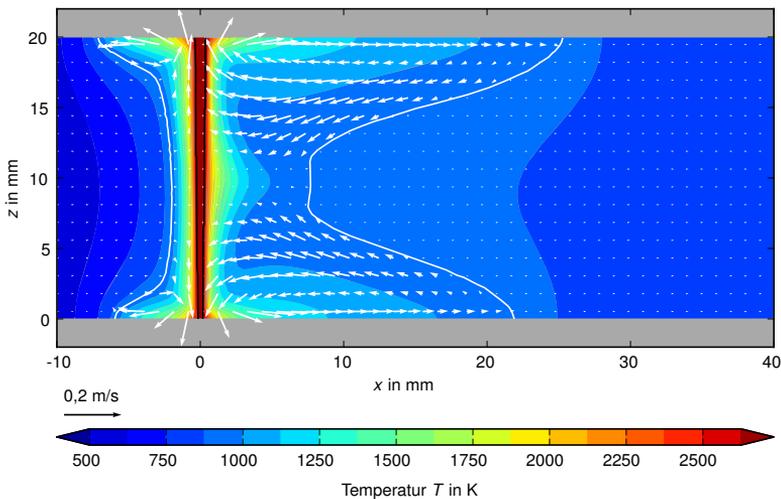


Abbildung 4.2: Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen im Schmelzbad für die Simulation des Schweißprozesses von 20 mm Aluminium ohne Anwendung elektromagnetischer Felder sowie ohne freie Konvektion.

4.1.3 Kontrollfall mit verschiedenen Magnetfeldstärken

Im ersten Simulationsschritt für eine gekoppelte Simulation des elektromagnetisch unterstützten Schweißprozesses wurden die Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder des Referenzfalls aus Abschnitt 4.1.1 konstant gelassen und auf deren Basis die benötigte magnetische Flussdichte, mit der eine optimale Kompensation des hydrostatischen Druckes erreicht wird, berechnet. Die Oszillationsfrequenz wurde basierend auf experimentellen Untersuchungen mit dem AC-Magnet auf 450 Hz festgelegt. Die Eindringtiefe δ des magnetischen Feldes beträgt dabei etwa 12 mm, siehe Gl. (2.14).

Abbildung 4.3 zeigt das Ergebnis dieser Simulationsreihe. Dargestellt sind der theoretisch erreichbare (Parameter $G = 1$) und der effektiv wirkende magnetische Druck, siehe auch Gl. (2.15). Die effektiv wirkenden Werte der vertikalen Komponente der Lorentzkraft wurden ermittelt, indem diese Komponente entlang einer vertikalen Achse innerhalb der schmelzflüssigen Phase integriert wurde. Hier wurde eine vertikale Achse in der Symmetrieebene an der Position $x = x_{\text{keyhole}} + 3 \text{ mm}$ gewählt.

Der magnetische Druck steigt quadratisch mit der anliegenden magnetischen Flussdichte an. Der grau gefärbte Bereich in Abb. 4.3 ist der Zielbereich für den real wirkenden magnetischen Druck. Dieser Bereich stellt den minimal und maximal möglichen hydrostatischen Druck für die Grenztemperaturen (Schmelztemperatur $T = T_{\text{melt}}$ sowie Verdampfungstemperatur $T = T_{\text{evap}}$) im Schmelzbad dar, der aus der variierenden Massendichte herrührt. Es zeigt sich, dass ein Magnetfeld zwischen 60 mT und 70 mT ausreicht, um den hydrostatischen Druck der Flüssigmetallsäule von 20 mm Aluminium vollständig zu kompensieren. Daher wurde im folgenden Schritt eine gekoppelte Simulation der magnetohydrodynamischen Problemstellung für folgende magnetische Flussdichten durchgeführt: 50 mT, 70 mT und 80 mT.

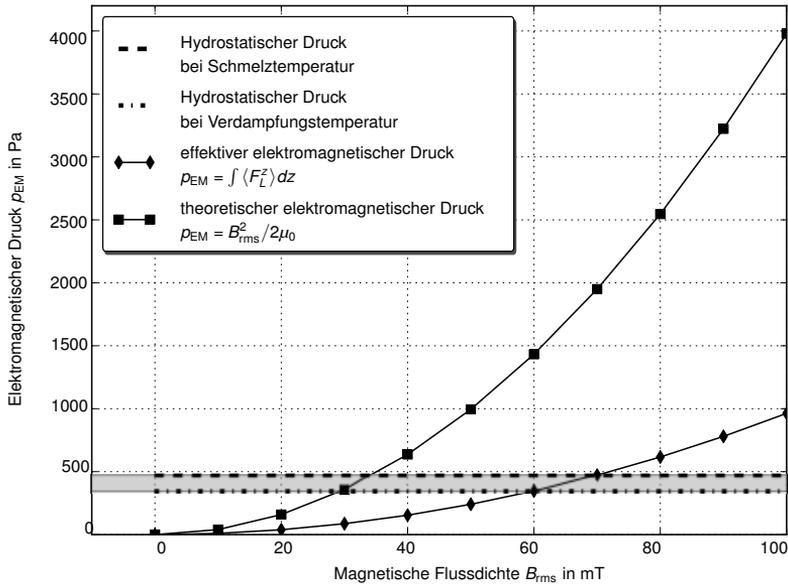
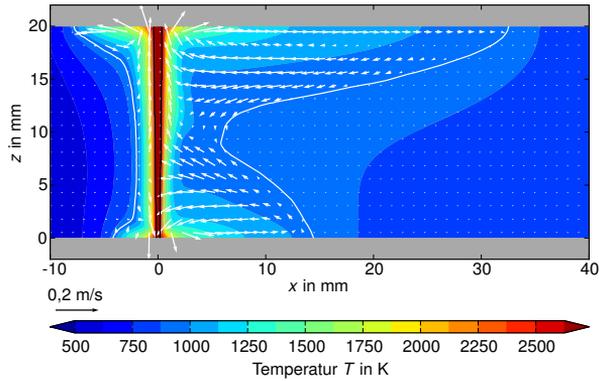
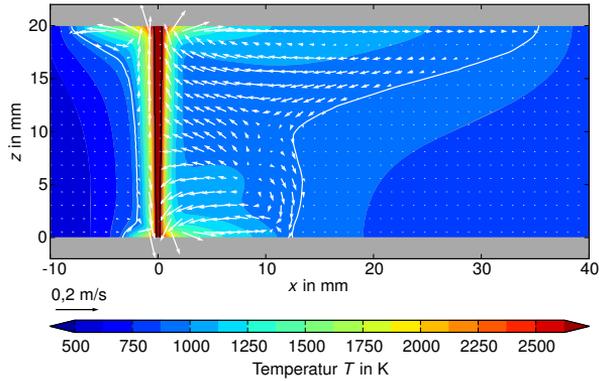


Abbildung 4.3: Ausbildung des magnetischen Druckes für verschiedene magnetische Flussdichten. Dargestellt sind der theoretische Maximalwert und der tatsächlich erreichte Wert des magnetischen Druckes aus der Simulation.

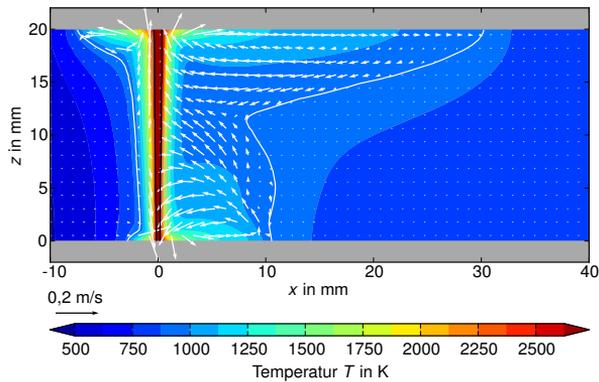
Die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen in der Symmetrieebene mit elektromagnetischer Schmelzbadkontrolle sind in Abb. 4.4 dargestellt. Mit steigender magnetischer Flussdichte verkürzt sich das Schmelzbad an der unteren Oberfläche. Außerdem hat der charakteristische Marangoni-Wirbel einen deutlich kleineren Einfluss auf das Temperaturfeld, was sich durch die geringere Krümmung der Schmelzisotheime bemerkbar macht. Dem Marangoni-Wirbel wirkt ein durch die Wirkung des elektromagnetischen Feldes erzeugter Wirbel am hinteren unteren Ende des Schmelzbades entgegen. Die obere Hälfte des Schmelzbades erfährt deutlich weniger Veränderung, da die Eindringtiefe des Magnetfeldes nur etwa die Hälfte der Schmelzbadtiefe beträgt.



(a) $B = 50$ mT



(b) $B = 70$ mT



(c) $B = 80$ mT

Abbildung 4.4: Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen im Schmelzbad für die Simulation des Schweißprozesses von 20 mm Aluminium im Falle der Anwendung elektromagnetischer Felder.

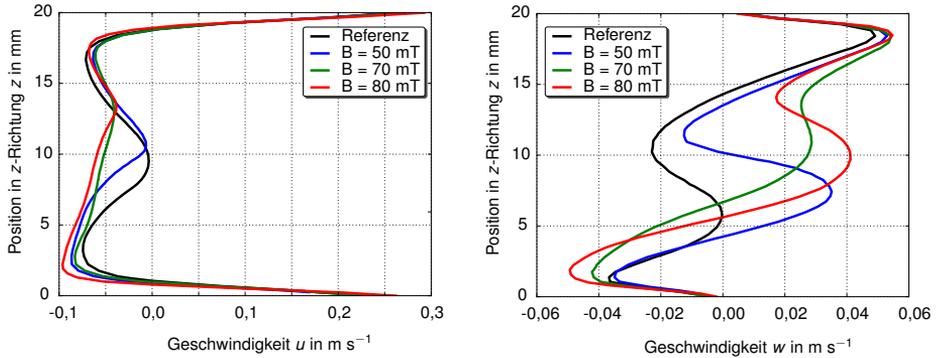


Abbildung 4.5: Geschwindigkeitsverteilungen der u - und w -Komponente der Geschwindigkeit 3 mm hinter der Dampfkapillare.

Der Geschwindigkeitsverlauf der Komponente in Schweißrichtung und in vertikaler Richtung sind in Abb. 4.5 dargestellt. Die maximalen Geschwindigkeiten in Schweißrichtung werden an den freien Oberflächen erreicht. Die Anwendung elektromagnetischer Kräfte führt zu einer Verlangsamung der u -Komponente in der Schmelzbadmitte. Die eingebrachten Kräfte haben darüber hinaus insbesondere einen starken Einfluss auf die vertikalen Strömungsgeschwindigkeiten, die im Schmelzbad ansteigen und zum Teil auch die Strömungsrichtung ändern.

Hauptziel der hier gezeigten Simulation ist die Kompensation des hydrostatischen Druckes im Schmelzbad. Daher ist der Druckverlauf im Schmelzbad an der Position $x = x_{\text{keyhole}} + 3 \text{ mm}$ in der Symmetrieebene in Abb. 4.6 für die simulierten Fälle dargestellt. Zwischen den Oberflächen steigt der statische Druck zuerst linear an (hydrostatischer Anteil) und sinkt dann schließlich innerhalb der Eindringtiefe der magnetischen Kräfte wieder auf den Ausgangswert ab (Anteil des magnetischen Druckes). Die Druckwerte haben für den Fall $B = 70 \text{ mT}$ an beiden Oberflächen nahezu den gleichen Wert, was bedeutet, dass es keine Tendenz zu gravitationsbedingtem Schmelzaustropfen geben kann. Der von der Position im Schmelzbad abhängige lokale Druck ist konsistent mit dem Verlauf der in vertikale Richtung orientierten Lorentzkräften, vgl. Abb. 4.6 links.

Tabelle 4.1 zeigt die über die Flüssigmetalloberfläche gemittelten Druckdifferenzen zwischen Unter- und Oberseite des Schmelzbades für den Referenzfall ohne Magnetfeld sowie Fälle mit unterschiedlich starken Magnetfeldern. Es zeigt sich, dass die optimale Wahl der Stärke des Magnetfeldes zu einer kompletten Kompensation des hydrostatischen Druckes führt. Kleinere Werte des Magnetfeldes bedeuten eine unvollständige Kompensation des Druckes, wodurch es weiterhin zu instabilem Oberflächenverhalten bzw. Austropfen von Schmelze kommen kann. Ein zu starkes Magnetfeld dagegen führt zur Überkompensation, das heißt einer Nahtunterwölbung an der Unterseite und bedingt durch die Massenerhaltung dementsprechend einer damit einhergehenden Nahtüberhöhung an der Oberseite.

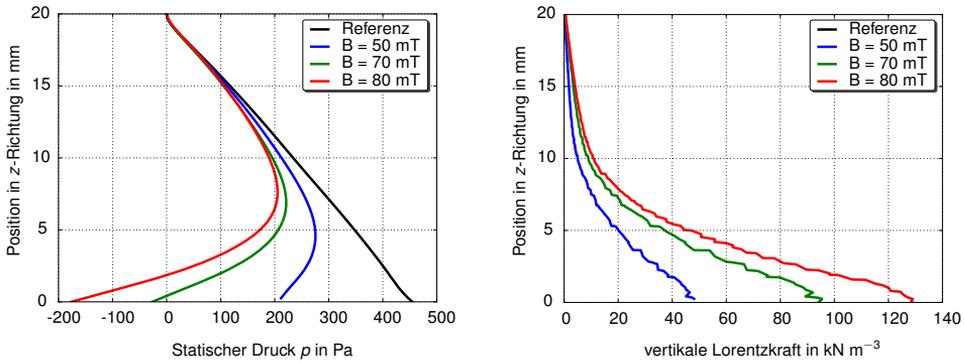


Abbildung 4.6: links: vertikaler Druckverlauf im Schmelzbad 3 mm hinter dem Dampfkanal in der Symmetrieebene, rechts: Verteilung der Lorentzkraft im Schmelzbad 3 mm hinter dem Dampfkanal in der Symmetrieebene.

Tabelle 4.1: Über die Flüssigmetalloberfläche gemittelte Druckdifferenz zwischen unterer und oberer Oberfläche des Schmelzbades.

	$\langle p_{\text{surf}}^{z=0} \rangle - \langle p_{\text{surf}}^{z=20\text{mm}} \rangle$
Referenzfall $B_{\text{rms}} = 0$	460 Pa
Unterkompensation $B_{\text{rms}} = 50$ mT	231 Pa
Optimale Kompensation $B_{\text{rms}} = 70$ mT	12 Pa
Überkompensation $B_{\text{rms}} = 80$ mT	-130 Pa

In Abb. 4.7 sind die Querprofile des Schmelzbades aus den Simulationen dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Marangoni-Strömung an der unteren Seite der Naht durch die Anwendung der oszillierenden elektromagnetischen Felder geschwächt wurde, was sich in einer Abschwächung der charakteristischen seitlichen konvexen Krümmung der Schmelzisotheime aus dem Referenzfall äußert. Somit zeigen die mit Magnetfeldunterstützung geschweißten Nähte eine kleinere Nahthalbreite an der Seite, wo der Magnet stationiert war, auf. Der Bereich der Naht, der auf der vom Magnet abgewandten Seite liegt, wird von den Lorentzkräften nicht erreicht, da diese nur innerhalb der elektromagnetischen Eindringtiefe wirken. Daher wird diese Region nicht direkt durch die elektromagnetischen Kräfte beeinflusst, sondern nur durch die im unteren Bereich veränderte Strömung. Stromlinien für den Referenzfall und den Fall optimaler Kompensation des hydrostatischen Druckes sind in Abb. 4.8 dargestellt.

Eine grobe Abschätzung der Oberflächenstabilität unter Berücksichtigung der Oberflächenspannung und des dynamischen Druckes der Schmelzebewegung liefert die Weber-Zahl We

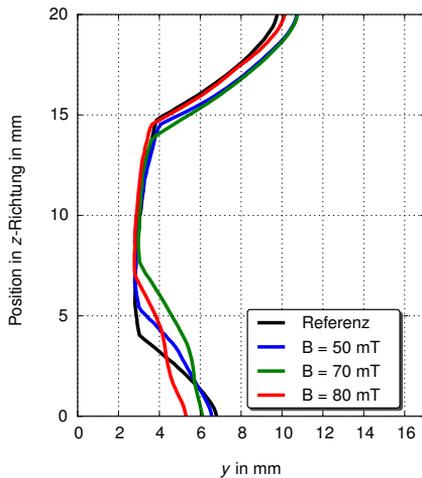


Abbildung 4.7: Querprofile aus der Simulation mit verschiedenen Magnetfeldstärken.

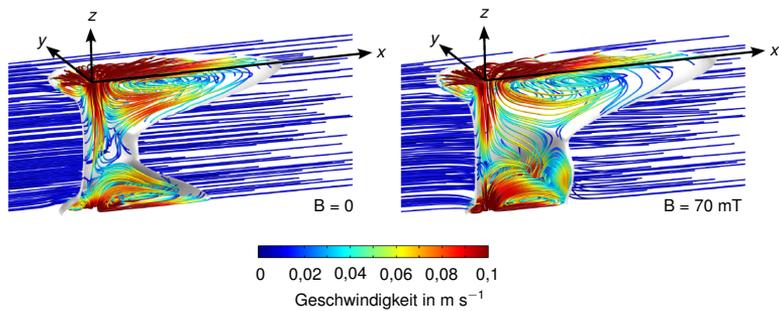


Abbildung 4.8: Stromlinienbild des Referenzfalls sowie der optimalen Kompensation $B = 70 \text{ mT}$. Geschwindigkeiten oberhalb von $0,1 \text{ m/s}$ sind zur besseren Übersichtlichkeit rot dargestellt.

gemäß Gl. (2.10). Zur Berechnung sind hier die maximalen Geschwindigkeiten an den Oberflächen genutzt worden. In Tab. 4.2 sind die Ergebnisse der Berechnung der Weber-Zahl an beiden Oberflächen für die beiden gerechneten Fälle ohne Magnetfeld und mit $B = 70$ mT aufgeführt. Zur Berechnung wurden die auftretenden Maximalgeschwindigkeiten genutzt. Die Weber-Zahl variiert nur wenig in den untersuchten Fällen, insbesondere abhängig von der Schmelzbadhalbbreite und weniger durch die Veränderung der Geschwindigkeit.

Tabelle 4.2: Oberflächengeschwindigkeiten und entsprechende Weber-Zahl für die obere und untere Oberfläche des Schmelzbades.

	B_{rms} mT	L^{oben} mm	$ u ^{\text{oben}}$ m s^{-1}	We^{oben}	L^{unten} mm	$ u ^{\text{unten}}$ m s^{-1}	We^{unten}
Referenzfall	0	9,7	0,36	3,64	6,75	0,39	3,02
Optimaler Kontrollfall	70	10,7	0,37	4,12	6	0,42	2,96

In Abb. 4.9 sind für den Fall der optimalen Kompensation des hydrostatischen Druckes bei $B = 70$ mT die Verteilung der elektrischen Stromdichte, die vertikale Komponente der wirkenden Lorentzkraft, die berechnete Hartmann-Zahl auf Basis einer Schmelzbadhalbbreite von 5 mm sowie der zugehörige Interaktionsparameter in der Symmetrieebene dargestellt.

Die elektrische Stromdichte hängt stark von der elektrischen Leitfähigkeit ab und ist daher im Schmelzbad deutlich kleiner als im festen Außenbereich. Außerdem hängt sie von der begrenzten Eindringtiefe des magnetischen Feldes ab. Dementsprechend sind auch die Lorentzkräfte in der unteren Randschicht des Schmelzbades am größten, siehe Abb. 4.9(b).

Die Verteilungen der Hartmann-Zahl und des Interaktionsparameters sind in Abb. 4.9(c) und 4.9(d) dargestellt. Die Hartmann-Zahlen sind lokal deutlich größer als Eins, insbesondere in den unteren Bereichen des Schmelzbades, wo auch die Lorentzkräfte am stärksten sind. Jedoch sind die Werte des Interaktionsparameters, der die magnetische Reibung in Relation zur Trägheit des Fluids beschreibt in der gesamten flüssigen Zone sehr klein und die Strömung daher eher von dieser als von einer abbremsenden Wirkung der eingebrachten Kräfte geprägt.

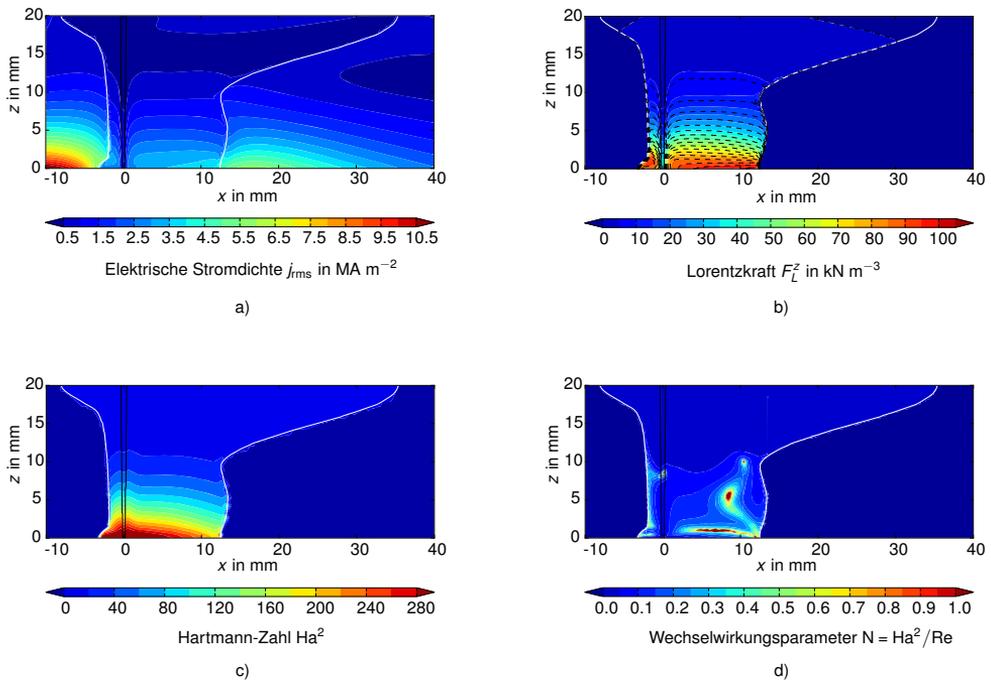


Abbildung 4.9: (a) Verteilung der elektrischen Stromdichte im Schmelzbad und zugehörige Isolien. (b) Verteilung der vertikalen Komponente der Lorentzkraft im Schmelzbad. (c) Verteilung der Hartmann-Zahl im Schmelzbad basierend auf einer Halbbreite des Schmelzbades von 5 mm. (d) Verteilung des Wechselwirkungsparameters im Schmelzbad basierend auf einer Halbbreite des Schmelzbades von 5 mm.

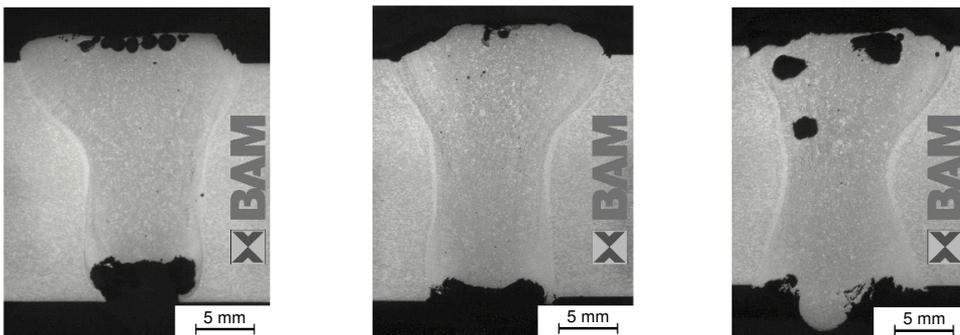
4.1.4 Experimentelle Verifizierung

Die Versuche zur Schmelzbadunterstützung zur Verifizierung der Simulationen an Aluminium wurden mit der Legierung AlMg3 durchgeführt, die vergleichbare thermophysikalische Eigenschaften besitzt und naturgemäß ebenfalls nicht magnetisch ist und somit optimale Bedingungen für die elektromagnetische Schmelzbadkontrolle bietet. Die Schweißparameter sind in Tab. 3.8 zusammengefasst. Das verwendete Magnetsystem entspricht dem aus den zuvor gezeigten Simulationen.

4.1.4.1 Experimente an 20 mm dicken AlMg3-Platten

In Abb. 4.10 sind Querschliffe für die Anwendung eines oszillierenden Magnetfeldes beim Schweißen von 20 mm dickem AlMg3 für verschiedene Magnetfeldstärken gezeigt.

In Abb. 4.10(a) ist der sich ausbildende magnetische Druck zu hoch, so dass der effektive Nahtquerschnitt vermindert ist. Durch die elektromagnetischen Kräfte an der Unterseite kommt es dort zu einer Unterwölbung der Naht, wohingegen an der Oberseite aufgrund der Masseerhaltung eine Nahtüberhöhung auftritt, auch ohne das Vorhandensein elektromagnetischer Kräfte im oberen Bereich der Schweißnaht bedingt durch deren begrenzte Eindringtiefe. Für eine kleiner gewählte magnetische Flussdichte von 77 mT in Abb. 4.10(b) ist der entstehende magnetische Druck geringer und die Schmelze wird deutlich weniger nach oben verschoben. Stattdessen entsteht eine Schweißnaht, die innerhalb der Eindringtiefe des Magnetfeldes an der Unterseite fast parallele Flanken hat, was auf eine Unterdrückung der Marangoni-Konvektion hindeutet. Ein Querschliff für eine zu klein gewählte magnetische Flussdichte ist in Abb. 4.10(c)



(a) $B = 83 \text{ mT}$

(a) $B = 77 \text{ mT}$

(c) $B = 64 \text{ mT}$

Abbildung 4.10: Querschliffe an 20 mm dicken AlMg3-Platten mit elektromagnetischer Schmelzbadunterstützung durch oszillierende Magnetfelder.

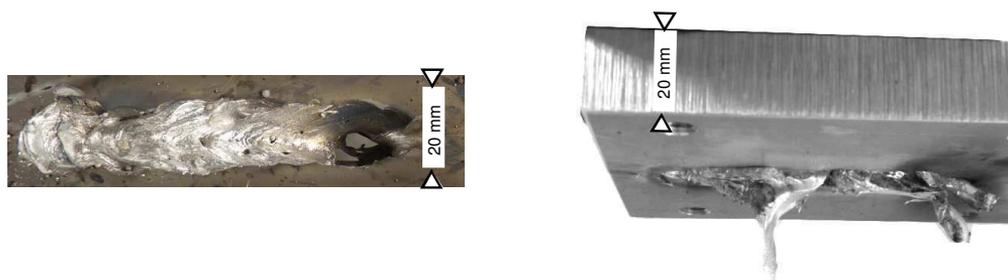


Abbildung 4.11: Fotografie eines geschweißten 20 mm dicken Werkstücks aus AlMg3 mit nicht-optimaler elektromagnetischer Unterstützung bei einer magnetischen Flussdichte von 65 mT (links: Draufsicht, rechts: Seitenansicht).

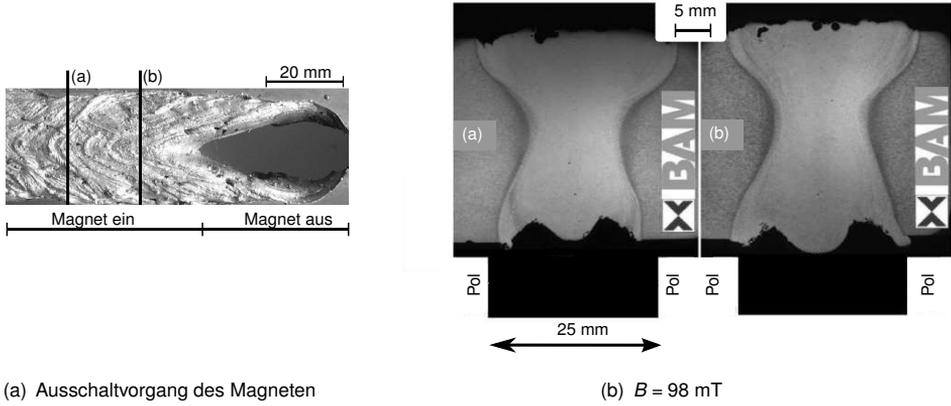
dargestellt. Zwar ist diese Naht an der Oberseite etwas weniger überhöht, jedoch ist die Nahtunterseite instabil, was sich in einer stark deformierten Oberfläche und einem starken Nahtdurchhang zeigt.

Die fehlende Stabilität der Nahtwurzel beim Schweißen von 20 mm dickem AlMg3 ohne Magnetfeldunterstützung bzw. schlecht gewählten Parametern, das heißt zu geringen Magnetfeldstärken, zeigt sich in Abb. 4.11. Zuerst kommt es zu Beginn der Schweißung zu einem instabilen Oberflächenverhalten des Materials an der unteren Oberfläche bis es schließlich komplett austropft und so kein Schweißprozess möglich ist.

4.1.4.2 Experimente an 30 mm dicken AlMg3-Platten

Experimente wurden mit dem gleichen Magnetsystem auch für das Durchschweißen von 30 mm dicken AlMg3-Platten durchgeführt. Da die verfügbare Laserleistung nicht gesteigert werden konnte, wurde die Prozessgeschwindigkeit zum Zwecke des Erreichens von Durchschweißungen reduziert. Die angewandte Oszillationsfrequenz liegt in der gleichen Größenordnung wie bei den Versuchen an 20 mm dicken Platten, lediglich die Magnetfeldstärke wurde erhöht, um dem gestiegenen hydrostatischen Druck in der Schmelze aufgrund der höheren Plattendicke Rechnung zu tragen. Die Parameter der Schweißung sind in Tab. 3.8 zusammengefasst.

Durch das Absenken der Prozessgeschwindigkeit liegt die resultierende Schweißnahtbreite über denen aus den Schweißungen an den 20 mm AlMg3-Proben, siehe Abb. 4.12. Für ein ausgeschaltetes Magnetsystem (Abb. 4.12(a) rechts) fließt die Schmelze komplett aus der Schweißnaht heraus und ein Schweißprozess ist unmöglich. Für ein angelegtes oszillierendes Magnetfeld ist die Kompensation des hydrostatischen Druckes möglich, siehe Positionen (a) und (b) in Abb. 4.12(a) und zugehörigen Schlifffbildern in Abb. 4.12(b). Allerdings ist dabei die untere Oberfläche der Schweißnaht stark deformiert. Am Rand wird das Austropfen überkompensiert, während im Schweißnahtzentrum ein Nahtdurchhang zu beobachten ist.



(a) Ausschaltvorgang des Magneten

(b) $B = 98 \text{ mT}$

Abbildung 4.12: Querschliffe an ausgewählten Positionen und Oberflächenfotografie von Schweißungen an 30 mm AlMg3 mit Schmelzbadunterstützung mittels oszillierender elektromagnetischer Felder.

4.2 Elektromagnetische Schmelzbadunterstützung bei austenitischem Stahl AISI 304

Analog zu Abschnitt 4.1 wird in diesem Abschnitt die elektromagnetische Schmelzbadkontrolle für austenitischen nichtrostenden Stahl AISI 304 untersucht. Die verwendeten Material- und Prozessparameter sind in Abschnitt 3 aufgelistet.

4.2.1 Referenzfall ohne Magnetfeld

In Abb. 4.13 sind die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen für den Referenzfall in der Symmetrieebene für eine exemplarische Schweißgeschwindigkeit von 0,3 m/min dargestellt.

Wie bereits in den Berechnungen für Aluminium zu beobachten, hat auch im Schmelzbad des Werkstoffs Stahl die Marangoni-Konvektion den größten Einfluss auf die Strömungsverhältnisse und die resultierende Temperaturverteilung. Jedoch erstreckt sich die Zone der beiden Marangoni-Wirbel weniger stark in die Tiefe des Werkstoffs hinein und wirkt konzentrierter an den Oberflächen.

In den Geschwindigkeitsprofilen in Abb. 4.13(b) ist zu erkennen, dass die Geschwindigkeiten durch die freie Konvektion in der Nähe der Dampfkapillare in der Mitte des Schmelzbades deutlich geringer sind als in den Bereichen an den Oberflächen.

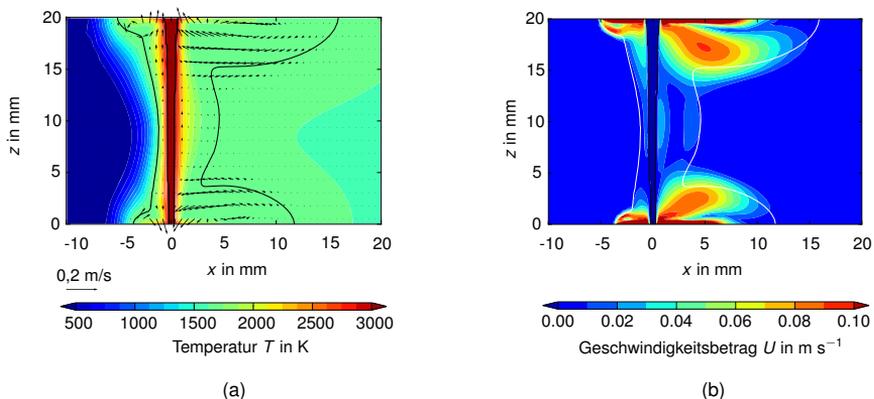


Abbildung 4.13: Referenzsimulation ohne magnetische Unterstützung an 20 mm dickem AISI 304, Schweißgeschwindigkeit $u_{\text{weld}} = 0,3$ m/min. (a) Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung sowie Schmelzisotherme in der Symmetrieebene, (b) Geschwindigkeitsbetrag.

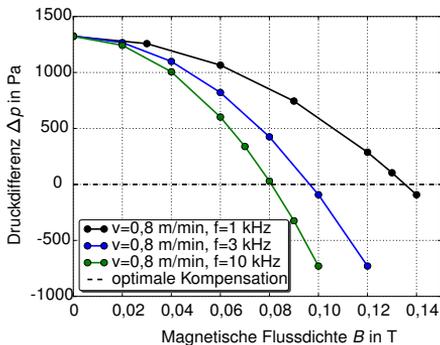
4.2.2 Kontrollfall mit Magnetfeld

In Abb. 4.14(a) ist die Kompensation des Druckes im Schmelzbad bei einer Schweißgeschwindigkeit von 0,8 m/min dargestellt. Untersucht wurden hier drei verschiedene Frequenzen mit entsprechend unterschiedlichen Eindringtiefen des magnetischen Feldes im schmelzflüssigen Bereich, siehe Tab. 3.4.

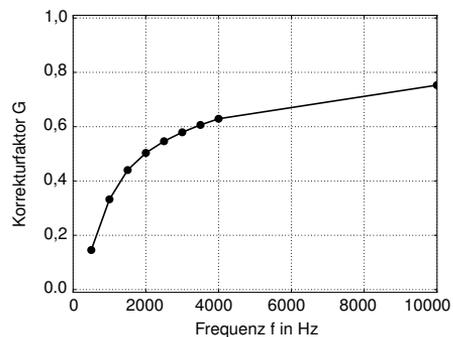
Mit steigender anliegender magnetischer Flussdichte bei konstanter Frequenz steigt auch der elektromagnetisch erzeugte Druck und wirkt dem hydrostatischen Druck entgegen. Ein die Druckbilanzen betreffend optimal ausbalanciertes Schmelzbad wurde bei einer Frequenz von 1 kHz bei etwa 135 mT erreicht, bei einer Frequenz von 3 kHz bei etwa 95 mT und für eine Frequenz von 10 kHz bei etwa 80 mT. Bei weiterer Steigerung der magnetischen Flussdichte über den Zustand der optimalen Kompensation des hydrostatischen Druckes hinaus kommt es zur Überkompensation.

Der Korrekturfaktor G ist in Abb. 4.14(b) dargestellt. Dieser ist ein frequenzabhängiger Übertragungskoeffizient, der bei fester Magnetfeldstärke das Verhältnis zwischen theoretisch im Schmelzbad zu erreichendem magnetischen Druck und dem im Simulationsergebnis tatsächlich wirkendem Druck angibt, siehe Gl. (2.15). Somit kann der Korrekturfaktor als das Verhältnis des real wirkenden elektromagnetischen Druckes (Wegintegral über die vertikale Lorentzkraftkomponente entlang einer gedachten Linie im Schmelzbad von unterer zu oberer Schmelzbadoberfläche) und des theoretisch möglichen Druckes (siehe Gl. (2.15)) berechnet werden, analog zu Abschnitt 4.1.

Es zeigt sich, dass mit steigender Frequenz die zur Kompensation des hydrostatischen



(a)



(b)

Abbildung 4.14: (a) Kompensation des hydrostatischen Druckes im Schmelzbad für verschiedene Oszillationsfrequenzen und Stärken der magnetischen Flussdichte bei 20 mm dickem AISI 304, Schweißgeschwindigkeit $u_{\text{weld}} = 0,8$ m/min, (b) Korrekturfaktor.

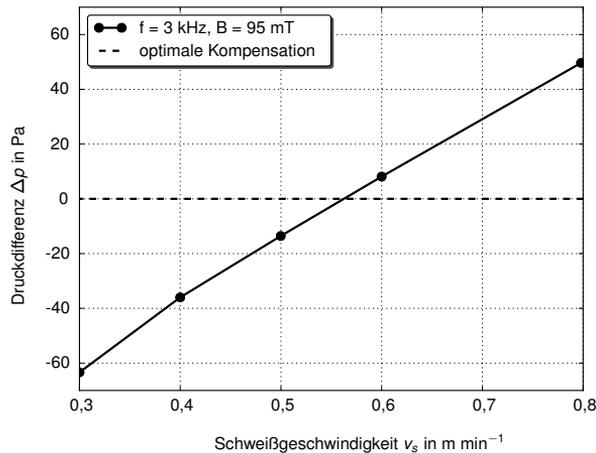


Abbildung 4.15: Abhängigkeit der Kompensation des hydrostatischen Druckes von der Schweißgeschwindigkeit bei einer Oszillationsfrequenz von 3 kHz und einer magnetischen Flussdichte von 95 mT.

Druckes im Schmelzbad aufzuwendende magnetische Flussdichte abnimmt. Anschaulich bedeutet dies, dass bei konstanter Stärke des Magnetfelds bei hohen Frequenzen mehr elektromagnetischer Druck entgegen der Gravitationskraft auf das Schmelzbad wirkt.

Die Abhängigkeit des Grades der Druckkompensation von der Schweißgeschwindigkeit bei einer festen Frequenz von 3 kHz ist in Abb. 4.15 aufgetragen. Simulationen mit Geschwindigkeiten zwischen 0,3 m/min und 0,8 m/min zeigen, dass die erreichten Unterschiede in der gemittelten Druckbilanz im Bereich von etwa ± 60 Pa liegen.

Exemplarische Ergebnisse der Temperatur und der Geschwindigkeit in der Symmetrieebene von Schweißungen mit optimaler Kompensation für eine Frequenz von 3 kHz und einer magnetischen Flussdichte von 95 mT bei einer Geschwindigkeit von 0,3 m/min sind in Abb. 4.16 dargestellt.

Phänomenologisch unterscheiden sich die Ergebnisse nur marginal vom Referenzfall ohne Magnetfeld. Lediglich an der Unterseite, an der der Magnet wirkt, verkürzt sich das Schmelzbad etwas und der untere Marangoni-Wirbel wirkt eher rund als in die Länge gezogen. Die Beträge der Geschwindigkeit im Schmelzbad sind ebenfalls fast identisch. Die höchsten Geschwindigkeiten im Schmelzbad werden an den Oberflächen erreicht, wo die Marangoni-Spannungen vorherrschen, und in den Bereichen der Rezirkulation der daraus resultierenden Strömungen knapp unterhalb der Oberflächen hinter der Dampfkapillare.

Diese Erkenntnis bestätigt sich auch bei einem Blick auf die Stromlinienverteilungen der Geschwindigkeitsfelder für den Referenzfall und für den Fall optimaler Kompensation bei einer Oszillationsfrequenz von 3 kHz, die in Abb. 4.17 dargestellt sind. Die ausgeprägt dreidimensionale

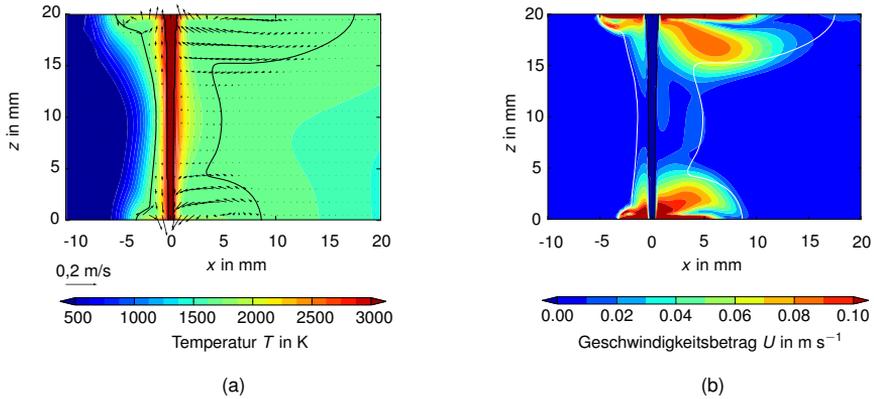


Abbildung 4.16: Simulation der optimalen Kompensation des hydrostatischen Druckes mit einer magnetischen Flussdichte von $B = 95 \text{ mT}$ an 20 mm dickem AISI 304, Schweißgeschwindigkeit $u_{\text{weld}} = 0,3 \text{ m/min}$. (a) Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung sowie Schmelzisotherme in der Symmetrieebene, (b) Geschwindigkeitsbetrag.

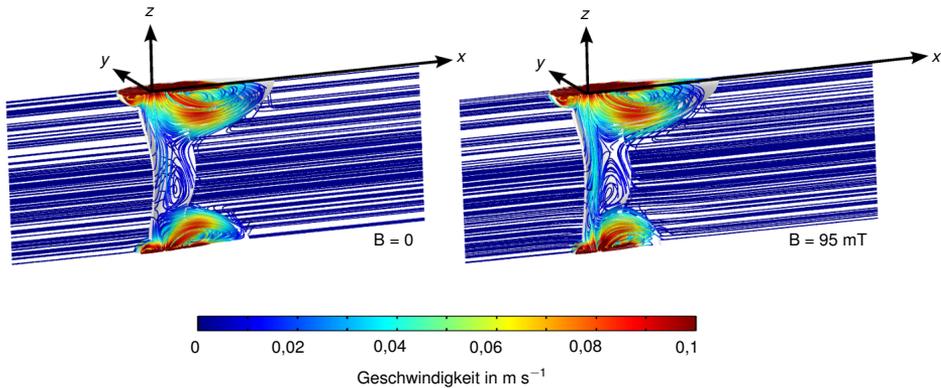


Abbildung 4.17: Stromlinienbild des Referenzfalls sowie der optimalen Kompensation bei $f = 3 \text{ kHz}$ und $B = 95 \text{ mT}$. Geschwindigkeiten oberhalb von $0,1 \text{ m/s}$ sind zur besseren Übersichtlichkeit rot dargestellt.

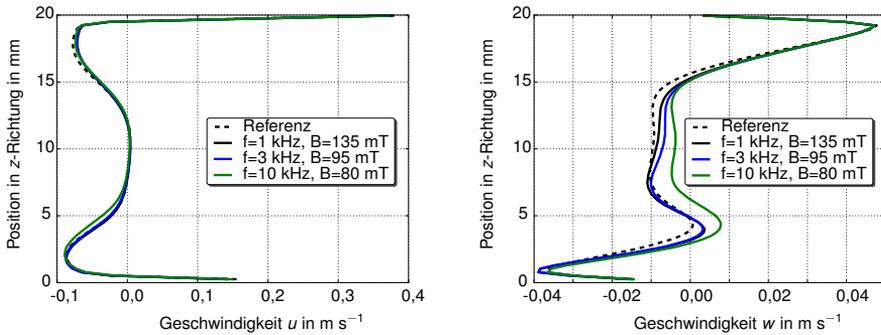


Abbildung 4.18: Geschwindigkeitsverteilungen u in Schweißrichtung sowie in Vertikalrichtung w entlang eines vertikalen Schnittes 3 mm hinter der Dampfkapillare in der Symmetrieebene des Schmelzbades für eine Schweißgeschwindigkeit von 0,3 m/min bei 20 mm dickem AISI 304.

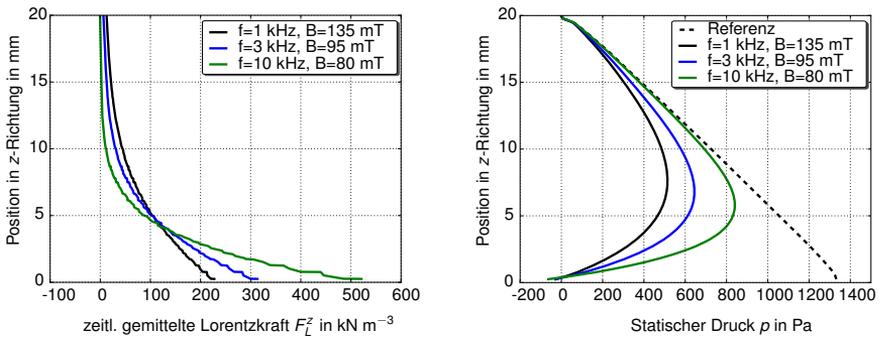


Abbildung 4.19: Zeitlich gemittelte vertikale Komponente der Lorentzkraft im Schmelzbad 3 mm hinter der Dampfkapillare in der Symmetrieebene bei einer Schweißgeschwindigkeit von 0,3 m/min an 20 mm dickem AISI 304.

Strömungsstruktur im Schmelzbad bleibt auch unter der Wirkung der eingebrachten Lorentzkräfte erhalten und schlägt sich in der Form der Schmelzbadgeometrie nieder. Der mittlere Teil des Schmelzbades außerhalb des Einflusses der Marangoni-Wirbel bleibt unverändert, sowohl in der Form des Schmelzbades als auch in der Richtung der Strömung.

Die Geschwindigkeitsverteilungen in Schweißrichtung und in vertikaler Richtung 3 mm hinter der Dampfkapillare sind in Abb. 4.18 für die jeweils optimale Kompensation des Druckes im Schmelzbad für drei verschiedene Oszillationsfrequenzen sowie für den Referenzfall ohne elektromagnetische Beeinflussung dargestellt. Es zeigt sich, dass die Geschwindigkeiten u in Schweißrichtung nahezu unbeeinflusst von den elektromagnetischen Kräften bleiben. Auch die Differenzen in vertikaler Richtung bleiben moderat, insbesondere im Vergleich zu den starken Veränderungen am Beispiel des Werkstoffs Aluminium, siehe Abb. 4.5. Die Geschwindigkeiten im Bereich des Marangoni-Wirbels an der Oberseite bleiben komplett unberührt von den eingebrachten Kräften.

Die Verteilungen des zeitlich gemittelten Anteils der vertikalen Lorentzkraft sowie der Verläufe des Druckes sind in Abb. 4.19 gezeigt. Der starke Abfall der Lorentzkraft mit zunehmender Eindringtiefe (in Richtung positive z -Werte) macht die Konstanz der Geschwindigkeitswerte im oberen Schmelzbadbereich verständlich. Aus dem Druckverlauf ist ersichtlich, dass mit zunehmender Oszillationsfrequenz aufgrund der geringeren Eindringtiefe der Lorentzkräfte die Kompensation des Druckes in einer immer kleiner werdenden Zone geschieht, so dass der höchste berechnete Druck entlang der dargestellten vertikalen Linie (unter Nichtbeachtung des Referenzfalls) für die höchste angelegte Frequenz vorliegt. Aus demselben Grund wandert auch das jeweilige Druckmaximum mit zunehmender Oszillationsfrequenz näher an die untere Schmelzbadoberfläche.

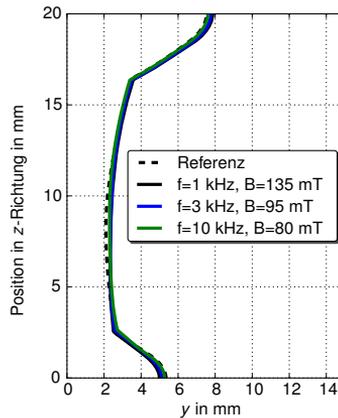


Abbildung 4.20: Querprofile aus der Simulation für optimale Druckkompensation bei unterschiedlichen Oszillationsfrequenzen an 20 mm dickem AISI 304 bei $u_{\text{weld}} = 0,3\text{ m/min}$. Dargestellt ist der jeweilige Verlauf der Schmelzisoothermen bei $T = 1700\text{ K}$ in der Mitte des Erstarrungsintervalls.

Die berechneten Querprofile der Schmelzbäder sind in Abb. 4.20 gezeigt. Durch den kaum vorhandenen Einfluss der Lorentzkräfte auf die Geschwindigkeiten im Schmelzbad bleiben auch die Querprofile in der Struktur fast komplett identisch. Lediglich marginale Abweichungen vom Referenzfall gibt es in der Schmelzbadbreite an der Unterseite sowie im mittleren Bereich des Schmelzbades.

Exemplarisch wurden Simulationen bei optimierter Schmelzbadunterstützung bei einer Frequenz von 3 kHz für verschiedene Schweißgeschwindigkeiten durchgeführt. Um den Einfluss einer etwaigen elektromagnetischen Abbremsung mittels des Hartmann-Effekts bewerten zu können, wurden die Hartmann-Zahl und der Interaktionsparameter in Abb. 4.21 und Abb. 4.22 basierend auf einer Schmelzbadhalbbreite von 5 mm dargestellt. Die Hartmann-Zahl unter Berücksichtigung des turbulenten Anteils der Viskosität gemäß Gl. (3.8) ist in weiten Teilen des Schmelzbades sehr klein. Der daraus abgeleitete Interaktionsparameter ist folgerichtig im Schmelzbad kleiner als Eins, so dass die Trägheit des Fluids nicht durch den Hartmann-Effekt überwunden wird.

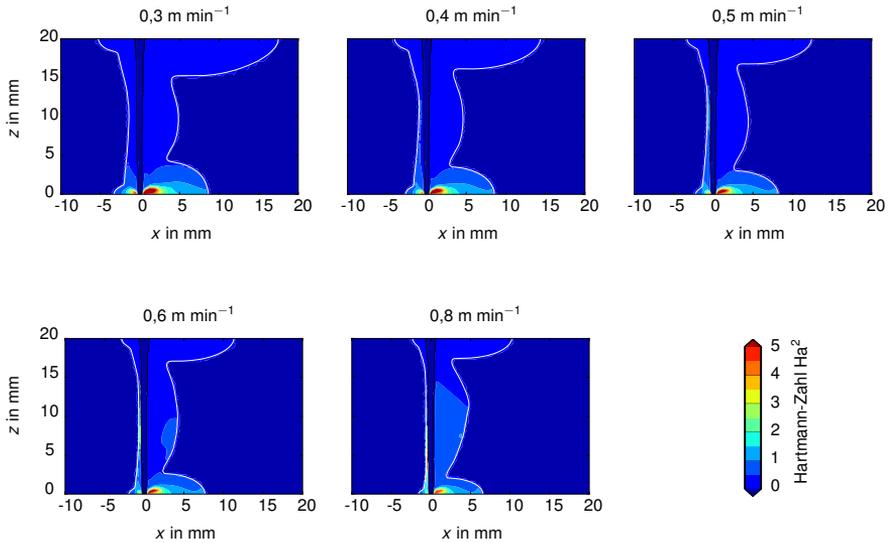


Abbildung 4.21: Hartmann-Zahl Ha^2 im Schmelzbad bei $f = 3 \text{ kHz}$ und $B = 95 \text{ mT}$ für eine charakteristische Länge von 5 mm bei verschiedenen Schweißgeschwindigkeiten.

Die Weber-Zahlen für den Referenzfall sowie die optimierten Fälle mit elektromagnetischer Kontrolle für drei verschiedene Oszillationsfrequenzen sind in Tab. 4.3 aufgelistet. Es zeigt sich, dass die Weber-Zahl für die verschiedenen Fälle mit und ohne magnetische Felder kaum Veränderungen unterliegt.

Tabelle 4.3: Schmelzbadhalbbreiten, Oberflächengeschwindigkeiten und entsprechende Weber-Zahl für die obere und untere Oberfläche des Schmelzbades bei 20 mm dickem AISI 304 bei $u_{\text{weld}} = 0,3 \text{ m/min}$.

			Oberseite			Unterseite		
	B_{rms} mT	Frequenz f kHz	L mm	$ u $ m s ⁻¹	We	L mm	$ u $ m s ⁻¹	We
Referenzfall	–	–	7,6	0,54	7,8	5,3	0,63	7,5
Kontrollfall I	135	1	7,9	0,54	8,2	5,0	0,65	7,5
Kontrollfall II	95	3	7,8	0,54	8,1	5,1	0,65	7,7
Kontrollfall III	80	10	7,6	0,54	7,9	5,3	0,66	8,2

An dieser Stelle ist noch einmal zu betonen, dass es sich bei den berechneten Ergebnissen

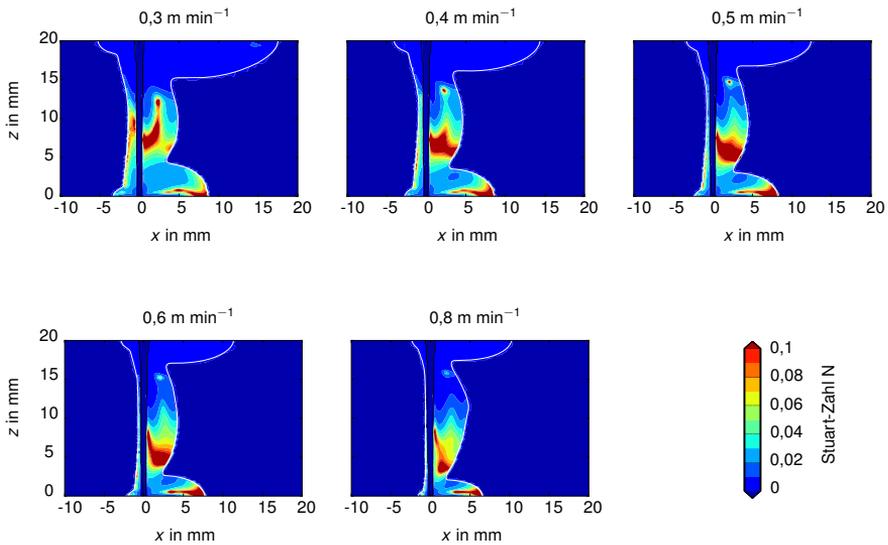


Abbildung 4.22: Interaktionsparameter N im Schmelzbad bei $f = 3 \text{ kHz}$ und $B = 95 \text{ mT}$ für eine charakteristische Länge von 5 mm bei verschiedenen Schweißgeschwindigkeiten.

für den Referenzfall um ein hypothetisches Ergebnis handelt, bei dem zwar der Einfluss von Druckunterschieden auf das Strömungsverhalten berücksichtigt, jedoch ein Auslaufen aus der vorgegebenen Werkstückgeometrie durch Randbedingungen und Vereinfachungen unterbunden wurde. Die im Realfall sich einstellenden Differenzen vom idealen Nahtprofil ohne Austropfen von Schmelze haben selbstverständlich auch Veränderungen im Wärmetransport zur Folge, so dass in den Experimenten keine Übereinstimmung der Nahtprofile zwischen Referenzschweißung und magnetisch kontrollierter Schweißung zu erwarten ist.

4.2.3 Experimentelle Verifizierung

Exemplarisch wurde vor Beginn der Schweißversuche eine Messung des Ferritgehalts einer 10 mm dicken Platte AISI 304 durchgeführt, siehe Abb. 4.23. Hier lagen die Maximalwerte um etwa 1 %. Der Wert ist besonders hoch an den Kanten der Probe, an der durch Kaltumformung Änderungen im Gefüge entstanden sind und diesen so leicht magnetisiert.

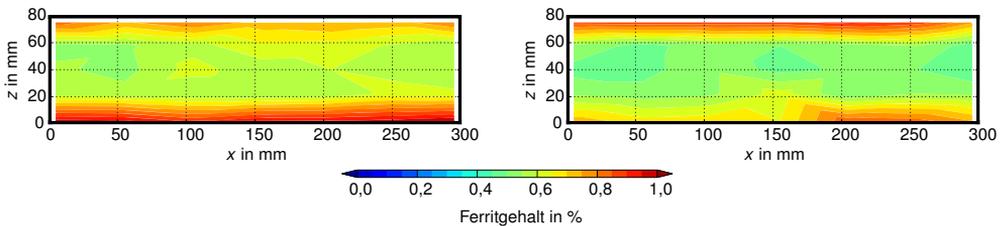


Abbildung 4.23: Ferritgehalt auf beiden Oberflächen einer 10 mm dicken Platte des Werkstoffs AISI 304.

Die Parameter der Schweißexperimente sind in Tab. 3.9 zusammengefasst. Abb. 4.24 zeigt eine Übersicht über die experimentell ermittelten Querschliffe beim Schweißen von 10 mm dicken Platten. Diese wurden mit zwei verschiedenen Geschwindigkeiten verschweißt. Die benötigte Magnetfeldstärke zur Kompensation des hydrostatischen Druckes wurde bei einer Vorschubgeschwindigkeit von 0,4 m/min bei fester Frequenz optimiert. Es zeigt sich, dass eine magnetische Flussdichte von etwas über 200 mT zu ebenen Oberflächen des Schmelzbades ohne Austropfen führt. Für zu kleine Werte des Magnetfeldes tendiert die Schmelze ähnlich wie im Referenzfall zu einem Austropfen aus der Naht, für zu hohe Werte wird die Schmelze nach oben aus der Naht gedrückt. Dabei ist der Prozess der elektromagnetischen Druckkompensation selbst-stabilisierend, da für zu hohe Werte des Magnetfeldes die Schmelze nach oben gedrückt wird und somit auch der wirksame Abstand zwischen Schmelze und Magnetpolen zunimmt, so dass die induzierte Lorentzkraft sinkt.

Die optimierte Magnetfeldstärke wurde danach bei verdoppelter Geschwindigkeit 0,8 m/min angewendet und führte ebenfalls zu einer Vermeidung des Durchhangs der Schmelze an der unteren Oberfläche. Aufgrund der größeren Geschwindigkeit sind die erzeugten Schmelzbäder schmäler, so dass bei diesen Abmessungen die Tendenz zu Nahtdurchhang und Austropfen von Schmelze naturgemäß geringer ist, da die Oberflächenspannung bei kleineren Schmelzbadhalbbreiten einem größeren Druck stand halten kann. Dementsprechend ist der Nahtdurchhang im Referenzfall bei der höheren Geschwindigkeit etwas kleiner.

Die Oberflächenbeschaffenheit der 10 mm dicken Proben wurde mit Hilfe eines optischen Oberflächenscanners vermessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.25 dargestellt. Für den Referenzfall zeigt sich ein periodischer Nahtdurchhang und für ein zu klein gewähltes Magnetfeld von 165 mT eine konstante Unterwölbung der Naht. Im Bereich von 40 mm bis 60 mm ist die durchhängende Schmelze sogar ausgefallen. Für ein optimiertes Magnetfeld von 208 mT ent-

4.2 Elektromagnetische Schmelzbadunterstützung bei austenitischem Stahl AISI 304

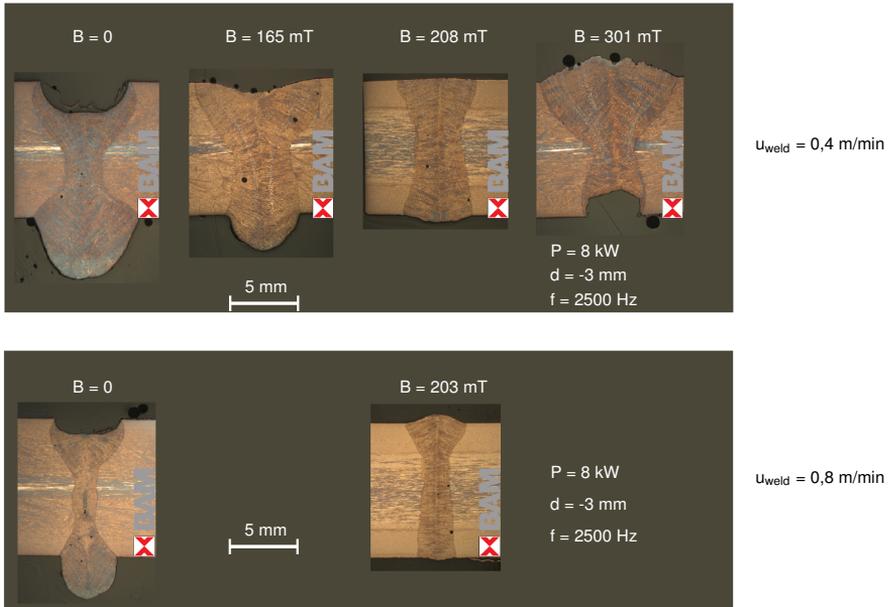


Abbildung 4.24: Experimentelle Ergebnisse zur elektromagnetischen Kompensation des hydrostatischen Druckes in einem 10 mm tiefen Schmelzbad des Werkstoffs AISI 304.

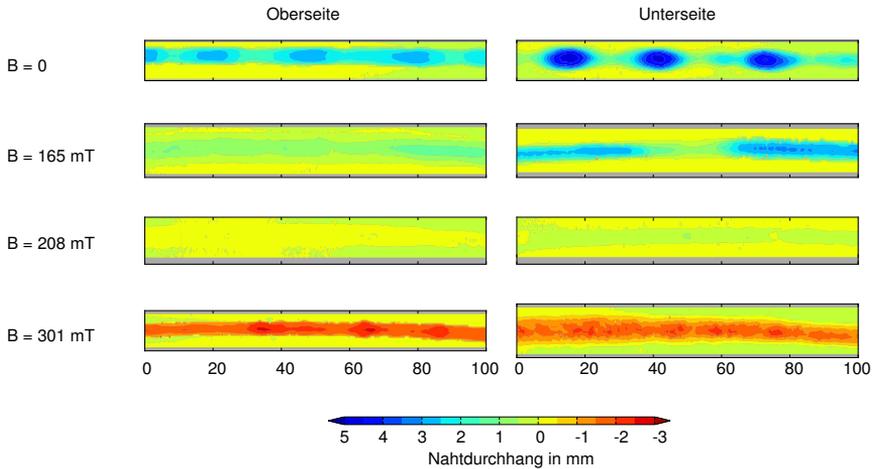


Abbildung 4.25: Oberflächenvermessung an 10 mm dicken Proben AISI 304 für verschiedene magnetische Flussdichten bei einer Frequenz von 2,5 kHz und einer Schweißgeschwindigkeit von 0,4 m/min.

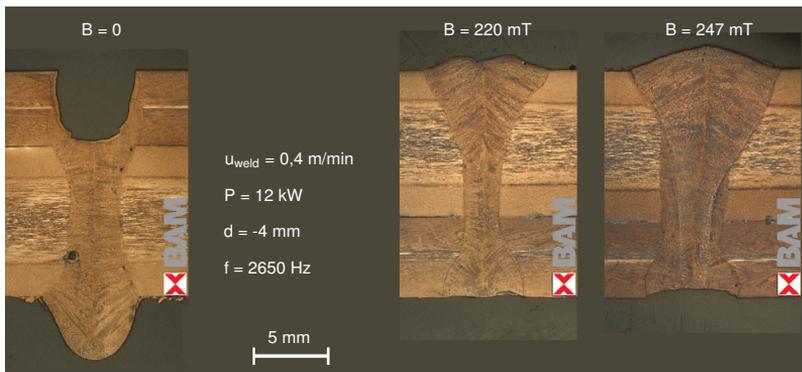


Abbildung 4.26: Experimentelle Ergebnisse zur elektromagnetischen Kompensation des hydrostatischen Druckes in einem 15 mm tiefen Schmelzbad des Werkstoffs AISI 304.

spricht die Nahtoberfläche den Werten des Grundwerkstoffs der Platte in der Berandung der Naht, ein Durchhang konnte also vermieden werden. Bei weiterem Anheben der magnetischen Flussdichte auf 301 mT wird die Schmelze auf der ganzen Länge nach oben aus der Naht gepresst.

Bei einer Schweißgeschwindigkeit von 0,4 m/min wurde das System schließlich an 15 mm dicken Proben des gleichen Werkstoffs erprobt, siehe Abb. 4.26. Dazu wurden eine 10 mm und eine 5 mm dicke Platte als Überlappstoß mit einer Blindnaht verschweißt. Die benötigte magnetische Flussdichte lag hierbei für eine optimal ausbalancierte Naht bei 220 mT und somit entsprechend höher als bei den dünneren Proben, da der hydrostatische Druck der erzeugten Flüssigmetallsäule 50 % größer war. Für eine höhere magnetische Flussdichte von 247 mT ist analog zu den Versuchen an 10 mm Blechdicke die Überkompensation zu beobachten.

Schließlich wurden die Versuche an 20 mm Blechstärke durchgeführt. Diese sind in Abb. 4.27 dargestellt. Für die Referenzschweißung ohne Magnetfeld ist ersichtlich, dass diese Blechdicke bereits an der Schwelle zur Instabilität steht, da sowohl an der oberen als auch an der unteren Seite der Naht Material fehlt. Neben der Referenzschweißung wurden Nähte mit steigender Stärke des magnetischen Feldes zwischen 222 mT und 255 mT erzeugt. Erwartungsgemäß steigt mit zunehmender Flussdichte der Trend zur Überkompensation. Optimale Ergebnisse sind hier etwa im Bereich zwischen 220 mT und 235 mT zu verzeichnen. Die mit elektromagnetischer Unterstützung geschweißten Proben haben einen etwas breiteren Querschnitt als die Referenz, was auf einen stabilisierten Prozess mit ausgeprägter Strömungsdynamik hindeutet, das heißt einer voll entwickelten Marangoni-Strömung. Dass diese Blechdicke trotzdem nahe der Stabilitätsgrenze des Schweißens liegt, zeigen Unregelmäßigkeiten in der Nahtbreite, siehe Abb. 4.28. Im Referenzfall ohne elektromagnetische Unterstützung wird weniger Volumen aufgeschmolzen als in den Fällen mit elektromagnetischer Schmelzbadstütze. Ursache hierfür

4.2 Elektromagnetische Schmelzbadunterstützung bei austenitischem Stahl AISI 304

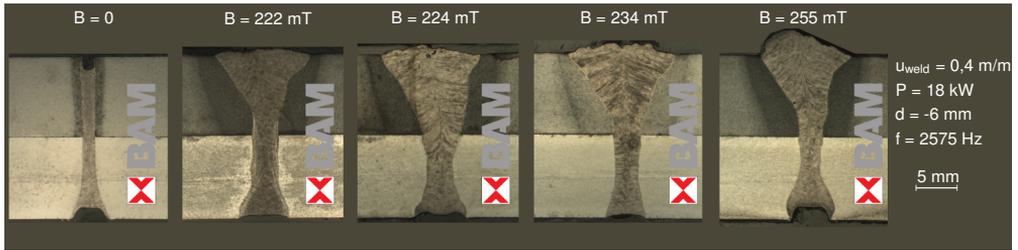


Abbildung 4.27: Experimentelle Ergebnisse zur elektromagnetischen Kompensation des hydrostatischen Druckes in einem 20 mm tiefen Schmelzbad bestehend aus den Werkstoffen S235JRC (Oberseite) und AISI 304 (Unterseite).

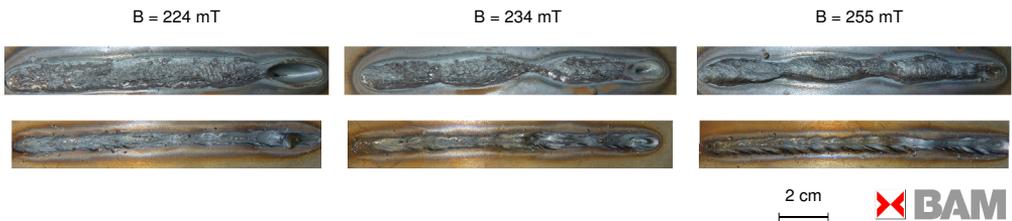


Abbildung 4.28: Oberflächenaufnahmen der Nahtoberseite (oben) und Nahtunterseite (unten) der 20 mm dicken Proben für verschiedene magnetische Flussdichten.

kann nicht die Energie des magnetischen Feldes sein, da dieses zum einen nur eine begrenzte Eindringtiefe hat und zum anderen die Leistung des magnetischen Feldes um eine Größenordnung unter der Laserenergie liegt. Vielmehr ist dies dem Umstand geschuldet, dass zum einen flüssiges Material austropft und dadurch ins Werkstück eingebrachte Wärmeenergie verloren geht und zum anderen dadurch auch die Einkopplungsbedingungen für den Laserstrahl grundverschieden sind und mehr Strahlung an der Unterseite der Dampfkapillare wieder austritt.

4.3 Elektromagnetische Schmelzbadberuhigung bei dünnem Aluminium

In den letzten beiden Abschnitten wurde die Möglichkeit der Anwendung oszillierender magnetischer Felder zur kontaktlosen Schmelzbadunterstützung untersucht. In den zwei folgenden Kapiteln wird nun analysiert, unter welchen Umständen ein stationäres Magnetfeld zur effektiven Beruhigung der Schmelze eingesetzt werden kann. Eine Übersicht der untersuchten Parameter ist in Tabelle 3.3 aufgelistet.

4.3.1 Referenzfall ohne angelegtes DC-Magnetfeld

Die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen für den Referenzfall beim Einschweißen in 6 mm dickes Aluminium bei einer Schweißgeschwindigkeit von 2 m/min sind in Abb. 4.29 und 4.30 dargestellt. Die durchgezogene Linie stellt die Schmelzisotheimer dar. An der Oberfläche des Schmelzbades bildet sich bedingt durch die Marangoni-Konvektion ein Bereich starker rotatorischer Strömungen von der Dampfkapillare zu den Schmelzbadrändern hin. Die erreichten Geschwindigkeiten liegen dabei um ein Vielfaches über der Prozessgeschwindigkeit. Dieser Mechanismus wirkt im Wesentlichen innerhalb der oberen 3 mm des Schmelzbades. Unterhalb ist das Strömungsbild vorrangig durch die Umströmung des Dampfkanals bestimmt und verläuft fast ausschließlich in horizontaler Richtung. Durch temperaturabhängige Dichteunterschiede bedingte Auftriebsströmungen wird der Marangoni-Wirbel zusätzlich unterstützt.

Abb. 4.30 zeigt, dass die maximalen Strömungsgeschwindigkeiten an der Oberfläche auftreten. Des Weiteren ist ersichtlich, dass im Bereich der Rezirkulation des Marangoniwirbels ein weiteres lokales Maximum der Geschwindigkeit auftritt.

Die thermokapillare Konvektion sorgt im oberen Schmelzbadbereich außerdem für einen verstärkten Wärmetransport senkrecht zur Schweißrichtung, was sich in der konvexen Krümmung der Schmelzisotheimer in der transversalen Ebene zeigt.

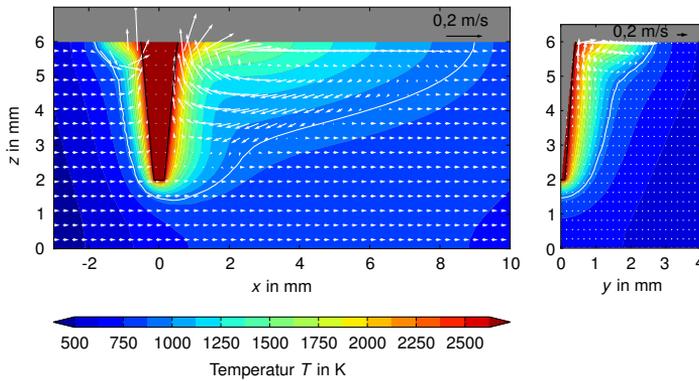


Abbildung 4.29: Temperaturverteilung und Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene und quer zur Schweißrichtung durch den Dampfkanal für den Referenzfall ohne elektromagnetische Felder.

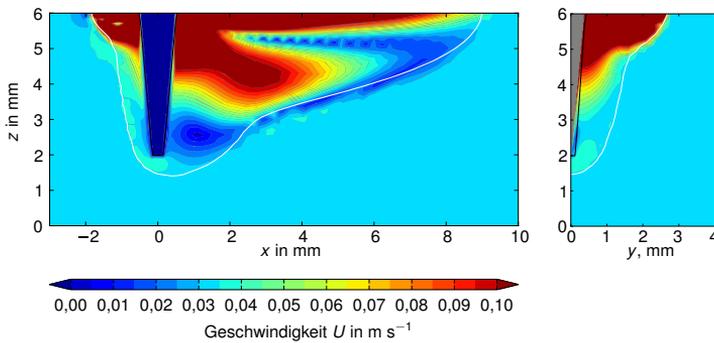


Abbildung 4.30: Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene und quer zur Schweißrichtung durch den Dampfkanal für den Referenzfall ohne elektromagnetische Felder. Zur besseren Übersichtlichkeit sind Geschwindigkeitsbeträge über $0,1 \text{ m/s}$ rot dargestellt.

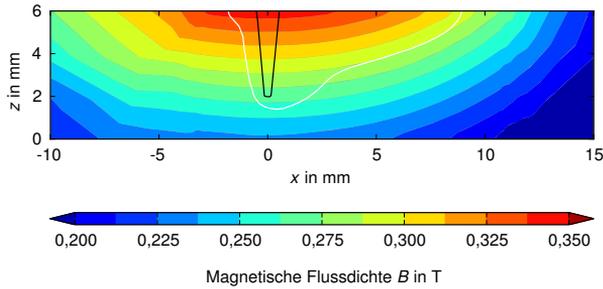


Abbildung 4.31: Simulierte Verteilung der magnetischen Flussdichte in der Symmetrieebene für den Fall $B = 500 \text{ mT}$.

4.3.2 Kontrollfall mit verschiedenen Magnetfeldstärken

Eine exemplarische Verteilung der magnetischen Flussdichte ist in Abb. 4.31 für den Fall $B = 500 \text{ mT}$ dargestellt. Die Isolinien des magnetischen Feldes verlaufen im Schmelzbad des Referenzfalles dabei bedingt durch die Abmaße der Magnetpole vornehmlich in horizontaler Richtung.

Eine Berechnung der Hartmann-Zahl mit der Schmelzbadhalbbreite aus der Simulation des Referenzfalles ($3,2 \text{ mm}$), den nominellen Werten der magnetischen Flussdichte (0 bis 3 T) sowie der elektrischen Leitfähigkeit und der Viskosität bei Schmelztemperatur ist in Tab. 4.4 aufgelistet. Daraus wird deutlich, dass die Magnetkräfte in den untersuchten Fällen die viskose Reibung dominieren und ein entsprechend großer Einfluss des Hartmann-Effekts zu erwarten ist.

Tabelle 4.4: Maximale Hartmann-Zahl Ha^2 für steigende magnetische Flussdichte bei ca. 4 mm Einschweißtiefe.

$ B $	0	0,5 T	1,0 T	1,5 T	2,0 T	2,5 T	3,0 T
Ha^2	0	9 395	37 582	84 560	150 328	234 888	338 239

Abb. 4.32 zeigt die Temperaturverteilung sowie die Geschwindigkeiten des Strömungsfeldes in der Symmetrieebene für verschiedene Stärken des magnetischen Feldes. Im oberen Bereich des Schmelzbades in Abb. 4.32 nimmt der dominante Einfluss der Marangoni-Konvektion mit zunehmender Stärke des Magnetfeldes ab. Die Erstarrungsfront rückt an den Dampfkanal heran und verkürzt somit das Schmelzbad. Der Grund für diese Beobachtung ist der in Kapitel 2.4.2 vorgestellte Hartmann-Effekt. Durch die Bewegung der elektrisch leitfähigen Schmelze senkrecht zu den magnetischen Feldlinien wird eine elektrische Stromdichte j induziert, die dann ihrerseits zusammen mit dem magnetischen Feld B selbst eine Lorentzkraft bildet, die in weiten Bereichen des Schmelzbades der ursprünglichen Flüssigmetallströmung entgegen ge-

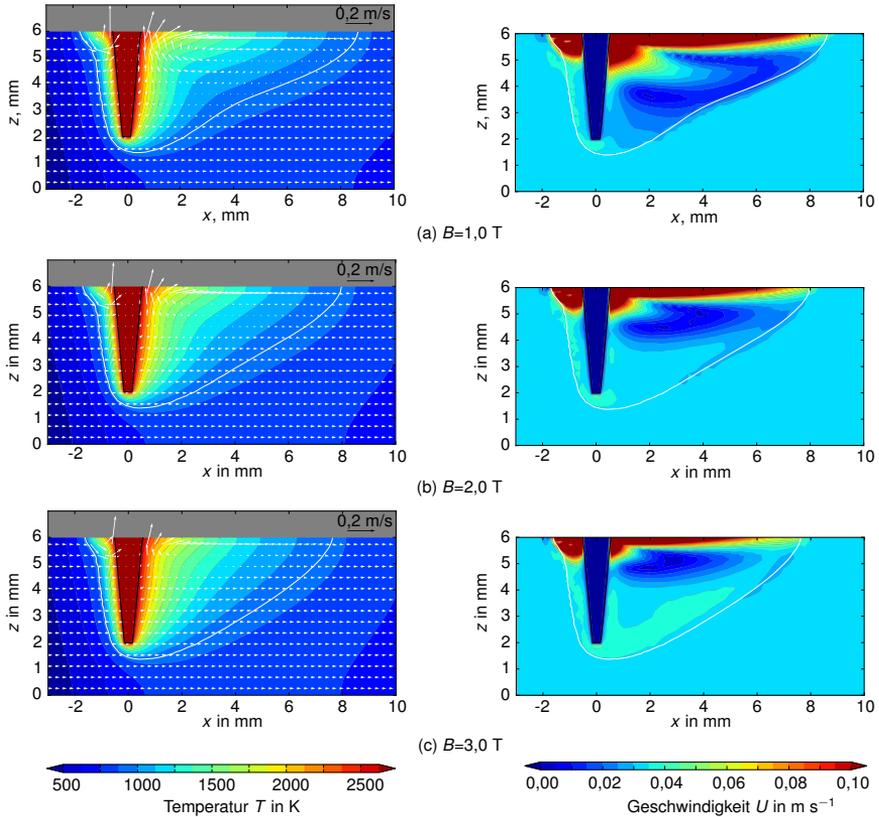


Abbildung 4.32: Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen in der Symmetrieebene für verschiedene Stärken des magnetischen Feldes.

richtet ist. Somit wird die Schmelze zum einen abgebremst und zum anderen in Bereichen der Rezirkulation zur Strömungsumkehr gezwungen. Dieser Verlauf ist in Abb. 4.32 zu erkennen.

Folge des Hartmann-Effektes sind hier das Verschwinden der ausgeprägten Konvexität der Schmelzisothermen sowie ein Absinken der Maximalgeschwindigkeiten der Schmelze im flüssigen Bereich, siehe Abb. 4.32. Der Hartmann-Effekt macht sich in gleicher Weise auch in den Abmaßen des Schmelzbadess quer zur Schweißrichtung bemerkbar, in dem auch hier die Krümmung der Isothermen mit zunehmender Magnetfeldstärke absinkt.

Die ursprünglich aus dem Referenzfall ersichtliche Rezirkulationsströmung hinter der Dampfkapillare wird mit steigender Magnetfeldstärke sukzessive umgekehrt und die Geschwindig-

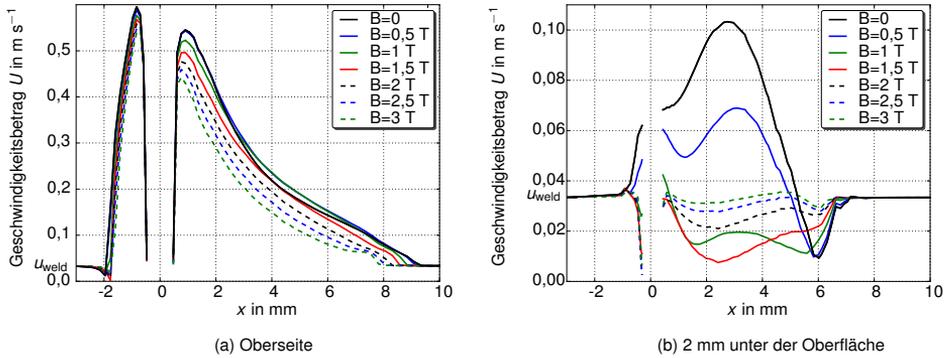


Abbildung 4.33: Geschwindigkeitsverteilung entlang der Schweißrichtung in der Symmetrieebene (a) an der Oberfläche des Schmelzbades und (b) 2 mm unterhalb der Oberfläche für verschiedene Magnetfeldstärken.

keitsvektoren nehmen, beginnend im unteren Bereich des Schmelzbades, sowohl die Richtung als auch den Betrag der Geschwindigkeitsvektoren des festen Bereichs des Werkstücks an. Dieses Phänomen wird für sehr hohe Magnetfeldstärken umso deutlicher und ist vor allem im unteren Bereich des Schmelzbades zu beobachten, wo der Einfluss der Marangoni-Strömung ohnehin gering ist.

In Abb. 4.33 sind die Geschwindigkeitsbeträge $U = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ der Flüssigmetallbewegung in der Symmetrieebene direkt an der Oberfläche und 2 mm darunter für verschiedene Positionen entlang der Schweißnaht dargestellt. An der Oberfläche ist eine Geschwindigkeitsabnahme mit steigender Magnetfeldstärke zu verzeichnen. Besonders interessant ist das Verhalten der Geschwindigkeitsbeträge in Abb. 4.33(b). Die Geschwindigkeiten sinken zuerst und nehmen ab einer Feldstärke von etwa 1,5 T wieder zu. Ursächlich hierfür ist die Strömungsrichtungsumkehr im Bereich des Schmelzbadenzentrums hinter der Dampfkapillare. Für die höchsten hier berechneten Feldstärken befinden sich die Geschwindigkeiten im Innern des Schmelzbades auf dem Niveau der Prozessgeschwindigkeit, so dass zu erwarten ist, dass ein weiteres Anheben der magnetischen Flussdichte nicht mehr zu gravierenden Änderungen an der Schmelzbadgeometrie führt.

In Abb. 4.34 sind die Stromlinien der Geschwindigkeitsverteilungen für ansteigende Magnetfeldstärken ausgehend vom Referenzfall ohne magnetisches Feld bis hin zu $B = 3 \text{ T}$ gezeigt. In den Abb. 4.34(a) bis 4.34(c) ist die vorherrschende dreidimensionale Struktur die dominante Charakteristik der Schmelzbadströmung. Für höhere Magnetfeldstärken in den Abb. 4.34(d) bis 4.34(f) ist bereits eine deutliche Beruhigung der Strömung im Innern des Schmelzbades zu beobachten. Für $B = 3 \text{ T}$ in Abb. 4.34(g) ist der Einfluss der Marangoni-Konvektion auf einen sehr schmalen Bereich an der Oberfläche gesunken. Die Hauptströmungsrichtung ist parallel zur Vorschubrichtung des Schweißprozesses und der Betrag der Geschwindigkeit entspricht in weiten Teilen des Schmelzbades ebenfalls der Prozessgeschwindigkeit. Das lokale Geschwindigkeitsmaximum im Schmelzbadzentrum hinter der Dampfkapillare wurde durch die eingebrachten Lorentzkräfte komplett eliminiert. Die Umkehr der Strömungsrichtung im Innern hat

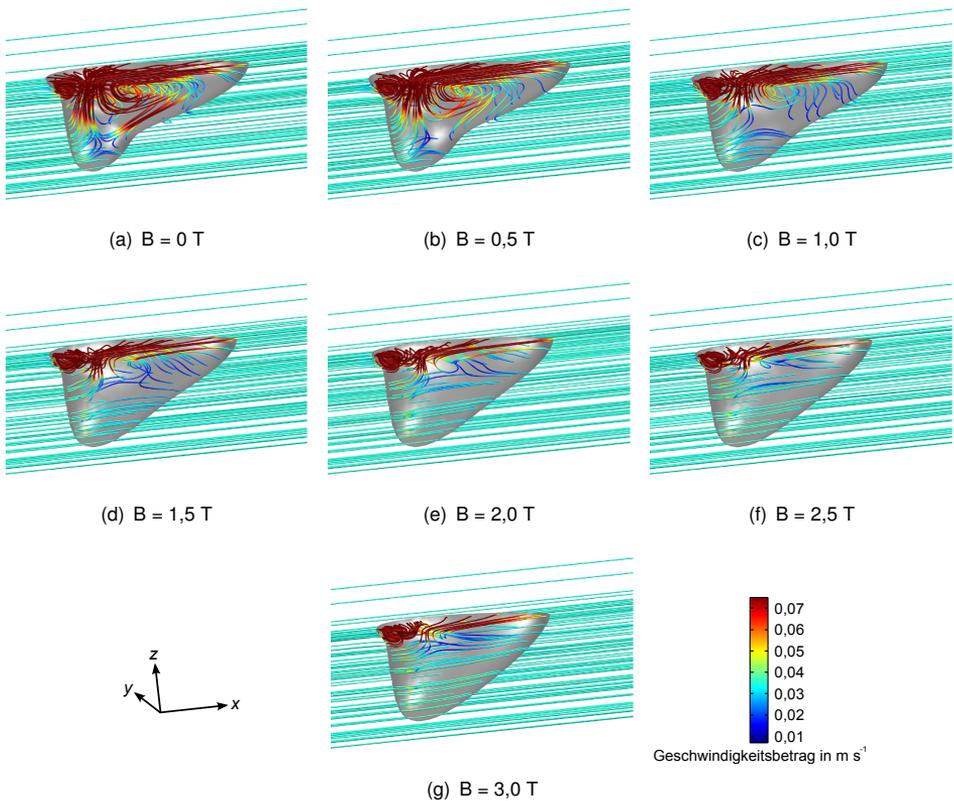


Abbildung 4.34: Stromlinien der Geschwindigkeit für verschiedene Stärken des magnetischen Feldes.

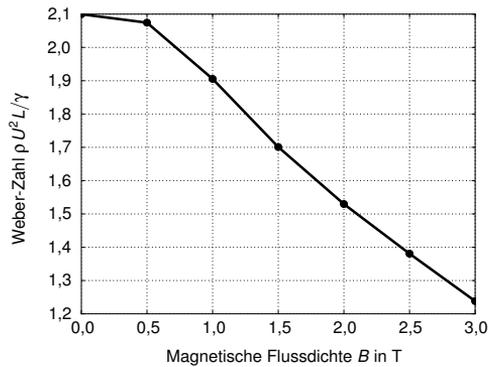


Abbildung 4.35: Weber-Zahl an der Schmelzbadoberfläche an einer Position einen Millimeter hinter der Dampfkapillare für eine Schmelzbadhalbbreite von 3,2 mm.

zur Folge, dass die Schmelzbadabmessungen im Bereich der Keyhole-Spitze leicht zunehmen, da der konvektive Energietransport dort nun in Richtung der hinteren Schmelzbadbegrenzung gerichtet ist.

In Abb. 4.35 ist die Weber-Zahl zur Beschreibung der Oberflächenstabilität an der Schmelzbadoberfläche einen Millimeter hinter der Dampfkapillare aufgetragen, etwa in dem Bereich, wo die Strömungsgeschwindigkeit maximal ist. Für steigende angelegte magnetische Flussdichte sinkt die Weber-Zahl, was auf eine Abbremsung der Schmelze und einer daraus folgenden Beruhigung der Oberfläche hindeutet.

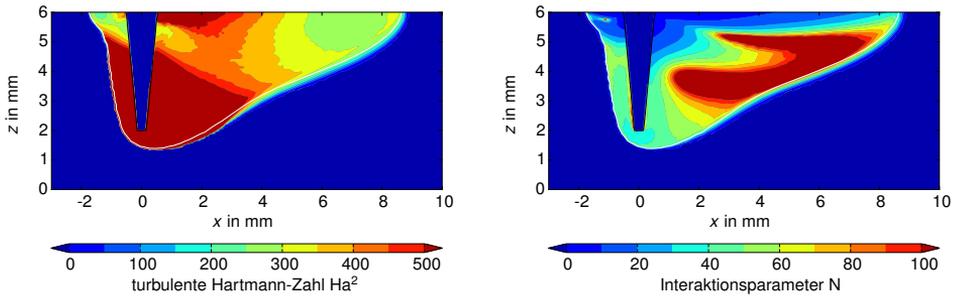


Abbildung 4.36: Turbulente Hartmann-Zahl und der zugehörige Interaktionsparameter im Schmelzbad bei einer magnetischen Flussdichte von $B = 1$ T.

Aus Abb. 4.34 ist ersichtlich, dass etwa ab einer magnetischen Flussdichte von $B = 1$ T eine deutliche Veränderung der Strömung im Schmelzbad beginnt. Daher sind in Abb. 4.36 für diesen Fall die Hartmann-Zahl unter Berücksichtigung der turbulenten Viskosität sowie der Interaktionsparameter dargestellt. Es zeigt sich, dass die Hartmann-Zahlen im unteren Bereich sowie direkt hinter der Dampfkapillare am größten sind und zum hinteren Bereich des Schmelzbades, wo die Strömung ihre Richtung verändert, abnimmt. Außerdem dominiert in der gesamten flüssigen Zone die magnetisch induzierte Reibung. Der Interaktionsparameter in Abb. 4.36 ist in weiten Teilen der Schmelze sehr groß, so dass von einer effektiven Beruhigung der Strömung ausgegangen werden kann. Im oberen Bereich sind seine Werte kleiner, bedingt durch die hohen Strömungsgeschwindigkeiten dort und der Einfluss der elektromagnetischen Strömungsberuhigung ist entsprechend geringer.

An der Dampfkapillare wurde in den Simulationen Verdampfungstemperatur angenommen, so dass die eingebrachte Wärmemenge schließlich von der berechneten Temperaturverteilung und insbesondere deren Gradienten an der Kapillarwand abhängt:

$$P_L = \iint_{\partial V} \lambda \frac{\partial T}{\partial r} dS. \quad (4.1)$$

Die Änderung der eingebrachten Wärmemenge in Abb. 4.37 resultiert aus dem durch die Wirkung der Lorentzkräfte veränderten Strömungsmuster im Schmelzbad und den daraus folgenden kleineren Temperaturgradienten an der Dampfkapillare.

Da mit steigender Magnetfeldstärke der konvektive Energietransport immer stärker radial vom Keyhole weg gerichtet ist, nehmen die Temperaturgradienten mit steigendem Grad der magnetischen Beeinflussung ab. Folgerichtig nimmt die integral über die Bewandung der Dampfkapillare eingebrachte Laserleistung ab, siehe Abb. 4.37.

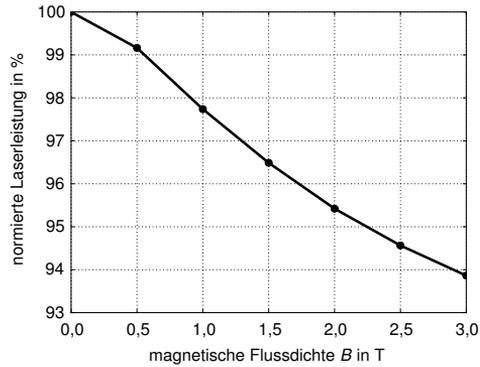


Abbildung 4.37: In das Schmelzbad eingebrachte normierte Laserleistung.

4.3.3 Fall reiner Wärmeleitung mit konstant konvektivem Anteil

Abb. 4.38 zeigt die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung für einen hypothetischen Fall. Dabei wurde eine rein thermische Simulation durchgeführt, wobei die Strömungsgeschwindigkeit und somit der konvektive Wärmetransport als konstant angenommen wurden. Die anliegende Strömungsgeschwindigkeit wurde gemäß der vorangegangenen Simulationsrechnungen auf

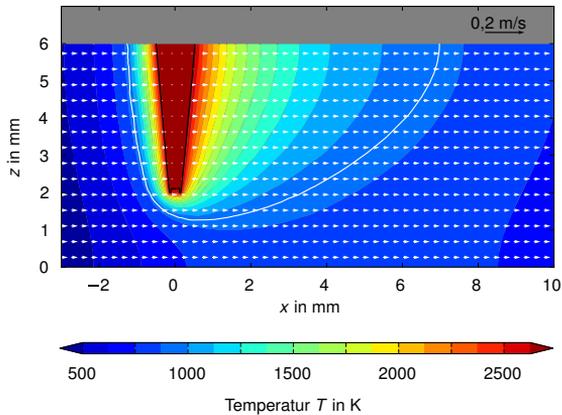


Abbildung 4.38: Temperaturverteilung und Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene für den Fall konstanter Strömungsgeschwindigkeit im gesamten Berechnungsgebiet.

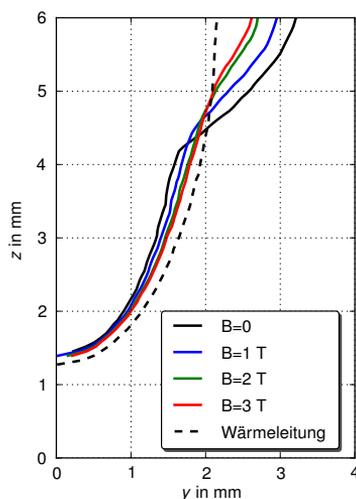


Abbildung 4.39: Querprofile aus der Computersimulation für verschiedene Magnetfeldstärken.

die Prozessgeschwindigkeit festgelegt.

Das Resultat der Simulation zeigt eine Schmelzbadform, die aufgrund der Konvektion an der Rückseite der Dampfkapillare länger ist als auf der Vorderseite. Auffällig ist die Ähnlichkeit der Schmelzbadform mit den Ergebnissen aus Abb. 4.32 für hohe Magnetfeldstärken, in denen der Hartmann-Effekt die dominante Rolle spielt.

Die berechneten Querprofile aus der Simulation sind in Abb. 4.39 aufgetragen. Für steigende magnetische Flussdichte des stationären magnetischen Feldes wird die Konvexität der Profile im oberen Schmelzbadbereich immer geringer. Der Grenzfall ist das Simulationsergebnis aus Abb. 4.38 mit konstant konvektivem Anteil der Wärmeübertragung durch die Vorschubgeschwindigkeit. Im unteren Bereich des Schmelzbades führt dieses Verhalten zu einer Verbreiterung der Nähte, da vertikale Wärmeübertragung durch das Abbremsen von Auftriebsströmungen, z.B. durch freie Konvektion, stark eingeschränkt ist. Mit zunehmender Magnetfeldstärke ähneln die Profile des Schmelzbades, ausgehend von einer Y-Form im Referenzfall ohne Magnetfeld, eher einem V-förmigen Schweißnahtprofil.

4.4 Elektromagnetische Schmelzbadberuhigung bei dickem Aluminium

In Kapitel 4.3 konnte gezeigt werden, dass es mit einem oberhalb des Werkstücks quer zur Strömungsrichtung angelegten konstanten Magnetfeld möglich ist, die Flüssigmetallbewegung im Schmelzbad signifikant zu bremsen. Eine einfache Möglichkeit, diesen Effekt auch experimentell zu bestätigen, ist die Anwendung von Permanentmagneten. Diese haben eine magnetische Flussdichte bis zu 500 mT, siehe Kap. 3.2.3. Ein Vorteil der Versuche mit Permanentmagneten ist, dass die Permanentmagnete seitlich am Werkstück befestigt werden können und die maximale Flussdichte somit im Bereich der schmelzflüssigen Phase konzentriert ist.

4.4.1 Referenzfall ohne angelegtes DC-Magnetfeld

Die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen für das Einschweißen in Aluminium bei einer Schweißgeschwindigkeit von 0,5 m/min sind in Abb. 4.40 und 4.41 gezeigt. Die durchgezogene Linie stellt die Schmelzisotherme dar. Wie bereits im vorangegangenen Kapitel verursacht die temperaturabhängige Oberflächenspannung an der freien Oberfläche des Schmelzbades einen deutlich ausgeprägten Marangoni-Wirbel, der den oberen Teil des Schmelzbades beherrscht. Die Drehrichtung des Wirbels ist wiederum an der Oberfläche vom heißen Bereich um die Dampfkapillare radial zum Schmelzbadrand hin gerichtet, wo die Oberflächenspannung höher ist. Die freie Konvektion ist aufgrund des tiefen Schmelzbades sehr stark und unterstützt diesen Wirbel. Beide Effekte zusammen führen zu der typischen Weinglasform des Schmelzbades sowohl in Längs- als auch Querrichtung zur Vorschubrichtung. Abb. 4.41 zeigt, dass die höchsten Beträge der Geschwindigkeit nahe der Oberfläche auftreten, wo die Marangoni-Spannungen das Strömungsbild beherrschen. Weitere lokale Geschwindigkeitsmaxima in der Symmetrieebene befinden sich unterhalb der Oberfläche, wo die Strömung entgegen der Prozessrichtung zurückfließt und nahe der Dampfkapillare aufgrund der natürlichen Konvektion. Der untere Teil des Schmelzbades wird vornehmlich von der Umströmung der Dampfkapillare in horizontaler Richtung beherrscht.

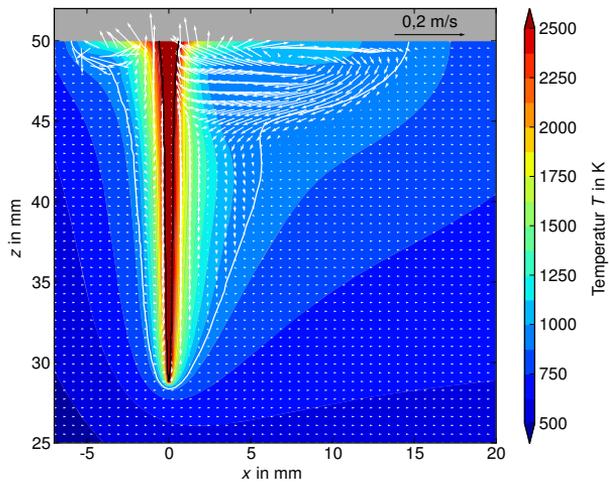


Abbildung 4.40: Temperaturverteilung und Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene für den Referenzfall ohne elektromagnetische Felder.

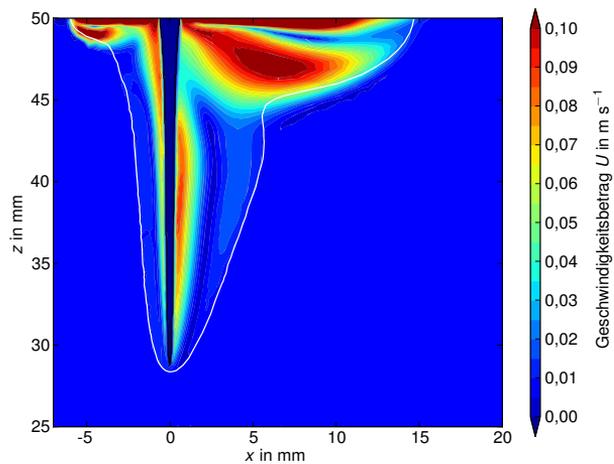


Abbildung 4.41: Geschwindigkeitsverteilung in der Symmetrieebene für den Referenzfall ohne elektromagnetische Felder.

4.4.2 Kontrollfall mit verschiedenen Magnetfeldstärken

Eine typische Verteilung der magnetischen Flussdichte im Werkstück für den Fall $B = 500 \text{ mT}$ ist in Abb. 4.42 dargestellt. Die Verteilung ist nach oben hin nicht symmetrisch, da die Magneten mit einer Kantenlänge von 50 mm das Werkstück um 20 mm nach oben überragen, so dass die maximale magnetische Flussdichte im oberen Bereich des Schmelzbades liegt.

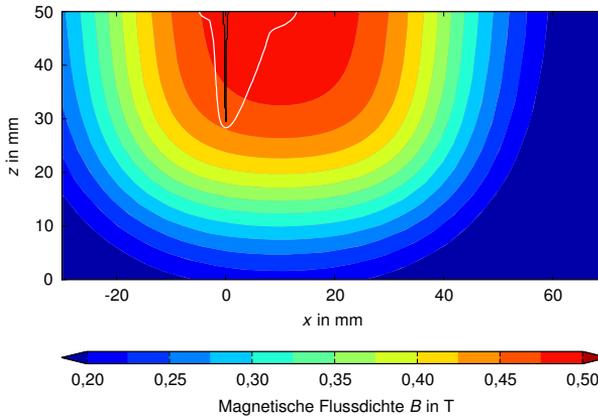


Abbildung 4.42: Simulierte Verteilung der magnetischen Flussdichte in der Symmetrieebene für den Fall $B = 500 \text{ mT}$.

Eine Abschätzung der Hartmann-Zahl basierend auf der Schmelzbadhalbbreite des Referenzfalls (8,7 mm) und der maximal wirkenden magnetischen Flussdichte sowie der Materialeigenschaften bei Schmelztemperatur ohne Berücksichtigung von Turbulenzeffekten auf die Viskosität ist in Tab. 4.5 dargestellt. Diese zeugen vom zu erwartenden starken Einfluss des Hartmann-Effekts auf die Schmelzbaddynamik.

Tabelle 4.5: Maximale Hartmann-Zahl Ha^2 für steigende magnetische Flussdichte bei ca. 21 mm Einschweißtiefe.

$ B $	0	0,2 T	0,4 T	0,6 T	0,8 T	1,0 T	2,0 T
Ha^2	0	$11,1 \cdot 10^3$	$44,4 \cdot 10^3$	$100,0 \cdot 10^3$	$177,8 \cdot 10^3$	$277,8 \cdot 10^3$	$1111,2 \cdot 10^3$

Die Abb. 4.43 und 4.44 zeigen die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen in der Symmetrieebene des Schmelzbades für ansteigende Beeinflussung durch das externe magnetische Feld. Es zeigt sich, dass die an der oberen Oberfläche wirkende Marangoni-Konvektion in allen Fällen sichtbar bleibt und einen Einfluss auf das Geschwindigkeitsfeld hat, jedoch mit

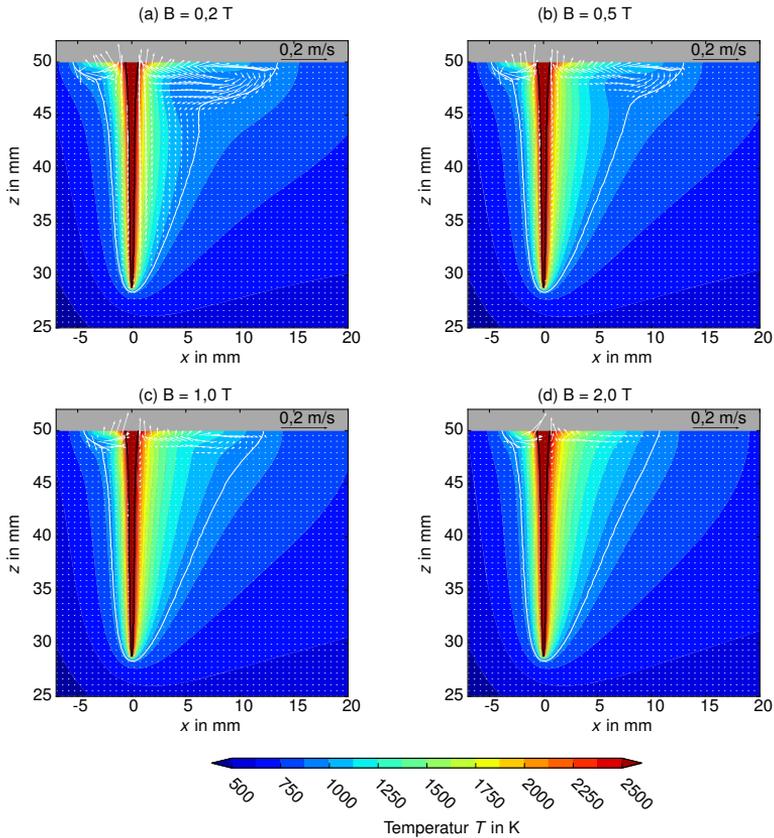


Abbildung 4.43: Temperaturverteilung und Geschwindigkeitsvektoren für verschiedene Stärken des Magnetfeldes in der Symmetrieebene.

steigender Magnetfeldstärke sich immer mehr auf eine sehr dünne oberflächennahe Schicht konzentriert. Wie bereits in Kapitel 4.3 gezeigt wurde, werden die Beträge und das Ausmaß der lokalen Geschwindigkeitsmaxima deutlich reduziert. Für die stärksten angelegten Magnetfelder verbleibt in weiten Teilen des Schmelzbades einzig die Prozessgeschwindigkeit, welche aufgrund der Massenerhaltung notwendig ist. Die Konvexität der Schmelzisotherme sinkt mit steigender Magnetfeldstärke deutlich, wodurch die Erstarrung des Schmelzbades gleichmäßiger geschieht und weniger anfällig für Biegespannungen bzw. -verzüge ist. Außerdem wird die Schmelzbadlänge und -breite kleiner, da die Dynamik der sich bewegenden Schmelze verringert wird. Im oberen Bereich des Schmelzbades vor der Dampfkapillare kann der gleiche Trend beobachtet werden.

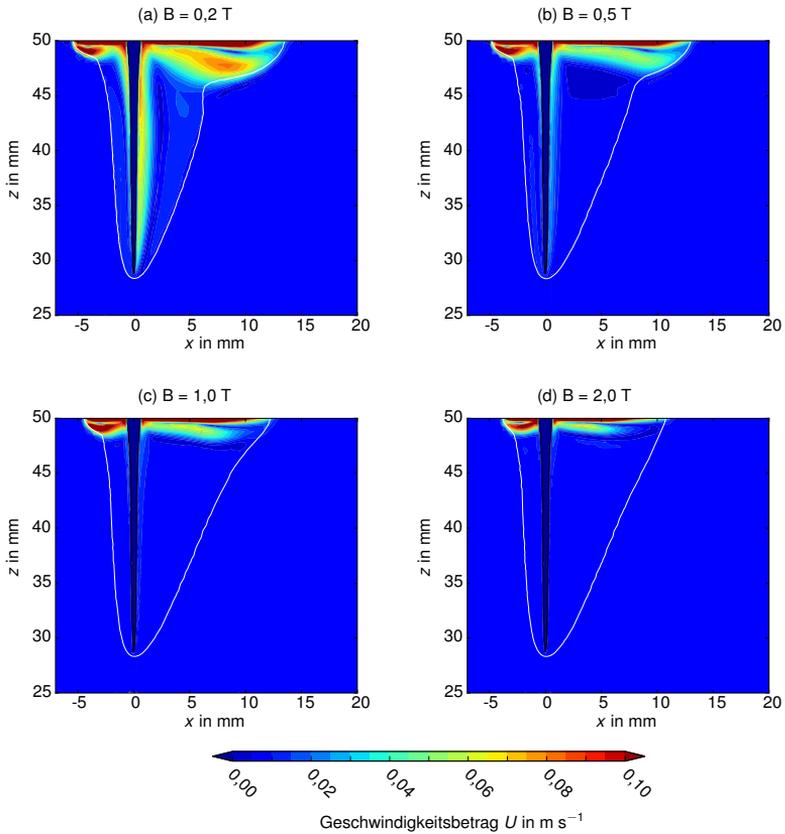


Abbildung 4.44: Geschwindigkeitsverteilung für verschiedene Stärken des Magnetfeldes in der Symmetrieebene.

Abb. 4.45 zeigt die Geschwindigkeitsstromlinien im Schmelzbad für ansteigende magnetische Flussdichte. Die magnetische Abbremsung bewirkt eine Beruhigung der Dynamik im Schmelzbad, welche in der Beruhigung der Stromlinien sichtbar ist. Ab etwa einer magnetischen Flussdichte von 0,5 T wird die Strömung in weiten Bereichen des Schmelzbades zweidimensional und die Marangoni-Konvektion ist auf eine schmale oberflächennahe Zone beschränkt. Eine weitere Erhöhung des Magnetfeldes bewirkt dann weniger eine qualitative Änderung des Strömungsfeldes als vielmehr eine Änderung der Schmelzbadabmaße sowie der Form der Erstarrungslinie, ausgehend von einer stark gekrümmten Schmelzisotheime im Referenzfall hin zu einer fast geraden Erstarrungsfront für die höchsten hier applizierten Magnetfeldstärken.

Die Geschwindigkeitsbeträge $U = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ entlang der Schweißnaht an der Werkstückoberfläche sowie 2 mm darunter sind in Abb. 4.46 dargestellt. Der bremsende Effekt ist an der Schmelzbadoberfläche weniger stark ausgeprägt, weil dort auch mit elektromagnetischer

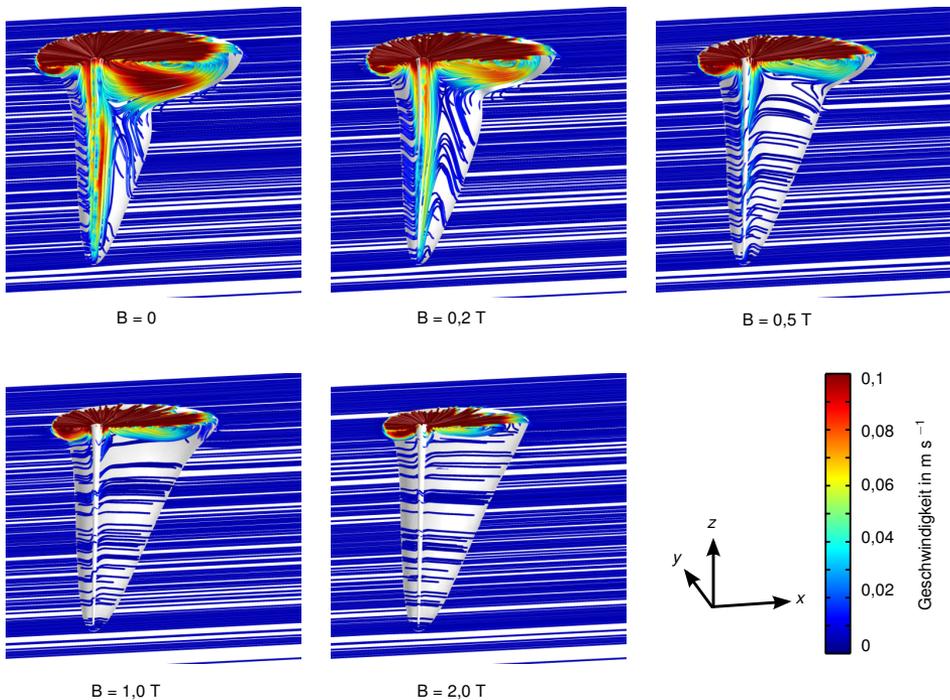


Abbildung 4.45: Geschwindigkeitsstromlinien im Schmelzbad bei verschiedenen Stärken des Magnetfeldes. Geschwindigkeiten oberhalb von 0,1 m/s sind rot dargestellt.

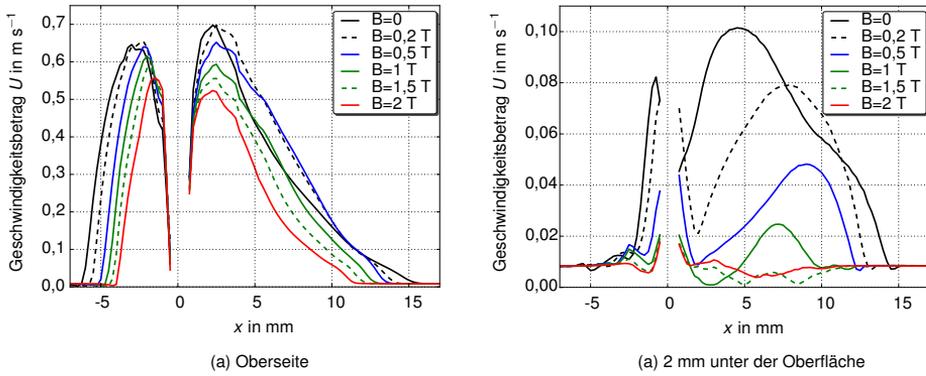


Abbildung 4.46: (a) Geschwindigkeitsbeträge entlang der Schweißrichtung an der Oberfläche. (b) Geschwindigkeitsbeträge entlang der Schweißrichtung 2 mm unter der Oberfläche.

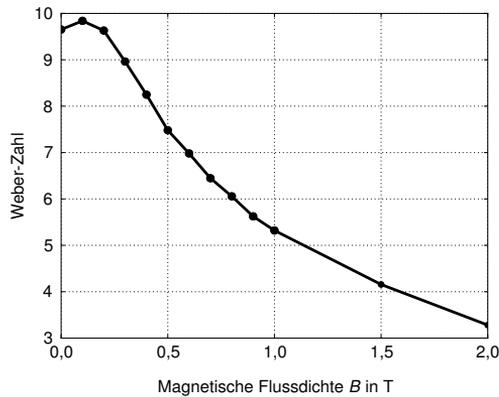


Abbildung 4.47: Lokale Weber-Zahl 3 mm hinter dem Dampfkapillarzentrum im Punkt des größten Geschwindigkeitsbetrages an der Schmelzbadoberfläche für verschiedene Magnetfeldstärken.

Beeinflussung die Marangoni-Spannungen für eine von der Dampfkapillare radial weg gerichtete Strömung sorgen. Nichtsdestotrotz werden die Beträge der Geschwindigkeit mit steigender Magnetfeldstärke geringer.

2 mm unter der Oberfläche ist der bremsende Effekt relativ zum unbeeinflussten Fall viel stärker ausgeprägt. Das Maximum der Geschwindigkeit sinkt deutlich ab und verschiebt sich zuerst bis $B = 0,5 \text{ T}$ zum Schmelzbadende und wandert für weiter ansteigende Magnetfelder wieder etwas zur Dampfkapillare hin. Geschwindigkeiten unterhalb der Vorschubgeschwindigkeit deuten auf die Umkehr der Strömungsrichtung hin, weg von einer rezirkulierenden Strömung hin zu einer Strömungsrichtung parallel zur Schweißrichtung.

Die Weber-Zahl abhängig von der Stärke des angelegten Magnetfeldes ist in Abb. 4.47 dargestellt. Bei der höchsten untersuchten magnetischen Flussdichte von 2 T ist der Wert auf etwa ein Drittel abgesunken und ein entsprechend großer Einfluss auf die Qualität der Nahtoberfläche ist zu erwarten.

Die Hartmann-Zahl im Schmelzbad unter Berücksichtigung des turbulenten Anteils der Viskosität für drei ausgewählte magnetische Flussdichten ist in Abb. 4.48 dargestellt. Es ist ersichtlich, dass diese für größere Werte des magnetischen Feldes ansteigt und sich hinter der Dampfkapillare ihr Maximum aus dem Fall $B = 0,3 \text{ T}$ dabei von einer lokal begrenzten Zone an der Schmelzbadoberseite auf einen weiten Bereich im Schmelzbad ausdehnt. Das qualitative Verhalten vor der Dampfkapillare bleibt hierbei erhalten.

Der Interaktionsparameter N für den Fall $B = 0,5 \text{ T}$ sowie dessen Verlauf an ausgewählten Punkten an der Oberfläche für ansteigende magnetische Flussdichte ist in Abb. 4.49 gezeigt. Bedingt durch die hohen Strömungsgeschwindigkeiten in der oberflächennahen Region sind die Werte von N dort kleiner als im unteren Bereich. Entlang der Oberfläche liegen seine Werte im einstelligen Bereich und sind teilweise sogar kleiner als Eins. Aus Abb. 4.46(a) ist ersichtlich, dass die höchsten Strömungsgeschwindigkeiten an der Oberfläche des Schmelzbades etwa 3 mm hinter der Dampfkapillare liegen und genau dort sind auch die Werte des Interaktionsparameters am geringsten, siehe Abb. 4.49(b). Dementsprechend kleiner ist der Einfluss der bremsenden Lorentzkräfte dort verglichen mit den Bereichen des Schmelzbades, wo die Strömungsgeschwindigkeiten niedriger sind und der Interaktionsparameter daher höher ist.

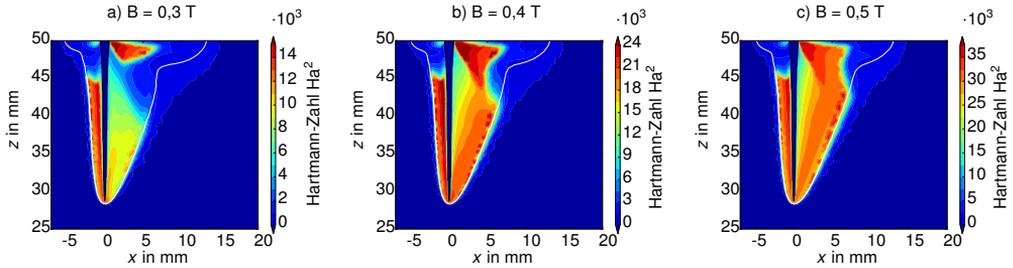


Abbildung 4.48: Transition der turbulenten Hartmann-Zahl in der Symmetrieebene für verschiedene Magnetfeldstärken.

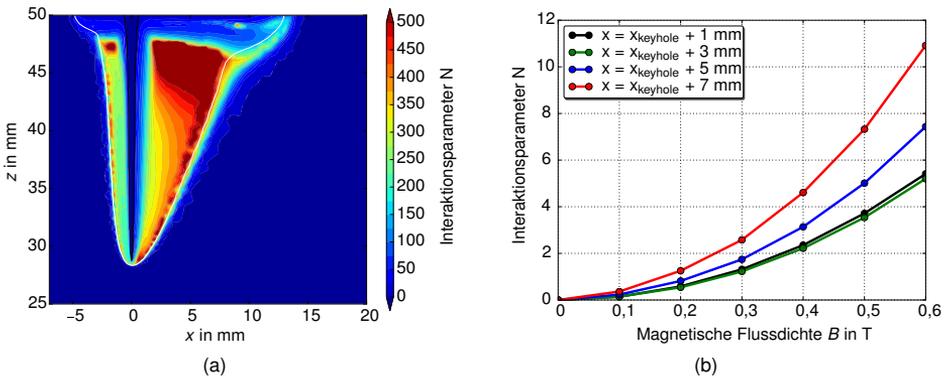


Abbildung 4.49: Interaktionsparameter N (a) im Schmelzbad bei $B = 0,5$ T und (b) an verschiedenen Punkten an der Schmelzbadoberfläche hinter der Dampfkapillare für ansteigende magnetische Flussdichte.

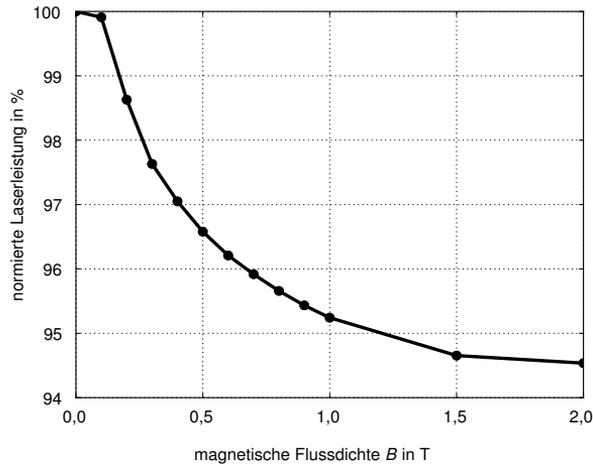


Abbildung 4.50: In das Schmelzbad eingebrachte normierte Leistung bei verschiedenen Stärken des Magnetfeldes.

Die in das Schmelzbad eingebrachte normierte thermische Leistung ist in Abb. 4.50 dargestellt. Die zunehmende Beruhigung der Schmelze mit steigendem Grad elektromagnetischer Beeinflussung sorgt für kleinere Temperaturgradienten in der Umgebung der Dampfkapillare und somit auch für eine kleinere in das Schmelzbad eingekoppelte Laserleistung bei gleichbleibend angenommener Dampfkapillarwandgeometrie und Verdampfungstemperatur. Die Unterschiede zwischen dem Referenzfall und den höchsten applizierten magnetischen Flussdichten liegen hier im Bereich von etwa 5 %.

4.4.3 Fall reiner Wärmeleitung mit konstant konvektivem Anteil

Zum Vergleich der magnetischen beeinflussten Schweißnähte soll wie bereits in Kap. 4.3 der Fall angenommen werden, dass sich das gesamte flüssige Metall mit der Vorschubgeschwindigkeit des Schweißprozesses bewegt. Das Ergebnis dieser thermischen Simulation ist in Abb. 4.51 dargestellt. Wiederum fehlt die charakteristische Ausbildung des Marangoni-Wirbels an der Oberfläche und die Schmelzbadabmaße an der Oberfläche sind daher verkürzt.

Abb. 4.52 zeigt die Querprofile aus den Rechnungen sowie die Entwicklung der Schmelzbadgeometrie für ein ansteigendes Magnetfeld. Mit steigender magnetischer Flussdichte sinkt der Einfluss der Marangoni-Konvektion sowie der freien Konvektion im Schmelzbad. In der Folge sinken die Strömungsgeschwindigkeiten und die Temperaturverteilung vergleichmäßigt sich. Es zeigt sich, dass die Krümmung in den Schmelzisoothermen im Querprofil zurückgeht, genau wie es in den Bildern in der Symmetrieebene beobachtet wird. Der Extremfall der optimalen Kompensation stellt wiederum der theoretische Fall ohne Konvektion (mit Ausnahme der Vor-

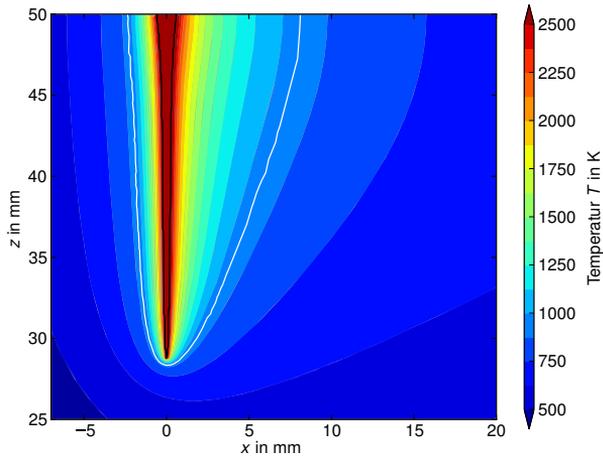
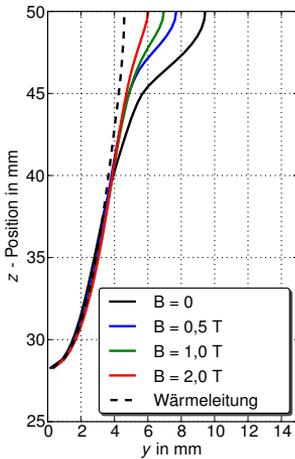
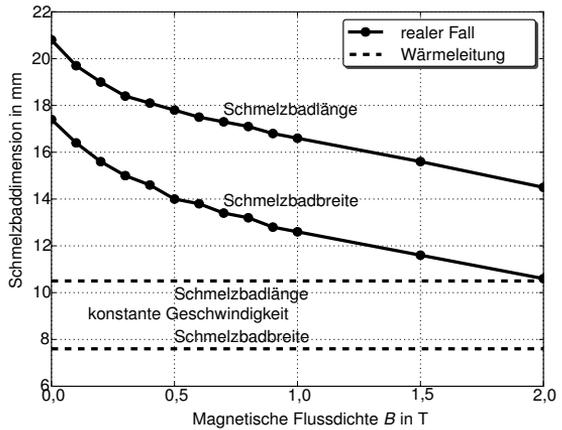


Abbildung 4.51: Berechnung des Temperaturfeldes unter Berücksichtigung eines konstant konvektiven Terms durch die Vorschubgeschwindigkeit.



(a)



(b)

Abbildung 4.52: (a) Vergleich der Ausdehnungen des Schmelzbades orthogonal zur Schweißrichtung für verschiedene Stärken des Magnetfeldes. (b) Schmelzbadlänge und -breite für verschiedene magnetische Flussdichten sowie den theoretischen Fall mit konstanter Konvektion.

schubgeschwindigkeit) dar.

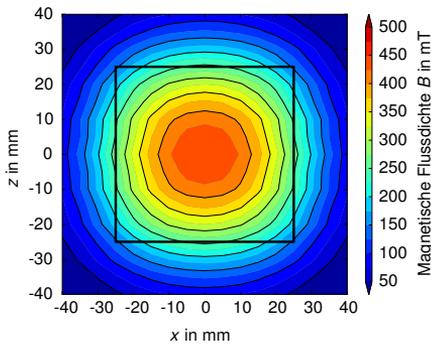
4.4.4 Experimentelle Verifizierung

Wiederum wurden zur experimentellen Verifizierung Versuche mit der Aluminiumlegierung AlMg3 durchgeführt. Die zugehörigen Parameter für die erzeugten Blindnähte sind in Tab. 3.10 aufgelistet.

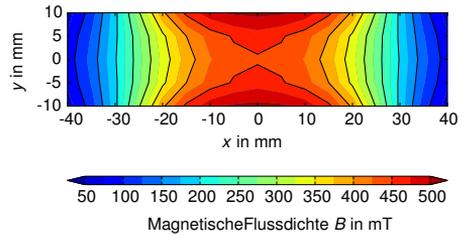
Die Ergebnisse der Vermessung der Permanentmagneten sind in Abb. 4.53 dargestellt. Es zeigt sich, dass das Maximum der magnetischen Feldstärke im Zentrum der Symmetrieebene bei etwa 450 mT liegt, siehe Abb. 4.53(a), und zu den Rändern hin abnimmt. Des Weiteren wurde eine horizontale Ebene mittig zwischen den Magneten für den Fall ohne Kühlrippe gemessen. Diese Messung ist in Abb. 4.53(b) dargestellt. Die magnetische Flussdichte ist zwischen den Magneten relativ homogen verteilt. In Richtung der Berandungen des Magneten (x-Richtung) nimmt die y-Komponente der Flussdichte ab und die Feldlinien sind gekrümmt.

Die Kühlrippen haben je nach Positionierung einen deutlichen Einfluss auf die maximale magnetische Flussdichte. In Abb. 4.54 ist der Vergleich zweier Konfigurationen dargestellt. Zum einen sind die Kühlrippen zwischen Magnet und Werkstück angebracht, Abb. 4.54(a), zum anderen wurden die Kühlplatten jeweils zwischen den zwei Permanentmagneten montiert, Abb. 4.54(b). Aufgrund des höheren Abstandes der Magnete liegt die magnetische Flussdichte im ersten Fall im Zentrum nur noch bei etwa 250 mT, zusätzlich bedingt durch die Geometrie der Kühlrippen, die etwas breiter sind als die Permanentmagnete und so die Flussdichte auf eine grössere Fläche verteilen. Wenn die Kühlung zwischen zwei Permanentmagneten angebracht wird, liegt die erreichte Flussdichte wieder vergleichbar zum Fall ganz ohne Kühlung, vgl. Abb. 4.53(a) und Abb. 4.54(b).

Aufgrund der gewonnenen Daten wird in den Experimenten die Konfiguration aus Abb. 4.54(b) verwendet, da hierbei die höchstmögliche magnetische Flussdichte erreicht wurde und gleichzeitig die an die Magnete abgeleitete Wärme aus dem Schweißprozess effektiv abgeführt werden kann, da auf beiden Seiten des Werkstücks alle eingesetzten Permanentmagnete direkten Kontakt zur Kühlplatte haben.

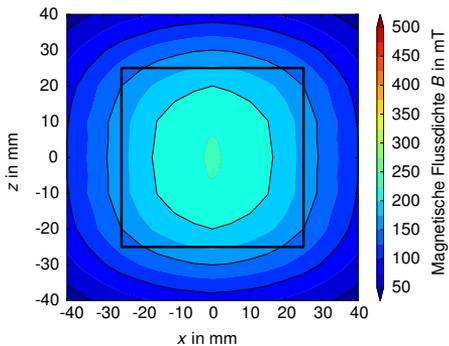


(a) 2 Magnete pro Seite, x-z-Ebene.

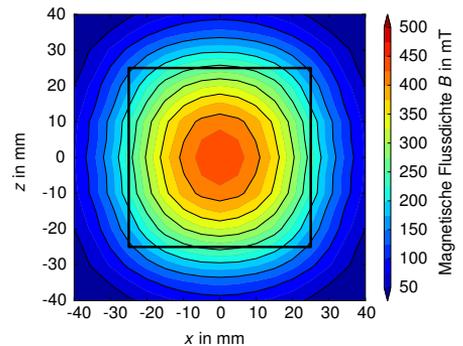


(b) 2 Magnete pro Seite, x-y-Ebene.

Abbildung 4.53: Messung der magnetischen Flussdichte in der Ebene mittig zwischen den Permanentmagneten. Das schwarz umrandete Quadrat markiert die Berandungen der Magnete. Der Abstand zwischen den Magneten beträgt 40 mm.



(a) 2 Magnete pro Seite plus Kühlrippe zw. Magnet und Werkstück, x-z-Ebene.



(b) 2 Magnete pro Seite plus Kühlrippe zw. den beiden Magneten, x-z-Ebene.

Abbildung 4.54: Messung der magnetischen Flussdichte in der Ebene mittig zwischen den Permanentmagneten. Das schwarz umrandete Quadrat markiert die Berandungen der Magnete. Der Abstand zwischen den Magneten beträgt 40 mm plus optionale Kühlrippe.

Die Oberseite einer erzeugten Schweißnaht sowie Querschliffe an ausgewählten Positionen vor, zwischen und hinter den montierten Permanentmagneten sind in Abb. 4.55 gezeigt. Die Einschweißtiefe beträgt etwa 25 mm. Starke Marangoni-Konvektion an der freien oberen Oberfläche verursacht eine stark konvexe Krümmung der Schmelzisoothermen in den Querprofilen ohne Beeinflussung magnetischer Felder. Die Schmelzbadoberfläche ist dabei unter dem Einfluss hochdynamischer Prozesse im Schmelzbad sehr wellig. Die Experimente zeigen, dass die Referenz-Schweißungen nicht für eine qualitativ hochwertige Naht brauchbar sind, da der Nahtquerschnitt eine stark ausgeprägte Nagelkopfgeometrie aufweist.

Die Querschliffe unter dem Einfluss magnetischer Felder sind V-förmig, das heißt die starke Krümmung in der Schmelzisoothermen ist nicht mehr ausgeprägt. Die Schmelzbadoberfläche ist nahezu eben. Die Breite der Schweißnähte nimmt unter dem Einfluss magnetischer Felder ab.

Ergebnisse der Schweißungen mit gedrehter Orientierung des magnetischen Feldes um 180° sind in Abb. 4.56 dargestellt.

Die leicht modifizierte Schutzgaszufuhr hat einen großen Einfluss auf die Ausbildung der Nahtoberfläche, man vergleiche hierzu die Schweißungen mit elektromagnetischer Kontrolle in Abb. 4.55 und Abb. 4.56. Dennoch wird deutlich, dass die Nahtgeometrien für beide Orientierungen des magnetischen Feldes nahezu identisch sind und sich deutlich von den Schliffen außerhalb des Einflussbereiches der Magnetfelder unterscheiden.

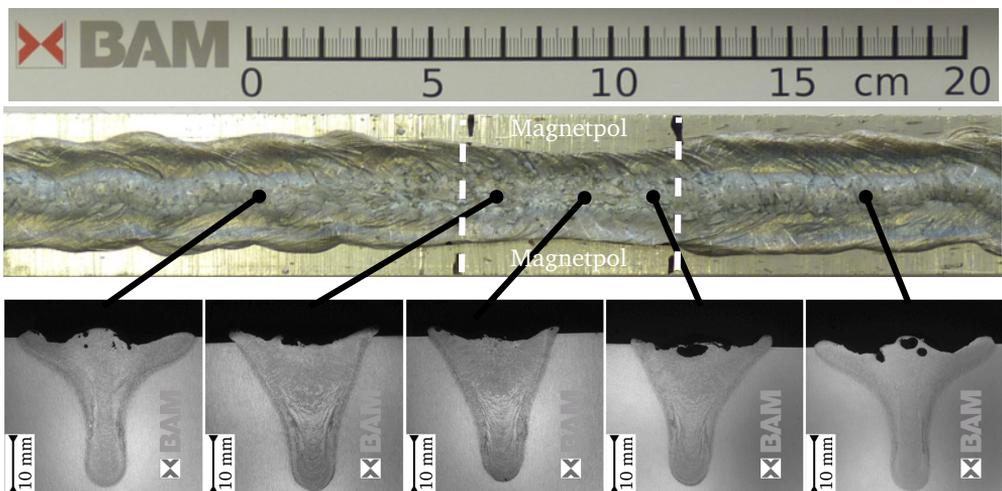


Abbildung 4.55: Nahtoberseite sowie ausgewählte Querschliffe an einer Schweißung mit montierten Permanentmagneten.

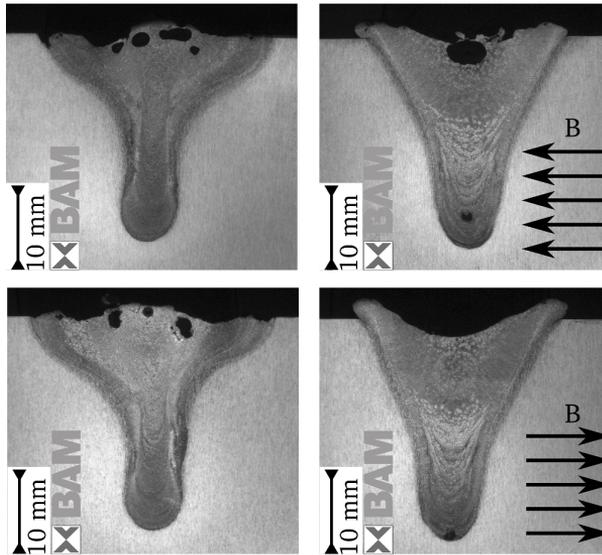


Abbildung 4.56: Querschliffe an Schweißungen mit gedrehter Polarisierung des magnetischen Feldes (links: Referenzfall, rechts: magnetisch beeinflusste Schweißung).

5 Diskussion der Ergebnisse

5.1 Charakteristische Konvektion im Schmelzbad

Mit der Anwendung elektromagnetischer Felder können volumetrische Kräfte im Schmelzbad erzeugt werden. Diese können einen Einfluss auf die Druckbilanz haben (AC-Felder) oder auch rein dissipativ wirken (DC-Felder), also die Geschwindigkeit der Schmelze reduzieren. Im Folgenden sind charakteristische Effekte auf das Strömungsverhalten im Falle der Anwendung von oszillierenden sowie zeitlich invarianten magnetischen Feldern exemplarisch erläutert. Die vorgestellten Ergebnisse zeigen insbesondere für das in den Simulationen betrachtete Aluminium bzw. das experimentell genutzte AlMg3 je nach Art und Stärke des angelegten magnetischen Feldes deutliche Veränderungen in der Strömungsstruktur. Daher soll in diesem Abschnitt nur dieses Material diskutiert werden.

5.1.1 Referenzfall ohne elektromagnetische Felder

Aus fluiddynamischer Sicht charakteristisch für Schweißprozesse mit Hilfe eines Hochleistungslasers sind die Ausbildung einer Dampfkapillare, an deren Berandung die Laserenergie eingekoppelt wird sowie deren Umströmung durch das umgebende flüssige Metall. Die Strömungsmuster im Schmelzbad sind verschieden, je nachdem, ob die Laserenergie ausreicht, das Werkstück komplett aufzuschmelzen (Durchschweißen) oder nur teilweise eindringt (Einschweißen).

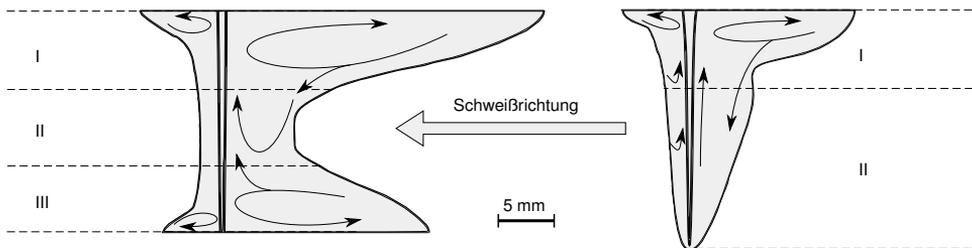


Abbildung 5.1: Schematische Ansicht der Hauptströmungsrichtungen in der Symmetrieebene des Schmelzades von Aluminiumschweißungen. Links: Durchschweißen, rechts: Einschweißen.

Im Falle des Durchschweißens kann das Strömungsbild in drei Bereiche aufgeteilt werden, siehe Abb. 5.1. Der obere Bereich (I) des Schmelzbades erfährt durch die thermokapillare Konvektion eine starke Beschleunigung von der Dampfkapillare zu den Rändern des Schmelzbades hin. Ursächlich hier ist die Oberflächenspannung des flüssigen Metalls, die eine Funktion der Temperatur ist. Je stärker also der Temperaturgradient ist (vornehmlich am Dampfkapillarrand), umso stärker wird die Schmelze in horizontaler Richtung entlang der Oberfläche angetrieben. Für nahezu alle Reinetalle ist die Temperaturableitung der Oberflächenspannung negativ. Da die Strömung immer von Bereichen niedriger zu hoher Oberflächenspannung gerichtet ist, bedeutet dies eine resultierende Strömung vom inneren und heißen Bereich des Schmelzbades nach außen. Das Material kühlt sich auf dem Weg weg von der Wärmequelle ab und kehrt unter der Oberfläche zurück zur Dampfkapillare, da die Massenerhaltung gewährleistet sein muss. Beim Auftreffen des zwar noch flüssigen aber deutlich abgekühlten Materials in dem Bereich um die Dampfkapillare treten wiederum hohe thermische Gradienten auf und der Kreislauf des Marangonieeffektes beginnt von Neuem. Die Beträge der Geschwindigkeit, insbesondere an den Oberflächen, können die Schweißgeschwindigkeit um ein Vielfaches übersteigen.

Im Bereich der Dampfkapillare ist die Schmelze am heißesten nahe der Verdampfungstemperatur und die Dichte ist deutlich kleiner als im festen Zustand. Es kommt zu Auftriebskräften und zur Erhaltung der Kontinuitätsgesetze folgt im hinteren Bereich des Schmelzbades eine Rückströmung nach unten (Bereich II). Der Effekt der freien Konvektion wird umso stärker, je dicker die zu verschweißenden Platten sind. Natürlich spielt auch die temperaturabhängige Charakteristik der Massendichte des jeweiligen Werkstoffs eine entscheidende Rolle. Die Richtung der freien Konvektion vermindert die Auswirkungen des unteren Marangoni-Wirbels auf die Schmelzbadgeometrie, da dort beide Strömungsanteile einen entgegengesetzten Drehsinn haben, wohingegen der obere aus dem Marangoni-Effekt herrührende Wirbel verstärkt wird, da hier beide Strömungsanteile in die gleiche Richtung wirken.

Die konvektive Materialbewegung durch den Marangoni-Effekt oberhalb (Bereich I) und unterhalb (Bereich III) der mittleren durch freie Konvektion dominierten Schmelzbadregion (Bereich II) führt zu einer Ausbuchtung der Isothermen in der Schmelzbadmitte hinter der Dampfkapillaren bzw. einem Zusammenrücken der Isothermen an den Rändern, siehe Abb. 4.1(b) in Abschnitt 4.1.1. Die am Rand nah beieinander liegenden Isothermen bedeuten einen hohen Temperaturgradienten. Je größer die einlagig zu verschweißende Materialstärke ist, umso weiter sind die Bereiche in denen der Marangoni-Effekt dominiert voneinander separiert und desto deutlicher ist die konvexe Krümmung in den Isothermen zu beobachten. Es ist zu erwarten, dass dieser Effekt bei größerem Einfluss des konvektiven Wärmetransportes ggü. der konduktiven Wärmeleitung zunimmt, d.h. bei höheren Schweißgeschwindigkeiten oder bei Werkstoffen mit geringerer Wärmeleitfähigkeit.

Im Falle von Einschweißungen in Abb. 5.1 gibt es nur einen Marangoni-Wirbel an der dem Laser zugewandten Oberfläche des Werkstücks und es verbleiben zwei Strömungsbereiche, nämlich der Bereich nahe der Oberfläche (Bereich I), der von den Marangoni-Spannungen dominiert wird sowie der Bereich in der Tiefe des Schmelzbades, der auf ganz ähnliche Weise wie bei den zuvor diskutierten Durchschweißungen hauptsächlich von der Umströmung des Materials um die Dampfkapillare und der freien Konvektion bestimmt werden (Bereich II).

5.1.2 Berücksichtigung oszillierender magnetischer Felder

In Abschnitt 4.1 wurde gezeigt, dass ein oszillierendes magnetisches Feld von 70 mT ausreicht, um den hydrostatischen Druck einer 20 mm dicken Aluminiumplatte vollständig zu kompensieren. Die angelegte Frequenz von 450 Hz führte zu einer Eindringtiefe des magnetischen Feldes von etwa 12 mm. Dies impliziert, dass in der oberen Hälfte des Schmelzbades keine direkte Wirkung der applizierten Lorentzkräfte zu beobachten ist. Der Vergleich der Schmelzbäder in Abb. 5.1 links und 5.2 zeigt jedoch eine Verlängerung des Schmelzbades auch an der oberen Oberfläche. Dieser Effekt ist auf den verstärkten Energietransport in vertikaler Richtung durch die hauptsächlich vertikal wirkenden Lorentzkräfte zurückzuführen.

Im Vergleich zur Referenzkonfiguration ohne applizierte Magnetfeldunterstützung mit den drei verschiedenen Strömungsbereichen findet sich in diesem Fall ein ganz anderes Strömungsmuster, welches durch die elektromagnetischen Kräfte beeinflusst wird. Unabhängig von der Oszillationsphase der Lorentzkräfte wirkt zwischen den Magnetpolen ein gemittelter Anteil der Kräfte in vertikaler Richtung (potentieller Charakter der Lorentzkraftverteilung). Durch das Absinken der elektrischen Leitfähigkeit mit steigender Temperatur nimmt die wirkende Lorentzkraft zum Kapillarrand hin ab.

Aus hydrodynamischer Sicht gibt es nun zwei Hauptströmungsgebiete im Schmelzbad. Der Teil innerhalb der Eindringtiefe der elektromagnetischen Kräfte, welche der halben Eindringtiefe des magnetischen Feldes entspricht, wird durch eine vertikal gerichtete Strömung von flüssigem Aluminium charakterisiert und zeigt einen im Vergleich zur Referenz weniger starken Einfluss der Marangoni-Randbedingungen an der unteren Oberfläche (Bereich II). Der obere Teil des Schmelzbades außerhalb des Einflussbereichs der Lorentzkräfte (Bereich I) unterliegt kaum einer Veränderung und wird nach wie vor von thermokapillarer Konvektion beeinflusst. Die deutlichste Veränderung der Strömung im Schmelzbad ist die Ausbildung einer weiteren

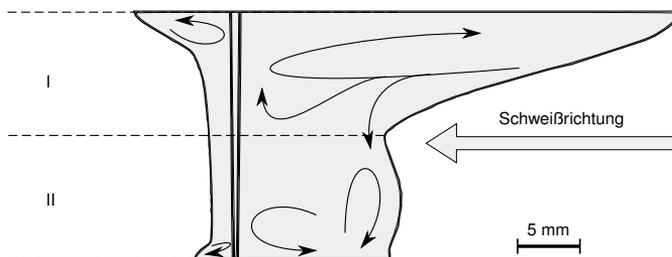


Abbildung 5.2: Schematische Ansicht der Hauptströmungsrichtungen in der Symmetrieebene des Schmelzbades von Aluminiumschweißungen beim Durchschweißen unter elektromagnetischer Beeinflussung mittels oszillierender Magnetfelder $B_{AC}^{rms} = 70 \text{ mT}$.

Wirbelströmung am unteren Ende des Schmelzbades, welche der Marangoni-Konvektion entgegen gerichtet ist und diese daher abschwächt, siehe Abb. 4.4(b) und Abb. 4.8.

5.1.3 Berücksichtigung zeitlich invarianter magnetischer Felder

Die Wirkung eines applizierten zeitlich konstanten Magnetfeldes in Abb. 5.3 im Vergleich zur Referenz einer Einschweißung ohne magnetische Felder in Abb. 5.1 rechts ist deutlich verschieden von der Wirkung der zuvor diskutierten oszillierenden Magnetfelder. In diesem Fall ist eine dissipative Wirkung sichtbar in der Form, dass die Auftriebsströmung durch Dichteunterschiede komplett unterdrückt werden konnte (Bereich II). Des Weiteren wird mit steigender magnetischen Flussdichte verglichen mit dem Referenzfall der Einflussbereich der Marangoni-Strömung im Bereich I immer weiter zur Nahtoberfläche verdrängt. In der Folge wird die Krümmung der Schmelzisoothermen vor allem an der Rückseite des Schmelzbades verringert.

Insbesondere der Vergleich des Referenzfalles mit den höchsten angelegten Magnetfeldstärken zeigt deutliche Unterschiede sowohl im Geschwindigkeits- als auch im Temperaturfeld, welches einen deutlichen Einfluss auf die Geometrie des Schmelzbades hat. Der Einfluss der Lorentzkraft bewirkt eine Verschiebung der Schmelzisootherme an der hinteren Schmelzbadseite. Insbesondere der Bereich der höchsten Strömungsgeschwindigkeiten unterliegt den stärksten Änderungen, da diese eine entsprechend hohe elektrische Stromdichte induzieren. Die resultierende abbremsende elektromagnetische Kraft ist dann entsprechend stark.

Der Vergleich der Wirkung der Lorentzkräfte durch oszillierende bzw. statische Magnetfelder

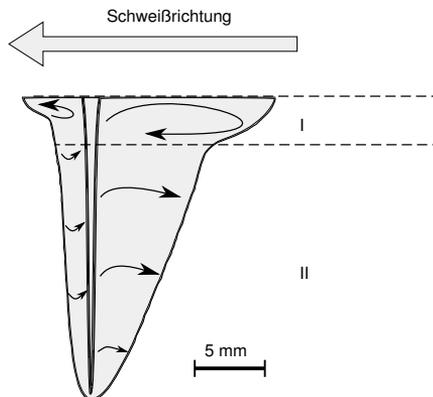


Abbildung 5.3: Schematische Ansicht der Hauptströmungsrichtungen in der Symmetrieebene des Schmelzbades von Aluminiumschweißungen beim Einschweißen unter Einwirkung eines permanentmagnetischen Feldes $B_{DC} = 500 \text{ mT}$.

offenbart den großen Unterschied in der Wirkungsweise beim Schweißen von Aluminium. Während die Kräfte durch zeitlich veränderliche Magnetfelder vor allem vertikal wirken, sind auch die stärksten Veränderungen der Strömungsstruktur in dieser Richtung vorhanden, wohingegen bei der Nutzung konstanter magnetischer Felder die rein dissipativen eingebrachten Kräfte im Schmelzbad entgegen der lokalen Strömungsrichtung wirken. Daher bleibt das Schema der Strömung in letzterem Fall prinzipiell erhalten, jedoch wird aufgrund des abbremsenden Effektes die Geometrie des Schmelzbades vergleichmäßigt und der Marangoni-Effekt hat deutlich weniger Einfluss auf deren Ausbildung.

5.2 Elektrische Stromdichteverteilung durch Magnetfelder quer zur Schweißrichtung

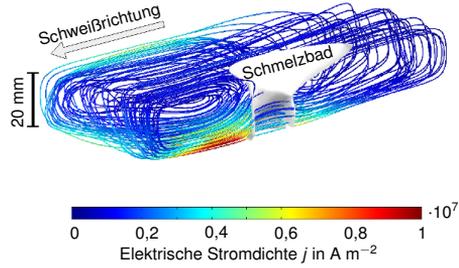
Eine qualitative Charakterisierung der Stromdichteverteilung sowie der resultierenden Lorentzkraftverteilungen im Schmelzbad für den Fall applizierter oszillierender bzw. stationärer Magnetfelder soll in diesem Abschnitt vorgestellt werden.

Die elektrische Stromdichteverteilungen für beide Fälle verlaufen entlang der in Abb. 5.4 gezeigten Stromlinien. Im Falle oszillierender Magnetfelder wird eine elektrische Stromdichte induziert, die parallel zur Schweißrichtung ausgerichtet ist. Da die elektrische Leitfähigkeit im flüssigen Metall deutlich geringer (etwa Faktor 10 für Aluminium) als im festen Bereich ist, weichen die elektrischen Ströme dem Schmelzbad aus und fließen außen herum. Daher ist die elektrische Stromdichte im flüssigen Bereich kleiner als im umliegenden festen Bereich. Die prinzipielle Ausrichtung der elektrischen Stromlinien auch innerhalb des Schmelzbades bleibt erhalten.

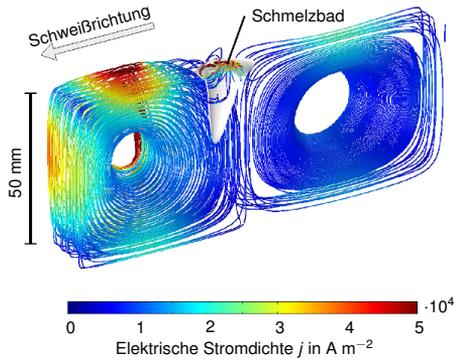
Für die Anwendung konstanter Magnetfelder zur Minderung der Schmelzgeschwindigkeiten ergibt sich ein qualitativ anderes Bild. Die Stromdichteverteilung im Innern des Schmelzbades ist ein Resultat der lokalen Strömungsrichtung, da der induzierte Stromdichtebeitrag das Vektorprodukt aus Strömungsfeldvektor und Magnetfeld ist: $j_u = u \times B$. Außerhalb des Schmelzbades wird, da in den Simulationen im Gegensatz zu den im Experiment genutzten ortsfest zum Werkstück angebrachten Permanentmagneten ein mit dem Werkstück nicht mitbewegter Magnet angenommen wurde, die Stromdichte allein durch die konstante Differenzgeschwindigkeit zwischen Werkstück und Magnet, der Schweißgeschwindigkeit, hervorgerufen. Dies führt im festen Bereich zu einer charakteristischen Ausbildung eines Doppelwirbels, dessen Mittelpunkt sich im Zentrum der Magnetpole befindet, siehe Abb. 5.4(b).

Durch die in der Simulation getroffene Annahme eines nicht mit der Platte mitbewegten Magneten wird eine Abweichung zu den Experimenten verursacht, die jedoch aufgrund der Tatsache, dass die elektrische Stromdichte im Schmelzbad allein durch die lokale Geschwindigkeit zu Stande kommt und diese um bis zu zwei Größenordnungen oberhalb der Schweißgeschwindigkeit liegen können, vernachlässigbar ist. Die qualitative Verteilung der elektrischen Stromdichte für den Fall eines ortsfesten Permanentmagneten ist in Abb. 5.4(c) gezeigt.

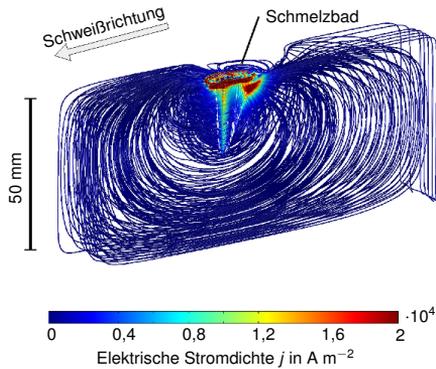
Der Vergleich der elektrischen Stromdichten im Schmelzbad in Abb. 5.5 für ortsfeste bzw.



(a) $B = 70 \text{ mT AC}$



(b) $B = 0,5 \text{ T DC}$ mitbewegter Magnet



(c) $B = 0,5 \text{ T DC}$ stationärer Magnet

Abbildung 5.4: Qualitative Vektorfelder der elektrischen Stromdichte für den Fall (a) oszillierender Magnetfelder und (b), (c) konstanter Magnetfelder senkrecht zur Schweißrichtung im Halbmodell des Werkstücks (Material Aluminium) für einen mit dem Laserkopf mitbewegten bzw. ortsfesten Magneten.

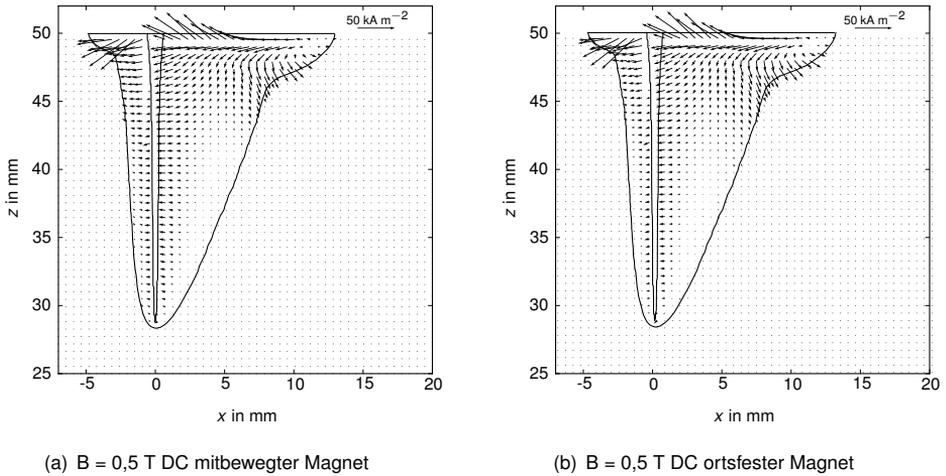
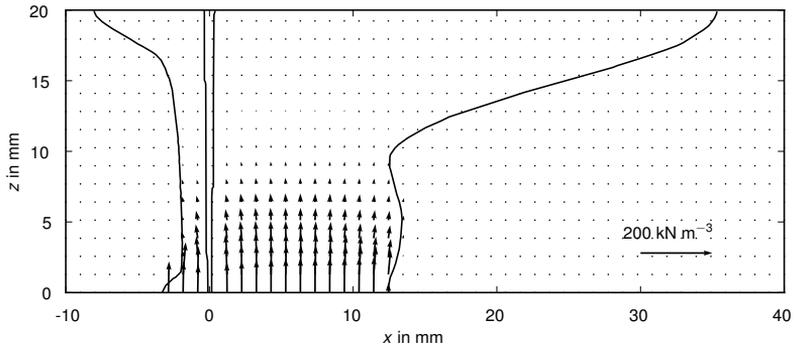


Abbildung 5.5: Qualitative Vektorfelder der elektrischen Stromdichte im Schmelzbad für mitbewegte bzw. ortsfeste Magneten.

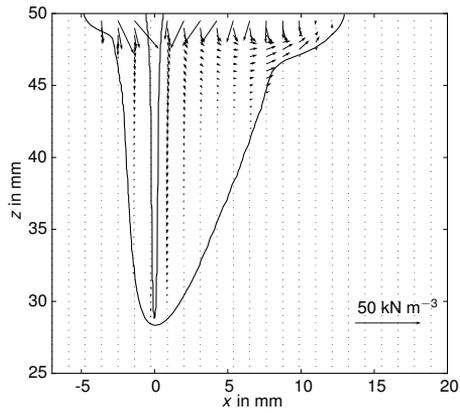
mitbewegte Magneten bestätigt, dass qualitativ wie auch quantitativ der Anteil der elektrischen Stromdichte im Schmelzbad, der aus der Schweißgeschwindigkeit herrührt, vernachlässigbar ist.

Die Interaktion der elektrischen Ströme mit dem angelegten oszillierenden Magnetfeld als Ergebnis ihres Vektorproduktes ergibt die Lorentzkraftverteilung, siehe Abb. 5.6. Aufgrund der charakteristischen Unterschiede der elektrischen Ströme für den Fall oszillierender und konstanter Magnetfelder ergeben sich auch für die elektromagnetische Kraftverteilung qualitative Unterschiede. Für den Fall oszillierender Magnetfelder zeigt die aus der parallel zur Schweißrichtung verlaufenden elektrischen Ströme und dem dazu senkrechten Magnetfeld resultierende Lorentzkraft im Schmelzbad in vertikale Richtung. Dabei spielt es keine Rolle, wie die Phasenlage des Oszillationszyklus ist, da ein umgedreht polarisiertes Magnetfeld auch eine Umkehrung der elektrischen Ströme verursacht und somit das Produkt aus beiden wieder das gleiche Ergebnis hervorbringt.

Für den Fall konstanter Magnetfelder bedeutet die Tatsache, dass die Stromrichtung im Schmelzbad von der lokalen Geschwindigkeit senkrecht zum Magnetfeld abhängt, dass die lokale Lorentzkraft dieser Geschwindigkeitskomponente entgegen gerichtet ist. Lediglich am Schmelzbadrand kann es zu Abweichungen von diesem Mechanismus kommen. Dort unterliegt der elektrische Strom einer Zwangsbedingung, weil die elektrische Leitfähigkeit der umgebenden Luft bzw. Prozessgase deutlich kleiner ist und somit die Stromlinien entlang der Werkstückoberfläche gezwungen werden.



(a) $B = 70 \text{ mT AC}$



(b) $B = 500 \text{ mT DC}$

Abbildung 5.6: Vektorfelder der Lorentzkraftverteilung für den Fall (a) oszillierender Magnetfelder und (b) konstanter Magnetfelder senkrecht zur Schweißrichtung im Halbmodell des Werkstücks (Material Aluminium).

5.3 Elektromagnetische Schmelzbadunterstützung bei Aluminium

In Abschnitt 4.1 wurde gezeigt, dass beim Schweißen von 20 mm dickem Aluminium mit einem quer zur Schweißrichtung unterhalb des Werkstückes positionierten Magnetfeld der Stärke 70 mT der hydrostatische Druck der Schmelze komplett kompensiert werden kann. Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss der Lorentzkräfte auf die Schmelzbadform und -dynamik diskutiert.

Die Oszillationsfrequenz für eine erfolgreiche Schmelzbadunterstützung an Aluminiumlegierungen wurde Experimenten entnommen [2]. Eine hinreichend große Eindringtiefe des Magnetfeldes in das Werkstück muss gewährleistet sein, um die Schmelze effektiv beeinflussen zu können. Der optimale Wert für die Eindringtiefe des Magnetfeldes in der flüssigen Phase liegt im Bereich der Schmelzbadhalbreite, so dass die auftretenden Marangoni-Konvektionen effektiv beeinflusst werden können. Ein weiterer Aspekt für die Wahl der optimalen Oszillationsfrequenz ist die Homogenität des Magnetfeldes in der Prozesszone. Um dies zu gewährleisten, müssen die Abstände zwischen den Magnetpolen und dem Schmelzbadrand jeweils mindestens so groß sein wie die Eindringtiefe des Magnetfeldes im festen Material. Die Abbildung 5.7 veranschaulicht diesen Sachverhalt.

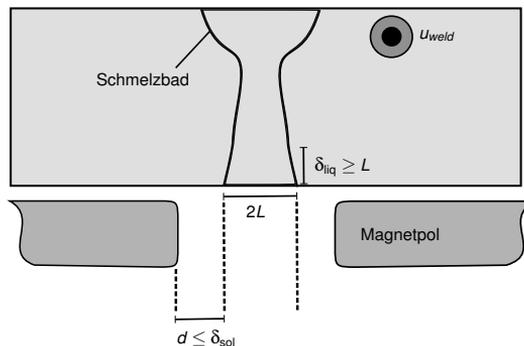


Abbildung 5.7: Maße für die Wahl einer geeigneten Oszillationsfrequenz für das Magnetfeld.

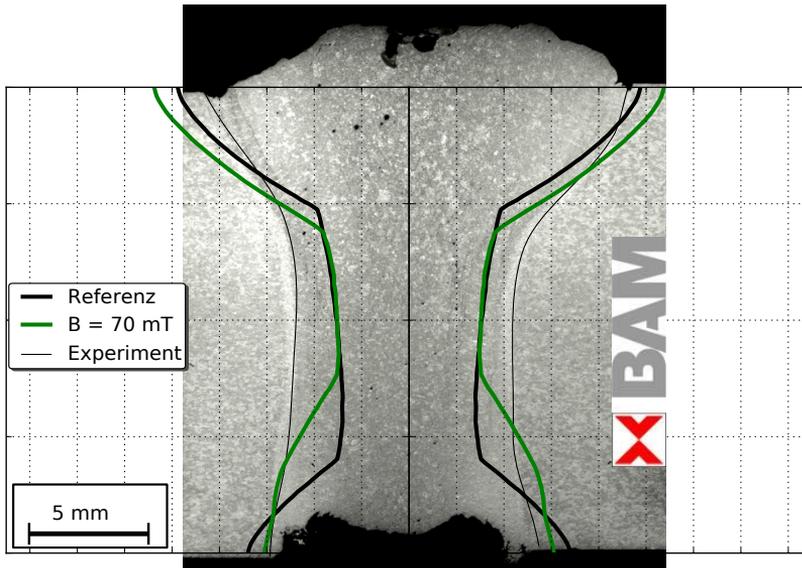


Abbildung 5.8: Vergleich von Querschliffen aus dem Experiment ($P_{\text{Laser}} = 15 \text{ kW}$, $u_{\text{weld}} = 0,5 \text{ m/min}$, $B = 77 \text{ mT}$) mit Ergebnissen aus der Simulation (Referenz ohne Magnetfeld und $B = 70 \text{ mT}$).

5.3.1 Vergleich von Experiment und Simulation

Der Vergleich der in Abschnitt 4.1 experimentell ermittelten und simulierten Querprofile der Schweißnaht an 20 mm dickem AlMg3 (Experiment) bzw. Aluminium (Simulation) in Abb. 5.8 zeigt eine qualitativ gute Übereinstimmung der Schmelzlinien bei einer relativen Flächenabweichung von etwa 5 % zwischen dem Experiment und dem berechneten Querprofil mit optimierter magnetischer Flussdichte. Neben der Tatsache, dass durch den potentiell wirkenden Anteil der Lorentzkraft der hydrostatische Druck kompensiert wird und somit den Schweißprozess überhaupt erst ermöglicht, bestätigt sich insbesondere, dass oberhalb der Eindringtiefe des Magnetfeldes von etwa 12 mm bei den hier genutzten Frequenzen von 450 Hz keine makroskopische Wirkung der eingebrachten Kräfte sichtbar ist. Die typische Krümmung der Isothermen in der unteren Schmelzbathälfte wird im Experiment gänzlich unterdrückt, und auch in den Simulationen zeigt sich der Trend zu sich parallel ausrichtenden Schmelzbathwänden. Diese Beobachtung wird von Untersuchungen von Avilov [82] für Schweißungen mit einem CO_2 -Laser an austenitischem Stahl unterstützt.

Aufgrund der in dieser Simulation getroffenen Annahme einer laminaren Strömung geschieht die konduktive Wärmeleitung allein auf Basis der materialspezifischen Wärmeleitfähigkeit. Im Falle eines turbulenten Strömungszustandes wird thermische Energie vermehrt auch durch die

turbulenten Fluktuationen transportiert. Die Beobachtungen der experimentellen Schmelziso-therme im unteren Bereich des Schmelzbades in Abb. 5.8 sprechen für das Vorliegen einer tur-bulenten Strömung mit entsprechend höheren effektiven Wärmeleitkoeffizienten, so dass die Isothermen sich vergleichmäßigen und deren durch den Marangoni-Effekt hervorgerufe-ne charakteristische Krümmung verloren geht. Die Annahme einer laminaren Strömung in den Simulationen unterschätzt den realen Wärmeleitkoeffizienten und der beschriebene Effekt tritt nicht auf.

5.3.2 Bewertung der Oberflächendynamik

Abbildung 5.9 zeigt den Vergleich der in Abschnitt 4.1 ermittelten Resultate der Weber-Zahl, mit denen gemäß Gl. (2.10) eine Abschätzung der Oberflächenstabilität möglich sein sollte. Es zeigt sich, dass mit elektromagnetischer Schmelzbadkontrolle die Weber-Zahlen an der unte-ren Schmelzbadberandung in der Nähe des Magnetsystems minimal kleiner werden, obwohl die maximale Geschwindigkeit verglichen mit dem Referenzfall etwas zunimmt, siehe Tab. 4.2. Die Ursache für die Zunahme der Geschwindigkeit liegt in dem durch die Wirkung der Lorentz-kräfte veränderten Strömungsbild. Da zeitgleich jedoch die Schmelzbadhalbbreite im Kontrollfall abnimmt, ist die Schmelzbadoberfläche weniger anfällig für Instabilitäten, was sich in der etwas kleineren Weber-Zahl ausdrückt.

An der Oberseite nimmt die Schmelzbadhalbbreite getrieben durch den vertikalen Energie-transport durch die wirkenden Lorentzkräfte zu und dementsprechend steigen auch die Werte

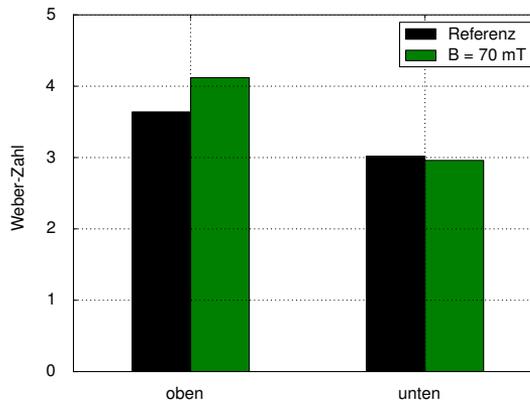


Abbildung 5.9: Vergleich der Weber-Zahlen aus den Simulationen aus Abschnitt 4.1 für die obere und untere Schmelzbadoberfläche ohne und mit elektromagnetischer Unterstützung.

der Weber-Zahl dort. Die hier auftretenden Weber-Zahlen liegen alle um den Wert drei, so dass davon ausgegangen werden kann, dass das Schmelzbad keine besonders starke Tendenz zu Schmelzspritzern und -auswürfen aufgrund der Oberflächendynamik zeigt.

5.3.3 Bewertung des Hartmann-Effekts

Ein weiterer Aspekt bei der Analyse der elektromagnetischen Schmelzbadkontrolle ist der Hartmann-Effekt, das heißt, die Abschwächung der Dynamik im Schmelzbad durch zusätzliche bewegungsinduzierte elektrische Ströme des flüssigen Metalls, die vom anliegenden magnetischen Feld hervorgerufen werden. Im Falle der elektromagnetischen Schmelzbadkontrolle sind die von dem senkrecht zur Schweißrichtung ausgerichteten oszillierenden Magnetfeld induzierten Ströme im Schmelzbad innerhalb der Eindringtiefe des Magnetfeld nahezu parallel zur Schweißrichtung, siehe Abb. 5.4(a) und 4.9(a). Zusätzlich zu diesen Strömen kommt eine weitere Komponente der elektrischen Stromdichte, wenn sich die Schmelze senkrecht zu den magnetischen Feldlinien bewegt. Falls gezeigt werden kann, dass diese einen signifikanten Effekt hervorruft, ließe sich damit die Veränderung der Schmelzbadform im Falle der applizierten Lorentzkräfte erklären, da die aus diesen bewegungsinduzierten Strömen gebildeten elektromagnetischen Kräfte der lokalen Bewegungsrichtung entgegenstehen und somit die rotatorische Natur der Marangoni-Wirbelströmung hemmen können [83].

Ein Maß für den relativen Einfluss der magnetisch induzierten Bremskräfte ist die Hartmann-Zahl gemäß Gl. (2.17). Sie beschreibt das Verhältnis von magnetisch induziertem Widerstand zu viskoser Reibung.

Abb. 4.9(c) zeigt die Verteilung der Hartmann-Zahl im Schmelzbad basierend auf einer mittleren Schmelzbadhalbbreite von 5 mm und bei einer magnetischen Flussdichte von 70 mT. Der magnetisch induzierte Reibungsbeitrag gerade im unteren Bereich des Schmelzbades, wo das Magnetfeld die betragsmäßig größten Lorentzkräfte (siehe Abb. 4.9(b)) hervorruft, ist um bis zu einen Faktor 300 größer als der viskose Beitrag zur Reibung. Das bedeutet, dass in diesem Bereich des Schmelzbades die Dissipation von Bewegungsenergie maßgeblich durch die magnetischen Kräfte verursacht wird. Die hier erreichten Werte der Hartmann-Zahl liegen etwas oberhalb der von Kern [103] untersuchten Werte, bei denen eine Strömungsbeeinflussung beobachtet werden konnte.

Um einen Bezug zum sich einstellenden Strömungszustand herzustellen, wird zur Auswertung der Wechselwirkungsparameter N herangezogen. Dieser ist für den vorliegenden Fall in Abb. 4.9(d) für die Symmetrieebene des Schmelzbades aufgetragen. Für Werte von N größer als Eins ist ein Einfluss des Hartmann-Effektes auf das Strömungsbild und in der Folge auch auf die Temperaturverteilung zu erwarten. Dies ist jedoch nur in einem kleinen Bereich des Schmelzbades der Fall ist, nämlich bei der Beeinflussung mit einem 70 mT starken Magnetfeld genau an der Stelle zwischen den verbliebenen Resten des Marangoni-Wirbels an der Unterseite des Schmelzbades und dem elektromagnetisch induziertem Wirbel, wo die Strömungsgeschwindigkeiten und somit auch die Reynoldszahl ohnehin sehr klein sind. In weiten Bereichen des Schmelzbades bringt die eingebrachte Lorentzkraft keinen nennenswerten Beitrag zum Abbau der Dynamik.

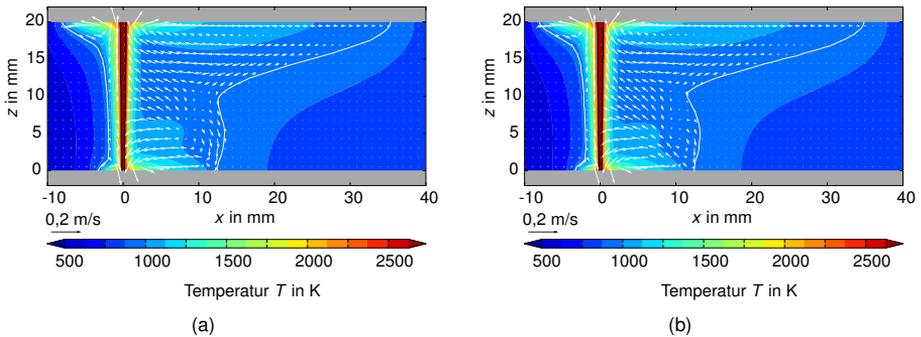


Abbildung 5.10: Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen im Schmelzbad für die Simulation des Schweißprozesses von 20 mm Aluminium im Falle der Anwendung elektromagnetischer Felder mit $B = 70 \text{ mT}$. (a) verallgemeinertes Ohm'sches Gesetz mit Berücksichtigung geschwindigkeitsabhängiger Terme, (b) ohne Berücksichtigung geschwindigkeitsabhängiger Terme.

Die maximal zulässige magnetische Flussdichte im Falle der elektromagnetischen Schmelzbadunterstützung wird durch die Höhe der Schmelzbadssäule und damit des hydrostatischen Druckes begrenzt. Somit darf eine kritische magnetische Flussdichte nicht überschritten werden, die genau so viel elektromagnetischen Druck erzeugt, um den hydrostatischen Druck zu kompensieren. Bei der untersuchten Oszillationsfrequenz von 450 Hz ist eine abbremsende Wirkung des oszillierenden Magnetfeldes auf die Strömungsdynamik im Schmelzbad beim Schweißen durch den Hartmann-Effekt nicht zu beobachten. In Abb. 5.10 ist der Vergleich des Simulationsergebnisses der Berechnung der Schmelzbadgeometrie mit bzw. ohne Berücksichtigung des geschwindigkeitsabhängigen Terms im Ohm'schen Gesetz (Gl. (3.18)) dargestellt. Das heißt, Abb. 5.10(a) entspricht dem Ergebnis aus Abb. 4.4(b) in Abschnitt 4.1, während in Abb. 5.10(b) die geschwindigkeitsabhängige Komponente der Stromdichte und somit zusätzliche die Strömung bremsende Lorentzkräfte vernachlässigt sind. Die Simulationsergebnisse in Abb. 5.10 sind allerdings fast identisch. Somit wird klar, dass die Veränderungen der Form des Schmelzbades bezogen auf den Referenzfall nicht durch den Hartmann-Effekt zu begründen sind. Die Tatsache, dass die Änderungen in der Schmelzbadgeometrie jedoch nur in der unteren Hälfte sichtbar sind, lässt trotzdem auf den Einfluss der eingebrachten Lorentzkräfte schließen.

5.3.4 Analyse der Schmelzbadform unter der Wirkung von Lorentzkräften

Das Verhältnis der elektrischen Leitfähigkeiten bei Aluminium zwischen festem Material bei Raumtemperatur und flüssigem Material liegt bei etwa 10. Das heißt, dass die elektrischen Ströme im Werkstück primär in der festen Phase induziert werden, soweit diese zwischen den

Tabelle 5.1: Eindringtiefe des magnetischen Feldes bei Aluminium für verschiedene Temperaturen bei einer Frequenz von 450 Hz.

Temperatur T in K	293	1700 sol	1700 liq
elektrische Leitfähigkeit σ in S/m	$4 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^6$
Eindringtiefe δ in mm	3,8	7,5	11,9

Magnetpolen vorliegt. Aus diesem Grunde können magneto-hydrodynamische Instabilitäten bei der Entstehung der Wirbelströme, etwa eine ungleichmäßige Stromdichteverteilung durch Spritzer oder Schmelzauswürfe, nicht der Grund für das vorliegende Y-Profil der Schweißnaht sein.

Ebenso kann der Einfluss der Dampfkapillare als Ursache ausgeschlossen werden, da die magnetische Permeabilität von Luft bzw. Prozessgasen und Aluminium gleich Eins sind, so dass im Schmelzbad keine Inhomogenitäten des Magnetfeldes zu erwarten sind.

In Abb. 5.11 sind die Quer- und Längsprofile der Schweißnaht in Relation zur Größe und Position der Magnetpole dargestellt. Aus dem Querprofil ist ersichtlich, dass der Abstand zwischen der Schweißnaht und den Magnetpolen etwa der Eindringtiefe des Magnetfeldes im festen Material unterhalb der Schmelztemperatur entspricht, siehe Tab. 5.1. Somit sind nach Abb. 5.7 keine gravierenden Inhomogenitäten des Magnetfeldes an den Rändern des unteren Schmelzbadendes für den vorliegenden experimentellen Aufbau beim Durchschweißen von 20 mm dickem Aluminium bzw. AlMg3 zu erwarten. Anders sieht es für die Schweißungen an 30 mm dickem AlMg3 aus, siehe Abb. 4.12.

Die Magnetpole haben in etwa Seitenlängen in der Größenordnung der Schmelzbadbrei-

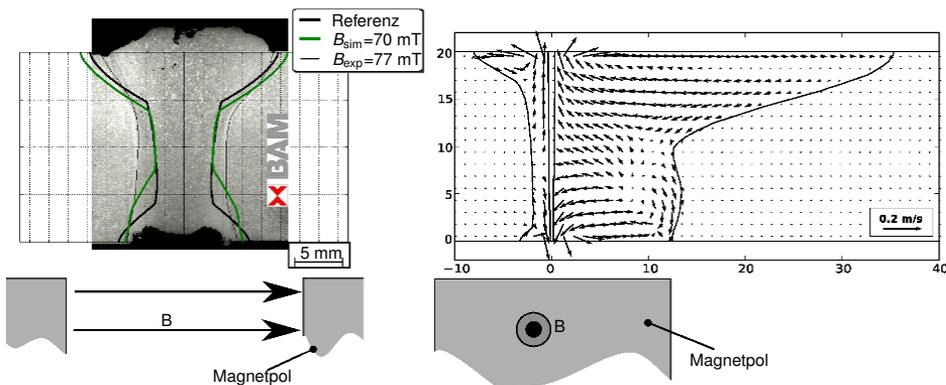


Abbildung 5.11: Quer- und Längsprofil der erzeugten Schweißnaht in Relation zu den Abmaßen der Magnetpole.

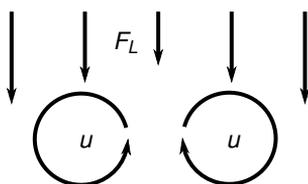


Abbildung 5.12: Entstehung rotatorischer Geschwindigkeitskomponenten durch inhomogene Lorentzkraftverteilungen.

te (25 mm), so dass das Magnetfeld, insbesondere an den Rändern der Magnetpole, stark inhomogen ist und so die entstehende Lorentzkraft nicht nur potentiellen Charakter zur Unterstützung des Schmelzbad, sondern hier auch stark rotatorische Komponenten besitzt

$$\nabla \times \mathbf{F}_L \neq 0, \quad (5.1)$$

die in einer elektromagnetischen Durchmischung der Schmelze resultieren. Der Effekt ist unerwünscht, da er die Oberfläche destabilisieren kann [174] und zu einer welligen und ungleichmäßigen Oberfläche führt. Dem kann begegnet werden, indem die Polschuhgeometrie des AC-Magneten so gewählt wird, dass sie in ihren geometrischen Abmessungen größer dimensioniert sind als das zu erwartende Schmelzbad oder indem durch geeignete Schweißparameter die Naht verschmälert wird. Somit liegt die flüssige Zone des Schmelzbad schlussendlich in Bereichen, in denen die Magnetfeldlinien homogen verlaufen.

Aus dem Längsprofil in Abb. 5.11 ist ersichtlich, dass die hintere Schmelzbadberandung in etwa mit der hinteren Kante des Magnetpols zusammenfällt. Aus Abb. 4.9(b) wird deutlich, dass in dem Bereich die vertikale Komponente der Lorentzkraft einen Gradienten in Schweißrichtung erfährt. Somit werden die Beträge der eingebrachten elektromagnetischen Kraft zum Schmelzbadende hin kleiner, da die maximale magnetische Flussdichte im Magnetzentrum erzeugt wird. Dieses Kraftgefälle induziert am unteren Schmelzbadende eine rotationsbehaftete Strömungskomponente, siehe Abb. 4.4(b). Der Mechanismus der Entstehung von Wirbelströmungen durch induzierte Volumenkräfte ist in Abb. 5.12 skizziert - dabei bildet eine Strömung mit zuvor parallel ausgerichteten Geschwindigkeitsvektoren unter dem Einfluss einer inhomogenen Lorentzkraftverteilung eine dem Kraftgefälle entsprechende wirbelbehaftete Strömungskomponente aus. Dem steht im Schmelzbad ein untergeordneter Effekt entgegen, nämlich das leichte Ansteigen der elektrischen Leitfähigkeit vom heißen Bereich um die Dampfkapillare zum kälteren Schmelzbadrand hin.

Darüber hinaus muss im Schmelzbad die Massenerhaltung erfüllt werden. Da im Zentrum der Magnetpole die stärksten Kräfte auf das Schmelzbad übertragen werden, erfährt das flüssige Metall dort eine Auftriebskraft. Am Schmelzbadende, wo die Lorentzkräfte in vertikaler Richtung betragsmäßig weniger stark sind und der Strömung somit weniger Widerstand entgegensetzen, werden diese Auftriebsströmungen dann durch eine Strömung in Richtung der unteren Oberfläche ausgeglichen. Der auf diese Weise durch elektromagnetisch induzierte Kräfte

erzeugte Wirbel interagiert mit dem aus der Marangoni-Strömung resultierenden Wirbel am unteren Schmelzbadrand. Da beide Strömungen einen entgegengesetzten Drehsinn haben, sinkt die lokale Geschwindigkeit in deren Kontaktgebiet. Das Resultat ist, dass weniger Wärmeenergie konvektiv von der Dampfkapillare wegtransportiert wird, sondern Material eher im Bereich der Dampfkapillare aufwärts getrieben wird. Somit wird das Schmelzbad im Einflussbereich der Lorentzkräfte im Vergleich zum Referenzfall ohne elektromagnetische Unterstützung verkürzt, da nur ein kleinerer Teil des Werkstücks aufgeschmolzen wird. Der Anteil der induzierten Strömung in vertikaler Richtung kann je nach Länge des Schmelzbades und vorliegendem Strömungszustand sogar eine Veränderung der Schmelzbadlänge an der oberen Oberfläche, also außerhalb der Eindringtiefe des Magnetfeldes, bewirken.

5.4 Elektromagnetische Schmelzbadunterstützung bei austenitischem Stahl AISI 304

Wie im vorangegangenen Diskussionsabschnitt gezeigt werden konnte, war es möglich mit der Computersimulation am Werkstoff Aluminium zuvor durchgeführte Experimente an 20 mm dicken Platten zu bestätigen und darüber hinaus elementare Effekte auf Seiten der Strömungsdynamik im Schmelzbad zu identifizieren und zu bewerten. Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die getroffenen Annahmen und Vereinfachungen zum Teil starke Vereinfachungen des realen Schweißprozesses darstellen, kann die geringe berechnete Abweichung unter 10 % der benötigten magnetischer Flussdichte zur Verhinderung des Austropfens zwischen numerischer Berechnung und Labor-Experiment durchaus als bemerkenswert bezeichnet werden.

Im folgenden Schritt wurde das Computermodell für den Werkstoff Stahl angepasst. Hierbei sollte die Simulation die Werte für die magnetische Flussdichte zur Kompensation des hydrostatischen Drucks bereits vor Beginn der Experimente berechnen, also eine Vorhersage für die magnetische Flussdichte treffen.

5.4.1 Vergleich von Experiment und Simulation

Die in dieser Dissertation experimentell ermittelten Ergebnisse decken sich qualitativ sowie quantitativ gut mit ersten Experimenten von Avilov [63, 81, 82] zum elektromagnetisch gestützten Laserstrahlschweißen. Bei der Menge an Einflussfaktoren, prozessseitig etwa die Laserleistung, die Vorschubgeschwindigkeit und die Fokustiefe sowie die Art des verwendeten Lasertyps, als auch magnetseitig die Oszillationsfrequenz, die Plattengeometrie, der Abstand und die Größe der Magnetpole sowie der Abstand zwischen dem Magnetsystem und dem Schmelzbad und den Parametern des elektrischen Schwingkreises im Magneten, ist es nicht verwunderlich, dass Abweichungen der erzielten Ergebnisse in gewissem Maße auftreten können, da es fast unmöglich ist, einen Versuch hundertprozentig unter Beachtung aller relevanten Randbedingungen zu wiederholen.

Unter Berücksichtigung dieses Umstandes konnten die Ergebnisse von Avilov [63, 81, 82], zum Vergleich hier herangezogen werden sollen die Plattendicke als Maß für den hydrostatischen Druck sowie die magnetische Flussdichte zu dessen Kompensation, gut reproduziert werden, siehe Tab. 5.2. Ein Beispiel für die Vergleichbarkeit der erzielten experimentellen Ergebnisse liefert der Vergleich von Schweißung *vaIII* mit 12 mm Plattendicke und 141 mT Magnetfeld mit den Schweißungen *mbExpI* und *mbExpII* mit jeweils 10 mm Plattendicke und magnetischen Flussdichten von 208 mT bzw. 203 mT, wenn man beachtet, dass die in den hier vorgestellten Experimenten die Frequenz niedriger und somit der Formfaktor zwischen angelegtem magnetischen Feld und wirkender Lorentzkraft kleiner war.

Die Computersimulationen für drei verschiedene Frequenzen sind ebenfalls untereinander konsistent, siehe Tab. 5.2, *mbSimI* bis *mbSimIII*. Für steigende Frequenz nimmt der Übertragungsfaktor für den elektromagnetisch erzeugten Druck zu, siehe Abb. 4.14(b), so dass für die Kompensation der gleichen Menge an hydrostatischem Druck weniger magnetische Flussdich-

Tabelle 5.2: Benötigte magnetische Flussdichte bei optimaler Kompensation des hydrostatischen Druckes bei Schweißungen am Werkstoff Stahl für verschiedene Blechdicken und Materialien.

Nr.	Werkstoff	Dicke mm	Laserleistung kW	Geschwindigkeit m min ⁻¹	Frequenz kHz	Magnetfeld mT	AC-Leistung kW	Referenz
vaI	AISI 304	10	8	1,1	3,1	k. A.	2,5	Avilov et al. [82]
vaII	AISI 316L	10	5	0,3	3,38	100	1,9	Avilov et al. [81, 82]
vaIII	AISI 304	12	8	0,5 bis 0,8	3,18	141	2,5	Avilov et al. [82]
vaIV	AISI 324	18	15	0,78	3,2	141	1,3	Avilov et al. [63]
mbExpI	AISI 304	10	8	0,4	2,5	208	1,55	Experimente Abschnitt 4.2
mbExpII	AISI 304	10	8	0,8	2,5	203	1,46	
mbExpIII	AISI 304	15	12	0,4	2,65	220	2,1	
mbExpIV	AISI 304 + S235JRC	20	18	0,4	2,575	234	3,28	
mbSimI	AISI 304	20		0,3; 0,8	1	135		Simulationen Abschnitt 4.2
mbSimII	AISI 304	20		0,3 – 0,8	3	95		
mbSimIII	AISI 304	20		0,3; 0,8	10	80		

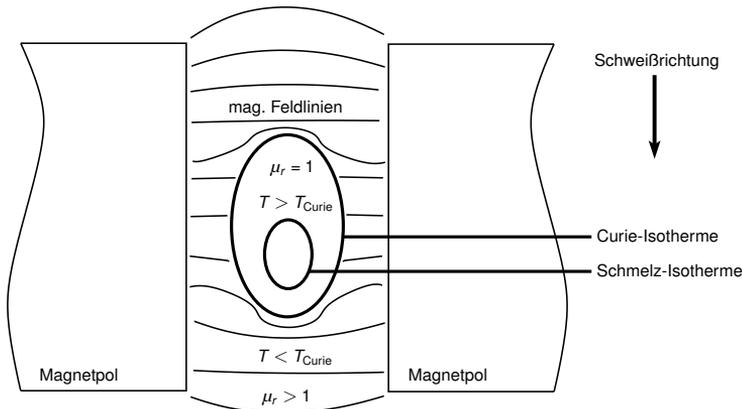


Abbildung 5.13: Magnetische und unmagnetische Bereiche beim Schweißen von Stahl.

te benötigt wird. Dies wird durch die berechneten Resultate für 1 kHz, 3 kHz sowie 10 kHz bestätigt.

Es wurde auch der Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit auf die elektromagnetische Schmelzbadunterstützung untersucht. Simulationen mit unterschiedlichen Schweißgeschwindigkeiten zwischen 0,3 m/min und 0,8 m/min (siehe Abb. 4.15) zeigen Unterschiede in der gemittelten Druckbilanz zwischen den Oberflächen von ± 60 Pa, was weniger als 5 % des hydrostatischen Druckes von 20 mm Material entspricht. Somit ist deren Einfluss auf die notwendige magnetische Flussdichte vernachlässigbar.

Beim Vergleich der Experimente mit den Simulationen bei vergleichbarer Frequenz (3 kHz) stellt sich heraus, dass die Simulationen für ein 20 mm dickes Blech des gleichen Werkstoffs deutlich weniger magnetische Flussdichte voraussagen, als in den Versuchen für sämtliche untersuchte Plattenstärken benötigt wurden. Mögliche Ursachen dafür liegen in den Vereinfachungen der numerischen Modellierung. Eine Annahme der Simulation war ein komplett nicht-ferromagnetisches Material ($\mu_r = 1$), was im Falle der Simulation von Aluminium zu einem qualitativ sehr guten Abgleich zwischen Experiment und Simulation führte. Oberflächliche Vermessungen des Ferritgehalts an 10 mm dickem AISI 304 zeigen, dass dieser austenitische Stahl einen Restferritgehalt bis etwa 1 % hat, siehe Abb. 4.23. Magnetische Hysterese kann dazu führen, dass die Magnetleistung nicht in die Umsetzung in Lorentzkräfte genutzt werden kann. Außerdem führt die erhöhte magnetische Permeabilität insbesondere in den Randbereichen des Werkstücks zu einer vermehrten Umlenkung der Magnetfeldlinien während des Schweißens in Bereiche, die unterhalb der Curie-Temperatur verbleiben. Durch die starke Erhitzung des Materials im Schmelzbad und in seiner Umgebung wird dieser Bereich komplett unmagnetisch, siehe Abb. 5.13.

Ein weiterer Aspekt ist der Laplace-Druck p_γ an der gekrümmten unteren Oberfläche des

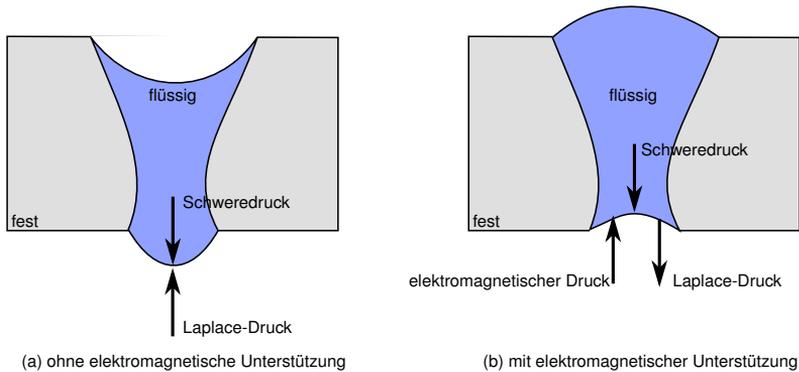


Abbildung 5.14: Laplace-Druck an der unteren Schmelzbadoberfläche abhängig von ihrer Krümmung. Gezeigt ist hier ein schematischer Querschnitt des Schmelzbades.

Schmelzbades, siehe Gl. (2.11). Für Aluminium liegt der Wert der Oberflächenspannung bei $0,871 \text{ N/m}$ und der resultierende Laplace-Druck bei einer Schmelzbadhalbbreite von 5 mm bei etwa 174 Pa und somit deutlich unterhalb des hydrostatischen Drucks einer 20 mm Schmelzbadssäule (460 Pa). Für austenitischen Stahl hingegen liegt der Wert der Oberflächenspannung bei $1,943 \text{ N/m}$ und der resultierende Laplace-Druck bei einer experimentell ermittelten Schmelzbadhalbbreite von etwa 2 mm bei etwa 972 Pa , ein Wert in etwa in der Größenordnung des hydrostatischen Druckes von 1350 Pa . Auch der Einfluss dieser Druckkomponente kann die benötigte magnetische Flussdichte heraufsetzen, wenn zusätzlich zum Schweredruck der Schmelzbadssäule der Laplace-Druck kompensiert werden muss, abhängig von der Krümmungsrichtung der Schmelzbadoberflächen, siehe Abb. 5.14. Außerdem ist zu beachten, dass das Schmelzbad auch in Schweißrichtung gekrümmt sein kann und aufgrund dieser Krümmung ebenfalls ein Oberflächendruck existieren kann.

Auch ein verstärkter Einfluss der Dynamik und der durch Verdampfung von Material entstehende Druck an der Dampfkapillare können zu starken Beschleunigungskräften auf das verflüssigte Material führen, so dass das benötigte Magnetfeld zur Kompensation solcher Effekte größer ist als zur Kompensation des rein hydrostatischen Anteils notwendig wäre. Kroos *et al.* [22] schätzen den Ablationsdruck von verdampfendem Eisen auf 10^4 Pa und somit eine Größenordnung oberhalb des hydrostatischen Druckes sowie des Laplace-Druckes ab. In der Arbeit von Amara und Bendib [23] wird der Ablationsdruck beim Laserstrahl-Tiefschweißen abhängig von der absorbierten Strahlungsenergie angegeben, wobei dieser bei einer absorbierten Laserleistung von $2,5 \text{ MW cm}^{-2}$ bereits bis zu 10^5 Pa betragen kann, einhergehend mit einer entsprechend großen Beschleunigung von Schmelze und einem großen potentiellen Einfluss auf die benötigte magnetische Flussdichte zur Verhinderung des Austropfens von flüssigem Metall.

Ausgehend davon, dass für 10 mm dicke Platten etwa 205 mT Magnetfeld benötigt wer-

den und man weiterhin berücksichtigt, dass der hydrostatische Druck linear mit der Höhe des Schmelzbades zunimmt ($p_h = \rho gh$) und der erzeugte elektromagnetische Druck quadratisch mit dem angelegten Magnetfeld ansteigt ($p_{EM} \propto B^2$), so müsste die magnetische Flussdichte für 15 mm bzw. 20 mm dicke Platten bei Vernachlässigung weiterer Einflüsse bei gleicher Oszillationsfrequenz entsprechend nachfolgender Überschlagsrechnung ansteigen:

$$15 \text{ mm} : 205 \text{ mT} \cdot \sqrt{\frac{15 \text{ mm}}{10 \text{ mm}}} = 251 \text{ mT}. \quad (5.2)$$

$$20 \text{ mm} : 205 \text{ mT} \cdot \sqrt{\frac{20 \text{ mm}}{10 \text{ mm}}} = 290 \text{ mT}. \quad (5.3)$$

Dieses Ergebnis liegt für 15 mm dicke Proben etwas oberhalb des real benötigten Wertes von 220 mT. Außerdem wird deutlich mehr an magnetischer Flussdichte für 20 mm Stahl vorhergesagt, als in den Experimenten benötigt wurde (etwa 230 mT), so dass die erzielten experimentellen Ergebnisse nur den Schluss zulassen, dass ein weiterer Faktor maßgeblich für die magnetische Flussdichte sein muss. Folglich wird nur ein Teil der induzierten Lorentzkräfte für die Kompensation des hydrostatischen Druckes benötigt. Zur Beschreibung dieses Phänomens soll die magnetische Flussdichte im Folgenden in zwei Teile aufgespaltet werden. Zum einen ein Teil, der konstant und somit unabhängig von der Plattenstärke ist und zum anderen ein Teil, der mit der Wurzel des Dickenverhältnisses der Platten ansteigt. Dabei wurde berücksichtigt, dass die erzeugte Lorentzkraft quadratisch mit der magnetischen Flussdichte ansteigt. Dieses Annahmen führen auf folgendes Gleichungssystem für die Fälle 10 mm und 15 mm und können so den Wert des konstanten Faktors berechnen.

$$\begin{aligned} B_{\text{Exp}}^{10} &= B_{\text{konst}} + B_{\text{hydro}}^{10} \\ B_{\text{Exp}}^{15} &= B_{\text{konst}} + B_{\text{hydro}}^{15} \\ B_{\text{hydro}}^{15} &= B_{\text{hydro}}^{10} \sqrt{\frac{15 \text{ mm}}{10 \text{ mm}}} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Außerdem kann mit den gewonnenen Ergebnissen im Anschluss der Wert der magnetischen Flussdichte zur Kompensation des hydrostatischen Druckes für die 20 mm Proben berechnet werden und zum Vergleich mit den Simulationsergebnissen herangezogen werden. Die Ergebnisse dieses Gedankenmodells sind in Tab. 5.3 zusammengefasst.

Der berechnete Gesamtwert der magnetischen Flussdichte für 20 mm von 232 mT passt hervorragend zu den experimentell ermittelten Werten zwischen 222 mT und 234 mT. Darüber hinaus ist der variable Anteil mit 94 mT quasi identisch mit dem simulativ berechneten Wert für die Kompensation des hydrostatischen Druckes von 95 mT, wenn auch bei etwas höheren Oszillationsfrequenzen. Somit kann durch das Modell die Vorhersage des Rechenmodells bestätigt werden, in dem allein der Einfluss des Gravitationsfeldes berücksichtigt ist.

Der Vergleich der experimentell ($B = 220 \text{ mT} \dots 234 \text{ mT}$) und durch numerische Berechnung ($B = 95 \text{ mT}$) ermittelten Querprofile der Schweißnähte mit elektromagnetischer Unterstützung

Tabelle 5.3: Werte des konstanten Anteils der magnetischen Flussdichte sowie des Anteils zur Kompensation des hydrostatischen Druckes.

Plattendicke in mm	konstanter Anteil B_{konst} in mT	variabler Anteil B_{hydro} in mT	gesamte Flussdichte in mT
10	138	67	205
15	138	82	220
20	138	94	232

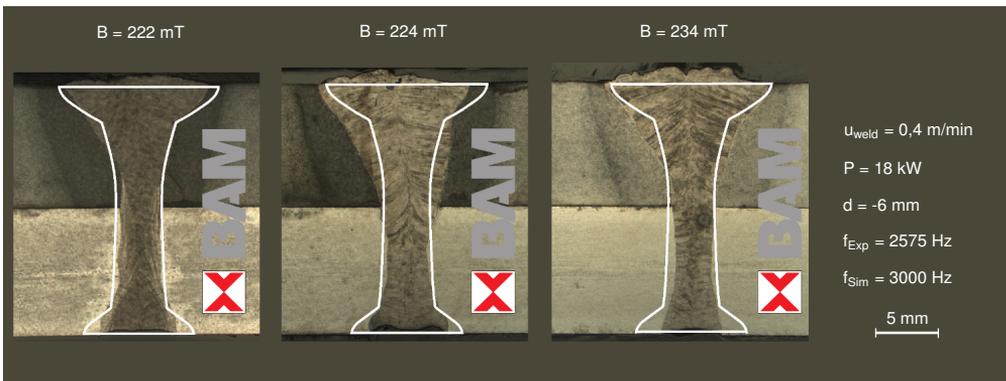


Abbildung 5.15: Vergleich von experimentell ermittelten Querprofilen der Schweißnähte mit elektromagnetischer Unterstützung an 20 mm Stahl AISI 304 und S235JRC mit den Simulationen von AISI 304.

bei einer Schweißgeschwindigkeit von 0,4 m/min und erfolgter optimalen Kompensation des hydrostatischen Druckes ist in Abb. 5.15 dargestellt. Sowohl qualitativ als auch quantitativ ist trotz der unterschiedlichen magnetischen Flussdichten im Experiment und der Simulation eine sehr gute Übereinstimmung zu beobachten. Diese Tatsache zeugt vom geringen Einfluss des Hartmann-Effektes, worauf im Weiteren noch gesondert eingegangen wird. Lediglich im Bereich des unteren Marangoni-Wirbels der Schweißnaht kommt es zu Abweichungen. Der an diesen Stellen überschätzte Einfluss der Marangoni-Strömung in den Querprofilen aus den Simulationen konnte auch bei den Rechnungen an Aluminium beobachtet werden, siehe Abb. 5.8.

5.4.2 Bewertung der Oberflächendynamik

Analog zu den Versuchen mit Aluminium soll auch für die erzielten numerischen Ergebnisse an austenitischem Stahl eine Bewertung der entsprechenden Größen für die Oberflächenstabilität sowie mögliche weitere dämpfende Effekte durch die Nutzung des Hartmann-Effektes

vorgenommen werden. Diese sind in den folgenden zwei Abschnitten vorgestellt.

Abb. 5.16 zeigt einen Vergleich der Weber-Zahlen für den in Abschnitt 4.2 berechneten Referenzfall sowie die für drei Frequenzen optimierten magnetischen Flussdichten. Die berechneten Weber-Zahlen unterliegen kaum Veränderungen und diese hängen weniger von einer Änderung der Schmelzbadströmung ab als eher von den unter der Wirkung von Lorentzkräften leicht veränderten geometrischen Abmessungen des Schmelzbades, so dass nicht von einer elektromagnetischen Stabilisierung ausgegangen werden kann. Eine ähnliche Beobachtung wurde zuvor bereits für die Schmelzbadunterstützung von Aluminium gemacht.

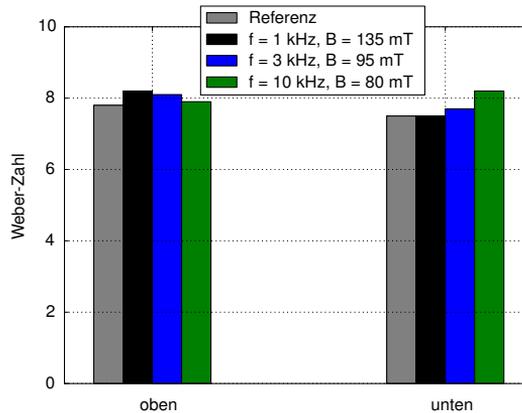


Abbildung 5.16: Vergleich der Weber-Zahlen aus den Simulationen aus Abschnitt 4.2 für die obere und untere Schmelzbadoberfläche mit und ohne elektromagnetische Unterstützung.

5.4.3 Bewertung des Hartmann-Effekts

Die exemplarische Auswertung der Hartmann-Zahl für eine Oszillationsfrequenz von 3 kHz und einer magnetischen Flussdichte von 95 mT bei verschiedenen Schweißgeschwindigkeiten zeigt Werte kaum größer als Eins im unteren Bereich des Schmelzbades, wo das wirkende Magnetfeld am stärksten ist, siehe Abb. 4.21. In weiten Teilen des Schmelzbades hingegen hat die Dämpfung der Dynamik durch den Hartmann-Effekt keine Wirkung.

Dies bestätigt sich beim Blick auf den aus der Verteilung der Hartmann-Zahlen sowie der lokalen Verteilungen von Flüssigmetallgeschwindigkeiten und Turbulenzintensitäten folgenden Interaktionsparameter. Dieser nimmt nirgendwo im Schmelzbad größere Werte als 0,1 an. Das bedeutet, dass jede Form von dämpfender elektromagnetischer Schmelzströmungsbeeinflussung unter der Wirkung der Trägheit des sich mit hoher Geschwindigkeit um die Dampfka-

pillare und durch Marangoni-Effekte in Wirbel gezwungenen Fluides vernachlässigbar ist, siehe Abb. 4.22.

Wie bereits für Aluminium gezeigt wurde, spielt der Hartmann-Effekt also auch für austenitischen Stahl AISI 304 keine essentielle Rolle bei der Ausbildung der Strömungsprozesse im Schmelzbad, wenn das angelegte magnetische Feld oszillatorischer Natur ist und so ausgerichtet ist, dass die entstehenden Lorentzkräfte hauptsächlich in vertikale Richtung wirken und einzig den hydrostatischen Druck kompensieren sollen. Mit der Bewertung des Hartmann-Effekts beim Schweißen unter dem Einfluss permanentmagnetischer Felder beschäftigt sich der folgende Abschnitt.

5.5 Elektromagnetische Schmelzbadberuhigung bei Aluminium

Simulationen zur elektromagnetischen Schmelzbadberuhigung mittels konstanter magnetischer Felder wurden für zwei verschiedene Einschweißtiefen an Aluminium durchgeführt. Der Einfluss des magnetischen Feldes steigt mit dem Quadrat der Schmelzbadhalbbreite an, siehe Gl. (2.17), so dass im folgenden Abschnitt die Diskussion vorrangig für die größere Blechdicke vorgenommen wird, da die beobachteten Effekte dabei stärker ausgeprägt sind bzw. für vergleichbare Effekte eine kleinere magnetische Flussdichte benötigt wird.

Der Hartmann-Effekt tritt im Schmelzbad überall dort auf, wo die Richtung der lokalen Geschwindigkeitskomponente einen Beitrag hat, der senkrecht zum magnetischen Feld gerichtet ist, siehe Abb. 5.17. Für applizierte Magnetfelder quer zur Schweißrichtung ist somit ein abbremsender Effekt sowohl des Marangoni-Wirbels als auch der Auftriebsströmungen durch freie Konvektion möglich.

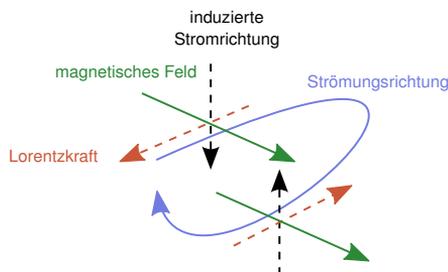


Abbildung 5.17: Schematischer Mechanismus der Wirkung des Hartmann-Effektes an einem Marangoni-Wirbel im Schmelzbad.

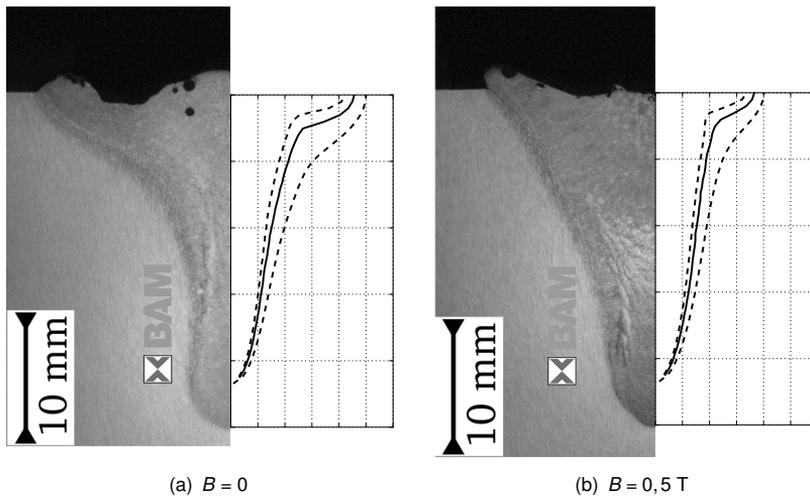


Abbildung 5.18: Vergleich der Querprofile des Schmelzbades ohne und mit elektromagnetischer Beeinflussung. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Schmelzisotheime, die gestrichelten Linien das numerische Erstarrungsintervall.

5.5.1 Vergleich von Experiment und Simulation

Querprofile der experimentell erzeugten Schweißnähte im Vergleich zu den numerischen Ergebnissen sind in Abb. 5.18 für den Referenzfall ohne Magnetfeld (siehe die Parameter in Abschnitt 4.4.4) und für den Fall mit angehefteten Permanentmagneten mit einer maximalen magnetischen Flussdichte von etwa 500 mT dargestellt.

Aufgrund der Annahme, an der Wand der Dampfkapillare eine Dirichlet-Temperaturrandbedingung zu nutzen, hängen die resultierenden Ausmaße der Schmelzbadgeometrie von der Wahl der Dampfkapillargeometrie ab. Dieser Umstand erklärt die vorliegenden Abweichungen der Profile in Abb. 5.18. Wichtiger jedoch als eine möglichst genaue quantitative Übereinstimmung der Experimente und Simulationen ist die Auswertung der vorliegenden Trends und dem Auffinden der Ursachen und Wirkungsmechanismen der elektromagnetischen Beeinflussung des Schmelzbades.

In Abb. 5.18(a) sind die Querprofile deutlich von der an der oberen Oberfläche vorliegenden Marangoni-Strömung dominiert. Dies äußert sich in der starken Krümmung der Schmelzisotheimen. Ein weiterer wichtiger Aspekt beim Schweißen von solch hohen Blechdicken, verbunden mit einer hohen Laserleistung und den daraus resultierenden Abmaßen der Schweißnaht, ist der Einfluss der freien Konvektion. Sie wirkt in Richtung des Marangoni-Wirbels und verstärkt dessen Wirkung auf das sich einstellende Temperaturprofil. Für den vorliegenden Fall liegen der Marangoni-Effekt und die freie Konvektion in der gleichen Größenordnung mit entsprechenden

dimensionslosen Kennzahlen um 10^6 bis 10^7 und haben daher etwa gleichwertigen Einfluss auf die Strömung während des Schweißprozesses, siehe Abb. 2.4 und 2.5.

Durch die Applikation eines im Zentrum der Permanentmagnete 500 mT starken magnetischen Feldes kann der Einfluss von Marangoni- und freier Konvektion gemindert werden, siehe Abb. 5.18(b). In dem experimentell ermittelten Schliff ist ersichtlich, dass in der oberen Hälfte des Schmelzbades, deren Oberfläche zuvor im Referenzfall außerdem eine viel stärkere Welligkeit aufwies, die Breite der Naht reduziert werden konnte. Der Abfall der Nahtbreite im Vergleich zwischen Simulation und Experiment zeigt eine gute Übereinstimmung, siehe Tab. 5.4.

Es zeigt sich außerdem, übereinstimmend zur Theorie des Hartmann-Effektes, dass die Polarisation des magnetischen Feldes keinen Einfluss auf die Kopplung zwischen Fluidodynamik, Wärmetransport und magnetischem Feld aufweist.

Tabelle 5.4: Veränderung der Schmelzbadhalbbreite L für den Referenzfall und $B = 0,5 \text{ T}$.

	L in mm, Referenzfall	L in mm, $B = 0,5 \text{ T}$	ΔL in %
Experiment	14,5	12,2	-16
Simulation	8,7	7,1	-18

5.5.2 Bewertung der Oberflächendynamik

In den Schliffbildern 5.18 zeigt sich, neben prozessgebundenen Steuergrößen wie der Menge des Schutzgases, eine deutliche Abhängigkeit der Form der Oberfläche von den wirkenden elektromagnetischen Kräften. Für eine Beurteilung der Stabilität der Oberfläche wird die Weber-Zahl herangezogen. Diese ist in Abb. 4.47 für ansteigende Stärke des magnetischen Feldes dargestellt. Aus der Literatur ist für Schweißprozesse kein kritischer Wert für die Weber-Zahl bekannt, so dass an dieser Stelle nur Trends zu einer Verbesserung bzw. Verschlechterung des Stabilitätsverhaltens der Schmelzbadoberfläche abzulesen sind. Die Auswertung erfolgt im Punkt des höchsten Geschwindigkeitsbetrages aus dem Referenzfall. Dieser befindet sich 3 mm hinter dem Zentrum der Dampfkapillare.

Die Weber-Zahl gibt hierbei das Maß der Geschwindigkeitsdämpfung durch elektromagnetische Kräfte, ausgedrückt durch die kinetische Energie, bezogen auf die Oberflächenspannung der Metallschmelze, an. Es zeigt sich, dass die Weber-Zahl für steigende magnetische Flussdichte deutlich abfällt, was bedeutet dass die Dynamik der Schmelze in der oberflächennahen Region kontrolliert wird und das Schmelzbad in der Folge weniger anfällig für Verformungen und Schwingungen ist. Die ebenere Oberfläche der Schliffe mit magnetischer Schmelzbadberuhigung spricht für eben jenes Verhalten des geschmolzenen Materials. Bereits für ein statisches Magnetfeld der Stärke 0,5 T liegt der Wert der Weber-Zahl etwa 20 % unterhalb des Ausgangswertes aus dem Referenzfall.

5.5.3 Bewertung des Hartmann-Effekts unter der Wirkung turbulenter Effekte

Die Ausmaße, in denen der Hartmann-Effekt zum Tragen kommt, wird durch die Hartmann-Zahl Ha^2 beschrieben, siehe Gl. (2.17) und Abb. 2.12.

Abb. 5.19 zeigt die lokale Hartmann-Zahl (5 mm hinter der Dampfkapillare und 5 mm unterhalb der Schmelzbadoberfläche) für steigende Magnetfeldstärke mit bzw. ohne Berücksichtigung der turbulenten Viskosität an der gesamten Viskosität, siehe Gl. (3.8). Es zeigt sich, dass etwa um $B = 0,4$ T eine Transition stattfindet, in der die turbulente Hartmann-Zahl sich der laminaren annähert und dann für steigende Werte des Magnetfeldes beide im Gleichklang ansteigen. Dieser Effekt ist auf den Rückgang der Turbulenz durch die elektromagnetische Bremskraft zurückzuführen. Mit der Dämpfung der Turbulenz ist auch eine Verkleinerung der turbulenten Viskosität verbunden, siehe Abb. 5.20. Dabei ist die turbulente Viskosität im Referenzfall insbesondere im Bereich der Rezirkulationsgebiete der Marangoni-Strömung besonders groß, siehe Abb. 5.20(a). Für eine magnetische Flussdichte von $B = 0,4$ T (Abb. 5.20(b)) ist die turbulente Viskosität im Schmelzbad schon deutlich gesunken, allerdings liegen deren Werte im Bereich der Marangoni-Wirbel vor und hinter der Dampfkapillare immer noch deutlich über der molekularen Viskosität.

Abb. 4.48 zeigt den Einfluss der Viskosität auf die Hartmann-Zahl im Schmelzbad im Bereich um $B = 0,4$ T. Es zeigt sich, dass die elektromagnetische Dämpfung sowohl an der Schmelzbadoberfläche hinter der Dampfkapillare als auch im unteren Bereich des Schmelzbades bereits für kleinere Werte des Magnetfeldes beginnt, da hier die Strömung auch ohne Magnetfeld weniger dreidimensional und schnell ist. Außerdem liegen in genau den Bereichen, wo die Hartmann-Zahl groß ist die jeweils kleinsten Werte der turbulenten Viskosität vor. Für ansteigende Ma-

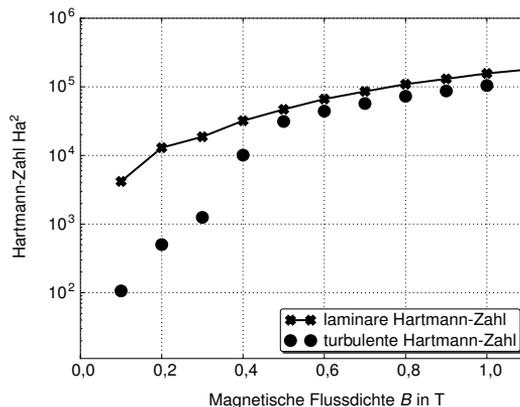


Abbildung 5.19: Lokale Hartmann-Zahl 5 mm hinter dem Dampfkapillärzentrum und 5 mm unter der Schmelzbadoberfläche für verschiedene Magnetfeldstärken.

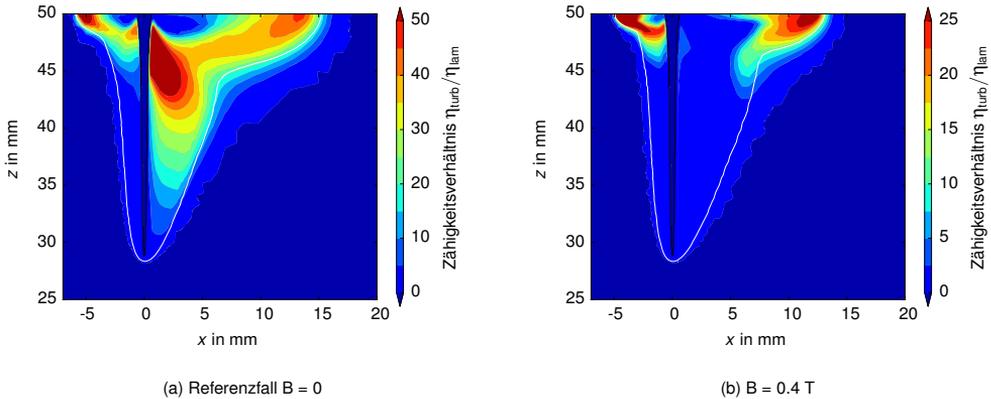


Abbildung 5.20: Verhältnis von turbulenter zu molekularer Viskosität im Schmelzbad.

gnetfeldstärke wandert die beruhigte Zone mit vergleichsweise hohen Hartmann-Zahlen in den oberen Bereich des Schmelzbades und schließlich vom Bereich um die Dampfkapillare zum hinteren Schmelzbadende, wo aufgrund der Rezirkulation von flüssigem Metall im Referenzfall die höchsten Turbulenzwerte vorliegen und somit die notwendige Magnetfeldstärke zur effektiven Beruhigung der Strömung noch deutlich höher liegt.

Der stärkste Effekt der elektromagnetischen Abbremsung der Schmelzbadströmung geschieht ab etwa $B = 0,4 \text{ T}$ und Hartmann-Zahlen um etwa 10^4 , dem Punkt, an dem die Turbulenz soweit gedämpft ist, dass die turbulente Viskosität in der gleichen Größenordnung wie die molekulare Viskosität liegt. Als Maß für den Einfluss der magnetischen Abbremsung dient das Verhältnis von magnetisch induzierter Reibung zur Trägheit des Fluids, ausgedrückt im Verhältnis von Hartmann-Zahl zur Reynolds-Zahl. In Abb. 4.49 ist dieser Interaktionsparameter sowohl in der Symmetrieebene des Schmelzbades als auch an verschiedenen Positionen hinter dem Keyhole an der Oberfläche des Schmelzbades dargestellt. Es zeigt sich, dass die vergleichsweise langsame Strömung in der Tiefe des Schmelzbades bereits mit weniger starken Magnetfeldern zu kontrollieren ist. In dem Bereich der Rezirkulation am oberen hinteren Schmelzbadende, in dem die meiste Turbulenz vorliegt und die Geschwindigkeiten am größten sind, ist folgerichtig der Einfluss der eingebrachten magnetischen Kräfte am kleinsten. Aus Abb. 4.49(b) wird nun auch ersichtlich, weshalb für angelegte Magnetfelder unterhalb $0,3 \text{ T}$ kaum ein makroskopischer Effekt im Schmelzbad sichtbar ist. Die lokalen Geschwindigkeiten sind getrieben durch die Marangoni-Konvektion so hoch, dass die eingebrachten Magnetkräfte an der Oberfläche nicht in der Lage sind, die Trägheit der Fluidteilchen zu überwinden. Das heißt, die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten sinken nicht so gravierend, so dass der Wärmetransport qualitativ erhalten bleibt. Die zugehörigen Werte des Interaktionsparameters liegen hier im Bereich um Eins. Für größere magnetische Felder wird an der Oberfläche der Einfluss der Bremskräfte dominant, was sich in der Veränderung der Schmelzisoothermen bemerkbar

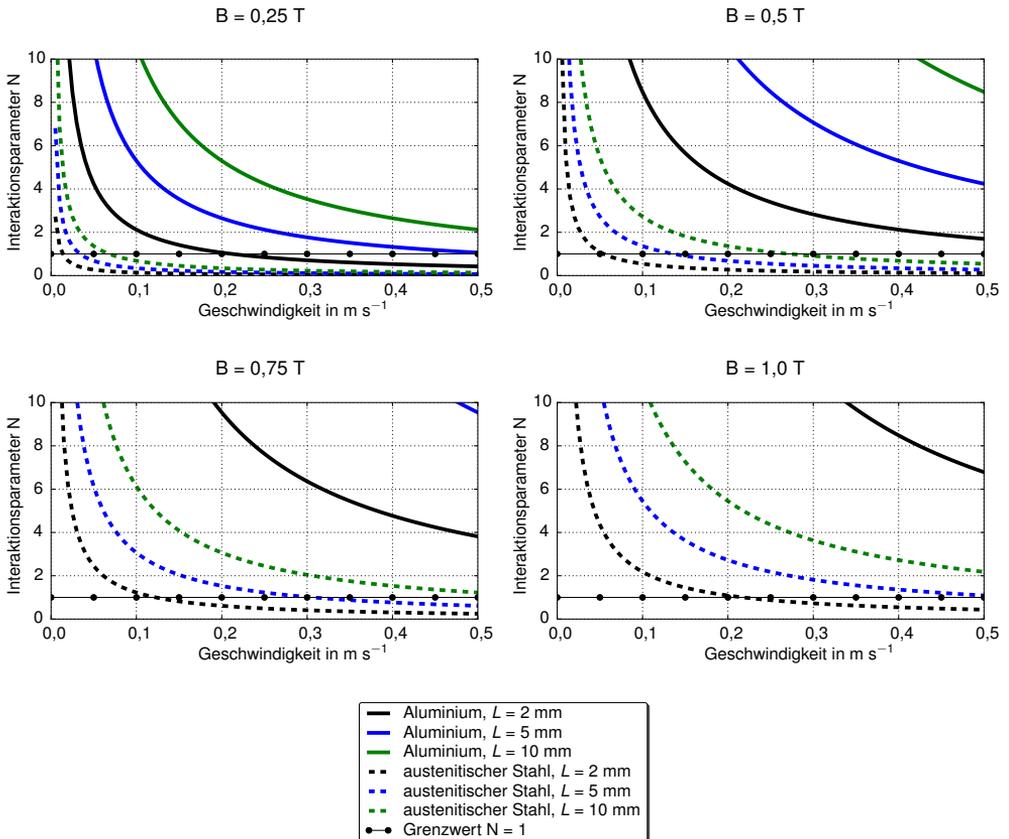


Abbildung 5.21: Interaktionsparameter N für Aluminium und austenitischen Stahl AISI 304 für verschiedene magnetische Flussdichten abhängig von der lokalen Strömungsgeschwindigkeit in Anlehnung an [50].

macht. Für diese Fälle ab etwa 0,5 T dominieren im mittleren und unteren Schmelzbadbereich die elektromagnetischen Bremskräfte ohnehin deutlich. Die Temperaturverteilung und damit auch die Schmelzbadgeometrie werden dann zunehmend mehr durch konduktive Wärmeleitung als durch Strömungen von Flüssigmetall induzierter konvektiver Wärmeübertragung geprägt.

In den durchgeführten Simulationen für Aluminium zur elektromagnetischen Abbremsung wurde gezeigt, dass ab etwa $B = 0,4 \text{ T}$ ein bis zu 20 mm breites Schmelzbad effektiv beruhigt

werden kann. Aus Abb. 5.21 ist ersichtlich, dass für einen vergleichbaren Effekt beim Schweißen von austenitischem Stahl die angelegte magnetische Flussdichte etwa viermal so groß sein muss wie für Aluminium notwendig (für Aluminium bei $B = 0,25 \text{ T}$ und Stahl bei 1 T) ist. Grund hierfür sind die schlechtere elektrische Leitfähigkeit von Stahl im Vergleich zu Aluminium und seine höhere Dichte. Hinzu kommt, dass die Wärmeleitfähigkeit von Stahl geringer ist als bei Aluminium und die Schweißnähte üblicherweise deutlich schmaler sind, so dass eine nochmalige Erhöhung der magnetischen Flussdichte notwendig ist. Eine magnetische Abbremsung und Stabilisierung der Strömung im Schmelzbad mittels des Hartmann-Effektes ist daher für das Schweißen von Stahl erst bei relativ hohen magnetischen Flussdichten möglich. Vielversprechend hingegen ist die Anwendung für Aluminium und seinen Legierungen bei moderaten und sogar durch Permanentmagnete erzeugbare magnetische Flussdichten. Außerdem wird in Abb. 5.21 ersichtlich, dass die zur Kontrolle der Schmelzbadströmung notwendige magnetische Flussdichte mit steigender Schmelzbadhalbbreite sinkt. Der Vergleich der Ergebnisse aus den Abschnitten 4.3 und 4.4 bestätigt dies.

Die gewonnenen Ergebnisse stehen im Einklang zu Untersuchungen von Gatzel [42], wobei dort der Einfluss eines 200 mT starken zeitlich invarianten Magnetfeldes coaxial zum Laserstrahl für Einschweißtiefen um 5 mm bei Aluminium simuliert wurde. Die sich ausbildenden induzierten elektrischen Stromlinien bilden hierbei Wirbel um die Dampfkapillare. Nichtsdestotrotz ist der wirkende Mechanismus derselbe. Es zeigte sich eine Verkürzung der Schmelzbadabmessungen. Es wird weiterhin geschlussfolgert, dass der dämpfende Effekt des Magnetfeldes unabhängig von seiner Polarität erfolgt.

Erste Versuche zur magnetischen Beeinflussung von laserstrahlgeschweißten Nähten machte Kern [50] mit einem CO_2 -Laser. Er fand eine Möglichkeit zur Beeinflussung der Nahtoberfläche mittels konstanter Magnetfelder quer zur Schweißrichtung für Aluminium bei Nahthalbbreiten von etwa 1 mm bei magnetischen Flussdichten um 40 mT und sich daraus ergebenden Hartmannzahlen um 100 . Von Ambrosy [105] wurde jedoch gezeigt, dass thermoelektrische Ströme an der Grenze zwischen Werkstück und dem vom CO_2 -Laser erzeugten Plasma die Ursache für den gezeigten Effekt waren und nicht der durch die Flüssigmetallbewegung induzierte elektrische Strom allein.

In der vorliegenden Arbeit konnte bei Schweißungen mit einem Festkörperlaser und entsprechend weniger laserinduziertem Plasma gezeigt werden, welche magnetischen Flussdichten notwendig sind, um für das Laserstrahl-tiefschweißen mit modernen Hochleistungsfaser- bzw. -stabilasern über die Wirkung des Hartmann-Effektes eine effektive Beruhigung der Schmelze möglich ist, bis hin zu Strömungszuständen, die eine vollständige Beruhigung der Schmelze erlauben. Diese liegen deutlich höher als in der Arbeit von Kern [50] angegeben.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Dissertationsschrift handelt von der Anwendung oszillierender sowie zeitlich konstanter elektromagnetischer Felder zur unmittelbaren Beeinflussung der Schmelzbadströmung beim Hochleistungslaserstrahlschweißen von nicht-ferromagnetischen Werkstoffen. Die Methoden der elektromagnetischen Beeinflussung sollen dabei zum einen berührungslos sein, das heißt die während des Prozesses ablaufenden hydrodynamischen Prozesse nicht durch elektrische Kontakte behindern und zum anderen auch in allen denkbaren Schweißpositionen, je nach Notwendigkeit und Anwendung, durchführbar sein.

Auf Seiten der Strömungsdynamik im Schmelzbad wurden als wesentliche Effekte der Marangoni-Effekt als Resultat der temperaturabhängigen Oberflächenspannung sowie die freie Konvektion bedingt durch die sich beim Aufheizen des Werkstückes während des Fügeprozesses ändernde Massendichte, identifiziert. Darüber hinaus muss die latente Wärme des Phasenübergangs berücksichtigt werden. Diese wirkt in Schweißrichtung gesehen vor dem Schmelzbad wie eine Senke und hinter dem Schmelzbad wie eine zusätzliche Quelle von thermischer Energie.

Der Einfluss der Dampfkapillare auf das sich ausbildende Schmelzbad ist in der Realität von großer Bedeutung. Sie wirkt auf die flüssige Schmelze wie ein Strömungshindernis, da ihre Wände nicht durchflossen werden können. So muss das flüssige Metall um die Dampfkapillare herumfließen und wird dabei beschleunigt. Eine Vereinfachung zur Realisierung der numerischen Berechnung ist in dieser Arbeit die Nutzung einer konstanten Geometrie der Dampfkapillare.

Die magnetische Reynoldszahl für die vorgestellten Applikation magnetischer Felder zur elektromagnetischen Kontrolle der Schmelzbadynamik ist viel kleiner als Eins, so dass die Magnetfelder der induzierten Wirbelströme vernachlässigt werden können. Die in dieser Arbeit untersuchten Effekte beruhen auf der Interaktion von elektrischen Strömen und magnetischen Feldern – nicht jedoch auf ferromagnetischen Eigenschaften der Materialien. Die elektrischen Ströme werden dabei je nach Anwendung und Art der Beeinflussung der Strömung von alternierenden magnetischen Feldern induziert oder durch die Bewegung von elektrisch leitfähiger Schmelze senkrecht zum angelegten Magnetfeld hervorgerufen. Beiden Effekten wurde in den Simulationen durch eine entsprechende Berücksichtigung eines induktiven Terms in den Maxwell-Gleichungen bzw. des verallgemeinerten Ohm'schen Gesetzes Rechnung getragen.

Als Materialien wurden nicht-ferromagnetische Werkstoffe ausgewählt. Zum einen wurde ein ideal unmagnetischer Werkstoff, die Aluminiumlegierung AlMg3, genutzt. Für die numerische Betrachtung wurde in Ermangelung von belastbaren temperaturabhängigen Literaturwerten der thermophysikalischen Eigenschaften dieser Legierung in der flüssigen Phase reines Aluminium angenommen. Zum anderen wurden Simulationen und Experimente an austenitischem Stahl

AISI 304 durchgeführt. Dieser kann je nach Herstellung leicht magnetisch sein. Das Hauptaugenmerk der vorliegenden Arbeit liegt auf der numerischen Betrachtung, daher beschränken sich die durchgeführten Experimente auf exemplarische Machbarkeitsstudien.

Die sich aus der Anwendung von oszillierenden und konstanten magnetischen Feldern ergebenden hydrodynamisch wirkenden Effekte auf das Schmelzbad sind voneinander grundsätzlich verschieden. Aus der Anwendung oszillierender Magnetfelder folgt eine Druckwirkung auf die Schmelze. Diese kann dabei gegebenenfalls auch beschleunigt oder in Rotation versetzt werden. Der Hartmann-Effekt als Folge der Induktion von elektrischen Strömen durch die Bewegung der Schmelze im oszillierenden oder zeitlich invarianten Magnetfeld führt dagegen zu einem rein dissipativem Energieabbau der Strömung. Das bedeutet, dass die Strömung nur gedämpft werden kann.

In der vorliegenden Dissertation wurde gezeigt, dass die Anwendung einer elektromagnetischen Schmelzbadstütze mit oszillierenden Magnetfeldern unterhalb des Werkstücks parallel zur Oberfläche und quer zur Schweißrichtung die vollständige Kompensation des hydrostatischen Druckes von bis zu 30 mm Aluminium(-legierung) erlaubt. Das Schmelzbad kann dabei starken Geometrieänderungen unterliegen. Die im Schmelzbad vorliegenden elektrischen Ströme werden in diesem Prozess von den Wirbelströmen durch das Alternieren des Magnetfeldes dominiert. Die Komponente durch die Bewegung der Schmelze hat keinen Einfluss auf das globale Stromlinienbild der Stromdichteverteilung. Somit wurde nachweislich ausgeschlossen, dass die Geometrievarianz des Schmelzbades durch den Hartmann-Effekt hervorgerufen wird. Vielmehr wird diese durch das Zusammenspiel mehrerer Effekte bedingt. Zum einen von der Wirkung der Lorentzkraft vornehmlich in vertikale Richtung, man spricht vom potentiellen Charakter der induzierten Kräfte. Dazu kommt die Behinderung der Marangoniströmung an der unteren Oberfläche durch die wirkenden elektromagnetischen Kräfte sowie einen elektromagnetisch induzierten Wirbel, der dem Marangoni-Effekt entgegen wirkt. Letzterer wird durch eine rotatorische Komponente der eingebrachten Kräfte ausgelöst. Die Begrenzung für die Anwendbarkeit dieses Verfahrens liegt weniger bei den erreichbaren Stärken des Magnetfeldes – für die Kompensation des hydrostatischen Druckes einer 30 mm Säule von geschmolzenem AlMg3 waren in den Experimenten etwa 100 mT bei einer Frequenz von ca. 450 Hz ausreichend – als bei der Prozessstabilität des Schweißprozesses selbst. Bei der Nutzung der vorgestellten Technologie ist auf die Positionierung und Geometrie der Magnetpolschuhe zu achten. Die Breite der Polschuhe wurde als bedeutsam für eine möglichst gleichmäßige und rotationsfreie Kraftverteilung identifiziert, welche essentiell für eine wellenfreie und regelmäßige Nahtoberfläche ist.

In Schweißversuchen wurde die Technologie auch für austenitischen Stahl erfolgreich eingesetzt. Die benötigten magnetischen Flussdichten lagen dabei für die Experimente höher als durch die numerische Berechnung vorhergesagt. Die Schmelzbadgeometrie bei diesem Werkstoff unterlag nur sehr geringen Veränderungen durch die eingebrachten Kräfte. Die Wirkung des Hartmann-Effektes konnte dabei ebenfalls ausgeschlossen werden. Aus den experimentellen Daten konnte geschlossen werden, dass die zur Vermeidung des Nahtdurchhangs benötigte magnetische Flussdichte zu einem Teil unabhängig von der Plattendicke war. Der verbleibende Teil zur Kompensation des hydrostatischen Drucks deckt sich sehr gut mit den numerischen

Voraussagen.

Die Simulationen zur Dämpfung der Strömung im Schmelzbad mittels des Hartmann-Effektes dienten der numerischen Voraussage der Wirkung permanentmagnetischer Felder auf den Hochleistungslaserstrahlschweißprozess für die im Anschluss durchgeführten Experimente an AlMg3. Da die Frage der Wirksamkeit des Hartmann-Effektes im Schmelzbad bei Laserstrahlung mit 1 μm Wellenlänge vor Anfertigung dieser Arbeit nicht geklärt war, sollte diese Untersuchung einen Beitrag zur Klärung der kritischen Hartmann-Zahl und der resultierenden Wirkung auf die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung im Schmelzbad, sowie die Frage des Einflusses von Turbulenzeffekten helfen zu beantworten.

Die Berechnungen sowohl bei Einschweißtiefen um 4 mm als auch um 20 mm haben gezeigt, dass der größte dissipative Effekt im Bereich des Marangoniwirbels mit den höchsten lokalen Geschwindigkeiten des geschmolzenen Metalls an der Oberfläche des Schmelzbades zu erwarten ist. Für entsprechend hoch gewählte magnetische Flussdichten wurde in den Simulationen die Möglichkeit der vollständigen Unterdrückung der Konvektion im Schmelzbad gezeigt. In den durchgeführten Rechnungen wurde eine lokale Hartmann-Zahl von ca. 10^4 als Grenze für eine effektive Dämpfung der Turbulenz ermittelt. Etwa in diesem Bereich überwiegt die magnetisch induzierte Reibung gegenüber der Trägheit des flüssigen Metalls. Die lokale Änderung der Turbulenzeigenschaften der Strömung hat einen deutlichen Einfluss auf die Wärmeverteilung im Schmelzbad und eine Vergleichmäßigung des Temperaturgradienten zur Folge. Daher wurde in den Berechnungen mit steigender Magnetflussdichte eine Tendenz zu kürzeren Schmelzbadabmaßen sowohl in Schweißrichtung als auch quer dazu ermittelt. Die Schmelzbadform unterliegt hierbei einem Wandel von einem Weinglasprofil im unbeeinflussten Fall hin zu einem V-förmigen Profil für angelegte Magnetfelder.

Dieser Trend deckt sich mit experimentellen Beobachtungen mit einem Magnetfeld der Stärke 0,5 T. Zusätzlich wurde in den Schweißversuchen die Welligkeit der Oberfläche durch den Hartmann-Effekt deutlich herabgesetzt. Es konnte weiterhin gezeigt werden, dass die Polarität des angelegten Magnetfeldes keinen Einfluss auf die Wirkungsweise des Hartmann-Effektes hat. Prinzipiell ist diese Technologie, falls schweißtechnisch notwendig, auch bei dünneren Blechen mit entsprechend höheren magnetischen Flussdichten anwendbar. Für austenitischen Stahl AISI 304 zeigen Abschätzungen der Hartmann-Zahl, dass erst eine deutliche Erhöhung der magnetische Flussdichte den untersuchten Effekt erzielen kann. Für die automatisierte Anwendung kommt an Stelle der Nutzung der hier genutzten angehefteten Permanentmagneten eher ein am Laserkopf befestigter mitbewegter Gleichstrom-Elektromagnet in Frage. Die erzielbare Ausweitung des Prozessfensters gerade im Hochleistungslaserbereich rechtfertigt den Aufwand für die Bereitstellung der erforderlichen Magnettechnik.

Die in dieser Dissertation vorgestellten Ergebnisse können als Grundlage für weiterführende Arbeiten auf dem Gebiet des elektromagnetisch beeinflussten Laserstrahlschweißens dienen. Die gezeigten Ergebnissen der elektromagnetischen Schmelzbadunterstützung für nicht bzw. sehr schwach ferromagnetische Werkstoffe führen auf eine weitere Fragestellung nach der Übertragbarkeit der Technologie auf ferritische Werkstoffe, die eine wichtige Gruppe von Metallen darstellen, unter Beachtung der im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Problematik von Bereichen um das Schmelzbad mit ideal nicht-ferromagnetischen Eigenschaften und den

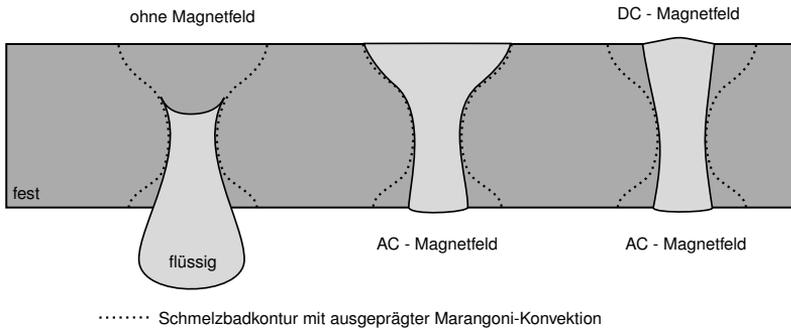


Abbildung 6.1: Querprofile von Schweißungen ohne, mit, sowie kombinierter Anwendung oszillierender und statischer elektromagnetischer Felder zur Verhinderung des Schmelzaustropfens und der Beruhigung der Schmelzbadynamik.

äußeren kalten Bereichen mit einer davon abweichenden Charakteristik.

Eine weitere zu untersuchende Fragestellung ist die Beherrschbarkeit der Heißrissproblematik beim Hochleistungslaserstrahlschweißen durch die Beeinflussung konvektiver Strömungen im Schmelzbad und somit auch der Temperaturverteilung mittels des Hartmann-Effekts, der durch stationäre magnetische Felder hervorgerufen wird.

In dieser Arbeit wurden beide Effekte numerisch und experimentell isoliert voneinander betrachtet. Eine potentielle weiterführende Anwendung bestünde in der simultanen Applikation von oszillierenden magnetischen Feldern zur Verhinderung des Nahtdurchhangs und einer zeitgleichen Strömungsberuhigung des Schmelzbades zur Abbremsung des flüssigen Metalls und der Vergleichmäßigung der Temperaturverteilung durch statische Magnetfelder wie in Abb. 6.1 dargestellt. Dabei können die zeitinvariante Komponente des Magnetfeldes und das oszillierende Magnetfeld auf gegenüberliegenden Seiten des Schmelzbades wirken. Auf diese Weise balanciert die vertikal wirkende Lorentzkraft des oszillierenden Magnetfeldes die Gravitationskräfte aus, während die an der Oberseite durch starke Marangoni-Kräfte beschleunigte Schmelze elektromagnetisch beruhigt wird.

Abkürzungen und Formelzeichen

Verwendete Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
Abb.	Abbildung
BAM	Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung
buo	buoyancy, Auftrieb
bzw.	beziehungsweise
ca.	circa
CFD	Computational Fluid Dynamics
eff.	effektiv
EM	elektromagnetisch
evap	evaporation, Verdampfen
Exp	Experiment
FEM	Finite Element Methode
GB	Gigabyte
Gl.	Gleichung
Hz	Hertz
IFSW	Institut für Strahlwerkzeuge
K	Kelvin
kHz	Kilohertz
kW	Kilowatt
lam	laminar
liq	liquidus
melt	melting, Schmelzen
NdFeB	Neodym-Eisen-Bor
Nd:YAG-Laser	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser
RAM	Random Access Memory
rms	root mean square
Sim	Simulation
sol	solidus
T	Tesla
Tab.	Tabelle
turb	turbulent
vgl.	Vergleich, vergleiche
VOF	volume of fluid

Verwendete Formelzeichen

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
A	$V s m^{-1}$	magnetisches Vektorpotential
B	T	magnetische Flussdichte
c_1	$kg m^{-3} s^{-1}$	Modellparameter der Strömungsdämpfung
c_2	1	Modellparameter der Strömungsdämpfung
C	F	Kapazität
C_p	$J kg^{-1} K^{-1}$	spezifische Wärmekapazität
$C_\eta, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}$	1	Modellkonstanten des $k - \epsilon$ Turbulenzmodells
d	mm	Fokusposition
E	$V m^{-1}$	elektrisches Feld
f	Hz	Oszillationsfrequenz
f_L	1	Anteil an flüssiger Phase
F	$N m^{-3}$	Volumenquellterm der Navier-Stokes-Gleichungen
F_L	$N m^{-3}$	spezifische Lorentzkraft
g	$m s^{-2}$	Gravitationskonstante
G	1	Korrekturfaktor
Gr	1	Grashof-Zahl
h	m	Schmelzbadhöhe
H	J	Enthalpie
Ha^2	1	Hartmann-Zahl
H_f	$J kg^{-1}$	latente Wärmemenge
I_c, I_a, I_v	W	Wärmeflüsse aus Wärmeleitung, Wärmeabsorption und Verdampfung
I	1	Einheitsmatrix
I	A	elektrischer Strom
j	$A m^{-2}$	elektrische Stromdichte
k	$m^2 s^{-2}$	turbulente kinetische Energie
k	1	Verhältnis der Windungszahlen
k_e	1	Entropie-basierte Konstante
L	m	charakteristische Länge
L	H	Induktivität
Ma	1	Marangoni-Zahl
n	1	Normalenvektor
N	1	Interaktionsparameter
N_g	1	Kennzahl zum graavitationsbedingten Austropfen von Metall
N_p, N_s	1	Windungszahl von Primär- und Sekundärspulen

p	N m^{-2}	Druck
p_{EM}	N m^{-2}	elektromagnetischer Druck
P_{EM}	W	elektromagnetische Leistung
Pe	1	Péclet-Zahl
P_k	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-3}$	turbulenter Produktionsterm
P_L	W	Laserleistung
R	$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$	universelle Gaskonstante
R	Ω	Ohm'scher Widerstand
Re	1	Reynolds-Zahl
Re_m	1	magnetische Reynolds-Zahl
t	s	Zeit
T	K	Temperatur
$\mathbf{u} = (u, v, w)$	m s^{-1}	Strömungsgeschwindigkeit
u_{weld}	m s^{-1}	Schweißgeschwindigkeit
U	V	elektrische Spannung
U	m s^{-1}	Geschwindigkeitsamplitude
V_{Ma}	m s^{-1}	Marangoni-Geschwindigkeit
V	V	elektrisches Potential
We	1	Weber-Zahl
x, y, z	m	Ortskoordinaten
Z	Ω	Impedanz
α	%	Anteil oberflächenaktiver Elemente
β	K^{-1}	Wärmeausdehnungskoeffizient
γ	N m^{-1}	Oberflächenspannung
Γ_s	kg mol m^{-2}	Grenzflächenkonzentration in Sättigung
δ	m	Skimschichttiefe
ΔH^0	$\text{J kg}^{-1} \text{mol}^{-1}$	Adsorptionswärme
ε	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$	turbulente Dissipationsrate
η	Pa s	dynamische Viskosität
θ	°	Neigungswinkel
κ	m^{-1}	Krümmung
λ	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
μ_0	H m^{-1}	magnetische Feldkonstante
μ_r	1	relative magnetische Permeabilität
ρ	kg m^{-3}	Massendichte
ρ_{el}	Ωm	spezifischer elektrischer Widerstand
σ	S m^{-1}	elektrische Leitfähigkeit
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	1	Modellkonstanten des $k - \varepsilon$ Turbulenzmodells
χ	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Temperaturleitfähigkeit
ω	s^{-1}	Kreisfrequenz

Abbildungsverzeichnis

2.1	Laserstrahlschweißen.	6
2.2	Tiefschweißen vs. Wärmeleitungsschweißen.	7
2.3	Schematische Marangoni-Konvektion im Schmelzbad.	12
2.4	Marangoni-Zahl für die Flüssigmetallströmung im Schmelzbad für Aluminium und austenitischen Stahl AISI 304.	13
2.5	Grashof-Zahl für die Flüssigmetallströmung im Schmelzbad für Aluminium und austenitischen Stahl AISI 304.	14
2.6	Schematischer Querschnitt des Schmelzbades.	17
2.7	Hydrostatischer Druck und Oberflächenspannung.	18
2.8	Mögliche Anwendungsgebiete der elektromagnetischen Beeinflussung von Schmelzen in der Materialbearbeitung angelehnt an [80].	19
2.9	Eindringtiefe eines oszillierenden Magnetfelds.	21
2.10	Schema der induktiven AC-Magnetfeldunterstützung.	22
2.11	Dreidimensionaler Verzug eines geschweißten Bauteils nach [98].	24
2.12	Hartmann-Zahl für Aluminium und austenitischen Stahl bei $B=0,5$ T.	26
2.13	Schema Hartmann-Effekt beim Laserstrahlschweißen.	26
2.14	Verschiedene Aspekte der Schweißsimulation.	30
2.15	Kopplung der physikalischen Teilaspekte bei einer gekoppelten Thermofluidsimulation mit Berücksichtigung elektromagnetischer Feldgrößen.	31
3.1	Normierte thermophysikalische Eigenschaften von reinem Aluminium.	36
3.2	Normierte thermophysikalische Eigenschaften von Chrom-Nickel-Stahl AISI 304.	36
3.3	Simulationsanordnung.	43
3.4	Beispielhaftes Berechnungsgitter, welches für die Simulationen stationär ist.	44
3.5	Randbedingungen für die CFD-Simulationen.	45
3.6	Numerische Modellierung magnetischer Felder.	47
3.7	Skaliertes rotationssymmetrisches Modell der Dampfkapillare von AISI 304 für die Simulation aus der FE-Software BeamSIM.	50
3.8	Skaliertes rotationssymmetrisches Modell der Dampfkapillare von Aluminium für die Simulation aus der FE-Software BeamSIM.	51
3.9	Schema und Foto des AC-Magneten zur Erzeugung oszillierender Magnetfelder.	54
3.10	Experimenteller Aufbau mit AC-Magnet unterhalb des Werkstücks.	55

3.11 Kalte Messungen am AC-Magnet für verschiedene Stahlsorten. Die ermittelte Wirkleistung des Magneten stützt sich auf die im Schwingkreis gemessenen Werte von Strom und Spannung.	56
3.12 Versuchsaufbau zum Hartmann-Effekt.	58
4.1 Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung für den Referenzfall, 20 mm Al.	62
4.2 Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen für den Referenzfall ohne freie Konvektion, 20 mm Al.	63
4.3 Ausbildung des magnetischen Drucks für verschiedene magnetische Flussdichten.	65
4.4 Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen im Schmelzbad für die Simulation des Schweißprozesses von 20 mm Aluminium im Falle der Anwendung elektromagnetischer Felder.	66
4.5 Geschwindigkeitsverteilungen der u - und w -Komponente der Geschwindigkeit 3 mm hinter der Dampfkapillare.	67
4.6 Lorentzkraft und Druckverteilung im Schmelzbad.	68
4.7 Querprofile aus der Simulation mit verschiedenen Magnetfeldstärken.	69
4.8 Stromlinienbild des Referenzfalls sowie der optimalen Kompensation $B = 70$ mT.	69
4.9 Feldverteilungen der elektrischen Stromdichte, vertikaler Lorentzkraftkomponente, Hartmann-Zahl und Wechselwirkungsparameters in der Symmetrieebene.	71
4.10 Querschliffe an 20 mm dicken AlMg3-Platten mit elektromagnetischer Schmelzbadunterstützung durch oszillierende Magnetfelder.	72
4.11 Fotografie eines Werkstücks mit nicht-optimaler elektromagnetischer Unterstützung.	73
4.12 Querschliffe an ausgewählten Positionen und Oberflächenfotografie von Schweißungen an 30 mm AlMg3 mit Schmelzbadunterstützung mittels oszillierender elektromagnetischer Felder.	74
4.13 Referenzsimulation ohne magnetische Unterstützung an 20 mm dickem AISI 304, Schweißgeschwindigkeit $v_s = 0,3$ m/min.	75
4.14 (a) Kompensation des hydrostatischen Druckes im Schmelzbad für verschiedene Oszillationsfrequenzen und Stärken der magnetischen Flussdichte bei 20 mm dickem AISI 304, Schweißgeschwindigkeit $u_{\text{weld}} = 0,8$ m/min, (b) Korrekturfaktor.	76
4.15 Abhängigkeit der Kompensation des hydrostatischen Druckes von der Schweißgeschwindigkeit bei einer Oszillationsfrequenz von 3 kHz und einer magnetischen Flussdichte von 95 mT.	77
4.16 Simulation der optimalen Kompensation des hydrostatischen Druckes mit einer magnetischen Flussdichte von $B = 95$ mT an 20 mm dickem AISI 304, Schweißgeschwindigkeit $u_{\text{weld}} = 0,3$ m/min.	78
4.17 Stromlinienbild des Referenzfalls sowie der optimalen Kompensation $B = 95$ mT.	78
4.18 Geschwindigkeitsverteilungen u in Schweißrichtung sowie in Vertikalrichtung w entlang eines vertikalen Schnittes 3 mm hinter der Dampfkapillare in der Symmetrieebene des Schmelzbades für eine Schweißgeschwindigkeit von 0,3 m/min bei 20 mm dickem AISI 304.	79

4.19 Zeitlich gemittelte vertikale Komponente der Lorentzkraft im Schmelzbad 3 mm hinter der Dampfkapillare in der Symmetrieebene bei einer Schweißgeschwindigkeit von 0,3 m/min an 20 mm dickem AISI 304.	79
4.20 Querprofile aus der Simulation für optimale Druckkompensation bei unterschiedlichen Oszillationsfrequenzen an 20 mm dickem AISI 304 bei $u_{\text{Weid}} = 0,3$ m/min. Dargestellt ist der jeweilige Verlauf der Schmelzisothermen bei $T = 1700$ K in der Mitte des Erstarrungsintervalls.	81
4.21 Hartmann-Zahl Ha^2 im Schmelzbad bei $f = 3$ kHz und $B = 95$ mT für eine charakteristische Länge von 5 mm bei verschiedenen Schweißgeschwindigkeiten.	82
4.22 Interaktionsparameter N im Schmelzbad bei $f = 3$ kHz und $B = 95$ mT für eine charakteristische Länge von 5 mm bei verschiedenen Schweißgeschwindigkeiten.	83
4.23 Ferritgehalt auf beiden Oberflächen einer 10 mm dicken Platte des Werkstoffs AISI 304.	84
4.24 Experimentelle Ergebnisse zur elektromagnetischen Kompensation des hydrostatischen Druckes in einem 10 mm tiefen Schmelzbad des Werkstoffs AISI 304.	85
4.25 Oberflächenvermessung an 10 mm dicken Proben AISI 304 für verschiedene magnetische Flussdichten bei einer Frequenz von 2,5 kHz und einer Schweißgeschwindigkeit von 0,4 m/min.	85
4.26 Experimentelle Ergebnisse zur elektromagnetischen Kompensation des hydrostatischen Druckes in einem 15 mm tiefen Schmelzbad des Werkstoffs AISI 304.	86
4.27 Experimentelle Ergebnisse zur elektromagnetischen Kompensation des hydrostatischen Druckes in einem 20 mm tiefen Schmelzbad bestehend aus den Werkstoffen S235JRC (Oberseite) und AISI 304 (Unterseite).	87
4.28 Oberflächenaufnahmen der Nahtoberseite (oben) und Nahtunterseite (unten) der 20 mm dicken Proben für verschiedene magnetische Flussdichten.	87
4.29 Temperaturverteilung und Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene und quer zur Schweißrichtung durch den Dampfkanal für den Referenzfall ohne elektromagnetische Felder.	89
4.30 Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene und quer zur Schweißrichtung durch den Dampfkanal für den Referenzfall ohne elektromagnetische Felder.	89
4.31 Simulierte Verteilung der magnetischen Flussdichte in der Symmetrieebene für den Fall $B = 500$ mT.	90
4.32 Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen in der Symmetrieebene für verschiedene Stärken des magnetischen Feldes.	91
4.33 Geschwindigkeitsverteilung entlang der Schweißrichtung in der Symmetrieebene.	92
4.34 Stromlinien der Geschwindigkeit für verschiedene Stärken des magnetischen Feldes.	93
4.35 Weber-Zahl an der Schmelzbadoberfläche an einer Position einen Millimeter hinter der Dampfkapillare für eine Schmelzbadhalbbreite von 3,2 mm.	94
4.36 Turbulente Hartmann-Zahl und der zugehörige Interaktionsparameter im Schmelzbad bei einer magnetischen Flussdichte von $B = 1$ T.	95
4.37 In das Schmelzbad eingebrachte normierte Laserleistung.	96

4.38	Temperaturverteilung und Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene für den Fall konstanter Strömungsgeschwindigkeit im gesamten Berechnungsgebiet.	96
4.39	Querprofile aus der Computersimulation für verschiedene Magnetfeldstärken.	97
4.40	Temperaturverteilung und Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene für den Referenzfall ohne elektromagnetische Felder.	99
4.41	Geschwindigkeitsverteilung in der Symmetrieebene für den Referenzfall ohne elektromagnetische Felder.	99
4.42	Simulierte Verteilung der magnetischen Flussdichte in der Symmetrieebene für den Fall $B = 500$ mT.	100
4.43	Temperaturverteilung und Geschwindigkeitsvektoren für verschiedene Stärken des Magnetfeldes in der Symmetrieebene.	101
4.44	Geschwindigkeitsverteilung für verschiedene Stärken des Magnetfeldes in der Symmetrieebene.	102
4.45	Geschwindigkeitsstromlinien im Schmelzbad bei verschiedenen Stärken des Magnetfeldes.	103
4.46	(a) Geschwindigkeitsbeträge entlang der Schweißrichtung an der Oberfläche. (b) Geschwindigkeitsbeträge entlang der Schweißrichtung 2 mm unter der Oberfläche.	104
4.47	Lokale Weber-Zahl 3 mm hinter dem Dampfkapillarzentrum im Punkt des größten Geschwindigkeitsbetrages an der Schmelzbadoberfläche für verschiedene Magnetfeldstärken.	104
4.48	Transition der turbulenten Hartmann-Zahl in der Symmetrieebene für verschiedene Magnetfeldstärken.	106
4.49	Interaktionsparameter N (a) im Schmelzbad bei $B = 0,5$ T und (b) an verschiedenen Punkten an der Schmelzbadoberfläche hinter der Dampfkapillare für ansteigende magnetische Flussdichte.	106
4.50	In das Schmelzbad eingebrachte normierte Leistung bei verschiedenen Stärken des Magnetfeldes.	107
4.51	Berechnung des Temperaturfeldes unter Berücksichtigung eines konstant konvektiven Terms durch die Vorschubgeschwindigkeit.	108
4.52	(a) Vergleich der Ausdehnungen des Schmelzbades orthogonal zur Schweißrichtung für verschiedene Stärken des Magnetfeldes. (b) Schmelzbadlänge und -breite für verschiedene magnetische Flussdichten sowie den theoretischen Fall mit konstanter Konvektion.	108
4.53	Messung der magnetischen Flussdichte.	110
4.54	Messung der magnetischen Flussdichte mit Kühlrippe.	110
4.55	Nahtoberseite sowie ausgewählte Querschliffe an einer Schweißung mit montierten Permanentmagneten.	111
4.56	Querschliffe an Schweißungen mit gedrehter Polarisation des magnetischen Feldes.	112

5.1	Schematische Ansicht der Hauptströmungsrichtungen im Schmelzbad ohne elektromagnetische Beeinflussung.	113
5.2	Schematische Ansicht der Hauptströmungsrichtungen im Schmelzbad unter dem Einfluss oszillierender magnetischer Felder.	115
5.3	Schematische Ansicht der Hauptströmungsrichtungen im Schmelzbad unter dem Einfluss statischer magnetischer Felder.	116
5.4	Qualitative Vektorfelder der elektrischen Stromdichte.	118
5.5	Qualitative Vektorfelder der elektrischen Stromdichte im Schmelzbad für mitbewegte bzw. ortsfeste Magneten.	119
5.6	Vektorfelder der Lorentzkraftverteilung.	120
5.7	Maße für die Wahl einer geeigneten Oszillationsfrequenz für das Magnetfeld.	121
5.8	Vergleich von Querschliffen aus dem Experiment mit Ergebnissen aus der Simulation.	122
5.9	Vergleich der Weber-Zahlen aus den Simulationen aus Abschnitt 4.1 für die obere und untere Schmelzbadoberfläche ohne und mit elektromagnetischer Unterstützung.	123
5.10	Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen im Schmelzbad für die Simulation des Schweißprozesses von 20 mm Aluminium im Falle der Anwendung elektromagnetischer Felder.	125
5.11	Quer- und Längsprofil der erzeugten Schweißnaht in Relation zu den Abmaßen der Magnetpole.	126
5.12	Entstehung rotatorischer Geschwindigkeitskomponenten durch inhomogene Lorentzkraftverteilungen.	127
5.13	Magnetische und unmagnetische Bereiche beim Schweißen von Stahl.	131
5.14	Laplace-Druck an der unteren Schmelzbadoberfläche.	132
5.15	Vergleich von experimentell ermittelten Querprofilen der Schweißnähte mit elektromagnetischer Unterstützung an 20 mm Stahl AISI 304 und S235JRC mit den Simulationen von AISI 304.	134
5.16	Vergleich der Weber-Zahlen aus den Simulationen aus Abschnitt 4.2 für die obere und untere Schmelzbadoberfläche mit und ohne elektromagnetische Unterstützung.	135
5.17	Schematischer Mechanismus der Wirkung des Hartmann-Effektes an einem Marangoni-Wirbel im Schmelzbad.	136
5.18	Vergleich der Querprofile des Schmelzbades ohne und mit elektromagnetischer Beeinflussung.	137
5.19	Lokale Hartmann-Zahl 5 mm hinter dem Dampfkapillarzentrum und 5 mm unter der Schmelzbadoberfläche für verschiedene Magnetfeldstärken.	139
5.20	Verhältnis von turbulenter zu molekularer Viskosität im Schmelzbad.	140
5.21	Interaktionsparameter N für Aluminium und austenitischen Stahl AISI 304 für verschiedene magnetische Flussdichten abhängig von der lokalen Strömungsgeschwindigkeit.	141

6.1 Querprofile von Schweißungen ohne, mit, sowie kombinierter Anwendung oszillierender und statischer elektromagnetischer Felder zur Verhinderung des Schmelzaustropfens und der Beruhigung der Schmelzbaddynamik. 146

Tabellenverzeichnis

- 2.1 Literaturübersicht zur elektromagnetischen Schmelzbadkontrolle. 23
- 3.1 Materialeigenschaften von Aluminium und Chrom-Nickel-Stahl AISI 304. 35
- 3.2 Modellkonstanten des $k - \epsilon$ Turbulenzmodells, siehe z.B. [13, 170]. 40
- 3.3 Übersicht der Parameter für die Simulationsrechnungen. 49
- 3.4 Eindringtiefe für die untersuchten Frequenzen an Aluminium und austenitischem nichtrostenden Stahl AISI 304 bei Schmelztemperatur T_{melt} 50
- 3.5 Gemessene und genormte chemische Zusammensetzung der in den Experimenten verwendeten Materialien. 53
- 3.6 Kalttest für Schweißversuche mit oszillierenden Magnetfeldern. 56
- 3.7 Übersicht der geometrischen Parameter für die experimentellen Untersuchungen. 58
- 3.8 Parameter der Schweißversuche aus Abschnitt 4.1. 59
- 3.9 Parameter der Schweißversuche aus Abschnitt 4.2. 59
- 3.10 Parameter der Schweißversuche aus Abschnitt 4.4. 60
- 4.1 Druckdifferenz zwischen unterer und oberer Oberfläche des Schmelzbades, 20 mm Al. 68
- 4.2 Oberflächengeschwindigkeiten und entsprechende Weber-Zahl für die obere und untere Oberfläche des Schmelzbades. 70
- 4.3 Schmelzbadhalbbreiten, Oberflächengeschwindigkeiten und entsprechende Weber-Zahl für die obere und untere Oberfläche des Schmelzbades bei 20 mm dickem AISI 304 bei $u_{weld} = 0,3$ m/min. 82
- 4.4 Maximale Hartmann-Zahl Ha^2 für steigende magnetische Flussdichte bei ca. 4 mm Einschweißtiefe. 90
- 4.5 Maximale Hartmann-Zahl Ha^2 für steigende magnetische Flussdichte bei ca. 21 mm Einschweißtiefe. 100
- 5.1 Eindringtiefe des magnetischen Feldes bei Aluminium für verschiedene Temperaturen bei einer Frequenz von 450 Hz. 126
- 5.2 Benötigte magnetische Flussdichte bei optimaler Kompensation des hydrostatischen Druckes bei Schweißungen am Werkstoff Stahl für verschiedene Blechdicken und Materialien. 130
- 5.3 Werte des konstanten Anteils der magnetischen Flussdichte sowie des Anteils zur Kompensation des hydrostatischen Druckes. 134

5.4 Veränderung der Schmelzbadhalbbreite L für den Referenzfall und $B = 0,5 T$. . . 138

Formelverzeichnis

(2.1)	Péclet-Zahl.	8
(2.2)	Berechnung der Dampfkapillargeometrie.	9
(2.3)	Druckbilanz an der Dampfkapillare.	10
(2.4)	Berechnung der Oberflächenspannung.	11
(2.5)	Temperaturableitung der Oberflächenspannung.	11
(2.6)	Marangoni-Zahl.	11
(2.7)	Marangoni-Geschwindigkeit.	12
(2.8)	Reynolds-Zahl mit Marangoni-Geschwindigkeit.	12
(2.9)	Grashof-Zahl.	14
(2.10)	Weber-Zahl.	15
(2.11)	Laplace-Druck.	17
(2.12)	Abschätzung zum gravitationsbedingten Schmelzaustropfen.	18
(2.13)	Lorentzkraft.	20
(2.14)	Skinschichttiefe des magnetischen Feldes.	21
(2.15)	Theoretischer elektromagnetischer Druck.	23
(2.16)	Elektromagnetische Viskosität.	24
(2.17)	Hartmann-Zahl.	24
(2.18)	Reynolds-Zahl.	25
(2.19)	Stuart-Zahl.	25
(2.20)	Elektromagnetische Oberflächenspannung.	27
(3.1)	Massenerhaltungsgesetz.	38
(3.2)	Navier-Stokes-Gleichungen.	39
(3.3)	Volumenquellterm der Navier-Stokes-Gleichungen.	39
(3.4)	Turbulenzmodell - turbulente kinetische Energie.	39
(3.5)	Turbulenzmodell - turbulente Dissipationsrate.	39
(3.6)	Turbulente Viskosität.	39
(3.7)	Turbulenter Produktionsterm.	39
(3.8)	Viskosität.	39
(3.9)	Energieerhaltungsgesetz.	39
(3.10)	Auftriebskraft durch freie Konvektion im Schmelzbad - Variante 1.	40
(3.11)	Thermische Volumenausdehnung.	40
(3.12)	Auftriebskraft durch freie Konvektion im Schmelzbad - Variante 2.	40
(3.13)	Auftriebskraft durch freie Konvektion im Schmelzbad - Variante 3.	41

(3.14)	Effektive Wärmekapazität.	41
(3.15)	Anteil flüssiger Phase.	41
(3.16)	Maxwell-Gleichungen 1.	42
(3.17)	Maxwell-Gleichungen 2.	42
(3.18)	Verallgemeinertes Ohm'sches Gesetz.	42
(3.19)	Magnetische Reynoldszahl.	42
(3.20)	Zeitlich gemittelte Lorentzkraft.	42
(3.21)	Marangoni-Spannungen 1.	44
(3.22)	Marangoni-Spannungen 2.	44
(3.23)	Elektromagnetische Randbedingungen 1.	46
(3.24)	Elektromagnetische Randbedingungen 2.	46
(3.25)	Regelung der Spannung in den Sekundärspulen.	54
(3.26)	Komplexe Impedanz.	55
(3.27)	Resonanzfrequenz des Schwingkreises.	55
(4.1)	Laserleistung.	95
(5.1)	Rotatorische Lorentzkraftkomponente.	127
(5.2)	Abschätzung der benötigten magnetischen Flussdichte 15 mm.	133
(5.3)	Abschätzung der benötigten magnetischen Flussdichte 20 mm.	133
(5.4)	Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte von der Plattendicke.	133

Literaturverzeichnis

- [1] MAIMAN, T H: Stimulated Optical Radiation in Ruby. In: *Nature* 187 (1960), S. 493 – 494
- [2] AVILOV, V ; GUMENYUK, A ; LAMMERS, M ; RETHMEIER, M: PA position full penetration high power laser beam welding of up to 30 mm thick AlMg3 plates using electromagnetic weld pool support. In: *Sci. Technol. Weld. Joi.* 17 (2012), S. 128 – 133
- [3] VOLLERTSEN, F ; GRÜNENWALD, S ; RETHMEIER, M ; GUMENYUK, A ; REISGEN, U ; OLSCHOK, S: Welding of thick steel plates using fibre lasers and GMAW. In: *Weld. World* 54 (2010), S. R62 – R70
- [4] DILTHEY, U: *Schweißtechnische Fertigungsverfahren 1: Schweiß- und Schneidtechnologien*. VDI-Buch, Springer, 2006
- [5] EINSTEIN, A: Zur Quantentheorie der Strahlung. In: *Phys. Z.* 18 (1917), S. 121–128
- [6] STEEN, W M ; MAZUMDER, J: *Laser Material Processing*. Springer, 2010
- [7] DILTHEY, U: *Laserstrahlschweißen: Prozesse, Werkstoffe, Fertigung und Prüfung*. DVS-Verlag, 2000
- [8] BEYER, E: *Schweißen mit Laser*. Springer, 1995
- [9] RUGE, J: *Handbuch der Schweißtechnik. Band II: Verfahren und Fertigung*. Springer, 1980
- [10] DAWES, C T: *Laser welding: A practical guide*. Woodhead Publishing Ltd, 1992
- [11] HÜGEL, H ; GRAF, T: *Laser in der Fertigung: Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*. Vieweg+Teubner Verlag, 2009
- [12] FUHRICH, T: *Marangoni-Effekt beim Laserstrahliefschweißen von Stahl*, Universität Stuttgart, Diss., 2005
- [13] FERZIGER, J H ; PERIC, M: *Numerische Strömungsmechanik*. Springer, 2008
- [14] LAMPA, C ; KAPLAN, A F H ; POWELL, J ; MAGNUSSON, C: An analytical thermodynamic model of laser welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 30 (1997), S. 1293–1299
- [15] BECK, M: *Modellierung des Lasertiefschweißens*, Stuttgart, Diss., 1996

- [16] SWIFT-HOOK, D T ; GICK, A E F: Penetration Welding with Lasers. In: *Weld. J.* 52 (1973), S. 492s–499s
- [17] ROSENTHAL, D: The theory of moving sources of heat and its application to metal treatments. In: *Trans. ASME* 68 (1946), S. 849–866
- [18] ANDREWS, J G ; ATTHEY, D R: Hydrodynamic limit to penetration of a material by a high-power beam. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 9 (1976), S. 2181–2194
- [19] KLEMENS, P G: Heat balance and flow conditions for electron beam and laser welding. In: *J. Appl. Phys.* 47 (1976), Nr. 5, S. 2165–2174
- [20] MAZUMDER, J ; STEEN, W M: Heat transfer model for cw laser material processing. In: *J. Appl. Phys.* 51 (1980), S. 941–947
- [21] DOWDEN, J ; POSTACIOGLU, N ; DAVIS, M ; KAPADIA, P: A keyhole model in penetration welding with a laser. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 20 (1987), S. 36–44
- [22] KROOS, J ; GRATZKE, U ; SIMON, G: Towards a self-consistent model of the keyhole in penetration laser beam welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 26 (1993), S. 474–480
- [23] AMARA, E H ; BENDIB, A: Modelling of vapour flow in deep penetration laser welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35 (2002), S. 272–280
- [24] KAPLAN, A F H: A model of deep penetration laser welding based on calculation of the keyhole profile. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 27 (1994), S. 1805–1814
- [25] ZHAO, H ; DEBROY, T: Macroporosity free aluminum alloy weldments through numerical simulation of keyhole mode laser welding. In: *J. Appl. Phys.* 93 (12) (2003), S. 10089 – 10096
- [26] RAI, R ; ROY, G G ; DEBROY, T: A computationally efficient model of convective heat transfer and solidification characteristics during keyhole mode laser welding. In: *J. Appl. Phys.* 101 (2007), S. 054909 (11pp)
- [27] RAI, R ; KELLY, S M ; MARTUKANITZ, R P ; DEBROY, T: A convective Heat-Transfer Model for Partial and Full Penetration Keyhole Mode Laser Welding of a Structural Steel. In: *Metall. Mater. Trans. A* 39A (2008), S. 98–112
- [28] RAI, R ; ELMER, J W ; PALMER, T A ; DEBROY, T: Heat transfer and fluid flow during keyhole mode laser welding of tantalum, Ti-6Al-4V, 304L stainless steel and vanadium. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40 (2007), S. 5753–5766
- [29] RAI, R ; BURGARDT, P ; MILEWSKI, J O ; LIENERT, T J ; DEBROY, T: Heat transfer and fluid flow during electron beam welding of 21Cr-6Ni-9Mn steel and Ti-6Al-4V alloy. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42 (2009), S. 025503 (12 pp)

- [30] ROSENTHAL, D: Mathematical Theory of Heat Distribution during Welding and Cutting. In: *Weld. J.* 20 (1941), S. 220–234
- [31] HIRT, C W ; NICHOLS, B D: Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries. In: *J. Comput. Phys.* 39 (1981), S. 201–225
- [32] ZHAO, H ; NIU, W ; ZHANG, B ; LEI, Y ; KODAMA, M ; ISHIDE, T: Modelling of keyhole dynamics and porosity formation considering the adaptive keyhole shape and three-phase coupling during deep-penetration laser welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44 (2011), S. 485302 (13pp)
- [33] CHO, W I ; NA, S J ; THOMY, C ; VOLLERTSEN, F: Numerical simulation of molten pool dynamics in high power disk laser welding. In: *J. Mater. Process. Tech.* 212 (2012), S. 262–275
- [34] OTTO, A ; SCHMIDT, M: Towards a Universal Numerical Simulation Model for Laser Material Processing. In: *Phys. Proc.* 5 (2010), S. 35–46
- [35] OTTO, A ; KOCH, H ; LEITZ, K-H ; SCHMIDT, M: Numerical Simulations - A Versatile Approach for Better Understanding Dynamics in Laser Material Processing. In: *Phys. Proc.* 12 (2011), S. 11–20
- [36] GEIGER, M ; LEITZ, K-H ; KOCH, H ; OTTO, A: A 3D transient model of keyhole and melt pool dynamics in laser beam welding applied to the joining of zinc coated sheets. In: *Prod. Eng. Res. Devel.* 3 (2009), S. 127–136
- [37] KI, H ; MOHANTY, P S ; MAZUMDER, J: Modelling of high-density laser-material interaction using fast level set method. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34 (2001), S. 364 – 372
- [38] ZHOU, J ; TSAI, H L: Modeling of transport phenomena in hybrid laser-MIG keyhole welding. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 51 (2008), S. 4353 – 4366
- [39] 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: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44 (2011), S. 025301 (15pp)
- [40] 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: *Metall. Mater. Trans. A* 33A (2002), S. 1817 – 1830
- [41] KI, H ; MOHANTY, P S ; MAZUMDER, J: Modeling of Laser Keyhole Welding: Part II. Simulation of Keyhole Evolution, Velocity, Temperature Profile, and Experimental Verification. In: *Metall. Mater. Trans. A* 33A (2002), S. 1831 – 1842
- [42] GATZEN, M ; TANG, Z: CFD-based Model for Melt Flow in Laser Beam Welding of Aluminium with Coaxial Magnetic Field. In: *Phys. Proc.* 5 (2010), S. 317 – 326

- [43] *COMSOL Multiphysics User's Guide*. COMSOL Multiphysics 4.2, 2011
- [44] LE GUEN, E ; FABBRO, R ; COSTE, F ; CARIN, M ; LE MASSON, P: Modeling 2D and 3D of Hybrid Laser Nd:Yag-MIG Welding Processes. In: *Proceedings of the COMSOL Conference 2008 Hannover* (2008)
- [45] TOMASHCHUK, I ; SALLAMAND, P ; JOUVARD, J M ; GREVEY, D: The simulation of morphology of dissimilar copper-steel electron beam welds using level set method. In: *Comp. Mat. Sci.* 48 (2010), S. 827–836
- [46] TOMASHCHUK, I ; SALLAMAND, P ; JOUVARD, J M: Multiphysical modeling of dissimilar welding via interlayer. In: *J. Mater. Proc. Tech.* 211 (2011), S. 1796–1803
- [47] MORVILLE, S ; CARIN, M ; MULLER, M ; GHARBI, M ; PEYRE, P ; CARRON, D ; LE MASSON, P ; FABBRO, R: 2D axial-symmetric model for fluid flow and heat transfer in the melting and resolidification of a vertical cylinder. In: *Proceedings of the COMSOL Conference 2010 Paris* (2010)
- [48] TOUVREY, C ; NAMY, P: Formation of porosities during spot laser welding of tantalum. In: *Proceedings of the COMSOL Conference 2011 Stuttgart* (2011)
- [49] LE GUEN, E ; CARIN, M ; COSTE, F ; LE MASSON, P: 3D heat transfer model of hybrid laser Nd:Yag-MAG welding of S355 steel and experimental validation. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 54 (2011), S. 1313 – 1322
- [50] KERN, M: *Gas- und magnetofluidynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen*, Universität Stuttgart, Diss., 1999
- [51] SAHOO, P ; DEBROY, T ; MCNALLAN, M J: Surface Tension of Binary Metal - Surface Active Solute Systems under Conditions Relevant to Welding Metallurgy. In: *Metall. Mater. Trans. B* 19B (1988), S. 483 – 491
- [52] FUHRICH, T ; BERGER, P ; HÜGEL, H: Marangoni Effect in Laser Deep Penetration Welding of Steel. In: *J. Laser Appl.* 13 (2001), S. 178 – 186
- [53] RIBIC, B ; TSUKAMOTO, S ; DEBROY, T: Role of surface-active elements during keyhole-mode laser welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44 (2011), S. 485203 (10pp)
- [54] MAHRLE, A ; SCHMIDT, J: The influence of fluid flow phenomena on the laser beam welding process. In: *Int. J. Heat Fluid Flow* 23 (2002), S. 288–297
- [55] KUMAR, A ; DEBROY, T: Heat Transfer and Fluid Flow during Gas-Metal-Arc Fillet Welding for Various Joint Configurations and Welding Positions. In: *Metall. Mater. Trans. A* 38A (2007), S. 506–519
- [56] CHANDRASEKHAR, S: *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Oxford Press, 1961

- [57] BATCHELOR, G K: *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge University Press, 1967
- [58] HABERMANN, W L ; MORTON, R K: An experimental investigation of the drag and shape of air bubbles rising in various liquids. In: *Report 802 Armed Services Technical Information Agency* (1953)
- [59] KOHYAMA, A ; ARATA, Y ; TOMIE, M ; IGATA, N: Electron beam welding of titanium and Ti-6AL-4V thick plates. In: *J. Nucl. Mater.* 122 (1984), S. 772–776
- [60] SANDERSON, A ; PUNSHON, C S ; RUSSELL, J D: Advanced welding processes for fusion reactor fabrication. In: *Fusion Eng. Des.* 49 - 50 (2000), S. 77 – 87
- [61] VON DOBENECK, D ; LÖWER, T: Elektronenstrahlschweißen derzeitiger Stand und Entwicklungstendenzen. In: *DVS Berichte* 232 (2004), S. 97–102
- [62] DILTNEY, U ; WOESTE, K: Potentials of Electron Beam Welding in the Field of Large-Diameter Pipes. In: *7th International Conference on Electron Beam Technologies, Varna, Bulgarien* (2003)
- [63] AVILOV, V ; BERGER, P ; AMBROSY, G: Electromagnetic Melt Support System for Overhead Position Laser and Electron Beam Welding of Thick Metal Plates. In: *Proceedings of the 5th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials, Sendai, Japan* (2006)
- [64] KIDO, M ; YAMAMOTO, H ; HAMADA, N ; KIKUMA, T ; SUGIHASHI, A ; MAEDA, K ; MINAMIDA, K: Development of 45-kW Laser Welding System for Continuous Finish Rolling. In: *Nippon Steel Technical Report* 89 (2004), S. 91 – 96
- [65] THOMY, C ; VOLLERTSEN, F ; SEEFELD, T: Schweißen mit Hochleistungs-Faserlasern - Was sind die Vorteile, wo sind die Grenzen? In: *Laser Tech. J.* 3, Issue 2 (2005), S. 28 – 31
- [66] IPG Photonics Achieves Deep-penetration Welds of Thick Stainless Steel Plates. In: *Weld. J.* (März 2008), S. 8
- [67] IPG Photonics reports thick plate welding results with 20 kW fiber laser. In: *Laser Focus World* 12 (2007)
- [68] FARSON, D ; DUHAMEL, R F: Taking advantage of laser welding. In: *The Fabricator* 28 (2001)
- [69] ONOZUKAA, M ; ALFILE, J P ; AUBERT, P ; DAGENAIS, J F ; GREBENNIKOV, D ; IOKI, K ; JONES, L ; KOIZUMI, K ; KRYLOV, V ; MASLAKOWSKI, J ; NAKAHIRA, M ; NELSON, B ; PUNSHON, C ; ROY, O ; SCHRECK, G: Manufacturing and maintenance technologies developed for a thick-wall structure of the ITER vacuum vessel. In: *Fusion Eng. Des.* 55 (2001), S. 397–410

- [70] WEBERPALS, J ; DAUSINGER, F ; GÖBEL, G ; BRENNER, B: Role of strong focusability on the welding process. In: *J. Laser Appl.* 19 (2007), S. 252 – 258
- [71] RETHMEIER, M ; GOOK, S ; LAMMERS, M ; GUMENYUK, A: Laser-Hybrid Welding of Thick Plates up to 32 mm Using a 20 kW Fibre Laser. In: *Journal of the Japan Welding Society* 27 (2009), S. 74s – 79s
- [72] GOOK, S ; GUMENYUK, A ; RETHMEIER, M: Orbital Laser-Hybrid Welding of Pipelines Using a 20 kW Fibre Laser. In: *Proceedings of the Fifth International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing, Munich* (2009), S. 65–70
- [73] SETO, N ; KATAYAMA, S ; MATSUNAWA, A: Porosity formation mechanism and suppression procedure in laser welding of aluminium alloys. In: *Weld. Int.* 15 (2001), S. 191–202
- [74] BRADSTREET, B J: Effect of surface tension and metal flow on weld bead formation. In: *Weld. J.* 47 (1968), Nr. 7, S. 314 – 322
- [75] GRATZKE, U ; KAPADIA, P D ; DOWDEN, J ; KROOS, J ; SIMON, G: Theoretical approach to the humping phenomenon in welding processes. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 25 (1992), S. 1640 – 1647
- [76] YAMAMOTO, T ; SHIMADA, W: A study on bead formation in high speed TIG arc welding. In: *Int. Symposium in Welding Osaka, Japan* (1975), S. 321 – 326
- [77] MILLS, K C ; KEENE, B J: Factors affecting variable weld penetration. In: *Int. Mater. Rev.* 35 (1990), Nr. 4, S. 185 – 216
- [78] KAWAHITO, M ; KATAYAMA, S: High quality welding of stainless steel with 10 kW high power fibre laser. In: *Sci. Technol. Weld. Joi.* 14 (2009), S. 288–294
- [79] KAPLAN, A F H ; POWELL, J: Spatter in laser welding. In: *J. Laser Appl.* 23 (2011), S. 032005 (7pp.)
- [80] ASAI, S: Recent development and prospect of electromagnetic processing of materials. In: *Sci. Technol. Adv. Mater.* 1 (2000), S. 191 – 200
- [81] AVILOV, V ; MOLDOVAN, R ; BERGER, P ; GRAF, T. *Electromagnetic weld pool control systems for laser beam welding of thick metal plates.* International Workshop on Thermal Forming and Welding Distortion, Bremen. 2008
- [82] AVILOV, V ; MOLDOVAN, R ; BERGER, P ; GRAF, T ; MOCK, D: Electromagnetic weld pool control by CO₂ and YAG disk laser welding of thick stainless steel plates. In: *Proceedings of the 6th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials, Dresden* (2009)
- [83] BOJAREVICS, V ; FREIBERGS, J A ; SHILOVA, E I ; SHCHERBININ, E V: *Electrically Induced Vortical Flows.* Kluwer Academic Publishers, 1989

- [84] BERNARDOS, N: Method of working metal by electricity. In: *US patent Nr 388245* (1888)
- [85] HIROMOTO, Y ; KOBAYASHI, Y ; MANABE, Y ; ZENITANI, S: Method of welding in horizontal position and welding apparatus therefor. In: *US patent Nr. 6023043* (2000)
- [86] MANABE, Y ; ZENITANI, S ; HIROMOTO, Y: Welding method in the overhead and vertical positions. In: *Patent: EP 1231009 A3* (2002)
- [87] AVILOV, V ; BERGER, P ; LÖWER, T ; AMBROSY, G: Verfahren zum Behandeln, insbesondere zum Schweißen, eines Werkstücks mit einem Hochenergiestrahl. In: *Deutsche Patentanmeldung 102 25 781.7* (2002)
- [88] AMBROSY, G ; BERGER, P ; AVILOV, V ; HÜGEL, H: Reducing porosity in laser welding of aluminium alloys by electromagnetic forces. In: *Proceedings of the Third International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing, Munich* (2005), S. 49–54
- [89] AVILOV, V ; AMBROSY, G ; BERGER, P: MHD Melt Control Systems for High-Power Beam Welding of Metals. In: *Proceedings of the 15th Riga and 6th PAMIR Conference on Fundamental and Applied MHD* (2005), S. 249–252
- [90] AVILOV, V ; MOLDOVAN, R ; BERGER, P ; GRAF, T. *Physical Principles of Electromagnetic Weld Pool Control in Deep Penetration Laser Beam Welding of Metals*. 7th International PAMIR Conference, Fundamental and Applied MHD and COST P17 Annual Workshop. 2008
- [91] BERGER, P ; AVILOV, V: Gestaltung und Kontrolle des Nahtdurchgangs beim Strahlschweißen. In: *AiF-Schlussbericht* (2009)
- [92] BRENNER, B ; GNANN, R A ; DUSCHEK, C ; LYNEN, T ; BEYER, E: Laser induction welding of hardenable steels. In: *Proceedings of the Laser Materials Processing Conference ICALEO 1997, San Diego, USA 83 I* (1997)
- [93] JAHN, A ; KRÄTZSCH, M ; BRENNER, B: Induction assisted laser beam welding of HSLA steel sheets. In: *Proceedings of the International Scientific Colloquium Modelling for Electromagnetic Processing, Hannover* (2008)
- [94] LANTZSCH, R ; GALINDO, V ; GRANTS, I ; ZHANG, C ; PÄTZOLD, O ; GERBETH, G ; STELTER, M: Experimental and numerical results on the fluid flow driven by a traveling magnetic field. In: *J. Cryst. Growth* 305 (2007), S. 249 – 256
- [95] KASJANOW, H ; NIKANOROV, A ; NACKE, B ; FRANKE, D ; SEIDL, A: 3D coupled electromagnetic and thermal modelling of EFG silicon tube growth. In: *J. Cryst. Growth* 303 (2007), S. 175–179
- [96] AVILOV, V ; ECKERT, S ; GUNDRUM, Th ; GERBETH, G: MHD Metallentfernung beim Elektronenstrahl-Bohren. In: *FZ-Rosendorf* (2000)

- [97] JONES, L P ; AUBERT, P ; AVILOV, V ; COSTE, F ; DAENNER, W ; JOKINEN, T ; NIGHTINGALE, K R ; WYKES, M: Towards advanced welding methods for the ITER vacuum vessel sectors. In: *Fusion Eng. Des.* 69 (2003), S. 215–220
- [98] RADAJ, D: *Eigenspannungen und Verzug beim Schweißen*. DVS-Verlag, Düsseldorf, 2002
- [99] MOREAU, R: *Magnetohydrodynamics*. Kluwer Academic Publishers, 1990
- [100] SCHADE, H ; KUNZ, E: *Strömungslehre*. de Gruyter, 2007
- [101] VELDE, O ; TECHEL, A ; GRUNDMANN, R: Suppression of the development of pores during laser-induced surface dispersion of TiC into aluminium, by means of a static magnetic field. In: *Surf. Coat. Technol.* 150 (2002), S. 170 – 176
- [102] KERN, M ; BREITSCHWERDT, S ; HEIGL, R: Verfahren zur Oberflächenbeschichtung metallischer Werkstücke. In: *Deutsche Patent-Offenlegungsschrift DE 199 12 894 A1* (1999)
- [103] KERN, M ; BERGER, P ; HÜGEL, H: Magneto-Fluid Dynamic Control of Seam Quality in CO₂ Laser Beam Welding. In: *Weld. J.* (2000), S. 72s–78s
- [104] WILDEN, J: Untersuchung des Einflusses elektromagnetischer Felder auf die Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlbeschichten und -generieren. In: *Workshop zum DFG SPP Erweiterung der Prozessgrenzen bei der Werkstoffbearbeitung mit Laserstrahlung, Aachen* (16.6.2003)
- [105] AMBROSY, G ; AVILOV, V ; BERGER, P ; HÜGEL, H. *Laser induced plasma as a source for an intensive current to produce electromagnetic forces in the weld pool*. XVI International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers. 2007
- [106] LINDENAU, D: *Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen*, Universität Stuttgart, Diss., 2006
- [107] DENNIS, B H ; DULIKRAVICH, G S: Magnetic field suppression of melt flow in crystal growth. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 23 (2002), S. 269 – 277
- [108] MOFFATT, H K: Electromagnetic stirring. In: *Phys. Fluids A-Fluid* 3 (1991), S. 1336–1343
- [109] PERICLEOUS, K ; BOJAREVIC, V ; DJAMBAZOV, G ; HARDING, R A ; WICKINS, M: Experimental and numerical study of the cold crucible melting process. In: *Appl. Math. Model.* 30 (2006), S. 1262–1280
- [110] LAHJOMRI, J ; OUBARRA, A ; ALEMANY, A: Heat transfer by laminar Hartmann flow in thermal entrance region with a step change in wall temperatures: the Graetz problem extended. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 45 (2002), S. 1127 – 1148

- [111] SOZOU, C: On fluid motions induced by an electric current source. In: *J. Fluid Mech.* 46 (1971), S. 25–32
- [112] SHERCLIFF, J A: Fluid motions due to an electric current source. In: *J. Fluid Mech.* 40 (1970), S. 241 – 250
- [113] GARNIER, M ; MOREAU, R: Effect of finite conductivity on the inviscid stability of an interface submitted to a high-frequency magnetic field. In: *J. Fluid Mech.* 127 (1983), S. 365–377
- [114] SCHNEIDER, A ; AVILOV, V ; GUMENYUK, A ; RETHMEIER, M: Laser beam welding of aluminum alloys under the influence of an electromagnetic field. In: *Phys. Proc.* 41 (2013), S. 4–11
- [115] AVILOV, V ; SCHNEIDER, A ; LAMMERS, M ; GUMENYUK, A ; RETHMEIER, M: Electromagnetic Control of the Weld Pool Dynamics in Partial Penetration Laser Beam Welding of Aluminium Alloys. In: *Proceedings of the ICALEO 2012, 31st International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics, Anaheim, USA* (2012)
- [116] VOLLERTSEN, F ; THOMY, C: Influence of Magnetic Fields on Dilution during Laser Welding of Aluminium. In: *Proceedings of the SheMet 2005 - 11th International Conference on Sheet Metal, Erlangen* (2005)
- [117] VOLLERTSEN, F ; THOMY, C: Magnetic Stirring during Laser Welding of Aluminium. In: *Proceedings of the ICALEO 2004, 23rd International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics, Orlando, USA* (2004)
- [118] VOLLERTSEN, F ; THOMY, C ; SCHILF, M ; VON BEREN, J ; SEEFELD, T: Improvement of Weld Quality in Laser and Friction Stir Welding of Aluminium. In: *Proceedings of the LANE 2004: Laser Assisted Net-Shape Engineering* (2004), S. 235–246
- [119] VOLLERTSEN, F ; THOMY, C: Magnetic stirring during laser welding of aluminium. In: *J. Laser Appl.* 18 (2006), S. 28 – 34
- [120] TAKAHASHI, K ; TANIGUCHI, S: Electromagnetic separation of nonmetallic inclusion from liquid metal by imposition of high frequency magnetic field. In: *ISIJ Int.* 43 (2003), S. 820–827
- [121] SHU, D ; LI, T X ; SUN, B D ; WANG, J ; ZHOU, Y H: Study of electromagnetic separation of nonmetallic inclusions from aluminum melt. In: *Metall. Mater. Trans. A* 30 (1999), S. 2979–2988
- [122] RADAJ, D: *Schweißprozesssimulation*. DVS-Verlag, Düsseldorf, 1999
- [123] SCHWENK, C: *FE-Simulation des Schweißverzugs laserstrahlgeschweißter dünner Bleche*, Technische Universität Berlin, Diss., 2007

- [124] GOLDAK, J ; CHAKRAVARTI, A ; BIBBY, M: A new finite element model for welding heat sources. In: *Metall. Mater. Trans. B* 2 (1984), S. 299 – 305
- [125] WEISS, D ; CHRISTENSEN, K H ; KRISTENSEN, J K: Computerised Calibration of Thermal Welding Models. In: CERJAK, H (Hrsg.) ; BHADESHIA, H K D H (Hrsg.) ; KOZESCHNIK, E (Hrsg.): *Mathematical Modelling of Weld Phenomena* Bd. 8, Verlag der Technischen Universität Graz, 2007, S. 469–484
- [126] PLOCHIKHINE, V ; PRIKHODOVSKY, A ; MAKHUTIN, M ; ILIN, A ; ZOCH, H W: Integrated Mechanical-Metallurgical Approach to Modeling of Solidification Cracking in Welds. In: BÖLLINGHAUS, T (Hrsg.) ; HEROLD, H (Hrsg.): *Hot Cracking Phenomena in Welds*, Springer Verlag Berlin, 2005, S. 469–489
- [127] NEUHAUS, M ; KANNENGIESSER, T ; BÖLLINGHAUS, T ; HEROLD, H: Beurteilung der Kaltrissicherheit von Schweißverbindungen in realen Konstruktionen mit der Finite-Elemente-Methode. In: *DVS-Berichte* Bd. 232, DVS Deutscher Verband für Schweißen und verwandte Verfahren e.V., Düsseldorf, 2004, S. 195–200
- [128] BÖLLINGHAUS, T ; VIYANIT, E: Numerical Simulations of Hydrogen-Assisted Cracking in Girth Welds of Supermartensitic Stainless Steel Pipelines-Report I. In: CERJAK, H (Hrsg.) ; BHADESHIA, H K D H (Hrsg.): *Mathematical Modelling of Weld Phenomena* Bd. 6, The Institute of Materials, London, 2002, S. 839–855
- [129] MENTE, T ; BÖLLINGHAUS, T: Modeling of Hydrogen Distribution in a Duplex Stainless Steel. In: *Weld. World* 56 (2012), Nr. 11/12, S. 66–78
- [130] DOWDEN, J ; DAVIS, M ; KAPADIA, P: Some aspects of the fluid dynamics of laser welding. In: *J. Fluid Mech.* 126 (1983), S. 123–146
- [131] DOWDEN, J ; DAVIS, M ; KAPADIA, P: The flow of heat and the motion of the weld pool in penetration welding with a laser. In: *J. Appl. Phys.* 57 (1985), Nr. 9, S. 4474–4479
- [132] KOU, S ; WANG, Y H: Three-dimensional convection in laser melted pools. In: *Metall. Mater. Trans. A* 17 (1986), S. 2265–2270
- [133] PAUL, A ; DEBROY, T: Free surface flow and heat transfer in conduction mode laser welding. In: *Metall. Mater. Trans. B* 19 (1988), S. 851–858
- [134] RIBIC, B ; RAI, R ; DEBROY, T: Numerical simulation of heat transfer and fluid flow in GTA/Laser hybrid welding. In: *Sci. Technol. Weld. Joi.* 13 (2008), S. 683 – 693
- [135] AMARA, E H ; FABBRO, R: Modelling of gas jet effect on the melt pool movements during deep penetration laser welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41 (2008), S. 055503 (10pp)
- [136] CHO, J H ; NA, S J: Three-Dimensional Analysis of Molten Pool in GMA-Laser Hybrid Welding. In: *Weld. J.* 88 (2009), S. 35s–43s

- [137] ABDERRAZAK, K ; BANNOUR, S ; MHIRI, H ; LEPALEC, G ; AUTRIC, M: Numerical and experimental study of molten pool formation during continuous laser welding of AZ91 magnesium alloy. In: *Comp. Mat. Sci.* 44 (2009), S. 858 – 866
- [138] WANG, H ; SHI, Y ; GONG, S: Effect of pressure gradient driven convection in the molten pool during the deep penetration laser welding. In: *J. Mater. Process. Technol.* 184 (2007), S. 386 – 392
- [139] WANG, H ; SHI, Y ; GONG, S: Numerical simulation of laser keyhole welding processes based on control volume methods. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39 (2006), S. 4722 – 4730
- [140] CHO, J H ; FARSON, D F ; MILEWSKI, J O ; HOLLIS, KottJ: Weld pool flows during initial stages of keyhole formation in laser welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42 (2009), S. 175502
- [141] DOWDEN, J: *The Theory of Laser Materials Processing: Heat and Mass Transfer in Modern Technology.* Springer, 2009
- [142] MACKWOOD, A P ; CRAFER, R C: Thermal modelling of laser welding and related processes: a literature review. In: *Opt. Laser Technol.* 37 (2005), S. 99 – 115
- [143] MACKERLE, J: Finite element analysis and simulation of welding: a bibliography (1976-1996). In: *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.* 4 (1996), S. 501–533
- [144] MACKERLE, J: Finite element analysis and simulation of welding - an addendum: a bibliography (1996-2001). In: *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.* 10 (2002), S. 295–318
- [145] ROBERT, A ; DEBROY, T: Geometry of Laser Spot Welds from Dimensionless Numbers. In: *Metall. Mater. Trans. B* 32B (2001), S. 941–947
- [146] NEMCHINSKY, V A: The distribution of the electromagnetic force in a welding pool. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 29 (1996), S. 2659 – 2663
- [147] SCHNICK, M ; FUESSEL, U ; HERTEL, M ; HAESSLER, M ; SPILLE-KOHOFF, A ; MURPHY, A B.: Modelling of gas-metal arc welding taking into account metal vapour. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010), S. 434008
- [148] HU, J ; TSAI, H L: Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part I: The arc. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 50 (2007), S. 833 – 846
- [149] HU, J ; TSAI, H L: Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part II: The metal. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 50 (2007), S. 808 – 820
- [150] ZHOU, J ; TSAI, H L: Effects of electromagnetic force on melt flow and porosity prevention in pulsed laser keyhole welding. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 50 (2007), S. 2217 – 2235

- [151] SPILLE-KOHOFF, A: Simulation von Metall-Schutzgas-Lichtbogenschweißen mit CFX-5. In: *CFX Berlin Software GmbH* (2004)
- [152] ZHINING, L ; DONG, D ; BAOHUA, C ; LI, W: Three-dimensional numerical simulation on the flow and heat transfer in the welding pool of laser-plasma hybrid welding. In: *Mater. Sci. Forum* (2008), S. 283 – 286
- [153] GAO, Z ; WU, Y ; HUANG, J: Analysis of weld pool dynamic during stationary laser-MIG hybrid welding. In: *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* (2009)
- [154] THOMY, C ; VOLLERTSEN, F: Application of alternating magnetic fields in laser welding of aluminium. In: *Proceedings of the LAMP 2006, Kyoto, Japan* (2006)
- [155] TANG, Z ; GATZEN, M: Influence on the dilution by laser welding of aluminium with magnetic stirring. In: *Phys. Proc.* 5 (2010), S. 125 – 137
- [156] GATZEN, M: Influence of low-frequency magnetic fields during laser beam welding of aluminium with filler wire. In: *Phys. Proc.* 39 (2012), S. 59–66
- [157] GATZEN, M ; TANG, Z ; VOLLERTSEN, F: Effect of electromagnetic Stirring on the Element Distribution in Laser Beam Welding of Aluminium with Filler Wire. In: *Phys. Proc.* 12 (2011), S. 56–65
- [158] VELDE, O ; GRITZKI, R ; GRUNDMANN, R: Numerical investigation of Lorentz force influenced Marangoni convection relevant to aluminum surface alloying. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 44 (2001), S. 2751 – 2762
- [159] MILLS, K C: *Recommended Values of Thermophysical Properties for Selected Commercial Alloys*. Woodhead Publishing Ltd, 2002
- [160] KEENE, B J: Review of data for the surface tension of pure metals. In: *Int. Mater. Rev.* 38 (1993), S. 157 – 192
- [161] DESAI, P D ; JAMES, H M ; HO, C Y: Electrical Resistivity of Aluminum and Manganese. In: *J. Phys. Chem. Ref. Data* 13 (1984), S. 1131 – 1171
- [162] WILTHAN, B ; RESCHAB, H ; TANZER, R ; SCHÜTZENHÖFER, W ; POTTLAGHER, G: Thermophysical Properties of a Chromium-Nickel-Molybdenum Steel in the Solid and Liquid Phases. In: *Int. J. Thermophys.* 29 (2008), S. 434–444
- [163] POSTACIOGLU, N ; KAPADIA, P ; DOWDEN, J: Capillary waves on the weld pool in penetration welding with a laser. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 22 (1989), S. 1050–1061
- [164] VOLLER, V R ; PRAKASH, C: A fixed grid numerical modelling methodology for convection-diffusion mushy region phase-change problems. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 30 (1987), S. 1709 – 1719

- [165] BRENT, A D ; VOLLER, V R ; REID, K J: Enthalpy-porosity technique for modelling convection diffusion phase change: application to the melting of pure metal. In: *Numer. Heat Transfer* 13 (1988), S. 297–318
- [166] SHCHEGLOV, P ; USPENSKIY, S A. ; GUMENYUK, A ; PETROVSKIY, V N. ; RETHMEIER, M ; YERMACHENKO, V M.: Plume attenuation of laser radiation during high power fiber laser welding. In: *Laser Phys. Lett.* 8 (2011), S. 475 – 480
- [167] SHCHEGLOV, P ; GUMENYUK, A ; GORNUSHKIN, I B. ; RETHMEIER, M ; PETROVSKIY, V N.: Vapor-plasma plume investigation during high-power fiber laser welding. In: *Laser Phys.* 23 (2013), S. 016001
- [168] HÜGEL, H ; DAUSINGER, F. *Fundamentals of laser-induced processes. Landolt-Börnstein–Numerical data and functional relationships in science and technology. Group VII (Laser Physics and Applications: Laser Applications), vol 1C (Berlin: Springer).* 2004
- [169] HOFFMANN, T ; RIEDEL, U: Modeling of an arc welding process using high temperature transport properties. In: *Proceedings of the European Combustion Meeting* (2009)
- [170] WILCOX, D C: *Turbulence modeling for CFD, 3rd edition.* DCW Industries, 2006
- [171] KAYS, W M: Turbulent Prandtl Number – where are we. In: *J. Heat Transf.* 116 (1994), S. 284 – 295
- [172] FABER, T E: *Fluid dynamics for physicists.* Cambridge University Press, 1995
- [173] JACKSON, J D ; MÜLLER, K (Hrsg.) ; WITTE, C (Hrsg.): *Klassische Elektrodynamik.* de Gruyter, 2006
- [174] LANDAU, L D ; LIFSHITZ, E M: *Course of theoretical physics.* Bd. 8: Electrodynamics of continuous media. Oxford: Pergamon, 1984
- [175] DILTNEY, U ; GUMENYUK, A ; TURICHIN, G: BeamSIM - Simulation Software for Laser and Electron Beam Welding. In: *Proceedings of the International Conference on Laser Technologies in Welding and Materials Processing, Katsiveli, Ukraine* (2003)

Eigene Veröffentlichungen

Publikationen

- [mb1] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: CFD simulation of the liquid metal flow in high power laser welding of aluminum with electromagnetic weld pool support. In: *Proceedings of the 2nd International Conference on Fluid Mechanics and Heat & Mass Transfer*, Corfu, Greece (2011)
- [mb2] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Multiphysics Process Simulation of the Electromagnetic-Supported Laser Beam Welding. In: *Proceedings of the COMSOL Conference*, Stuttgart, Germany (2011)
- [mb3] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Numerical simulation of full-penetration laser beam welding of thick aluminium plates with inductive support. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 45 (2012), 035201
- [mb4] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Multi-Physical Finite Element Simulation of an Electromagnetic Weld Pool Support in Full-Penetration High Power Laser Beam Welding of Metal Plates. In: SOMMITSCH, C (Hrsg.); ENZINGER, N (Hrsg.): *Mathematical Modelling of Weld Phenomena* Bd. 10, Verlag der Technischen Universität Graz, 2013, S. 5 – 20
- [mb5] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Multi-Physics Process Simulation of Static Magnetic Fields in High Power Laser Beam Welding of Aluminum. In: *Proceedings of the COMSOL Conference*, Milan, Italy (2012)
- [mb6] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Simulation of an Inductive Weld Pool Support for Deep Penetration Laser Beam Welding of Metal Parts. In: *J. Iron Steel Res. Int.* 19 (2012), Supplement 1-1, S. 114 – 117
- [mb7] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Fluid Flow Simulation of the Influence of a Steady Magnetic Field on the Weld Pool Dynamics in Deep Penetration Laser Beam Welding of Aluminum. In: *J. Iron Steel Res. Int.* 19 (2012), Supplement 1-1, S. 467 – 470
- [mb8] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: About the influence of a steady magnetic field on weld pool dynamics in partial penetration high power laser beam welding of thick aluminium parts. In: *Int. J. Heat Mass Tran.* 60 (2013), S. 309 – 321

- [mb9] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: High Power Laser Beam Welding of Austenitic Stainless Steel with Electromagnetic Weld Pool Support. In: *Proceedings of the International Conference Laser Technologies in Welding and Materials Processing*, Katsiveli, Ukraine (2013), S. 11 – 14
- [mb10] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Magnets Improve Quality of High-Power Laser Beam Welding . In: *COMSOL News 2013*, S. 30-32
- [mb11] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Numerical Simulation of Electromagnetic Melt Control Systems in High Power Laser Beam Welding. In: *Proceedings of the ICALEO 2013, 32nd International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, Miami, USA (2013)
- [mb12] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Experimental and Numerical Investigation of an Electromagnetic Weld Pool Support System for High Power Laser Beam Welding of Austenitic Stainless Steel. In: *J. Mater. Process Tech.* 214 (2014), S. 578 – 591

Poster

- BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Multiphysics Process Simulation of the Electromagnetic-Supported High Power Laser Beam Welding of Austenitic Stainless Steel. *COMSOL Conference*, Rotterdam, Netherlands (2013)

Vorträge

- [MB1] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: CFD Simulation of the Liquid Metal Flow in High Power Laser Welding of Aluminum with Electromagnetic Weld Pool Support. *2nd International Conference on Fluid Mechanics and Heat & Mass Transfer*, Corfu, Greece (2011)
- [MB2] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Multiphysics Process Simulation of the Electromagnetic-Supported Laser Beam Welding. *COMSOL Conference*, Stuttgart, Germany (2011)
- [MB3] AVILOV, V; BACHMANN, M; GUMENYUK, A; LAMMERS, M; RETHMEIER, M: Inductive Electromagnetic Weld Pool Support System for High-Power Laser Beam Welding of Thick Aluminium Plates. *4th International Conference on Magneto-Science*, Shanghai, China (2011)
- [MB4] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Multi-Physical Finite Element Simulation of an Electromagnetic Weld Pool Support in Full-Penetration High Power Laser Beam Welding of Metal Plates. *10th International Seminar Numerical Analysis of Weldability*, Seggau, Austria (2012)

- [MB5] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Multi-Physics Process Simulation of Static Magnetic Fields in High Power Laser Beam Welding of Aluminum. *COMSOL Conference*, Milan, Italy (2012)
- [MB6] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Simulation of an Inductive Weld Pool Support for Deep Penetration Laser Beam Welding of Metal Parts. *The 7th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials*, Beijing, China (2012)
- [MB7] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Fluid Flow Simulation of the Influence of a Steady Magnetic Field on the Weld Pool Dynamics in Deep Penetration Laser Beam Welding of Aluminum. *The 7th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials*, Beijing, China (2012)
- [MB8] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: High Power Laser Beam Welding of Austenitic Stainless Steel with Electromagnetic Weld Pool Support. *The 6th International Conference Laser Technologies in Welding and Materials Processing*, Katsiveli, Ukraine (2013)
- [MB9] BACHMANN, M; AVILOV, V; GUMENYUK, A; RETHMEIER, M: Numerical Simulation of Electromagnetic Melt Control Systems in High Power Laser Beam Welding. In: *ICALEO 2013, 32nd International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, Miami, USA (2013)

Auszeichnungen

- Best Paper Award COMSOL Conference 2012, Milan, Italy.