

Experimentelle Untersuchung des Wärmeüberganges bei kryogener Abkühlung einer Ti-6Al-4V-Probe für eine Prallstrahlanordnung

Bachelorarbeit von
Noah Lettner

Karlsruher Institut für Technologie
Institut für Technische Thermodynamik

Erstgutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Ulrich Maas
Zweitgutachter: Dr.-Ing. Robert Schießl
Betreuender Mitarbeiter: M. Sc. Philipp Golda

06.02.2020 - 31.05.2020

Bachelorarbeit

für Herr cand. B.Sc. Noah Lettner

Experimentelle Untersuchung des Wärmeüberganges bei kryogener Abkühlung einer Ti-6Al-4V-Probe für eine Prallstrahlanordnung.

Die Zerspanung von Titanwerkstoffen ist aufgrund ihrer hohen Festigkeit und geringen Wärmeleitfähigkeit mit großen mechanischen und thermischen Belastungen der Schneidwerkzeuge verbunden. Eine mögliche Variante der Bearbeitung von Titanbauteilen stellt die kryogene Zerspanung dar, bei der die Verdampfung des verwendeten Kühlmediums genutzt wird, um die thermische Belastung von Werkzeug und Werkstück gering zu halten. Um eine Prozessoptimierung zu ermöglichen ist es wünschenswert den durch die kryogene Kühlung entzogenen Wärmestrom so exakt wie möglich zu bestimmen. Da eine direkte experimentelle Messung dieser Größe nur schwer möglich ist, soll die Temperaturverteilung und darauf aufbauend der wandnahe Temperaturgradient im Festkörper bestimmt werden, womit eine Schlussfolgerung auf den Wärmestrom ermöglicht wird. Da eine Beobachtung unter Realbedingungen z.B. durch abtrennende Späne erschwert wird, wurde ein Grundlagenversuch entwickelt, welcher eine gute Zugänglichkeit für Messungen bei gleichzeitiger detaillierter Behandlung der physikalischen Phänomene erlaubt.

Die Aufgabe von Herr Lettner besteht darin, den aktuellen Aufbau zu variieren, indem der Anströmwinkel des Fluids von einer Überströmungs- zu einer Prallstrahlanordnung verändert wird. Hierfür müssen mehrere komplexe Änderungen am Versuchsaufbau durchgeführt werden. Zusätzlich sollen die Untersuchungen in einem zweiten Aufbau (ohne Tunnel) unter vergleichbaren Anströmbedingungen durchgeführt werden, um letztendlich die Auswirkungen des Tunnels hinsichtlich der Probenabkühlung analysieren zu können. Folgende Arbeitsschritte sollen hierfür durchgeführt werden:

- **Experimenteller Versuchsaufbau**

Herr Lettner soll sich zu Beginn seiner Arbeit in den bereits vorhandenen Versuchsaufbau einarbeiten. Zusätzlich soll eine ausführliche Literaturrecherche zur Thematik durchgeführt werden. Im Anschluss daran sollen die geplanten Änderungen am Versuchsaufbau durchgeführt werden. Hierfür ist eine enge Kommunikation mit dem Betreuer sowie der Werkstatt des wbk notwendig.

- **Versuchsdurchführung**

Es sollen experimentelle Abkühlversuche für die Prallstrahlanordnung durchgeführt werden. Hierbei soll untersucht werden, inwieweit die Erhöhung des Arbeitsdruckes im Vorratsbehälter, der Einsatzes eines Unterkühlers sowie die Variation der Düsengeometrie den sich einstellenden Wärmestrom beeinflussen.

- **Postprocessing**

Herr Lettner soll mit Hilfe von selbstgeschriebenen Postprocessing-Subroutinen eine Vergleichbarkeit zu bereits durchgeführten experimentellen Untersuchungen (Überströmung der Probe) ermöglichen. Hierbei soll vor allem auf den Einfluss der Variation des Anströmwinkels eingegangen werden.

Die Ergebnisse sind übersichtlich in einer schriftlichen Ausarbeitung darzustellen und nach erfolgter Abgabe in einem Vortrag am Institut für Technische Thermodynamik zu präsentieren und zu diskutieren.

Ausgabe der Arbeit: 06.02.2020
Aufgabensteller: Prof. Dr. rer. nat. habil. Ulrich Maas
Betreuer: M.Sc. Philipp Golda

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig verfasst, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderungen entnommen wurde sowie die Satzung des KIT zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis in der jeweils gültigen Fassung beachtet zu haben.

Karlsruhe, 31.05.2020

.....

Noah Lettner

*As the summer fades away,
Nothing gold can stay.*

Lana del Rey

Danksagung

Für die Ermöglichung der Arbeit und die vielseitige Aufgabenstellung möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Ulrich Maas bedanken.

Ebenso gilt mein Dank Herrn Dr.-Ing. Robert Schießl, der den Erfolg der Arbeit durch verschiedenste Ideen und Ansatzpunkte an vielen Stellen erst möglich gemacht hat.

Bei M.Sc. Philipp Golda bedanke ich mich herzlich für die exzellente Betreuung dieser Arbeit, die vielen hervorragenden fachlichen Gespräche und nicht zuletzt auch für die Motivation. Es kann nicht oft genug betont werden, wie dankbar ich für alles bin, was ich von ihm bei dieser Arbeit lernen konnte und davon mitnehme.

Stellvertretend für das gesamte Institut für Produktionstechnik möchte ich mich bei Bianca Edel für die überragende Fertigung der Komponenten für das Experiment, sowie für ihren Einsatz bei der Durchführung der Versuche bedanken.

Meine unendliche Dankbarkeit gilt meinen Eltern, ohne deren Unterstützung diese Arbeit niemals möglich gewesen wäre.

Ebenso möchte ich mich bei Mimi und Heiko für die seelische und moralische Unterstützung bedanken.

Weiterhin möchte ich mich stellvertretend für alle Freunde, die mich durch das Studium begleitet haben, bei Jonas und Andi bedanken.

Für die vielen Stunden wundervoller Musik, die mich während dieser Arbeit begleitet haben, möchte ich Lana del Rey, Claire Boucher und Lydia Night danken.

Abschließend danke ich Nick und Sarah - weil jeder beste Freunde braucht.

Zusammenfassung

Die kryogene Kühlung ist als solche insbesondere für Anwendungsbereiche, in denen eine hohe thermische Belastung anfällt, von großem Interesse. Dies liegt darin begründet, dass bei der kryogenen Kühlung im Vergleich zu anderen Kühlverfahren wesentlich höhere spezifische Wärmeströme erzielt werden werden können. So kommt die kryogene Kühlung unter anderem in der Computertechnik und bei der Bearbeitung schwer zerspanbarer Werkstoffe, wie beispielsweise Ti-6Al-4V, zum Einsatz.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Experiment durchgeführt und ausgewertet, mit welchem der Wärmeübergang bei der kryogenen Kühlung von Ti-6Al-4V im bei der kryogenen Zerspanung relevanten Temperaturbereich bestimmt werden kann. Die Genauigkeit der Messdaten wird dabei überprüft um Rückschlüsse auf die Qualität der Ergebnisse zu ermöglichen. Zudem wurde ein Vergleichsexperiment entwickelt, um die Auswirkungen weiterer möglicherweise relevanter Einflussfaktoren zu ermitteln. Die Durchführung dieses Vergleichsexperimentes steht allerdings noch aus.

Zur Auswertung der Messdaten wurde eine neue Methode entwickelt, welche für die vorliegenden Messdaten eine höhere Ergebnisgenauigkeit verspricht, als die bisher bekannten und angewandten Methoden. Diese Methode wird hergeleitet und in ihrer Funktionsweise beschrieben. Die dabei erreichbare Genauigkeit wird mit verschiedenen Ansätzen überprüft und mit jener der bisher eingesetzten Methode verglichen.

Somit können die im Rahmen einer Parametervariation am Versuchsaufbau ermittelten Messdaten analysiert werden. Die Ergebnisse dieser Parametervariation werden vorgestellt und untersucht. Damit können die Auswirkungen verschiedener den Wärmeübergang bei der kryogenen Kühlung beeinflussender Faktoren, wie beispielsweise Massenstrom, Anströmwinkel und Grenzflächentemperatur, ermittelt und aufgezeigt werden.

Basierend auf den ermittelten Abhängigkeiten werden Ansatzpunkte für die weitergehende Untersuchung des Wärmeüberganges bei der kryogenen Kühlung aufgezeigt und Ansätze für die Steigerung der Kühleffizienz in der praktischen Anwendung genannt.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungen und Indizes	iii
Abbildungsverzeichnis	iv
Tabellenverzeichnis	vi
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Zielsetzung	1
2 Grundlagen	2
2.1 Thermodynamische Grundlagen	2
2.1.1 Energieerhaltung und innere Energie	2
2.1.2 Wärmeleitung	3
2.1.3 Wärmestrahlung	4
2.1.4 Wärmeübergang	4
2.2 Grenzschichttheorie	5
2.3 Eigenschaften Ti-6Al-4V	6
2.4 Flüssiger Stickstoff	6
2.5 kryogene Kühlung	6
2.5.1 Filmsieden	7
2.5.2 Anwendung der kryogenen Kühlung in der Zerspanung	7
2.5.3 Wärmeübergangskoeffizient bei der kryogenen Kühlung mit flüssigem Stickstoff	8
2.6 Thermografie	9
2.7 FEM	9
3 Versuch	10
3.1 Versuchsaufbau	10
3.1.1 Zulauf	10
3.1.2 Probe	11
3.1.3 Probenanbindung	12
3.1.4 Messtechnik	14
3.2 Versuchsablauf	15
4 Postprocessing	17
4.1 Gradientenmethode	17
4.1.1 Problematik	17

4.1.2	Studie des Methodenparameters n_p	19
4.2	Energiemethode ohne örtliche Auflösung	20
4.2.1	Herleitung und Ablauf	20
4.2.2	Vor- und Nachteile	23
4.3	Energiemethode mit örtlicher Auflösung	23
4.3.1	Herleitung	23
4.3.2	Vor- und Nachteile	27
4.3.3	Studie des Methodenparameters t_{sim}	27
4.4	Vergleich und Verifizierung der Methoden	28
4.4.1	Vergleich der mittleren Wärmestromdichten	28
4.4.2	Vergleich der örtlich aufgelösten Wärmestromdichten	29
4.4.3	Verifizierung der Ergebnisse	29
5	Analyse der Massenstrommessdaten	32
5.1	Weitergehende Berechnungen	36
6	Verifizierung der Strahlungstemperaturmessdaten	39
7	Ergebnisse und Diskussion	41
7.1	Vergleich der örtlich aufgelösten Wärmeströmdichten	41
7.2	Reproduzierbarkeit	42
7.3	Vergleich der temperaturabhängigen Wärmeströme	42
7.4	Einfluss des Unterkühlers	44
7.5	Effizienz der Kühlung	44
7.6	Wärmeübergangskoeffizient	45
8	Ausblick	47
8.1	Vergleichsexperiment	47
	Literatur	51

Abkürzungen und Indizes

Anf	Anfang
ap	Anströmpunkt
aus	ausströmend
beh	Behälter
el	Einlass bei der Überströmung
Exp	Experimentell
f	Fluid
FEM	Finite-Elemente-Methode
g	Grenzfläche
hG	hydrodynamische Grenzschicht
konv	konvektiv
kryo	kryogen
leit	Wärmeleitung
LN2	Flüssiger Stickstoff
max	maximal
MCT	Quecksilber-Cadmium-Tellurid
min	minimal
mU	mit Unterkühler
m.ö.A.	mit örtlicher Auflösung
N2	Molekularer Stickstoff
Num	Numerisch
oU	ohne Unterkühler
o.ö.A.	ohne örtliche Auflösung
p	(Mess-)Punkte
r	Referenz
sat	Sättigungszustand
sim	Simulation
str	Strahlung
sub	Subsystem
tG	thermische Grenzschicht
Ti-6Al-4V	eine Titan-Aluminium-Vanadium-Legierung
tu	erodierter Tunnel
umg	Umgebung
ver	Verlust

Abbildungsverzeichnis

1	Spezifische Wärmekapazität von Ti-6Al-4V	2
2	Wärmeleitfähigkeit von Ti-6Al-4V	3
3	thermische und hydrodynamische Grenzschicht	5
4	Schematische Darstellung des Zulaufes	10
5	Benennung der Probenelemente	11
6	Bildfeld der Thermografiekamera und Visualisierung der Strahlmittelachse	12
7	Aufbau der 90° Prallstrahlversuche und Benennung der Probenanbindung	13
8	Explosionsansicht Probenanschluss an Zulauf	13
9	Probe mit Thermoelementen	14
10	Versuchsablauf	16
11	Temperaturmessdaten zu verschiedenen Zeitpunkten	17
12	Temperaturprofil entlang der y-Richtung im Anströmpunkt zum Zeitpunkt $t = 2$ s	18
13	Vergleich der linearen Interpolation	18
14	Gesuchter Gradient und verfügbare Messpunkte	19
15	Mit der Gradientenmethode ermittelte Wärmeströme zum Zeitpunkt $t = 2$ s	20
16	Festlegung Subvolumen für Energiemethode ohne örtliche Auflösung	21
17	Ablaufschema der Energiemethode mit örtlicher Auflösung	24
18	Festlegung Subvolumen für Energiemethode mit örtlicher Auflösung	26
19	Studie der Simulationszeiten zum Zeitpunkt $t = 2$ s	27
20	Vergleich der mittleren Wärmestromdichten	28
21	Vergleich der örtlich aufgelösten Wärmeströme zum Zeitpunkt $t = 2$ s	29
22	Simulationsmodell	30
23	Vergleich Experiment/Simulation bei Anwendung der Gradientenmethode	30
24	Vergleich Experiment/Simulation bei Anwendung der Energiemethode	31
25	Massenstromdaten und Datenfit	32
26	Zustandsräume für das ausströmende Fluid	34
27	Bestimmung der Temperatur an den Positionen der Thermoelemente	39
28	Vergleich der Messdaten von Thermografiekamera und Thermoelementen	40
29	Zeitliche Entwicklung der örtlichen Wärmeströme	41
30	Vergleich der temperaturabhängigen Wärmestromdichten aller Wiederholungen	42
31	Mittlerer temperaturabhängiger Wärmestrom im Anströmpunkt	43

32	Mittlerer temperaturabhängiger Wärmestrom bei $d_{ap} = 1$ cm für $\gamma = 90^\circ$	43
33	Einfluss des Unterkühlers auf den temperaturabhängigen Wärmestrom	44
34	Effizienz der Kühlung im Anströmpunkt	45
35	Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten	46
36	Aufbau des Vergleichsexperiments	47

Tabellenverzeichnis

1	Vergleich der Massenströme in kg/min	33
2	Vergleich der maximal möglichen und der gemessenen Massenströme in kg/min . . .	34
3	Berechnete Massenströme und reale Massenströme im Vergleich	36
4	Berechnete Strömungsgeschwindigkeiten in m/s	36
5	strömungswiderstandsbedingter Druckverlust Δp_{verl} in bar	37
6	Maximaler Gasanteil des ausströmenden Fluids	38

Nomenklatur

Griechische Formelzeichen

α	empirischer örtlicher Wärmeübergangskoeffizient	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$
α_{aus}	Kontraktionszahl	-
α_{str}	Absorptionsgrad	-
δ	Grenzschichtdicke	m
γ	Anströmwinkel	°
λ	Wärmeleitfähigkeit	$\frac{\text{W}}{\text{mK}}$
λ_{str}	Wellenlänge	m
μ_{aus}	Ausflusszahl	-
ν	Frequenz	Hz
ρ	Massendichte	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
ρ_e	frequenzabhängige Energiedichte	$\frac{\text{Js}}{\text{m}^3}$
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}^4}$
τ_{str}	Transmissivität	-
ε	Emissionskoeffizient	-
φ	Volumenanteil	-
φ_{aus}	Geschwindigkeitsbeiwert	-
ξ	Massenanteil	-
ζ	Druckverlustbeiwert	-

Lateinische Formelzeichen

\dot{m}	Massenstrom	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$
\dot{Q}	Wärmestrom	W
\dot{q}	Wärmestromdichte	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$
\dot{q}_s	Strahlungswärmestromdichte	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$
\dot{W}	Arbeitsstrom	W
\bar{R}	universelle Gaskonstante	$\frac{\text{J}}{\text{molK}}$
A	Fläche	m^2

c_0	Lichtgeschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
c_v	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen	$\frac{\text{J}}{\text{kgK}}$
d_{ap}	Distanz zum Anströmpunkt	m
$d_{düse}$	Düsendurchmesser	m
d_{rohr}	Rohrdurchmesser	m
e_{kin}	kinetische Energie	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$
e_{pot}	potentielle Energie	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$
g	Erdbeschleunigung	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$
h	spezifische Enthalpie	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$
h'	spezifische Enthalpie der Flüssigkeit im Siedezustand	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$
h''	spezifische Enthalpie des Dampfs im Tauzustand	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$
h_{pl}	Plancksches Wirkungsquantum	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$
k	Boltzmann-Konstante	$\frac{\text{J}}{\text{K}}$
l	Länge	m
l_{rohr}	Rohrlänge	m
M	Molare Masse	$\frac{\text{kg}}{\text{mol}}$
m	Masse	kg
n	Anzahl	-
p	Druck	Pa
$R_{p0.2}$	0.2% Dehngrenze	Pa
T	Temperatur	K
t	Zeit	s
u	spezifische innere Energie	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$
v	spezifisches Volumen	$\frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$
v'	spezifisches Volumen der Flüssigkeit im Siedezustand	$\frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$
v''	spezifisches Volumen des Dampfs im Tauzustand	$\frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$
v_c	Geschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
w	Strömungsgeschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
x	Koordinate parallel zum erodierten Tunnel	m

x_d	Dampfgehalt	-
y	Koordinate orthogonal zur Kontaktfläche	m
z	Koordinate orthogonal zur Messfläche	m
z_h	Höhe	m

1 Einleitung

1.1 Motivation

Titan und Titanbasislegierungen werden aufgrund ihrer hohen Festigkeit bei gleichzeitig geringer Dichte vorwiegend für hochbeanspruchte Konstruktionsteile in der Luft- und Raumfahrttechnik verwendet. Den größten Massenumsatz findet dabei die zweiphasige Ti-6Al-4V-Legierung [1]. Diese zeichnet sich neben den bereits genannten Eigenschaften auch durch ihre hohe Korrosionsbeständigkeit und sehr gute Biokompatibilität aus, wodurch sie unter anderem auch häufig in der Medizintechnik eingesetzt wird [2].

Neben den hohen Grundmaterialkosten fallen beim Einsatz von Titan und Titanlegierungen hohe Fertigungskosten an, da diese zu den schwer bearbeitbaren Werkstoffe zählen. Einer der maßgeblichen Faktoren hierfür ist die geringe Wärmeleitfähigkeit, welche zu einer Konzentration der durch den Zerspanungsprozess eingetragenen thermischen Energie in der Bearbeitungszone führt. Kann diese nicht in ausreichendem Maße abgeführt werden, führt dies zu hohen Prozesstemperaturen in der Bearbeitungszone und somit zu einem hohen Werkzeugverschleiß [3] und einer schlechten Oberflächengüte am Werkstück [4]. Eine mögliche Strategie zur Wärmeabfuhr aus der Bearbeitungszone stellt dabei die kryogene Kühlung dar. Hierbei wird ein kryogenes Medium kontinuierlich in die Bearbeitungszone eingebracht. Aufgrund der hohen Temperaturdifferenz zwischen Werkstück und Fluid kommt es in der Bearbeitungszone zu einem hohen Wärmeübergang vom Festkörper zum Fluid, wodurch eine wesentliche Senkung der Prozesstemperaturen erzielt werden kann [5].

Die Herstellung solcher kryogener Medien ist mit einem nicht unerheblichen Energieaufwand verbunden. Aus ökonomischen und ökologischen Gründen ist es daher erstrebenswert, deren Einsatz mittels optimaler Effektivität auf ein nötiges Minimum zu reduzieren [6]. Hierfür ist nicht nur eine genaue Kenntnis der Prozessparameter vonnöten, sondern auch ein physikalisches und thermodynamisches Verständnis der kryogenen Kühlung. In der Literatur ist dazu eine Vielzahl verschiedener Annahmen und Angaben zu finden, welche zu einer großen Bandbreite an Ergebnissen führen. So werden für den Wärmeübergangskoeffizienten bei der kryogenen Kühlung um mehrere Größenordnungen verschiedene Werte [7, 8, 9, 10, 11, 12] angegeben, wobei oftmals keine Differenzierung für verschiedene Strömungsbedingungen erfolgt, welche nachgewiesenermaßen einen Einfluss auf den Wärmeübergang haben [11]. Somit sind kaum zielgenaue Vorhersagen für die Anwendung der kryogenen Kühlung möglich, weshalb eine deutliche Präzisierung dieser Ergebnisse notwendig ist.

1.2 Zielsetzung

Um den Wärmeübergang bei der kryogenen Kühlung von Ti-6Al-4V mit flüssigem Stickstoff genauer zu ermitteln wurde am Institut für Technische Thermodynamik ein Grundlagenexperiment entwickelt, mit welchem der Wärmeübergang für den Fall einer Überströmung mithilfe einer strahlungsthermografischen Messung bestimmt werden kann. Zur Validierung und Erweiterung der bereits vorhandenen Ergebnisse soll dieses Grundlagenexperiment nun für Prallstrahlversuche mit verschiedenen Auftreffwinkeln erweitert werden. Weiterhin soll der Einfluss verschiedener notwendiger Annahmen und bekannter Einflussfaktoren auf die experimentell erzielten Ergebnisse nachgeprüft und verifiziert werden, um eine Abschätzung der Genauigkeit der Ergebnisse zu ermöglichen.

2 Grundlagen

2.1 Thermodynamische Grundlagen

2.1.1 Energieerhaltung und innere Energie

Energie ist eine skalare Erhaltungsgröße und somit in einem abgeschlossenen System konstanten Volumens konstant. Für ein thermodynamisches System mit einer beliebig wählbaren Systemgrenze kann der erste Hauptsatz der Thermodynamik als Axiom analog zur Energieerhaltung gesehen werden. Dieser berücksichtigt alle thermodynamischen Zustandsgrößen und wird oft für bestimmte Kontrollräume vereinfacht angegeben [13].

Allgemein wird der erste Hauptsatz der Thermodynamik mit

$$\sum_i \dot{Q}_i + \sum_j \dot{W}_j + \sum_k \dot{m}(h + \frac{v_c^2}{2} + gz_h)_k = \frac{d}{d\tau} (\sum_l m_l (\bar{u} + \bar{e}_{kin} + \bar{e}_{pot}))_l \quad (2.1)$$

formuliert und kann in dieser Form für einen beliebigen Kontrollraum angewandt werden [14]. Die Größen \bar{u} , \bar{e}_{kin} und \bar{e}_{pot} sind dabei jeweils spezifisch und örtlich gemittelt. Unter der inneren Energie $U = m \cdot u$ sind verschiedene Energieformen zusammengefasst, unter anderem Molekularbewegung und Bindungsenergie. Dem Absolutbetrag der inneren Energie fällt daher wenig praktische Bedeutung zu, relevant sind vor allem Änderungen der inneren Energie ΔU [13]. Die Änderung der inneren Energie ist direkt proportional zur Temperaturänderung. Somit kann bei Kenntnis des Proportionalitätsfaktors - der spezifischen Wärmekapazität c - von einer beobachteten Temperaturänderung auf die Änderung der inneren Energie geschlossen werden.

Dabei wird zwischen der Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p und der Wärmekapazität bei konstantem Volumen c_v unterschieden, welche bei Feststoffen aufgrund der geringen Kompressibilität analog anwendbar sind [15]. Die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen ist definiert als die Änderung der inneren Energie pro Temperaturänderung [15]:

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad (2.2)$$

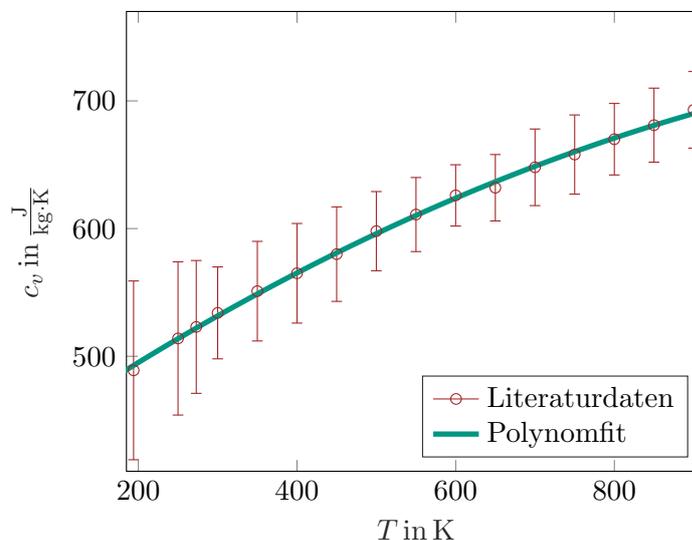


Abbildung 1: Spezifische Wärmekapazität von Ti-6Al-4V

Für diese Arbeit ist dabei insbesondere die spezifische Wärmeleifähigkeit von Ti-6Al-4V relevant. Die Temperaturabhängigkeit dieser wird dabei durch ein Polynom 2. Grades beschrieben:

$$c_v(T) = \left(413.5 + \frac{0.4372}{\text{K}} T - \frac{1.443 \cdot 10^{-4}}{\text{K}^2} T^2 \right) \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \quad (2.3)$$

Dieses wurde basierend auf tabellierten Literaturdaten [16] mit einem Polynomfit (siehe Abb. 2.1.1) erstellt und gilt in guter Näherung für den Temperaturbereich von 194 bis 900 K.

2.1.2 Wärmeleitung

In Metallen und Halbleitern erfolgt die Wärmeleitung durch atomare Wechselwirkungen sowie durch Leitungselektronen [17]. Die Wärmeleitung durch Leitungselektronen hängt wie auch die elektrische Leitfähigkeit von Ladungsträgerkonzentration und Ladungsträgerbeweglichkeit ab. Somit sind Materialien mit einer hohen elektrischen Leitfähigkeit auch gute Wärmeleiter. [18].

Die Wärmeleitung selbst ist ein entropiegetriebener Prozess und erfolgt stets in Richtung negativer Temperaturgradienten [19]. Nach dem Fourierschen Gesetz ist die resultierende Wärmestromdichte \dot{q} dabei direkt proportional zum negativen Temperaturgradienten:

$$\dot{q} = -\lambda \cdot \text{grad } T \quad (2.4)$$

Neben dem Temperaturgradienten $\text{grad } T$ geht die Wärmeleitfähigkeit λ als Proportionalitätsfaktor in das Fouriersche Gesetz ein. Diese ist eine materialspezifische Kenngröße und hängt im Allgemeinen von Druck und Temperatur ab. Da die Druckabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit für Metalle und Feststoffe grundsätzlich sehr gering ist [20] und der Umgebungsdruck bei den in dieser Arbeit durchgeführten Versuchen dem als konstant anzunehmenden Atmosphärendruck entspricht, kann diese vernachlässigt werden.

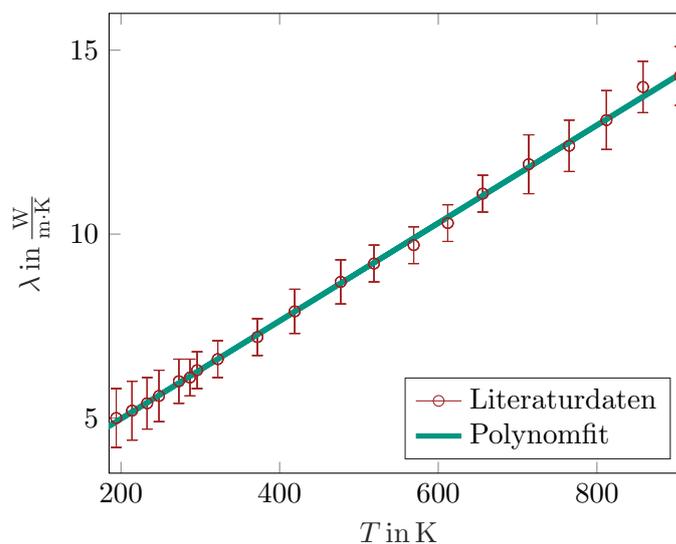


Abbildung 2: Wärmeleitfähigkeit von Ti-6Al-4V

Die für diese Arbeit besonders relevante Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Ti-6Al-4V wird durch eine lineare Funktion beschrieben:

$$\lambda_{Ti6Al4V} = \left(2.369 + \frac{1.316}{\text{K}} \cdot 10^{-2} T \right) \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} \quad (2.5)$$

Dieses wurde basierend auf tabellierten Literaturdaten [16] mit einem Polynomfit (siehe Abb. 2.1.2) erstellt und gilt in guter Näherung für den Temperaturbereich von 194 bis 905 K.

2.1.3 Wärmestrahlung

Die emittierte Strahlungsleistung einer Oberfläche ist in Abhängigkeit von der Temperatur beschränkt. Der Grenzfall ist gegeben durch den sogenannten Schwarzkörperstrahler, welcher ideale Absorptions- und Emissionseigenschaften aufweist. Reale Körper emittieren dabei stets eine geringere Strahlungsleistung als ein Schwarzer Körper derselben Temperatur. Der Emissionsgrad ε stellt dabei den Bezug zwischen dem real vorliegenden Körper und dem idealen Schwarzkörperstrahler her und gibt den Faktor an, um den die emittierte Strahlungsleistung gegenüber dem Schwarzkörperstrahler verringert ist $\varepsilon \in [0, 1]$.

Die emittierte Strahlungswärmestromdichte eines realen Körpers kann demnach durch Multiplikation des Stefan-Boltzmann-Gesetzes mit dem Emissionskoeffizienten ermittelt werden [21]:

$$\dot{q}_s = \varepsilon \sigma T^4 \quad (2.6)$$

Die frequenzabhängige Energiedichte $\rho_e(\nu, T)$ der Strahlungsemission eines Schwarzkörpers ist gegeben durch das Plancksche Strahlungsgesetz [19]:

$$\rho_e(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi h_{pl} \nu^3}{c_0^3} \frac{1}{\exp(h_{pl}\nu/kT) - 1} d\nu \quad (2.7)$$

Dabei ist ν die Frequenz der Strahlung, h_{pl} das Plancksche Wirkungsquantum, c_0 die Lichtgeschwindigkeit und k die Boltzmann-Konstante. Die emittierte Strahlungsleistung und das Spektrum der Wellenlängen der emittierten Strahlung sind demnach direkt von der Temperatur des Schwarzkörperstrahlers abhängig [19, 22]. Das Maximum der Strahlungsintensität steht ebenfalls in direktem Zusammenhang zur Temperatur des Schwarzkörperstrahlers und kann nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz berechnet werden [19]:

$$\lambda_{str,max} = \frac{2897,8 \mu\text{mK}}{T} \quad (2.8)$$

2.1.4 Wärmeübergang

Wärmeübergang ist allgemein zu verstehen als Wärmetransport zwischen verschiedenen Stoffen unterschiedlicher Temperatur, die über eine gemeinsame Kontaktfläche verfügen [13]. In Festkörpern erfolgt der durch den Wärmeübergang induzierte Wärmetransport innerhalb der Phase durch Wärmeleitung, bei Fluiden treten zusätzlich konvektive Vorgänge auf, welche oftmals den größeren Anteil des Wärmetransports ausmachen [19]. Dabei kann zwischen freier und erzwungener Konvektion unterschieden werden [23]. Bei der freien Konvektion wird durch die Dichteunterschiede, welche aus der Temperaturdifferenz zwischen Grenzfläche und Umgebungsfluid resultieren, eine Strömung induziert. Bei der erzwungenen Konvektion resultiert die Strömung im Fluid nicht aus dem Wärmeeintrag selbst, sondern wird als Zwangsströmung ins System eingebracht [13].

Da die Zusammenhänge zwischen dem Wärmeübergang und den hydrodynamischen sowie thermischen Bedingungen innerhalb des Fluids schwer handhabbar sind, wird im technischen Bereich oft

der empirisch bestimmte örtliche Wärmeübergangskoeffizient α zur Beschreibung des Wärmeüberganges in Abhängigkeit von der Differenz zwischen der Grenzflächentemperatur T_g und einer Referenztemperatur T_r , welche beispielsweise die mittlere Temperatur des Fluids sein kann, angewandt [21]:

$$\alpha = \frac{\dot{q}}{T_g - T_r} \quad (2.9)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient ist jedoch keine stoffpaarungsspezifische Konstante, sondern hängt von weiteren Faktoren wie dem Wärmeübergangsmechanismus und den Strömungsbedingungen ab [24]. Beim Wärmeübergang durch freie Konvektion von Luft an einer ebenen Oberfläche liegt der Wärmeübergangskoeffizient im Bereich von $2\text{-}35 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ [24, 25, 26].

2.2 Grenzschichttheorie

Für beliebige Strömungen gilt bei Wandkontakt die Haftbedingung. Demnach gilt für die Geschwindigkeit der Flüssigkeit an einer unbewegten Grenzfläche $w_g = 0$, die Kernströmung bleibt dabei von dieser Bedingung weitestgehend unbeeinflusst [19, 27]. Der Bereich zwischen der Kernströmung und der Grenzfläche wird als hydrodynamische Grenzschicht bezeichnet. Die Geschwindigkeit nähert sich innerhalb der hydrodynamischen Grenzschicht der Geschwindigkeit der Kernströmung an, eine absolute physikalische Abgrenzung der beiden Bereiche ist allerdings nicht möglich. Die hydrodynamische Grenzschicht endet daher per Definition bei Erreichen von 99% der Geschwindigkeit der Kernströmung [13].

Liegt eine Temperaturdifferenz zwischen Fluid und Grenzfläche vor, ist zudem eine thermische Grenzschicht zu definieren [28]. Unter der thermischen Grenzschicht ist der Bereich des Fluids zu verstehen, welcher maßgeblich durch Wärmeleitungseffekte beeinflusst wird. Die Begrenzung wird analog zur hydrodynamischen Grenzschicht bei Ausgleich von 99% des Temperaturunterschiedes festgelegt [21]. Zwischen der hydrodynamischen und der thermischen Grenzschicht besteht kein direkter Zusammenhang, die Grenzschichtdicken δ_{hG} und δ_{tG} liegen jedoch meist in derselben Größenordnung [28].

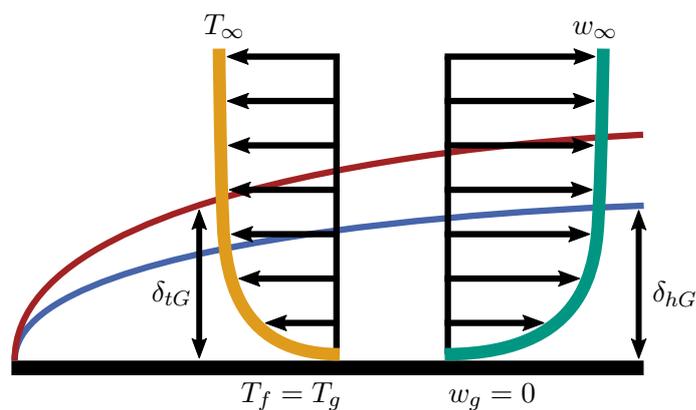


Abbildung 3: thermische und hydrodynamische Grenzschicht

2.3 Eigenschaften Ti-6Al-4V

Im unlegierten Zustand liegt Titan bei Raumtemperatur in der hexagonalen α -Phase vor, welche bei Temperaturen oberhalb von 882 °C in die kubisch raumzentrierte β -Phase übergeht. In der Legierung stabilisiert Aluminium die α -Phase, wohingegen Vanadium die β -Phase begünstigt, weshalb Ti-6Al-4V bei Raumtemperatur zweiphasig vorliegt [29]. Das zweiphasige ($\alpha + \beta$) - Gefüge weist ein besonders gutes Verhältnis von Festigkeit ($R_{p0.2,Ti6Al4V} \geq 870$ MPa [30]) zu Dichte ($\rho_{Ti6Al4V} = 4430 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ [31]) auf, weshalb die Ti-6Al-4V auch die höchste wirtschaftliche Bedeutung unter den Titanlegierungen hat [32].

Die Gitterumwandlung (β/α) erfolgt oberhalb der Umwandlungstemperatur durch einen Schervorgang ähnlich dem der Martensitbildung [29]. Demnach sollten die Bearbeitungstemperaturen in jedem Fall unterhalb der Umwandlungstemperatur liegen, da ein solcher Übergang die mechanischen Eigenschaften des Materials stark beeinflusst.

Weitere wichtige Eigenschaften von Ti-6Al-4V sind die hohe Härte (300-400 HV [33]), sowie die hohe Kriechbeständigkeit, die gute Biokompatibilität, die Säureresistenz und die hohe Korrosionsbeständigkeit [2].

2.4 Flüssiger Stickstoff

Flüssiger Stickstoff, im Folgenden auch als LN₂ bezeichnet, wird unter anderem in der Kryotechnik eingesetzt. LN₂ kann z.B. durch Rektifikation von Luft nach dem Linde-Verfahren hergestellt werden [34]. Da es sich dabei um ein energieintensives Verfahren handelt, ist der Energiepreis der kostenbestimmende Faktor.

Aufbewahrt wird flüssiger Stickstoff zumeist in Dewargefäßen, welche über eine gute Isolierwirkung verfügen, um den Verlust von Flüssigkeit durch Verdampfung auf ein Minimum zu reduzieren. Dabei ist sicherzustellen, dass durch Verdampfung entstehendes Gas entweichen kann, da es andernfalls zu einem Druckaufbau im Behälter kommt.

Bei Normaldruck hat flüssiger Stickstoff im Siedezustand eine Temperatur von 77,3 K [34] und eine Dichte von $807 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ [17].

2.5 kryogene Kühlung

Die Bezeichnung von Medien als "kryogen" leitet sich vom griechischen Wort "kryos" für kalt ab. Für die genaue Begrenzung des kryogenen Temperaturbereichs sind verschiedene Angaben zu finden, zumeist wird die Obergrenze bei 120 oder 123 K festgelegt [35, 36, 37]. Für die Anwendung in der Kryotechnik besonders relevante Stoffe sind beispielsweise Stickstoff (N₂), Wasserstoff (H₂) und Helium (He), welche unter anderem in Fertigungs-, Medizin- und Elektrotechnik zur Kühlung eingesetzt werden [23].

Die Kühlwirkung hängt dabei stark vom Wärmeübergangsmechanismus ab. Grundsätzlich ist dabei zwischen dem Wärmeübergang mit einphasigem und zweiphasigem Fluid zu unterscheiden, letzterer ist weiterhin nach dem Siedemechanismus zu unterteilen. Welcher der Mechanismen eintritt hängt dabei vor allem von der Temperaturdifferenz zwischen Kühlmedium und Kontaktfläche, sowie von der Unterkühlung der Flüssigkeit ab. Bei hoher Unterkühlung und geringen Tempera-

turdifferenzen zwischen Festkörper und Fluid ist der Einphasen-Wärmeübergang zu erwarten, bei steigender Temperaturdifferenz und sinkender Unterkühlung wechselt der Mechanismus zunächst zum stillen Sieden (Verdampfung an freier Oberfläche) und anschließend über das Blasensieden (Dampfblasenbildung an der Kontaktfläche) zum Filmsieden (Kap. 2.5.1) [27, 38].

2.5.1 Filmsieden

Im Gegensatz zum Blasensieden (BS) besteht beim Filmsieden (FS) in den für den Wärmeübergang relevanten Zeitskalen kein Kontakt zwischen dem flüssigen Kühlmedium und der Kontaktfläche. Stattdessen bildet sich eine durchgehende Gasschicht aus, welche über eine Isolierwirkung verfügt, weshalb das Filmsieden üblicherweise einen unerwünschten Effekt darstellt. Die beim Filmsieden gebildete Gasphase verlässt dabei die Kontaktfläche nicht durch Auftrieb wie beim Blasensieden, sondern wird in Strömungsrichtung oberflächenparallel abgeführt [39]. Durch die isolierende Wirkung der gasförmigen Grenzschicht ist der Wärmeübergangskoeffizient beim Filmsieden deutlich geringer als beim Blasensieden [23]. Bei einem konstanten Wärmestrom, wie er in vielen Anwendungsbereichen der kryogenen Kühlung vorkommt, kommt es infolge des Überganges daher zu einem sprunghaften Anstieg der Grenzflächentemperatur T_g , da die Referenztemperatur T_r konstant ist und für die Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{FS} \ll \alpha_{BS}$ gilt.

$$\alpha_{FS}(T_{g1} - T_r) = \alpha_{FS}(T_{g2} - T_r) \quad (2.10)$$

Der Übergang vom Blasensieden zum Filmsieden wird daher auch als Siedekrise bezeichnet [27, 40]. Das Eintreten der Siedekrise kann durch die kritische Temperaturdifferenz zwischen Kontaktfläche und Fluid (Leidenfrosttemperatur, T_{LF}), sowie durch die kritische Wärmestromdichte charakterisiert werden [17].

Die Leidenfrosttemperatur kann für ein beliebiges Medium mithilfe der Gleichung

$$h''(T_{sat}) - h'(T_{LF}) = 0.5[v''(T_{sat}) - v'(T_{LF})] \cdot [p(T_{LF}) - p(T_{sat})] \quad (2.11)$$

iterativ für ein siedendes Medium im Ruhezustand bestimmt werden werden [17, 41, 42]. Allerdings hängt diese, wie auch die kritische Wärmestromdichte, weiterhin von der Unterkühlung, den thermischen Eigenschaften der Kontaktfläche, den Strömungsbedingungen und vom Druck ab [43]. Bei der kryogenen Kühlung mit strömendem flüssigem Stickstoff lassen sich üblicherweise Werte im Bereich $\Delta T_{LF} \leq 50$ K [44] beobachten. Für die in dieser Arbeit vorliegenden Kontaktflächentemperaturen $T_g > 373$ K und die daraus resultierenden Temperaturdifferenzen $\Delta T \gg \Delta T_{LF}$ ist demnach davon auszugehen, dass Filmsieden eintritt.

2.5.2 Anwendung der kryogenen Kühlung in der Zerspanung

Die DIN 8580 unterteilt Fertigungsverfahren nach der Art der Änderung des Stoffzusammenhaltes [45]. Zerspanende Fertigungsverfahren sind dabei der Hauptgruppe 'Trennen' zugeordnet und werden als gezieltes Aufheben des Werkstückzusammenhaltes unter der Bildung von Spänen definiert. Zu den zerspanenden Fertigungsverfahren zählen unter anderem Drehen, Bohren, Fräsen und Schleifen [46]. Ein wichtiger Faktor für die Wirtschaftlichkeit des Zerspanens ist die Werkzeugstandzeit [2]. Diese ist definiert als die Schnittarbeitsdauer bis zum notwendigen Wiederanschleiff oder

Austausch des Werkzeuges und hängt neben den Bearbeitungsparametern wie Schnittgeschwindigkeit, Schnitttiefe und Vorschub auch stark von den mechanischen Eigenschaften der bearbeiteten Materialien ab [13].

Das Bearbeiten von Werkstoffen mit schlechter Zerspanbarkeit (definiert in DIN 6583 [47]) geht dabei stets mit geringen Werkzeugstandzeiten und höheren Anforderungen an Maschine und Werkzeug einher. Zu den schwer zerspanbaren Werkstoffen zählen unter anderem keramische Werkstoffe, faserverstärkte Kunststoffe, Nickelbasislegierungen und Titanwerkstoffe wie beispielsweise Ti-6Al-4V. Während die Herausforderungen bei der zerspanenden Bearbeitung von faserverstärkten Kunststoffen vor allem im Umgang mit den heterogenen und anisotropen Werkstoffeigenschaften zu verorten sind, liegt der Fokus bei der Bearbeitung von Titanwerkstoffen auf der Vermeidung hoher Prozesstemperaturen [2]. Die schlechte Zerspanbarkeit von Titanwerkstoffen resultiert in einem hohen Energieeintrag in das Werkstück, wovon der Großteil irreversibel in Wärme umgewandelt wird [3]. Im Vergleich zu anderen metallischen Werkstoffen weisen Titanwerkstoffe eine geringe Wärmeleitfähigkeit auf, wodurch die eingetragene Wärmeenergie nur langsam dissipiert, was wiederum zu einer hohen thermischen Belastung der Bearbeitungszone führen kann. Diese resultiert in schlechteren Oberflächenqualitäten und veränderten mechanischen Eigenschaften der Werkstücke, sowie in deutlich verringerten Werkzeugstandzeiten und einer Senkung der maximal möglichen Vorschubgeschwindigkeiten [1, 8, 31, 48, 49].

Um die thermische Belastung zu reduzieren werden verschiedene Kühlkonzepte angewandt. Neben kryogenen Fluiden kommen häufig auch herkömmliche Schmierstoffe wie Öle, Emulsionen und synthetische Kühlschmierstoffe zum Einsatz [2]. Viele dieser herkömmlichen Schmierstoffe sind unter ökologischen, medizinischen und entsorgungstechnischen Aspekten bedenklich. Unter den kryogenen Kühlmitteln ist insbesondere flüssiger Stickstoff unter diesen Aspekten unbedenklich [49].

2.5.3 Wärmeübergangskoeffizient bei der kryogenen Kühlung mit flüssigem Stickstoff

Um den Kühlwirkung bei der Anwendung der kryogenen Kühlung effizient abschätzen zu können ist es wichtig den Wärmeübergangskoeffizienten unter den gegebenen Stömungsbedingungen zu kennen. Um diesen zu ermitteln existieren in der Literatur diverse numerische Simulationsmodelle, deren Ergebnisse sich zum Teil um mehrere Größenordnungen unterscheiden. So geben Hong und Ding einen Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich von $\alpha = 4.827 \cdot 10^4 - 7.495 \cdot 10^4 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ [9] bzw. $\alpha = 2.327 \cdot 10^4 - 4.675 \cdot 10^4 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ [12] an, wohingegen Kheireddine et al. $\alpha = 2000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ [10] verwenden. Weiterhin geben Rotella und Umbrello $\alpha = 20000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ an [8], während Golda et al. im Grenzfall der Überströmung in Abhängigkeit von Strömungsgeschwindigkeit, überströmter Länge und Grenzflächentemperatur Werte von $\alpha = 100 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ bis $\alpha = 3000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ [7] ermitteln.

Dix et al. sehen diese großen Unterschiede begründet in den verschiedenen Annahmen über die Grenzschicht, welche den Simulationen vorgegeben werden [11]. So treffen Hong und Ding beispielsweise die Annahme, dass es zu einem dauerhaften Kontakt von Feststoff und kryogener Flüssigkeit kommt [12]. Dies ist in Anbetracht der hohen Temperaturdifferenzen zwischen kryogenem Fluid und der Kontaktfläche bei der kryogenen Zerspanung kritisch zu betrachten, da diese deutlich oberhalb der in Kap. 2.5.1 abgeschätzten notwendigen Temperaturdifferenz für das Eintreten des Filmsiedens liegen. Die Strömungsbedingungen haben zwar einen Einfluss auf die Leidenfrosttemperatur 2.5.1, es ist aber anzuzweifeln, dass das Eintreten des Filmsiedens bei Temperaturdifferenzen von

mehreren 100K noch durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten parallel oder senkrecht zur Kontaktfläche verhindert werden kann. So gehen u.a. Golda et al. davon aus, dass das Filmsieden dauerhaft eintritt. Durch die isolierende Wirkung der gasförmigen Grenzschicht sind die ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten um ein bis zwei Größenordnungen geringer.

2.6 Thermografie

Unter Thermografie ist die örtlich aufgelöste Messung und Darstellung von Oberflächentemperaturen zu verstehen. Bei den thermografischen Messverfahren wird zwischen kontaktthermografischen und strahlungsthermografischen Verfahren unterschieden [50].

Die Strahlungstemperaturmessung beruht dabei auf der Wärmestrahlungsemission (Kap. 2.1.3) der Messobjekte [22, 50], deren Charakteristik von der Oberflächentemperatur abhängt (Gl. 2.7, Gl. 2.8) [19], weshalb aus einer gemessenen Strahlungsintensitätsverteilung auf die Temperatur des Messobjekts geschlossen werden kann.

Im Gegensatz zu kontaktthermografischen Verfahren hängt die Strahlungstemperaturmessung von einer Vielzahl optophysikalischer Faktoren ab. Von besonderer Wichtigkeit ist dabei der Emissionsgrad des Messobjekts, da dieser in direktem Zusammenhang zur emittierten Strahlungsleistung und damit zur gemessenen Temperatur steht (Gl. 2.6). Bei einem Absorptionsgrad ($\alpha_{str} < 1$) können zudem unerwünschte Reflexionen auftreten und obendrein kann die wellenlängenabhängige Transmissivität (τ_{str}) der Übertragungstrecke zu einer Abschwächung der Strahlung aller oder bestimmter Wellenlängen führen. Weiterhin wird die Messung unvermeidlich von der Wärmestrahlung der Umgebung und der Messtechnik selbst gestört, beispielsweise durch die Wärmestrahlungsemission der Gehäuseinnenseite [50].

Durch den Versuchsaufbau unbeeinflusst, aber dennoch zu beachten sind Kennlinie, Kalibration und Rauschen der Messeinrichtung [50].

In dieser Arbeit wird eine Thermografiekamera der Infratec ImageIR-Serie 5300 mit einem MCT-Einelementdetektor der Auflösung 320x256 Px eingesetzt. Die Messungenauigkeit der Thermografiekamera wird mit ± 1 K bzw. ± 1 % angegeben [51], was insbesondere beim Wechsel der Kalibrierungsbereiche zu hinterfragen ist, da sich im Rahmen des Postprocessings (Kap. 4) herausgestellt hat, dass kein optimal fließender Übergang zwischen den Kalibrierungsbereichen (373-573 K und 573-673 K) vorliegt.

2.7 FEM

Die Finite-Elemente-Methode (FEM) ist ein numerisches Verfahren, mit dem das Verhalten eines Systems unter Kenntnis dessen physikalischer Eigenschaften analysiert werden kann. Hierzu wird ein Kontinuum in eine finite Anzahl Elemente eingeteilt, deren Verhalten sich mit einer endlichen Anzahl an Parametern beschreiben lässt [52].

In diesem diskreten System kann das Verhalten jedes finiten Elements durch numerische Lösung der verhaltensbeschreibenden Differentialgleichungen unter Verwendung von Randbedingungen, Anfangsbedingungen und Ansatzfunktionen näherungsweise bestimmt werden, wodurch auf das Verhalten des Gesamtsystems geschlossen werden kann [53].

3 Versuch

Zur Bestimmung des Wärmeüberganges bei der kryogenen Prallstrahlkühlung mit flüssigem Stickstoff wird ein Experiment aufgebaut und daran eine Versuchsreihe durchgeführt. Dabei werden die für den Wärmeübergang bei kryogener Prallstrahlkühlung potenziell relevanten Faktoren, wie beispielsweise Anströmwinkel, Düsendurchmesser, Behälterdruck und Einbindung eines Unterkühlers in den Zulauf variiert, um Aussagen über die verschiedenen Abhängigkeiten treffen zu können und somit Abschätzungen für die Anwendung der kryogenen Kühlung in der Praxis zu ermöglichen.

3.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau setzt sich im wesentlichen aus Zulauf, Probe und Probenanbindung zusammen. Ein Großteil der notwendigen Komponenten sind am Institut für Technische Thermodynamik bereits aus vorhergehenden Überströmversuchen vorhanden und sollen mit möglichst geringem Anpassungsaufwand auch für die in dieser Arbeit durchgeführten Prallstrahlversuche verwendet werden. Diese Komponenten werden nachfolgend inklusive aller Änderungen systematisch beschrieben und erläutert.

3.1.1 Zulauf

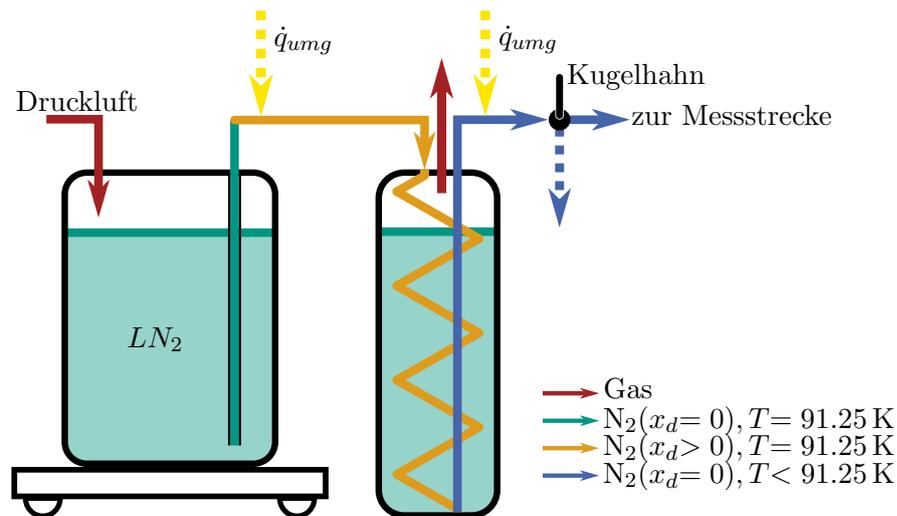


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Zulaufes

Der für das Experiment notwendige Stickstoff wird in einem für Überdrücke von bis zu 15 bar geeigneten Dewar-Behälter mit einem Fassungsvermögen von 50 Litern vorrätig gehalten. Dieser ist durch ein Sicherheitsventil gegen Überschreiten des maximal zulässigen Behälterinnendruckes gesichert und wird über einen regelbaren Druckminderer an ein Druckluftsystem angeschlossen, welches maximal 8 bar bereitstellt. Hiermit werden zum einen während eines Versuches konstante Arbeitsdrücke im Behälter gewährleistet, zum anderen wird eine Variation des Druckes und somit eine Variation des zugeführten LN₂-Volumenstromes in aufeinanderfolgenden Messreihen ermöglicht. Für das Experiment selbst ist es von besonderer Wichtigkeit, dass direkt zu Beginn einer Messung

flüssiger Stickstoff in die Messstrecke strömt. Bei den Versuchen von Pusavec et al. [54] sowie in den am Institut für Technische Thermodynamik bereits erfolgten Überströmversuchen hat sich gezeigt, dass es ohne entsprechende Vorkehrungen stets zu Verdampfung im Zulauf kommt, was zu einem Dampfanteil $x_d > 0$ des zugeführten Fluids führt.

Um die Verdampfung zu reduzieren muss das Zulaufsystem vorgekühlt werden, was im vorliegenden Versuchsaufbau durch einen Kugelhahn ermöglicht wird. Dieser ist unmittelbar vor der Düse, welche den Stickstoff in die Messstrecke einleitet, in den Zulauf eingebunden und leitet die Strömung bis zum Zeitpunkt des Beginns der Messung um. Somit kann das kryogene Fluid bereits vor Messbeginn durch den gesamten Zulauf strömen und diesen vorkühlen, wodurch die Verdampfung im Zulauf zunehmend reduziert wird. Es hat sich gezeigt, dass durch diese Maßnahme bereits ab Beginn des Versuches flüssiger Stickstoff in die Messstrecke eingeleitet wird. Dies ist für den Versuch essentiell, da andernfalls keine zielgenaue Ermittlung des Wärmeüberganges möglich ist. Dennoch weist die Strömung auch bei guter Vorkühlung stets einen Dampfanteil $x_d > 0$ auf, was am Pulsieren der Strömung erkennbar ist.

Daher kann zusätzlich zur Vorkühlung ein Unterkühler in den Zulauf eingebunden werden, wodurch die Verdampfung im Zulauf zusätzlich verringert werden kann. Um zu ermitteln ob ein nennenswerter Einfluss der Unterkühlung auf den Wärmeübergang besteht, werden sowohl Versuche mit, als auch ohne Unterkühler durchgeführt. In Abbildung 4 ist der Versuchsaufbau mit Unterkühler schematisch dargestellt, für die Versuche ohne Unterkühler kann dieser entfernt werden.

3.1.2 Probe

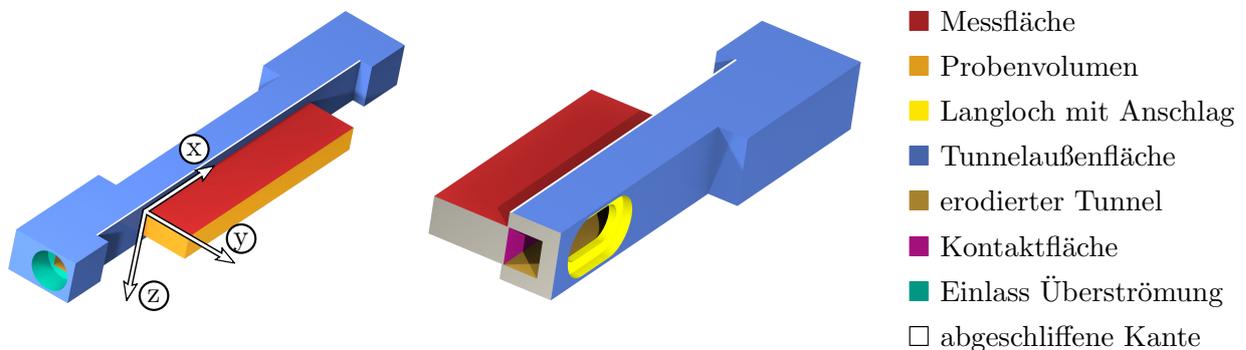


Abbildung 5: Benennung der Probenelemente

Aus den zuvor bereits durchgeführten Überströmversuchen am Institut für Technische Thermodynamik besteht bereits eine Probe, welche sich in der vorliegenden Form bewährt hat und somit auch für die Prallstrahlversuche verwendet werden soll. In Abbildung 5 wird die Probengeometrie dargestellt und aufgezeigt welche Bezeichnungen für deren funktionale Elemente verwendet werden. Die Probe wurde am KIT-Institut für Produktionstechnik (wbk) aus Ti-6Al-4V-Vollmaterial gefertigt und besteht aus einem erodierten Tunnel, welcher über eine dünne Wand mit dem Probenvolumen verbunden ist. Durch diese Probengestaltung wird verhindert, dass das kryogene Fluid in Kontakt mit der Messfläche kommt, was zu einem unerwünschten Wärmestrom senkrecht zur Messfläche führen würde. Außerdem wird dadurch verhindert, dass flüssiger Stickstoff in den Bereich zwischen Probe und Thermografiekamera eintritt, da dies durch die von der Umgebungsluft abweichenden Transmissionseigenschaften zu einer negativen Beeinflussung der Ergebnisse der Strahlungstempe-

raturmessung führen würde. Die Wandstärke am Übergang zwischen erodiertem Tunnel und Probenvolumen ist dabei auf die fertigungstechnisch notwendige minimale Restwandstärke von $75 \pm 25 \mu\text{m}$ beschränkt. Dadurch wird der Wärmestrom durch Wärmeleitung auf ein vernachlässigbares Minimum reduziert und weiterhin gewährleistet, dass die Temperatur an der tunnelzugewandten Kante der Messfläche in guter Näherung der Temperatur an der Kontaktfläche entspricht.

Im erodierten Tunnel besteht in z -Richtung ein Vollkontakt zwischen der Stickstoffströmung und der Kontaktfläche. Damit soll vermieden werden, dass sich ein Temperaturgradient in z -Richtung ausbildet, welcher durch die nur in zwei Dimensionen auflösende Messung nicht abgebildet werden kann.

Damit die Ergebnisse der strahlungsthermografischen Messung den real vorliegenden Temperaturen entsprechen, muss der Emissionskoeffizient der Messfläche bekannt sein (Kap. 2.1.3, Kap. 2.6). Daher wird die Probenoberfläche mit einer dünnen Schicht mattschwarzen Hochtemperaturlackes versehen ($\varepsilon \rightarrow 1$). Um die Begrenzungen der Messfläche im Nachhinein möglichst exakt detektieren zu können, wird die Kante der Oberseite der Tunnelaußenfläche angeschliffen. Da der Emissionskoeffizient der blanken Titanoberfläche wesentlich geringer ist, als jener der lackierten Oberfläche, erscheint die angeschliffene Fläche bei der Strahlungstemperaturmessung wesentlich kälter (Siehe Abb. 6).

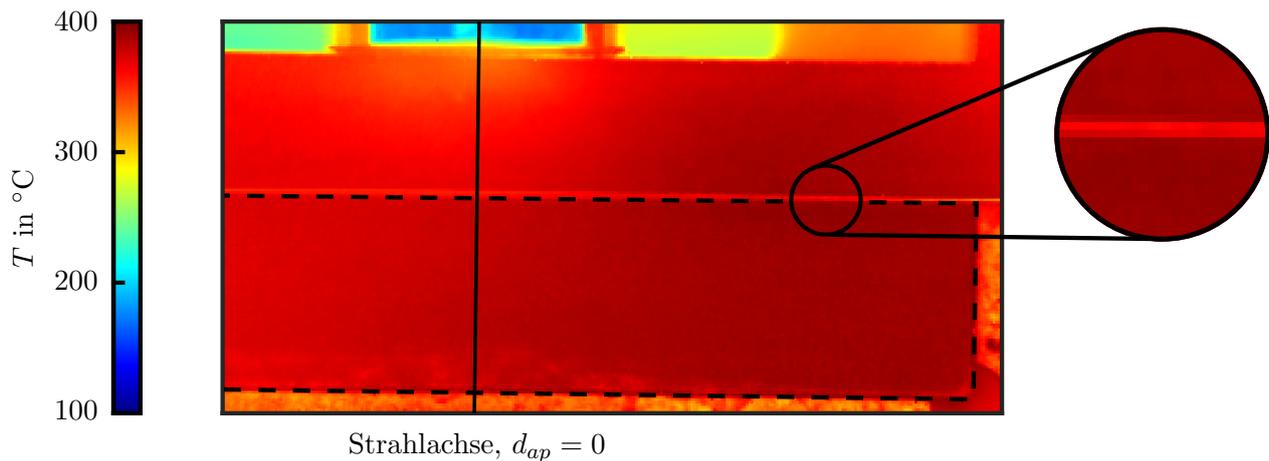


Abbildung 6: Bildfeld der Thermografiekamera und Visualisierung der Strahlmittelachse

3.1.3 Probenanbindung

Damit an allen Oberflächen des Probenvolumens mit Ausnahme von Kontaktfläche und Messfläche annähernd adiabate Randbedingungen vorliegen, wird die Probe in einen Isolator mit geringer Wärmeleitfähigkeit ($\lambda \approx 0.05 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$) eingebettet. Der Isolator besteht aus Calciumsilikat und liegt in einer Halterung, welche in 2 Achsen axial verschiebbar, sowie um die eigene Achse drehbar gelagert ist. Probenposition und Winkel relativ zur Düse sind somit variabel und können darüber hinaus in jeder beliebigen Position arretiert werden.

- Dreh- und Verschiebevorrichtung
- Düse
- Umlenkung
- Adapter
- Isolator
- Kugelhahn
- Halterung
- Hebel
- Probe
- Versuchstisch

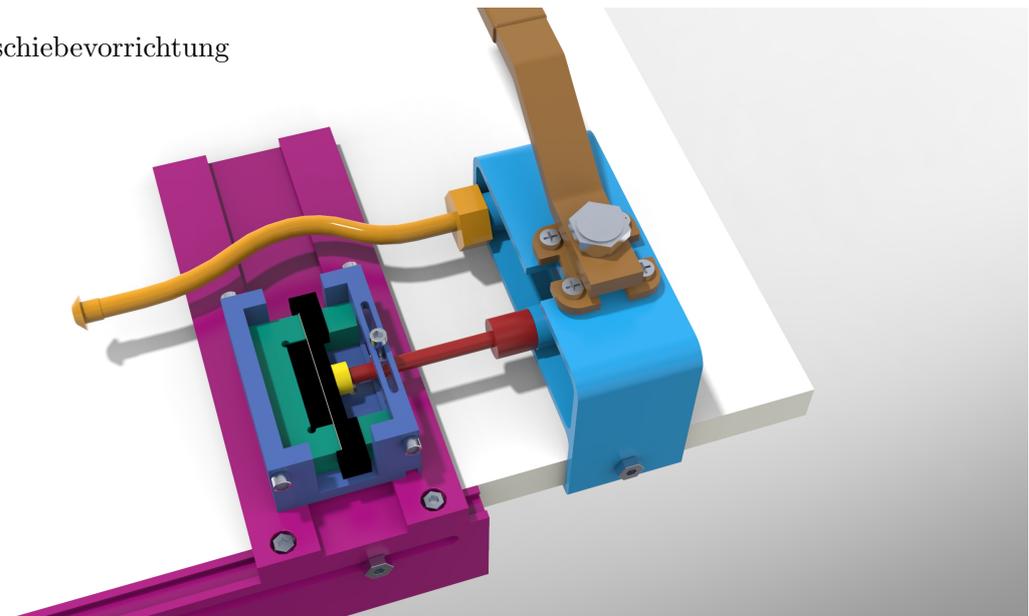


Abbildung 7: Aufbau der 90° Prallstrahlversuche und Benennung der Probenanbindung

Mit einem Adapter, der bei einer Änderung des Anströmwinkels das einzig anzupassende Bauteil ist, kann die Düse an die Probe angeschlossen werden. Da die Projektionsfläche der runden Düse für einen Anströmwinkel $\neq 90^\circ$ zur Kontaktfläche eine Ellipse ist und verschiedene Anströmwinkel ermöglicht werden sollen, wurde in die Probe mittig ein Langloch mit Anschlag für den Adapter eingebracht. In dieses Langloch wird eine Flachdichtung aus expandiertem Graphit eingelegt, welche durch den Adapter axial fixiert wird. Der Adapter ist dazu mit einem passgenauen Gegenstück zum Langloch ausgestattet und hat somit eine definierte Position. In den Adapter können Blenden zur Verengung der Strömung eingelegt werden, womit eine Variation des Düsendurchmessers erfolgen kann (Abb. 8). Da auch bei kleineren Düsendurchmessern kein Temperaturgradient in z-Richtung bestehen darf, werden Düsendurchmesser $\neq 5$ mm als Langlochdüse ausgeführt, sodass der Wärmeübergang in z-Richtung stets homogen erfolgt.

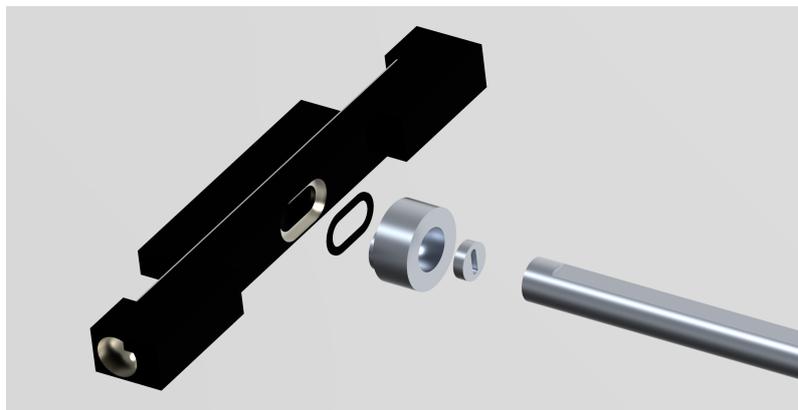


Abbildung 8: Explosionsansicht Probenanschluss an Zulauf

3.1.4 Messtechnik

Damit bei der Strahlungstemperaturmessung im interessierenden Bereich der Messfläche eine möglichst hohe Pixeldichte erreicht werden kann, wird die verwendete Thermografiekamera mit einem Teleobjektiv ausgestattet und präzise auf die Messfläche ausgerichtet.

Zusätzlich dazu kommen in einigen Versuchsreihen Thermoelemente (Omega TJC1-NNIN-IM050U-300) zum Einsatz um die Messdaten der Thermografiekamera zu verifizieren. Damit soll die Messabweichung bei der Strahlungstemperaturmessung ermittelt werden, um die Qualität der getroffenen Annahmen bezüglich des Emissionskoeffizienten, der Messfläche und des Transmissionskoeffizienten der Atmosphäre zwischen Probe und Thermografiekamera ($\varepsilon \approx 1$, $\tau_{str}(\lambda_{Thermografie}) \approx 1$), beurteilen zu können. Von besonderer Wichtigkeit ist dabei die Verifizierung des Emissionskoeffizienten, da dieser den größten Einfluss auf die Qualität der Messergebnisse hat und keine Daten zu den Emissionseigenschaften der verwendeten Lackierung vorhanden sind, sondern lediglich basierend auf dem mattschwarzen Erscheinungsbild der lackierten Oberfläche eine Abschätzung erfolgt. Sollte sich eine größere Abweichung zwischen den strahlungsthermografischen und den kontaktthermografischen Temperaturdaten herausstellen, so ist dies neben einer möglicherweise fehlerhaften Kalibrierung der Thermografiekamera die wahrscheinlichste Fehlerquelle.

Da die Thermoelemente ausschließlich zeitlich auflösen und keine örtliche Auflösung bieten, müssen diese an strategisch gewählten Punkten auf der Messfläche platziert werden. Somit werden alle Thermoelemente randnah platziert, damit diese den Bildbereich der Thermografiekamera nicht übermäßig beeinflussen. Dabei wird eines der Thermoelemente am Ort der höchsten absoluten Temperaturänderung im Versuchsablauf platziert, damit während einem einzelnen Versuch der gesamte Kalibrierungsbereich der Thermografiekamera überprüft werden kann. Da die Verifizierung im Grenzfall der Überströmung erfolgt, ist dieser Ort in Strömungsrichtung nah an der Düse sowie nah an der Kontaktfläche zu verorten. Ein weiteres Thermoelement wird größerem Abstand zur Düse mit demselben Abstand zur Kontaktfläche positioniert. Das dritte Thermoelement wird in größerer Entfernung zur Kontaktfläche platziert, um sicherzustellen, dass die dort vorliegenden hohen Temperaturen auch dann noch korrekt gemessen werden, wenn innerhalb der Probe hohe Temperaturunterschiede vorliegen und die kantennahen Bereiche bereits durch einen anderen Kalibrierungsbereich abgebildet werden.

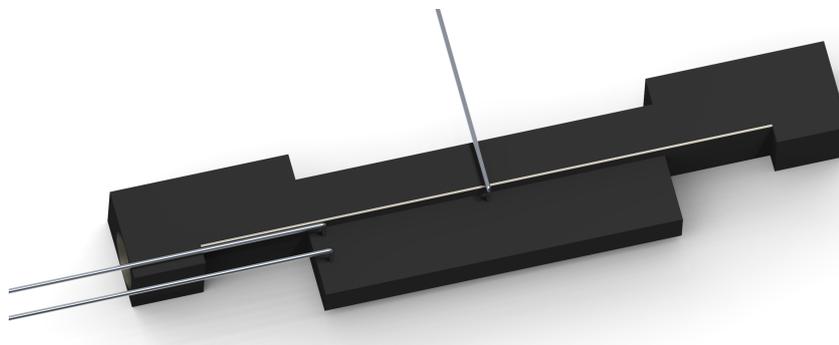


Abbildung 9: Probe mit Thermoelementen

Zur Anbringung der Thermoelemente werden in der Messfläche Bohrungen mit einem Durchmesser von 0.6 mm und einer Tiefe von 1.0 mm eingebracht, in welche die Thermoelemente eingesteckt

werden können. Vor der Anbringung werden die Thermoelemente mit Wärmeleitpaste versehen, um einen hohen Wärmeübergang vom Probenvolumen auf die Thermoelemente zu gewährleisten, da dies essentiell für die Qualität der Messergebnisse ist. Weiterhin kann während eines Versuches der Massenstrom bestimmt werden. Hierzu wird der Dewar-Behälter, in welchem der Stickstoff vorrätig gehalten wird, auf einer Waage (Soehnle 7542) platziert. Diese bestimmt mit einer Frequenz von 10 Hz die Masse des Behälters. Aus der Änderung der Behältermasse kann dann auf den Massenstrom geschlossen werden.

3.2 Versuchsablauf

Bevor der Versuch beginnt, muss die Probe aufgeheizt werden. Besonders wichtig ist dabei, dass nicht nur eine hohe Temperatur erreicht wird, die den realen Prozesstemperaturen bei der kryogenen Zerspannung möglichst nahe kommt, sondern dass zudem auch eine möglichst homogene Temperaturverteilung innerhalb der Probe erreicht wird. Da die Probe fest in den Versuchsaufbau eingebunden ist, kann der Aufheizvorgang nicht extern in einem Ofen erfolgen, sondern muss in der Einbausituation durchgeführt werden. Eine Aufheizung mit offener Flamme ist dabei ungünstig, da dies zu einer Beschädigung der Lackschicht führen kann, was sich wiederum negativ auf die Ergebnisse der Strahlungstemperaturmessung auswirken würde. Zudem kommt es bei der Aufheizung mit offener Flamme zu hohen Temperaturgradienten in der Probe, da die Flamme lokal wesentlich höhere Temperaturen aufweist, als im Probenvolumen eingestellt werden soll. Daher kommen zwei Heißluftgebläse mit einer Leistung von je 2000 W zum Einsatz, womit Temperaturen von etwa 400 °C im Probenvolumen eingestellt werden können.

Parallel zum Aufheizvorgang wird der Zulauf vorgekühlt indem Stickstoff über die Umlenkung am Kugelhahn in Form eines Freistrahls abgelassen wird. Sobald die Probe den Echtzeitdaten der Thermografiekamera zufolge eine hinreichend hohe und homogene Temperatur aufweist (Aufheizdauer $t_{heiz} \approx 180$) s, werden die Strahlungstemperaturmessung und gegebenenfalls die kontaktthermografische Messung zeitgleich gestartet. Anschließend wird der Hebel des Kugelhahns umgelegt, sodass LN2 in den erodierten Tunnel eingeleitet wird. Die Messdauer wird bei den Prallstrahlversuchen auf 10 s eingestellt, wobei allerdings bereits nach etwa 2-4 s erste kantennahe Messpunkte den kalibrierten Bereich der Thermografiekamera unterschreiten.

Anschließend werden die Messdaten exportiert und mithilfe von Postprocessingtools ausgewertet, welche in Kapitel 4 beschrieben werden.

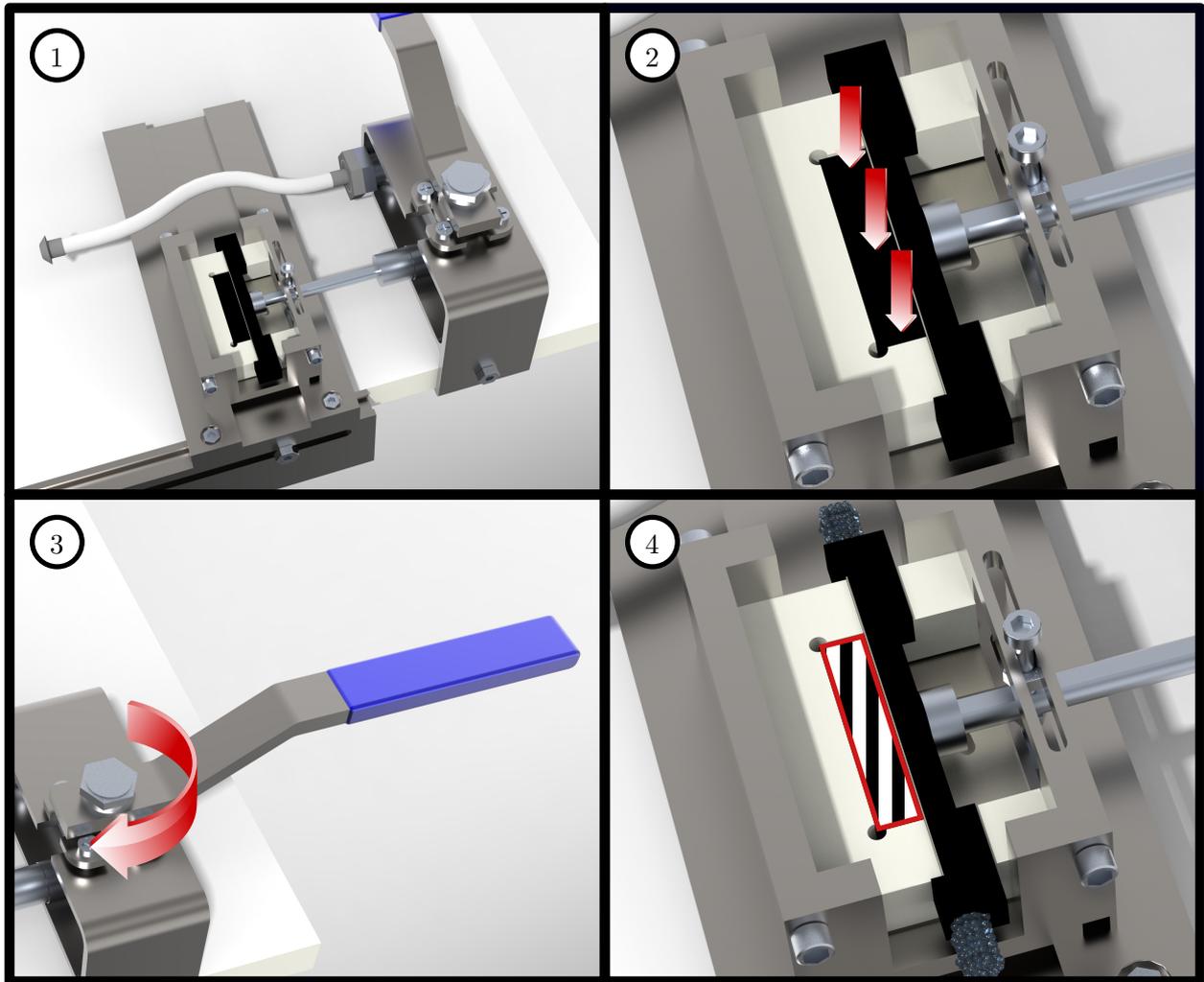


Abbildung 10: Versuchsablauf

4 Postprocessing

Aus den experimentell ermittelten Temperaturdaten (Abb. 11) soll der Wärmeübergang zwischen Probenvolumen und kryogenem Fluid ermittelt werden, wofür ein Auswertungsalgorithmus notwendig ist. Nachfolgend werden verschiedene Herangehensweisen vorgestellt und es wird anhand eines Beispieldatensatzes ($p_{beh} = 1$ bar, $d_{düse} = 1.5$ mm, ohne Unterkühler) dargelegt, mit welchen Methoden die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse ermittelt werden.

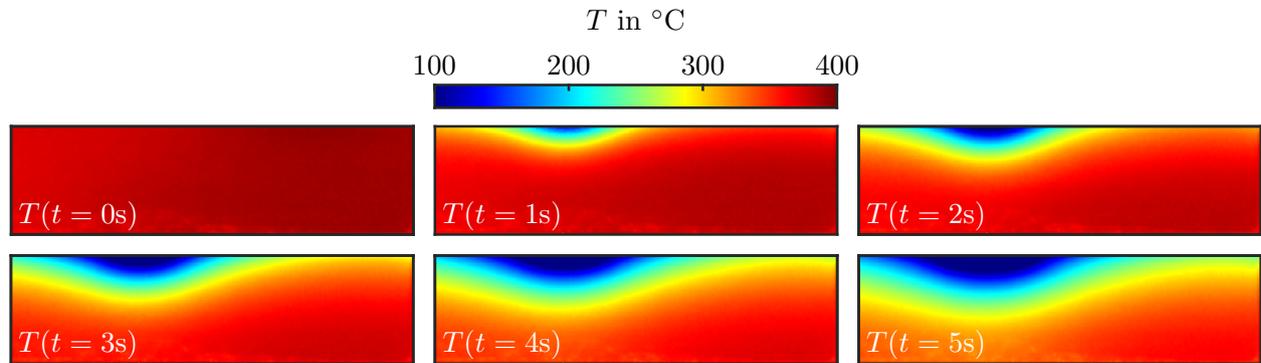


Abbildung 11: Temperaturmessdaten zu verschiedenen Zeitpunkten

4.1 Gradientenmethode

Mithilfe des Fourierschen Gesetzes (Gl. 2.4) kann von einem bekannten Temperaturgradienten bei Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit auf die Wärmestromdichte geschlossen werden. Durch Bestimmung des lokal senkrecht zur Kante vorliegenden Gradienten an der kontaktflächenzugewandten Kante der Messfläche kann demnach unter den Annahmen, dass die Wandstärke am Übergang vom erodierten Tunnel zum Probenvolumen vernachlässigbar ist und der Wärmeübergang in z-Richtung homogen erfolgt, der Wärmestrom durch die Kontaktfläche bestimmt werden, welcher dem Wärmeübergang auf das Fluid entspricht.

Um aus den Temperaturdaten der Messfläche den lokal an der Kante vorliegenden Gradienten zu bestimmen, muss angenommen werden, dass die Auflösung der Thermografiekamera hinreichend hoch ist und die Messdaten ausreichend genau sind. Ist dies der Fall, kann der Gradient durch den Differenzenquotient zweier Messpunkte in y-Richtung an der Kante approximiert werden.

4.1.1 Problematik

Aufgrund der global stark nichtlinearen Temperaturverteilung (siehe Abb. 12) ist infrage zu stellen, ob die Messpunktdichte der Thermografiekamera von 65-100 Px/cm auf der Messfläche ausreicht, um den Gradienten mit der Differenzenapproximation in hinreichender Genauigkeit abzubilden. Es ist dabei unklar, wie groß die aus der Differenzenapproximation bei einer nicht unendlich hohen Informationsdichte entstehenden Abweichungen im vorliegenden Fall sind. In Abbildung 13 wird aufgezeigt, wie es bei Anwendung einer Vorwärtsdifferenz zwischen den beiden kantennächsten Messpunkten zu einer Unterschätzung des vorliegenden Gradienten kommen kann. Diese generelle Problematik wird im vorliegenden Fall aber durch andere Fehlerquellen überwogen.

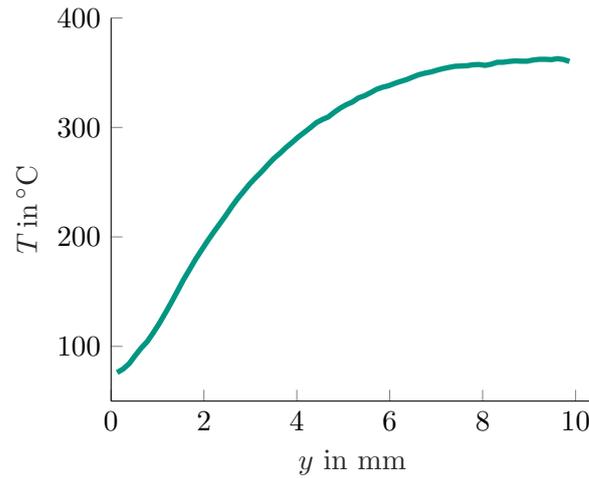
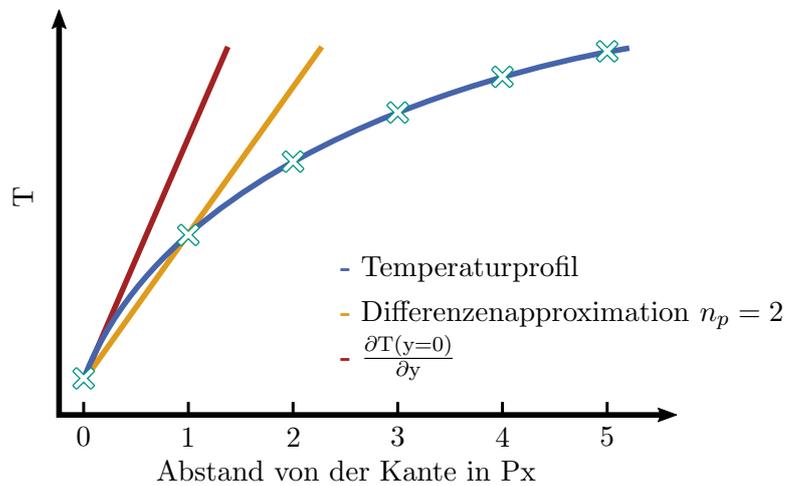
Abbildung 12: Temperaturprofil entlang der y-Richtung im Anströmpunkt zum Zeitpunkt $t = 2$ s

Abbildung 13: Vergleich der linearen Interpolation

Weiterhin ist zu bedenken, dass die Kante der Messfläche kein Element der Kontaktfläche ist (Abb. 14). Dies ist bedingt durch die Probengeometrie, welche in Kapitel 3.1.2 aufgezeigt ist. Die Kontaktfläche liegt demnach $75 \pm 25 \mu\text{m}$ in negativer y-Richtung. Es stehen daher für die Stelle, an welcher der Gradient bestimmt werden soll, keine Temperaturmessdaten zur Verfügung. Somit wird der Gradient bei Verwendung der Messdaten der beiden kantennächsten Messpunkte in y-Richtung, zusätzlich zur aus der Differenzenapproximation resultierenden Ungenauigkeit, weiter unterschätzt. Die begrenzte Auflösung und Schärfe der Thermografiekamera führt zudem dazu, dass die gemessenen Temperaturen der kantennahen Messpunkte mitunter nicht den real vorliegenden Temperaturen entsprechen. Dies liegt unter anderem daran, dass die Kante sich nicht notwendigerweise an der Grenze zweier Messpunkte befindet. Da die Thermografiekamera die Strahlungsleistung über die einzelnen Messpunkte integriert wird für die Messpunkte, welche sowohl einen Teil der abgeschliffenen Kante, als auch einen Teil der Messfläche beinhalten, eine von der Temperatur der Messfläche abweichende Temperatur gemessen. Bei der vorliegenden Pixeldichte von 65-100 Px/cm folgt daraus, dass die Daten in einem Abstand von bis zu $150 \mu\text{m}$ senkrecht zur Kante nicht verwendbar sind (siehe auch: Abb. 6). Darüber hinaus führt die begrenzte Schärfe der Thermografiekamera dazu,

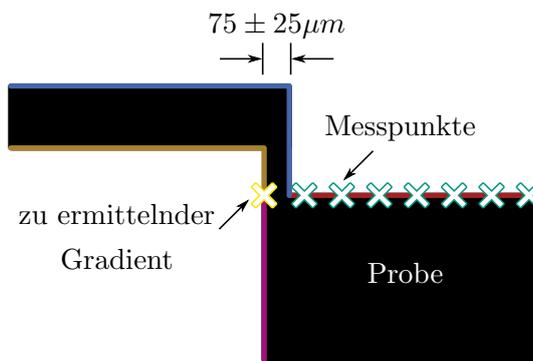


Abbildung 14: Gesuchter Gradient und verfügbare Messpunkte

dass Messpunkte nicht in absoluter Genauigkeit getrennt werden. Demnach beeinflusst die Strahlungsemission eines Messpunktes den Messwert der umliegenden Messpunkte, weshalb in Bereichen mit stark verschiedenen Strahlungsintensitäten lokale Messabweichungen entstehen können. Daher kann es insbesondere im kantennahen Bereich durch die verschiedenen Emissionskoeffizienten der abgeschliffenen Kante und der Messfläche zu hohen Abweichungen kommen.

Hinzu kommt weiterhin, dass die Thermografiekamera eine Messabweichung von ± 1 K bzw. ± 1 % aufweist, was als Rauschen in den Messwerten zu beobachten ist. In Relation zu den Absoluttemperaturen der Messpunkte ist dies zwar vernachlässigbar, nicht jedoch bei der Betrachtung einer lokalen Differenz mit Abständen im Mikrometerbereich, wie es bei der Bestimmung des Temperaturgradienten geschieht. Dies liegt daran, dass in derart geringen Abständen der Temperaturunterschied zwischen zwei Messpunkten in derselben oder sogar einer geringeren Größenordnung liegt als die Messgenauigkeit, was lokal zu hohen Abweichungen bei der Bestimmung des Temperaturgradienten führt.

Bei der Anwendung der Gradientenmethode kommt zu diesen grundlegenden Problematiken hinzu, dass die Kante aus den Messdaten ausgelesen werden muss. Da die Messwerte des kantennahen Bereichs allerdings aus genannten Gründen von den real auf der Messfläche vorliegenden Temperaturen abweichen, ist es weder manuell noch automatisiert möglich die Kante in absoluter Genauigkeit zu detektieren, da hierbei ein Spielraum von 1-4 Pixeln besteht. Detaillierte Untersuchungen haben gezeigt, dass je nach Definition der Kante unterschiedliche Ergebnisse ermittelt werden, eine Parallelverschiebung von 2 Pixeln führt beispielsweise schon zu erheblichen Unterschieden.

Die Gradientenmethode erweist sich demnach in der Anwendung als wenig robust und ist somit nicht zur Auswertung der Experimente geeignet. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine andere Methode entwickelt, welche ab Kap. 4.2 beschrieben wird.

4.1.2 Studie des Methodenparameters n_p

Es ist zu erkennen, dass bei einer Differenzenapproximation über zwei Messpunkte aus im vorhergehenden Kapitel genannten Gründen keine sinnvollen Ergebnisse erzielt werden können (Abb. 15). So werden in Staupunktnähe zum Teil deutlich niedrigere Wärmeübergänge ermittelt, als bei größeren radialen Staupunktständen. Das widerspricht der Beobachtung, dass die Probe in Staupunktnähe am schnellsten abkühlt. Die Ungenauigkeit ist dabei so hoch, dass an einigen staupunktnahen Stellen zum Teil sogar negative Wärmeübergänge ermittelt werden. Dies würde dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik widersprechen, da das bedeuten würde, dass der Wärme-

strom somit in Richtung des positiven Temperaturgradienten erfolgt und das kältere kryogene Fluid die wärmere Probe aufheizt.

Da dieser Fehler maßgeblich durch das Rauschen in den Temperaturmessdaten verursacht wird, muss eine Differenz über weiter voneinander entfernte Messpunkte gebildet werden, sodass die Temperaturdifferenz zwischen den Messpunkten deutlich höher ist, als die in Form des Rauschens vorliegende Messungenauigkeit dieser. Dies führt wiederum zu einer noch gravierenderen Unterschätzung des Wärmeüberganges, als es bei der Differenzenapproximation über die beiden kantennächsten Messpunkte der Fall ist (vgl. Abb. 14). Dennoch werden somit realistischere Ergebnisse erzielt, weshalb im Folgenden stets die Ergebnisse der Gradientenmethode bei Verwendung der Vorwärtsdifferenz über zehn Messpunkte hinweg als Vergleichswert verwendet werden.

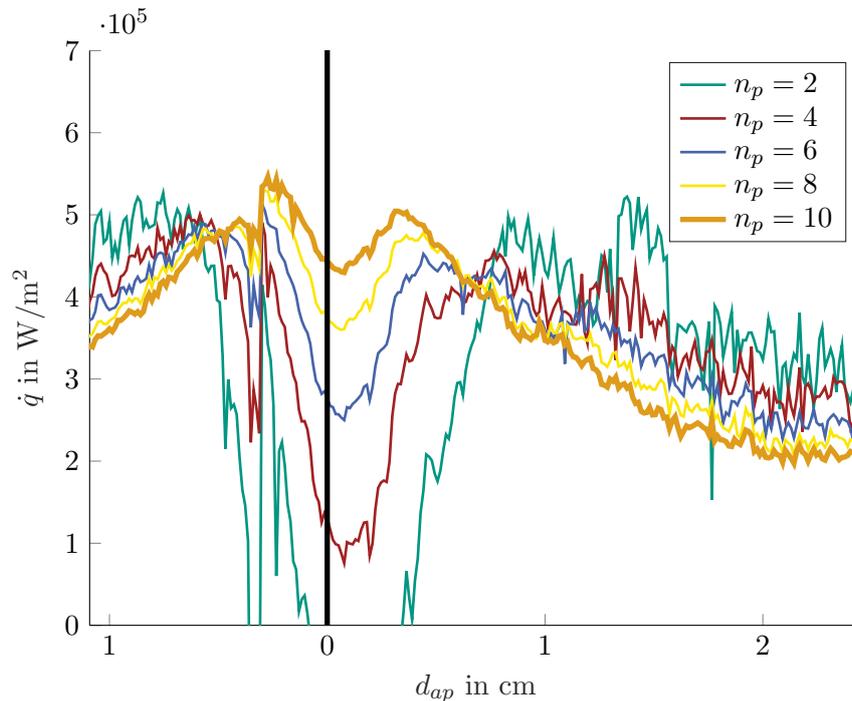


Abbildung 15: Mit der Gradientenmethode ermittelte Wärmeströme zum Zeitpunkt $t = 2$ s

4.2 Energiemethode ohne örtliche Auflösung

Da mit der Gradientenmethode im betrachteten Fall keine hinreichend genauen Ergebnisse erzielt werden können, werden nachfolgend zwei weitere Methoden vorgestellt. Diese basieren auf der Energieerhaltung und weisen eine geringere Abhängigkeit von der Genauigkeit einzelner Messpunkte auf.

4.2.1 Herleitung und Ablauf

Bei Betrachtung des Messvolumens als thermodynamisches System mit geschlossener Systemgrenze ist eine Bilanzierung durch den ersten Hauptsatz der Thermodynamik möglich. Da keine Massenströme über die Systemgrenze hinweg vorliegen, keine Arbeit an der Probe verrichtet wird und

keine Änderung der kinetischen und potentiellen Energie stattfindet, vereinfacht sich dieser zu:

$$\sum_i \dot{Q}_i = \frac{d}{dt} \left(\sum_l m_l \bar{u}_l \right) \quad (4.1)$$

Unter der Annahme, dass der Wärmeübergang auf den Isolator, sowie die Wärmeleitung durch die Wand am Übergang vom erodierten Tunnel zum Probenvolumen vernachlässigbar sind, setzt sich der Wärmestrom über die Systemgrenze nur aus dem Wärmeübergang durch freie Konvektion von der Messfläche an die Umgebungsluft, dem Strahlungswärmeaustausch an der Messfläche und dem zu bestimmenden Wärmeübergang an der Kontaktfläche zum kryogenen Fluid zusammen:

$$\sum_i \dot{Q}_i = \dot{Q}_{konv} + \dot{Q}_{str} + \dot{Q}_{kryo} \quad (4.2)$$

Zur Bestimmung des Wärmestromes über die Systemgrenze des Gesamtsystems kann dieses in beliebig viele Subsysteme unterteilt werden. Der Wärmestrom über die Systemgrenze des Gesamtsystems entspricht dabei nach dem Satz von Gauß stets der Summe der aller innenliegenden Wärmeströme. Die Subsysteme werden dabei so gewählt, dass diese jeweils einem auf die Höhe der Probe in z-Richtung extrudierten Messpunkt entsprechen (siehe Abb. 16).

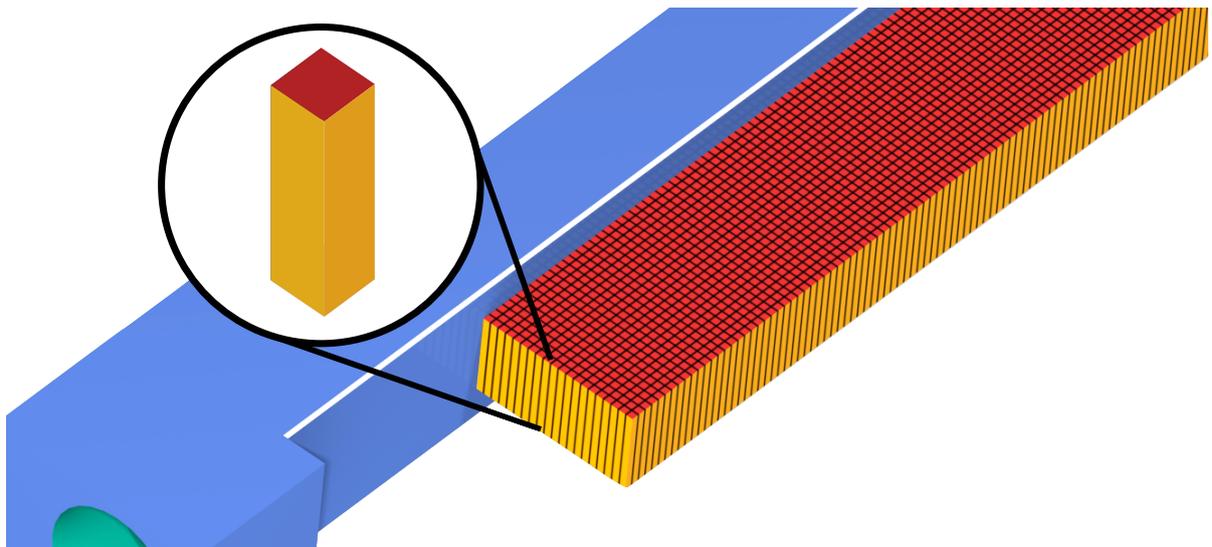


Abbildung 16: Festlegung Subvolumen für Energiemethode ohne örtliche Auflösung

Da die Temperaturverteilung in z-Richtung als homogen angenommen werden kann und die Oberflächentemperatur innerhalb eines Messpunktes näherungsweise konstant ist, hängt die Temperatur innerhalb eines solchen Subsystems nicht vom Ort ab. Somit entspricht die spezifische innere Energie u innerhalb des gesamten Subsystems der mittleren spezifischen inneren Energie \bar{u} :

$$u_{sub}(x, y, z) = \bar{u}_{sub} \quad (4.3)$$

Die Masse m_l , welche die mittlere innere Energie \bar{u}_l aufweist, ist demnach die Masse des Subsystems m_{sub}

$$m_l = m_{sub} \quad (4.4)$$

Der Wärmestrom setzt sich für ein Subsystem allgemein aus dem konvektiven Wärmestrom, dem Strahlungswärmestrom und einem Wärmestrom durch Wärmeleitung zu den angrenzenden Sub-

systemen zusammen:

$$\sum_i \dot{Q}_i = \dot{Q}_{konv,sub} + \dot{Q}_{str,sub} + \dot{Q}_{leit,sub} \quad (4.5)$$

Da nach dem Satz von Gauß nur innenliegende Wärmeströme berücksichtigt werden müssen, ist auch für Subsysteme mit Kontaktflächenanteil kein Wärmestrom durch die kryogene Kühlung zu berücksichtigen, da dieser über die Systemgrenze gerichtet ist. Einsetzen von Gleichung 4.5 in Gleichung 4.1 ergibt für ein Subsystem:

$$\dot{Q}_{konv,sub} + \dot{Q}_{str,sub} + \dot{Q}_{leit,sub} = \frac{d}{dt}(m_{sub}u_{sub}) \quad (4.6)$$

Da die Masse m_{sub} konstant ist, kann diese aus der Ableitung herausgezogen werden. Durch Integration ergibt sich:

$$\int (\dot{Q}_{konv} + \dot{Q}_{str} + \dot{Q}_{leit})_{sub} dt = m_{sub} \int du_{sub} \quad (4.7)$$

Weiterhin kann durch Integrieration der Definitionsgleichung der Wärmekapazität (Gl. 2.2) nach der Temperatur folgender Zusammenhang für eine Zustandsänderung hergeleitet werden:

$$\int c_v dT = \int du \quad (4.8)$$

Darüber hinaus kann angenommen werden, dass die Änderung der Temperatur ΔT innerhalb eines kurzen Zeitintervalls Δt im Vergleich zur Absoluttemperatur T vernachlässigbar klein ist. Demnach kann der Strahlungswärmestrom durch die Oberfläche des Subsystems mithilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes (Gl. 2.6) aus der Anfangstemperatur T_{Anf} des Subsystems zu Beginn des Zeitintervalls, aus der Umgebungstemperatur T_{umg} und aus der Fläche A_{mp} des Messpunktes bestimmt werden. Zudem soll angenommen werden, dass der Absorptionsgrad α_{str} dem Emissionsgrad ε entspricht.

Analog dazu kann der konvektive Wärmestrom mithilfe des Wärmeübergangskoeffizienten für die freie Konvektion von Luft ($\alpha \approx 2 - 35 \frac{W}{m^2 \cdot K}$, Kap. 2.1.4) abgeschätzt werden. Die Genauigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten ist dabei nur von untergeordneter Relevanz, da der Wärmeübergang durch freie Konvektion mehrere Größenordnungen geringer ist als der zu bestimmende Wärmeübergang durch die kryogene Kühlung. Für den Wärmestrom durch Wärmeleitung zu den angrenzenden Subsystemen folgt demnach aus Gleichung 4.7 für eine Zustandsänderung:

$$\int \dot{Q}_{leit} dt = m_{sub} \int c_v dT - A_{mp} \left(\int \alpha_{Luft} (T_{Anf} - T_{umg}) dt + \int \varepsilon \sigma (T_{Anf}^4 - T_{umg}^4) dt \right) \quad (4.9)$$

Dabei entsprechen die Integralgrenzen den in Anfangs- und Endzustand vorliegenden Werten der integrierten Größen.

Abgesehen von der Messfläche und der Kontaktfläche können alle Oberflächen des Probenvolumens aufgrund der Einbettung in den Isolator als adiabat angesehen werden. Zudem entsprechen die Summen der Wärmeströme durch freie Konvektion und der Strahlungswärmeübergänge aller Subsysteme den gesamten durch diese Effekte induzierten Wärmeströmen. Somit entspricht die Summe der Wärmeströme durch Wärmeleitung zu den angrenzenden Subsystemen aller Subsysteme dem gesuchten Wärmestrom durch die kryogene Kühlung. Dieser kann somit durch Anwendung von Gleichung 4.9 auf alle Subsysteme für ein beliebiges Zeitintervall aus den Temperaturmessdaten der Thermografiekamera bestimmt werden.

$$\dot{Q}_{kryo} = \sum \dot{Q}_{leit} \quad (4.10)$$

4.2.2 Vor- und Nachteile

Der maßgebliche Vorteil der Energiemethode gegenüber der Gradientenmethode liegt in der geringeren Abhängigkeit von der Messgenauigkeit der kantennahen Messpunkte, da diese wie in Kapitel 4.1.1 beschrieben mitunter stark fehlerbehaftet sein können. Stattdessen werden zur Bestimmung des Wärmeüberganges alle Temperaturdaten der Messfläche herangezogen. Da zudem nicht der Temperaturgradient, sondern die zeitliche Änderung der Absoluttemperaturen verwendet wird, sinkt auch der Einfluss der lokalen Messgenauigkeit von ± 1 K bzw. ± 1 %, welche darüber hinaus nach der Summierung über alle Messpunkte vernachlässigbar ist.

Auch die Genauigkeit bei der Detektion der Kante hat aufgrund der geringeren Relevanz des kantennahen Bereiches einen geringeren Einfluss, als es bei der Gradientenmethode der Fall ist. Somit führt die Energiemethode zu reproduzierbaren Ergebnissen und es ist davon auszugehen, dass die Abweichung bei der Ermittlung der Wärmeströme mithilfe der Energiemethode geringer ist als bei der Gradientenmethode.

Als nachteilig ist anzusehen, dass mit der bisher vorgestellten Energiemethode lediglich der Gesamtwärmestrom bzw. die mittlere Wärmestromdichte, welcher durch die kryogene Kühlung induziert wird, bestimmt werden kann. Die Temperaturmessdaten legen allerdings nahe, dass die Wärmestromdichte starke lokale Unterschiede aufweist, da bei einem ortsunabhängigen Wärmeübergang keine Temperaturunterschiede in x-Richtung auftreten würden.

Da der lokale Wärmeübergang an einer beliebigen Stelle der Kontaktfläche allerdings durch Wärmeleitungseffekte im Festkörper die Temperatur des gesamten Messvolumens beeinflusst, kann eine lokale Auflösung nicht ohne weiteres in die Ermittlung des Wärmeüberganges mit der Energiemethode eingebunden werden. Die hierzu notwendigen Weiterentwicklungen der Energiemethode werden in Kapitel 4.3 erläutert.

4.3 Energiemethode mit örtlicher Auflösung

Das Grundprinzip der Energiemethode mit örtlicher Auflösung entspricht jenem der Energiemethode ohne örtliche Auflösung, muss allerdings an einigen Stellen erweitert werden, um ortsabhängige Ergebnisse ermitteln zu können. Diese Erweiterungen werden nachfolgend vorgestellt.

4.3.1 Herleitung

Der Wärmestrom \dot{Q}_{leit} entspricht für jedes Subsystem dem Wärmestrom durch Wärmeleitung im Probenvolumen. Dieser ist direkt abhängig vom Temperaturgradienten ∇T und der Wärmeleitfähigkeit λ (Gl. 4.11), für die jeweils Daten vorliegen. Da die Änderung der Temperaturen ($\Delta T < 5$ K) aller Subsysteme bei der Betrachtung eines kurzen Zeitintervalls in der Größenordnung der zeitlichen Auflösung der Strahlungstemperaturmessung (0.01-0.1 s) verglichen mit den im Messvolumen vorliegenden Temperaturunterschieden von bis zu 300 K minimal ist, können die Wärmeströme durch Wärmeleitung innerhalb des Messvolumens \dot{Q}_{leit} als unabhängig von den Wärmeströmen über die Systemgrenze des Gesamtsystems \dot{Q}_{kryo} , \dot{Q}_{konv} und \dot{Q}_{str} angesehen werden. Da die Temperatur innerhalb des Messvolumens zudem nicht von der z-Richtung abhängt, können die Vorgänge innerhalb des Messvolumens als zweidimensionales Wärmeleitproblem mit adiabaten Randbedingungen dargestellt werden.

Die Differentialgleichung zur Bestimmung des Temperaturfeldes für ein reines Wärmeleitproblem wird auch Wärmeleitungsgleichung genannt und wird bei konstanter Dichte ρ und konstantem Volumen wie folgt formuliert [27]:

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{q} \quad (4.11)$$

Für das vorliegende zweidimensionale Wärmeleitproblem folgt demnach:

$$\rho c_v(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \underbrace{\left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right)}_{\dot{q}_x} + \frac{\partial}{\partial y} \underbrace{\left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right)}_{\dot{q}_y} \quad (4.12)$$

In dieser Form kann die Wärmeleitungsgleichung auf eine beliebige Anfangstemperaturverteilung angewandt werden und ermöglicht es somit, die Entwicklung des Temperaturfeldes innerhalb eines beliebigen Zeitintervalls zu bestimmen. Nachfolgend wird ein Verfahren erklärt, mit dem aus den experimentell ermittelten Temperaturdaten mithilfe der Wärmeleitungsgleichung der Wärmestrom über die Kontaktfläche ermittelt werden kann.

Hierfür ist es notwendig, die Entwicklung der Temperaturen innerhalb der Probe über ein gewisses Zeitintervall hinweg für den Fall einer adiabaten Randbedingung an der Kontaktfläche vorherzusagen, was beispielsweise durch eine numerische Simulation erfolgen kann. Somit soll ein Vergleich der realen Temperaturen nach Ablauf des Zeitintervalls mit den unter adiabaten Randbedingungen für diesen Zeitpunkt vorhergesagten Temperaturen ermöglicht werden.

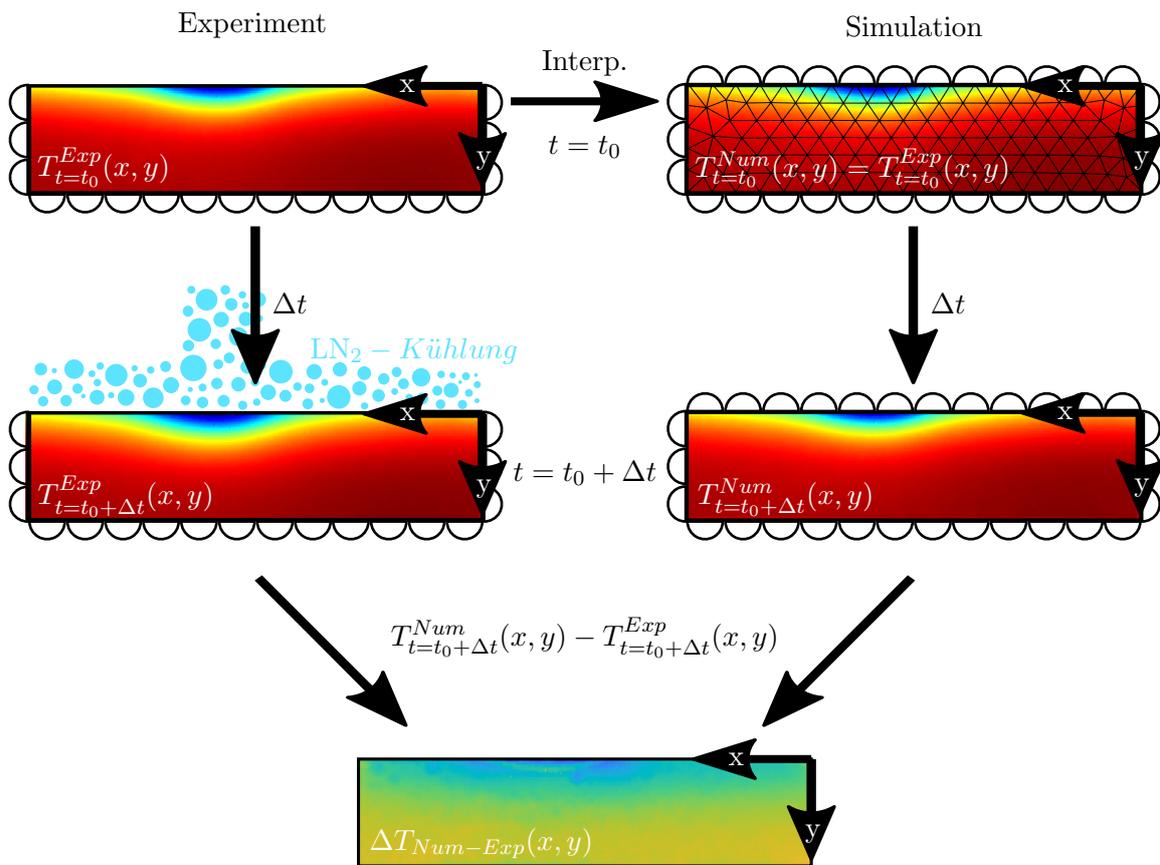


Abbildung 17: Ablaufschema der Energiemethode mit örtlicher Auflösung

Damit die Wärmeleitungsgleichung auf ein experimentell ermitteltes Temperaturfeld angewandt werden kann, muss dieses auf ein FE-Gitter interpoliert werden. Um hinreichend genaue Ergebnis-

se zu erzielen ist es wichtig, einen ausreichend geringen Knotenabstand für das Gitter zu verwenden. Bei numerischen Studien hat sich gezeigt, dass bei der Verwendung eines maximalen Knotenabstands von 0.5 mm ausreichend präzise Ergebnisse für das betrachtete Problem in annehmbarer Rechenzeit ermittelt werden können. Die Anwendung der Wärmeleitungsgleichung auf die vorgegebene Anfangstemperaturverteilung für ein kurzes Zeitintervall ergibt wiederum ein Temperaturfeld. Die Unterschiede dieses Temperaturfelds im Vergleich zum experimentell ermittelten Temperaturfeld sind darin begründet, dass anstelle des real vorliegenden Wärmeüberganges durch die Kontaktfläche eine adiabate Randbedingung vorgegeben wurde.

Die Differenz der beiden Temperaturfelder bildet demnach den Einfluss der kryogenen Kühlung auf das Messvolumen im betrachteten Zeitintervall ab. Die experimentell ermittelten Daten sind dabei mit Exp gekennzeichnet, die Daten der Simulation sind mit Num indiziert.

Sowohl für das Experiment, als auch für die Simulation kann nun Gleichung 4.12 aufgestellt werden. Für das Experiment folgt:

$$\left(\rho \cdot c_v \frac{\partial T}{\partial t}\right)^{\text{Exp}} = \left(\frac{\partial}{\partial x} \dot{q}_x + \frac{\partial}{\partial y} \dot{q}_y\right)^{\text{Exp}} \quad (4.13)$$

Weiterhin folgt für die Simulation:

$$\left(\rho \cdot c_v \frac{\partial T}{\partial t}\right)^{\text{Num}} = \left(\frac{\partial}{\partial x} \dot{q}_x + \frac{\partial}{\partial y} \dot{q}_y\right)^{\text{Num}} \quad (4.14)$$

Anschließend werden die beiden Gleichungen 4.13 und 4.14 subtrahiert:

$$\left(\rho \cdot c_v \frac{\partial T}{\partial t}\right)^{\text{Exp}} - \left(\rho \cdot c_v \frac{\partial T}{\partial t}\right)^{\text{Num}} = \left(\frac{\partial}{\partial x} \dot{q}_x + \frac{\partial}{\partial y} \dot{q}_y\right)^{\text{Exp}} - \left(\frac{\partial}{\partial x} \dot{q}_x + \frac{\partial}{\partial y} \dot{q}_y\right)^{\text{Num}} \quad (4.15)$$

Da ein sehr kurzes Zeitintervall betrachtet wird ist die Temperaturänderung innerhalb des Zeitintervalls, verglichen mit den im Probenvolumen vorliegenden Temperaturdifferenzen, minimal. Somit kann angenommen werden, dass der Einfluss des Wärmeüberganges auf die Änderung der Wärmeströme in x-Richtung im betrachteten Zeitintervall vernachlässigbar ist:

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right)\right]^{\text{Exp}} - \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right)\right]^{\text{Num}} = 0 \quad (4.16)$$

Damit vereinfacht sich Gleichung 4.15 zu:

$$\left(\rho \cdot c_v \frac{\partial T}{\partial t}\right)^{\text{Exp}} - \left(\rho \cdot c_v \frac{\partial T}{\partial t}\right)^{\text{Num}} = \left(\frac{\partial}{\partial y} \dot{q}_y\right)^{\text{Exp}} - \left(\frac{\partial}{\partial y} \dot{q}_y\right)^{\text{Num}} \quad (4.17)$$

Demnach beeinflusst die in der Simulation verwendete adiabate Randbedingung an der kontaktfächenzugewandten Kante die Flüsse orthogonal dazu nicht und es sind in der Differenz aus Experiment und Simulation nur noch Flüsse in y-Richtung zu berücksichtigen. Dementsprechend werden neue Subvolumen gewählt, deren Länge in x-Richtung jener ($l_{x,mp}$) der Messpunkte entspricht. In y- und z-Richtung entspricht die Ausdehnung der neu gewählten Subvolumen der entsprechenden Gesamtlänge des Probenvolumens und somit der Anzahl der Messpunkte in y-Richtung (n_{mp}) multipliziert mit der Höhe der Messpunkte in y-Richtung ($l_{y,mp}$).

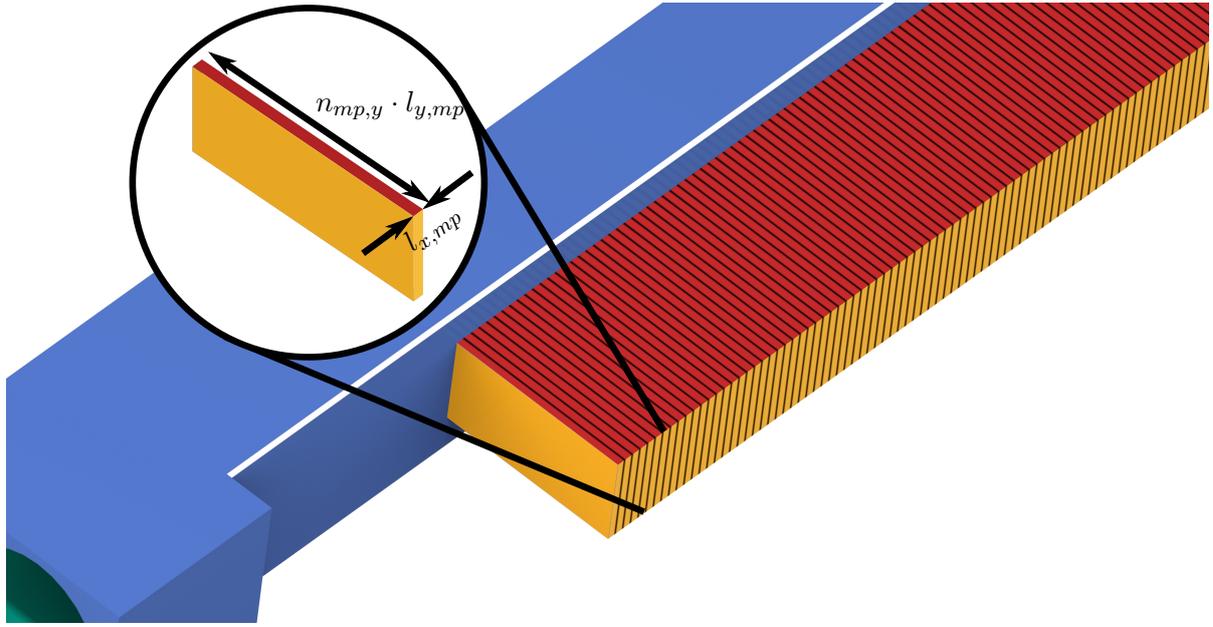


Abbildung 18: Festlegung Subvolumen für Energiemethode mit örtlicher Auflösung

Um von den Messdaten zu den Daten für ein Subvolumen zu gelangen, muss über die y-Richtung integriert werden. Mit $A = l_{x,mp} l_{y,mp}$ gilt demnach für jedes Subvolumen:

$$\int_A \left[\left(\rho \cdot c_v \frac{\partial T}{\partial t} \right)^{Exp} - \left(\rho \cdot c_v \frac{\partial T}{\partial t} \right)^{Num} \right] dA = \int_A \left(\frac{\partial}{\partial y} \dot{q}_y \right)^{Exp} dA - \int_A \left(\frac{\partial}{\partial y} \dot{q}_y \right)^{Num} dA \quad (4.18)$$

Um von den Wärmeströmen innerhalb eines Subvolumens auf den Fluss durch die Oberfläche zu schließen, wird der Gaußsche Integralsatz angewandt. Dieser besagt, dass die Quelldichte dem Fluss durch den Rand entspricht [55], wobei das Skalarprodukt mit \circ gekennzeichnet ist:

$$\int_B \text{div } \vec{v} dV = \oint_K (\vec{v} \circ \vec{n}) dA \quad (4.19)$$

Anwendung des Satzes von Gauß auf Gleichung 4.18 ergibt:

$$\int_A \left[\left(\rho \cdot c_v \frac{\partial T}{\partial t} \right)^{Exp} - \left(\rho \cdot c_v \frac{\partial T}{\partial t} \right)^{Num} \right] dA = \oint \dot{q}_y^{Exp} \cdot (-1) dl_x - \oint \dot{q}_y^{Num} \cdot (-1) dl_x \quad (4.20)$$

Die Simulation verwendet adiabate Randbedingungen (Abb. 17)

$$\int \dot{q}_y^{Num} \cdot (-1) dl_x = 0 \quad (4.21)$$

Demnach gilt für jedes Subsystem:

$$\dot{q}_y^{Exp} = \int \left[\left(\rho \cdot c_v \frac{\partial T}{\partial t} \right)^{Num} - \left(\rho \cdot c_v \frac{\partial T}{\partial t} \right)^{Exp} \right] dy \quad (4.22)$$

Da die Thermografiekamera nicht über eine unendliche Auflösung verfügt, kann die integrale Betrachtungsweise nicht ohne weiteres angewandt werden. Stattdessen muss eine Diskretisierung erfolgen. Mit $l_{y,ij} = A_{ij}/l_{x,ij}$ ergibt sich:

$$\sum_{i,j=const} \left[\left(\rho_{ij} \cdot c_{v_{ij}} \frac{\partial T_{ij}}{\partial t} \right)^{Exp} - \left(\rho_{ij} \cdot c_{v_{ij}} \frac{\partial T_{ij}}{\partial t} \right)^{Num} \right] l_{y,ij} = \sum_{i,j=const} -\dot{q}_y^{Exp} \quad (4.23)$$

Durch Auswerten dieser Gleichung für alle Subsysteme kann der im Experiment vorliegende Wärmestrom mit örtlicher Auflösung bestimmt werden.

4.3.2 Vor- und Nachteile

Wie auch bei der Energiemethode ohne örtliche Auflösung liegt der wesentliche Vorteil gegenüber der Gradientenmethode in der geringeren Abhängigkeit von der Messgenauigkeit der kantennahen Messpunkte. Zudem kann die Ortsabhängigkeit des Wärmeüberganges im Gegensatz zur Energiemethode ohne örtliche Auflösung abgebildet werden. Die Kenntnis dieser Ortsabhängigkeit ist essentiell für die Interpretation und Anwendung der Messwerte.

Zudem ist die Energiemethode mit örtlicher Auflösung in der Anwendung sehr robust und weist eine geringe Abhängigkeit von der Detektion der Kanten der Messfläche auf. Aufgrund dessen ist zudem davon auszugehen, dass die Ergebnisse in sehr guter Näherung den real vorliegenden Werten entsprechen. Ein Vergleich der Ergebnisgenauigkeiten aller Methoden wird Kapitel 4.4 aufgezeigt. Als einziger Nachteil ist die verglichen mit den anderen Methoden höhere Rechenzeit und Rechenkomplexität anzuführen, welche sich jedoch in annehmbaren Grenzen hält.

4.3.3 Studie des Methodenparameters t_{sim}

Der relevanteste Parameter bei der Anwendung der Energiemethode ist die Wahl der Zeitspanne Δt_{sim} zwischen dem Zeitpunkt an dem ein Temperaturprofil vorgegeben wird und dem Zeitpunkt des Vergleiches der Temperaturfelder aus Experiment und adiabater Simulation (Siehe Abb. 17). Diese muss theoretisch infinitesimal klein gewählt werden, um optimale Ergebnisse zu gewährleisten. Aufgrund der zeitlich begrenzten Auflösung der Thermografiekamera ist dies allerdings in der Praxis nicht möglich. Zudem führt die Messgenauigkeit dazu, dass ein Rauschen in den experimentell ermittelten Temperaturfeldern vorhanden ist, wodurch bei der Wahl eines zu kurzen Zeitintervalls auch die Ergebnisse der Energiemethode stark beeinflusst werden.

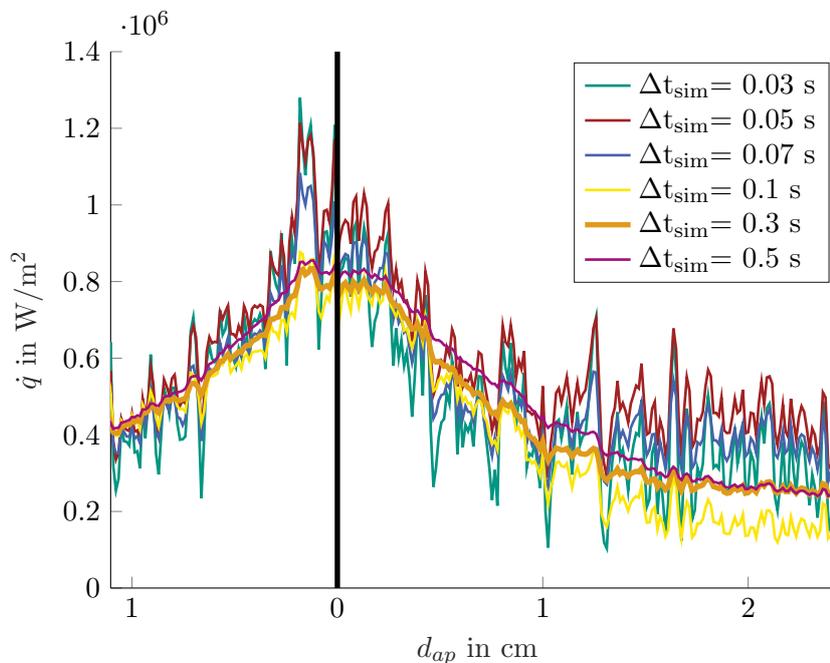


Abbildung 19: Studie der Simulationszeiten zum Zeitpunkt $t = 2$ s

Weiterhin verhält sich die Laufzeit der Messdatenauswertung mit der Energiemethode umgekehrt proportional zur Wahl des Zeitintervalls. Es ist daher von zentraler Wichtigkeit, das Zeitintervall

sinnvoll festzulegen damit in annehmbarer Rechenzeit ausreichend genaue Ergebnisse erzielt werden können.

Zur Bestimmung eines sinnvollen Wertes werden verschiedene Werte für das Zeitintervall getestet (Abb. 19). Es ist zu erkennen, dass die Ergebnisse bei Zeitintervallen von $< 0.1\text{s}$ starken Schwankungen unterliegen, welche im Falle größerer Zeitintervalle abklingen, da dort die absoluten Temperaturänderungen wesentlich höher sind als die Messungenauigkeit der Thermografiekamera. Da auch bei größeren Zeitintervallen keine wesentliche Abweichung von den bei kleineren Zeitintervallen ermittelten Wärmeströmen besteht, können Zeitintervalle von $0.1\text{s} < \Delta t_{sim} < 0.5\text{s}$ als sinnvoll angesehen werden. Für den weiteren Verlauf dieser Arbeit wird das Zeitintervall daher auf $\Delta t_{sim} = 0.3\text{s}$ festgelegt.

4.4 Vergleich und Verifizierung der Methoden

Aufgrund der deutlichen Unterschiede zwischen den drei vorgestellten Methoden ist zu erwarten, dass diese sich in Ergebnissen und Ergebnisgenauigkeit unterscheiden. Um diese Unterschiede aufzuzeigen wird der Beispieldatensatz ($p = 1\text{ bar}$, $d_{düse} = 1.5\text{ mm}$, ohne Unterkühler) mit allen drei Methoden ausgewertet und die Ergebnisse verglichen. Anschließend wird eine Methode vorgestellt, mit der die Ergebnisse auf Plausibilität überprüft werden können. Anschließend werden die Ergebnisse der Plausibilitätsprüfung vorgestellt und ausgewertet.

4.4.1 Vergleich der mittleren Wärmestromdichten

Um die Methoden über die gesamte Versuchsdauer hinweg zu vergleichen und einen Eindruck über die Unterschiede der Methoden zu gewinnen, wird zu jedem Zeitpunkt der Mittelwert aus den errechneten Wärmeströmen gebildet.

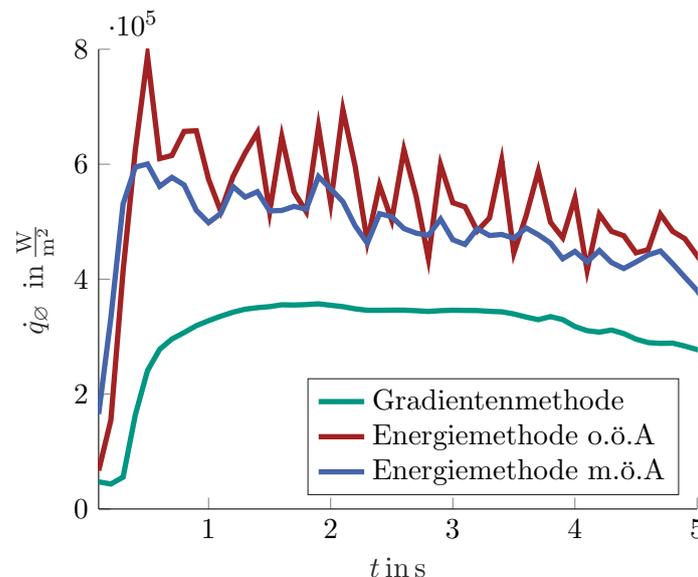


Abbildung 20: Vergleich der mittleren Wärmestromdichten

Dabei ist zu erkennen, dass mit der Gradientenmethode deutlich niedrigere Wärmeströme ermittelt werden, als es bei den Energiemetoden der Fall ist, welche beide ähnliche Ergebnisse liefern. Die

mit der Energiemethode mit örtlicher Auflösung (m.ö.A.) ermittelten Wärmeströme liegen zwar aufgrund der Wahl eines nicht infinitesimalen Zeitintervalls Δt_{sim} geringfügig unterhalb jener, die mit der Energiemethode ohne örtliche Auflösung (o.ö.A.) ermittelt werden, die Abweichung liegt allerdings im einstelligen Prozentbereich und ist somit deutlich geringer als die Unterschiede zur Gradientenmethode.

Weiterhin ist auch zu erkennen, dass die Gradientenmethode eine Trägheit aufweist und somit in keinster Weise das physikalische Verhalten abbildet.

4.4.2 Vergleich der örtlich aufgelösten Wärmestromdichten

Der Vergleich der örtlich aufgelösten Wärmestromdichten zeigt, dass mit der Gradientenmethode insbesondere im Bereich rund um den Anströmpunkt $d_{ap} = 0$ deutlich geringere Wärmeübergänge ermittelt werden als mit der Energiemethode mit örtlicher Auflösung. Mit zunehmendem Abstand vom Anströmpunkt unterscheiden sich die Ergebnisse in geringerem Maße, dennoch liegen die mit der Gradientenmethode ermittelten Wärmeübergänge auch dort stets unterhalb derer der Energiemethode mit örtlicher Auflösung. Während die Ergebnisse der Energiemethode mit örtlicher Auflösung einen gaußfunktionsähnlichen Verlauf aufweisen, welcher bei der kryogenen Prallstrahlkühlung bereits unter anderem von Leqien et al. beobachtet werden konnte [56], werden mit der Gradientenmethode die höchsten Wärmeübergänge in einigem Abstand zum Anströmpunkt ermittelt, was auch der Beobachtung widerspricht, dass die Probe in Anströmpunktnähe am schnellsten abkühlt.

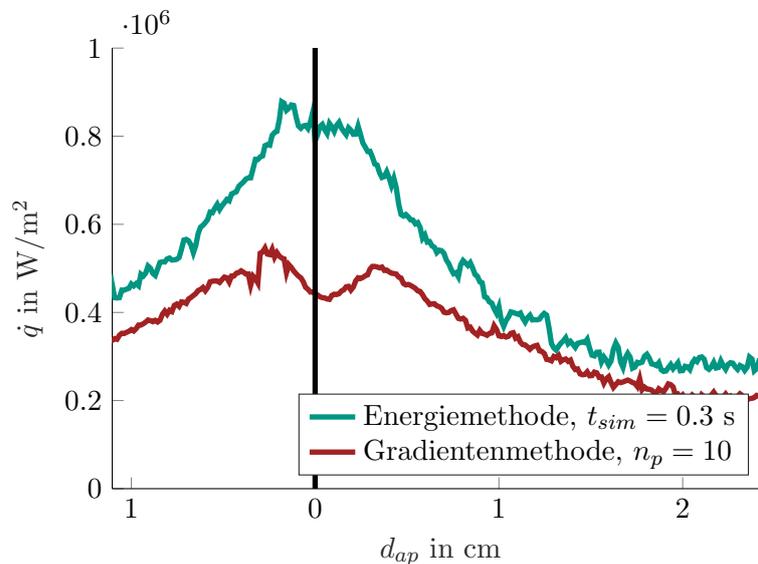


Abbildung 21: Vergleich der örtlich aufgelösten Wärmeströme zum Zeitpunkt $t = 2$ s

4.4.3 Verifizierung der Ergebnisse

Zur Verifizierung der mit Gradienten- und Energiemethode ermittelten Ergebnisse wird eine 3D-Simulation durchgeführt. Der Simulation werden das Anfangstemperaturfeld zum Zeitpunkt $t = 0$ sowie die zu allen Zeitpunkten berechneten Wärmeübergänge durch die kryogene Kühlung \dot{Q}_{kryo} vorgegeben. Zudem werden für die freiliegende Messfläche der Wärmeübergang durch freie Konvektion \dot{Q}_{konv} und der Strahlungswärmeübergang \dot{Q}_{str} berücksichtigt. Dabei wird der Wärmeübergang

durch freie Konvektion mit einem Wärmeübergangskoeffizient von $\alpha_{konv} = 20 \frac{W}{m^2K}$ abgeschätzt, die Ermittlung des Strahlungswärmeüberganges erfolgt mithilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes (Gl. 2.6). Alle anderen Oberflächen des Probenvolumens werden als adiabat angenommen, da diese im Realversuch in den Isolator eingebettet sind.

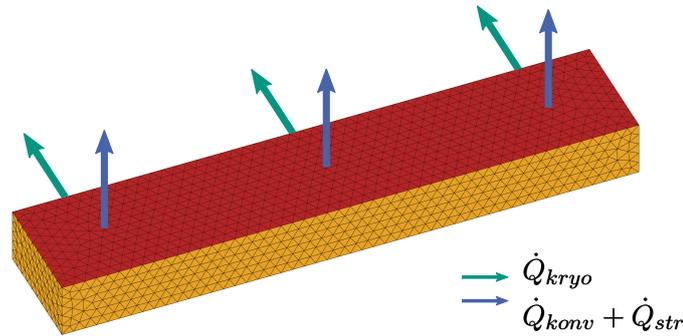


Abbildung 22: Simulationsmodell

Unter Verwendung der temperaturabhängigen Materialeigenschaften von Ti-6Al-4V berechnet die FE-Simulation daraus die sich zu allen Zeitpunkten einstellenden Temperaturverteilungen in der Probe. Die daraus für die Messfläche ermittelten Temperaturdaten werden anschließend mit den experimentell ermittelten Temperaturwerten verglichen. Bei Verwendung der mit der Gradientenmethode ermittelten Wärmeübergänge ist zu erkennen, dass die Simulation stets deutlich höhere Temperaturen berechnet, als experimentell ermittelt werden. Demnach werden die Wärmeübergänge bei Verwendung der Gradientenmethode deutlich unterschätzt. Im Bereich des Strahlauftreffpunktes beträgt die Abweichung ΔT von der Simulation gegenüber dem Experiment nach drei Sekunden Versuchsdauer dabei bis zu 150 K, was bei einer Gesamtabkühlung von rund 300 K innerhalb dieser Versuchsdauer einer prozentualen Abweichung bis zu 50 % entspricht und somit inakzeptabel ist.

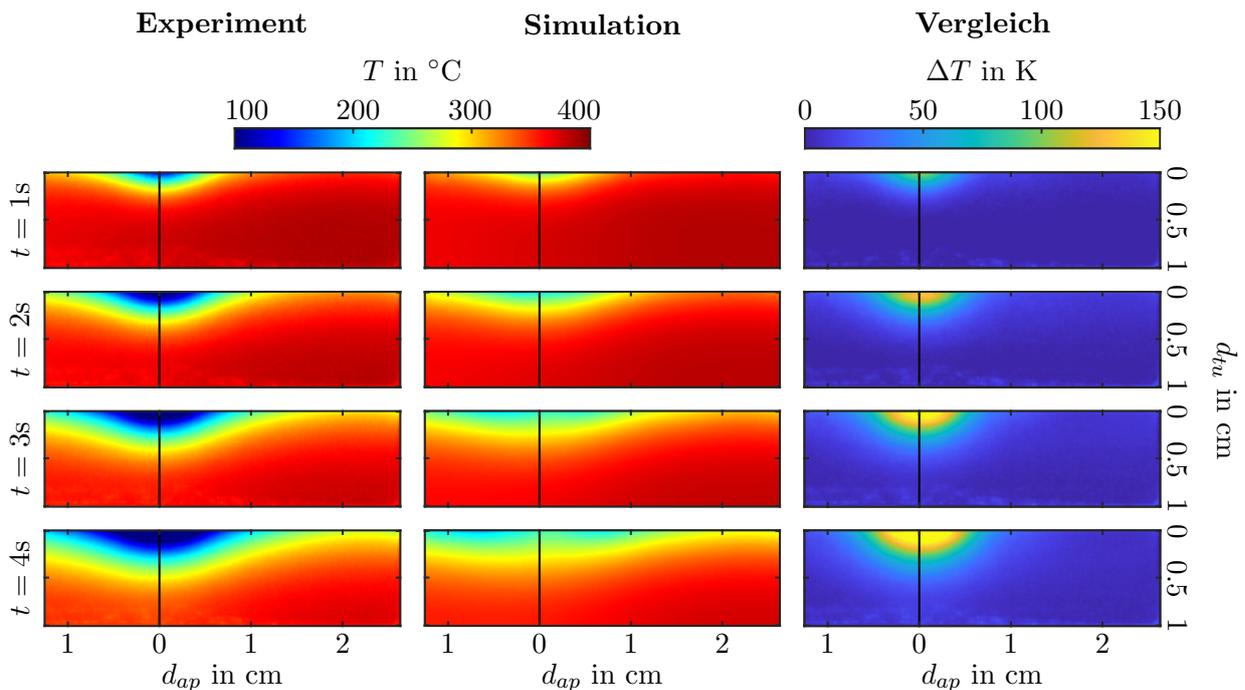


Abbildung 23: Vergleich Experiment/Simulation bei Anwendung der Gradientenmethode

Bei Verwendung der mit der Energiemethode bei einer Simulationszeit von $\Delta t_{sim} = 0.3$ s ermittelten Wärmeübergänge als Randbedingung ergeben sich dagegen deutlich geringere Unterschiede zwischen den Temperaturfeldern aus Experiment und Simulation. Die Abweichung ΔT beträgt im Bereich des Strahlauftreffpunktes nach 3 Sekunden weniger als 20 K. Bei einer Gesamtabkühlung von rund 300K innerhalb dieser Zeitspanne entspricht dies einer Abweichung von maximal 7%. Die geringfügige Unterschätzung des Wärmeüberganges steht dabei in Zusammenhang mit der gewählten Simulationszeit. In Abbildung 19 ist zu erkennen, dass bei kürzeren Simulationszeiten insbesondere im Bereich des Strahlauftreffpunktes geringfügig höhere Wärmeübergänge ermittelt werden. Aufgrund der Tatsache, dass die Messdaten aufgrund verschiedener Parameter wie beispielsweise dem Emissionskoeffizienten und der Messungenauigkeit der Thermografiekamera ebenfalls keine absolute Genauigkeit bieten, kann dieses Ergebnis als ausreichend genau angesehen werden.

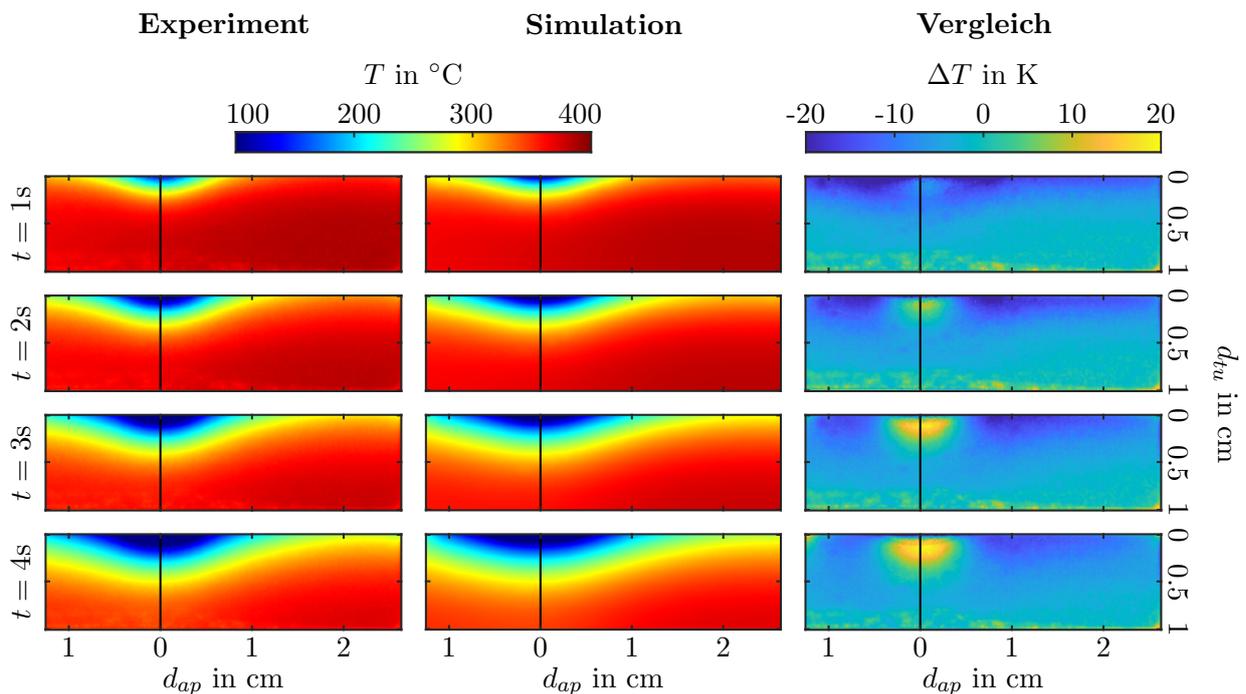


Abbildung 24: Vergleich Experiment/Simulation bei Anwendung der Energiemethode

Neben dem Nachweis für die Plausibilität der ermittelten Wärmeströme stellt die gute Übereinstimmung der experimentellen Messdaten und den Ergebnissen der Simulation auch ein Indiz dafür dar, dass der Einfluss der unsicherheitsbehafteten Parameter wie beispielsweise dem Emissionskoeffizienten tatsächlich als vernachlässigbar angesehen werden kann, da andernfalls eine große Diskrepanz zwischen Experiment und Simulation mit den ermittelten Wärmeströmen bestehen würde.

5 Analyse der Massenstrommessdaten

Da die experimentellen Daten zur Erstellung und Validierung eines Simulationsmodells dienen sollen, ist es wichtig, neben den Wärmestromdichten weitere Parameter zu beobachten. Einer dieser Parameter ist der Massenstrom, welcher mithilfe der in den Versuchsaufbau eingebundenen Waage, auf welcher der Dewar-Vorratsbehälter platziert ist, gemessen werden kann. Die Messung erfolgt dabei unabhängig von den Versuchen, da ein exakt gleichzeitiger Ablauf in Ermangelung eines Triggersignals der Messprogramme von Thermografiekamera und Waage ohnehin nicht sichergestellt werden kann. Da Zulauf und Düse gegenüber den Thermografiemessungen nicht verändert werden, ist allerdings anzunehmen, dass die Unterschiede der Massenströme vernachlässigbar sind. Die Massenstrommessung selbst wird nach erfolgter Vorkühlung über einen Zeitraum von 60 s durchgeführt. Dies entspricht zwar nicht der bei den Thermografiemessungen vorliegenden Versuchszeit (10 s), soll aber dazu beitragen, eventuelle Systematiken wie Pulsation oder instationäre Strömungszustände erkennen und beurteilen zu können.

Es hat sich allerdings gezeigt, dass in den betrachteten Zeiträumen keine nennenswerte Pulsation vorliegt und der Massenstrom somit in guter Näherung als konstant angenommen werden kann. Zur Auswertung der Massenströme werden die Messdaten daher mit einer linearen Funktion angenähert, welche diese, wie in Abbildung 25 ersichtlich, in hinreichender Genauigkeit abbildet.

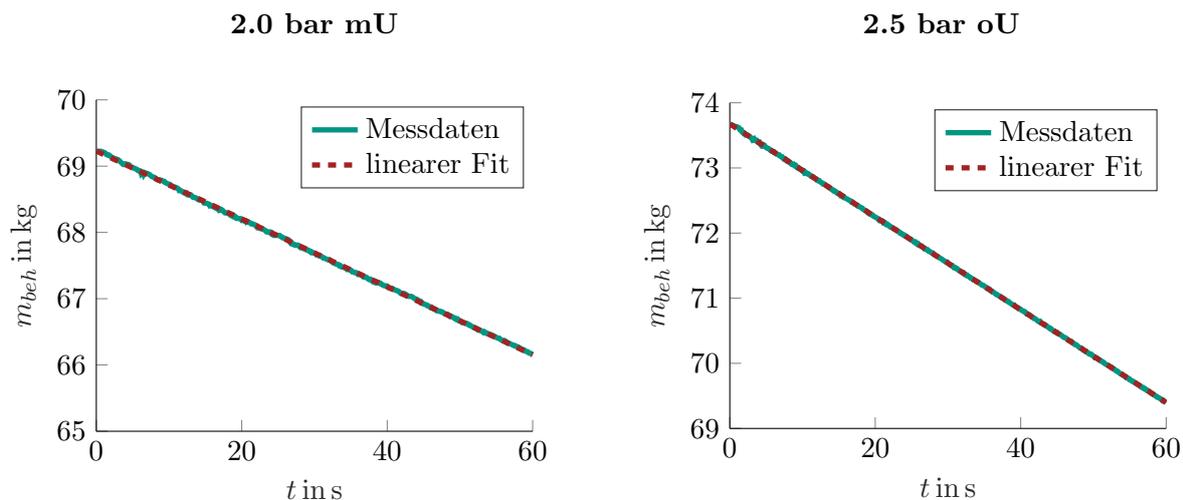


Abbildung 25: Massenstromdaten und Datenfit

Die Steigung des linearen Datenfits entspricht somit dem mittleren Massenstrom. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Massenstrommessungen nur für die Langlochdüse mit 1.5 mm Breite durchgeführt, da zum Zeitpunkt der Versuche angenommen wurde, dass der Massenstrom durch die Stelle des geringsten durchströmten Querschnitts im Zulauf bestimmt wird. Da die Düse mit 5 mm Durchmesser in Form eines Adapters auf die am Kugelhahn montierte Düse mit 3 mm Durchmesser aufgesteckt wird, wurde angenommen, dass die Massenströme jenen der 3 mm - Düse entsprechen, welche von Golda et al. in den dieser Arbeit vorhergegangenen Versuchen bereits bestimmt wurden. Tabelle 1 listet alle im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Massenströme in kg/min für die Versuche mit und ohne Unterkühler bei allen verwendeten Behälterdrücken, sowie die von Golda et al. ermittelten Massenströme für die Düse mit 3 mm Durchmesser.

Bei Betrachtung der Massenströme im Fall der Langlochdüse mit 1.5 mm Breite fallen dabei ins-

	ohne Unterkühler		mit Unterkühler	
	$d_{düse} = 1.5 \text{ mm}$	$d_{düse} = 3 \text{ mm}^*$	$d_{düse} = 1.5 \text{ mm}$	$d_{düse} = 3 \text{ mm}^*$
1.0 bar	0.4460	0.8151*	0.5680	0.9142*
1.5 bar	1.3696	1.1556*	2.4714	1.6036*
2.0 bar	3.7275	1.3703*	3.0737	1.9223*
2.5 bar	4.2770	-	3.6068	-
3.0 bar	4.7554	-	4.0846	-
4.0 bar	5.2113	-	4.9850	-

Die mit * gekennzeichneten Daten sind Golda et al. [57] entnommen.

Tabelle 1: Vergleich der Massenströme in kg/min

besondere die deutlichen Anstiege zwischen 1.5 und 2.0 bar Behälterdruck beim Versuchsaufbau ohne Unterkühler und zwischen 1.0 auf 1.5 bar beim Versuchsaufbau mit Unterkühler auf.

Daher wird zur Überprüfung der Plausibilität dieser Messwerte der maximal mögliche Massenstrom bei den vorliegenden Behälterdrücken und Düsenformen bestimmt. Der Grenzfall ist dabei zum einen durch die Abwesenheit jeglicher Strömungswiderstände und -verluste im Zulauf gekennzeichnet, wodurch der Überdruck $p_{über}$ am Auslass dem Behälterdruck p_{beh} entspricht. Zum anderen weist die Strömung im Grenzfall keinen Gasanteil auf, wodurch die Dichte des Fluids ρ_f der Dichte von flüssigem Stickstoff ρ_{LN2} entspricht.

Somit können zur Bestimmung des maximalen Massenstromes die für das Ausströmen aus Behältern mit konstantem Überdruck geltenden Gesetzmäßigkeiten herangezogen werden. Für die auf den Ausströmquerschnitt bezogene mittlere Ausströmgeschwindigkeit w_{aus} gilt demnach [58, 59]:

$$w_{aus}^2 = \mu_{aus}^2 \left(2gz_h + \frac{2p_{über}}{\rho_{LN2}} \right) \quad (5.1)$$

Dabei ist μ_{aus} die Ausflusszahl, welche dem Produkt aus Kontraktionszahl α_{aus} und Geschwindigkeitsbeiwert φ_{aus} entspricht. Die bei Golda et al. zum Einsatz kommende 3 mm - Düse weist eine zylindrische Form auf, weshalb die Ausflusszahl mit $\mu_{aus} = 0.82$ abgeschätzt wird [59]. Da die Langlochdüse mit 1.5 mm Breite in Form einer dünnen Blende (Abb. 8) vorliegt, kann die Ausflusszahl mit dem Wert von 0.6 für scharfkantige Auslässe abgeschätzt werden [59].

Für die real im Strahlkern auftretende Ausströmgeschwindigkeit $w_{aus,real}$ gilt dahingegen [60]:

$$w_{aus,real}^2 = \varphi_{aus}^2 \left(2gz_h + \frac{2p_{über}}{\rho_{LN2}} \right) \quad (5.2)$$

Der Geschwindigkeitsbeiwert kann dabei für die von Golda et al. verwendete Düse mit 3 mm Durchmesser mit $\varphi_{aus} = 0.82$ abgeschätzt werden, für die Langlochdüse mit 1.5 mm Breite wird diese $\varphi_{aus} = 0.95$ abgeschätzt. Da der Höhenunterschied z_h vernachlässigbar ist kann aus Gleichung 5.1 mit $\dot{m}_{max} = A\rho_{LN2}w_{aus}$ der maximal mögliche Massenstrom berechnet werden:

$$\dot{m}_{max} = \mu_{aus}A\sqrt{2p_{über}\rho_{LN2}} \quad (5.3)$$

Somit ergeben sich die in Tabelle 2 angegebenen maximal möglichen Massenströme.

Dabei ist zu erkennen, dass die Messwerte wie erwartbar stets unterhalb der maximal möglichen Werte liegen, woraus wiederum folgt, dass Strömungswiderstand und Gasanteil jeweils nicht ohne

	$d_{düse} = 1.5 \text{ mm}$			$d_{düse} = 3 \text{ mm}$		
	\dot{m}_{max}	$\dot{m}_{real,oU}$	$\dot{m}_{real,mU}$	\dot{m}_{max}	$\dot{m}_{real,oU}$	$\dot{m}_{real,mU}$
1.0 bar	3.2093	0.4460	0.5680	4.4182	0.8151*	0.9142*
1.5 bar	3.9306	1.3696	2.4714	5.4112	1.1556*	1.6036*
2.0 bar	4.5387	3.7275	3.0737	6.2483	1.3703*	1.9223*
2.5 bar	5.0744	4.2770	3.6068	-	-	-
3.0 bar	5.5587	4.7554	4.0846	-	-	-
4.0 bar	6.4187	5.2113	4.9850	-	-	-

Die mit * gekennzeichneten Daten sind Golda et al. [57] entnommen.

Tabelle 2: Vergleich der maximal möglichen und der gemessenen Massenströme in kg/min

weiteres vernachlässigbar sind.

Da diese Faktoren bislang jeweils unbekannt sind, jedoch aber beide den sich real einstellenden Massenstrom beeinflussen, kann zunächst keine eindeutige Aussage über deren Betrag getroffen werden. Unter Verwendung von Gleichung 5.1 lässt sich unter Verwendung der Messdaten allerdings folgender Zusammenhang herleiten:

$$\dot{m}_{real} \stackrel{!}{=} \mu_{aus} A \sqrt{2p_{über}\rho_{real}} \quad (5.4)$$

Hieraus kann eine Funktion $\rho_{real}(p_{über})$ abgeleitet werden, welche den Zustandsraum aller möglichen Kombinationen von ρ_{real} und $p_{über}$ beschreibt, für welche sich die gemessenen Masseströme einstellen können. Aus physikalischen Grundsätzen heraus kann die reale Dichte dabei keinesfalls die Dichte von flüssigem Stickstoff überschreiten und der Überdruck muss stets geringer sein als der Behälterdruck. Somit lassen sich für die Daten der 1.5 mm breiten Langlochdüse die in Abbildung 26 dargestellten Zustandsräume ableiten.

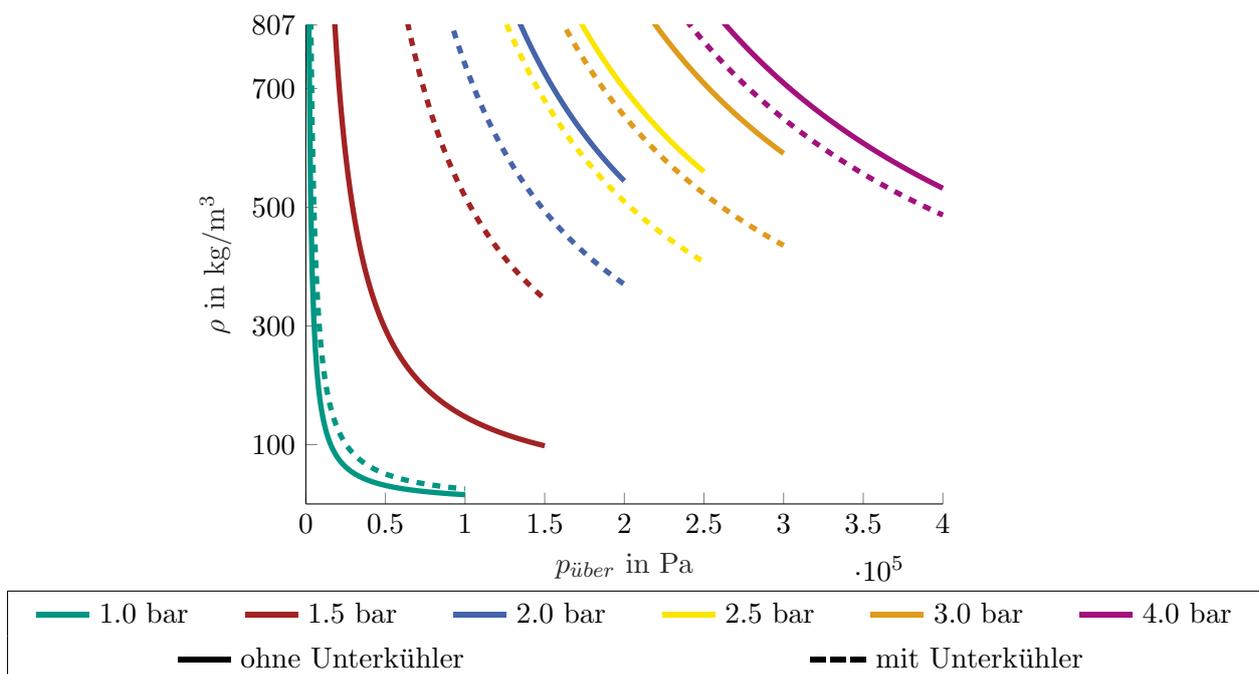


Abbildung 26: Zustandsräume für das ausströmende Fluid

Dabei ist eine deutliche Ähnlichkeit der Zustandsräume ab 2.0 bar beim Aufbau ohne Unterkühler sowie ab 1.5 bar beim Aufbau mit Unterkühler erkennbar. Ein vergleichbares Schema ist bei Betrachtung der prozentualen Unterschiede zwischen den real gemessenen und den maximal möglichen Massenströmen in Tabelle 2 erkennbar, welche ab diesen Drücken ebenfalls ähnlich sind.

Es wird daher vermutet, dass die Unterschiede zwischen realen und idealen Werten maßgeblich durch den Strömungswiderstand bedingt sind und die Gasanteile in allen Fällen vernachlässigbar gering sind, da andernfalls bei jeder Druckerhöhung eine Verringerung des Gasanteils zu erwarten wäre und der anteilige Unterschied zwischen Messwerten und maximal möglichen Werten sinken würde.

Um diese Annahme zu überprüfen wird erneut Gleichung 5.1 herangezogen. Der Höhenunterschied z_h ist dabei nach wie vor vernachlässigbar. Der Überdruck $p_{\text{über}}$ entspricht dem Behälterdruck p_{beh} abzüglich des strömungswiderstandsbedingten Druckverlust Δp_{ver} . Somit ergibt sich durch Umstellen nach $\mu_{\text{aus}}A$ und gleichsetzen zweier beliebiger Fälle mit gleicher Ausflusszahl μ_{aus} und gleicher Ausströmfläche A für den Fall, dass die Dichte des Fluids ρ_f bei beiden Drücken übereinstimmt:

$$\dot{m}_2 = \dot{m}_1 \cdot \sqrt{\frac{p_{\text{beh},2} - \Delta p_{\text{ver},2}}{p_{\text{beh},1} - \Delta p_{\text{ver},1}}} \quad (5.5)$$

Dabei kann der Druckverlust Δp_{ver} mithilfe der empirischen Gleichung von Darcy-Weisbach ersetzt werden durch [28]:

$$\Delta p_{\text{ver}} = \frac{\rho_f w_{\text{aus}}^2}{2} \left(\lambda_{\text{rohr}} \frac{l_{\text{rohr}}}{d_{\text{rohr}}} \sum \zeta_i \right) \quad (5.6)$$

Wenn die Annahme eines vernachlässigbar geringen Gasanteils zutrifft, so kann das Fluid als inkompressibel angesehen werden. Somit ist die Dichte ρ unabhängig vom Arbeitsdruck konstant und die Rohrreibungszahl λ , sowie der Quotient aus Rohrlänge und Rohrdurchmesser $\frac{l}{d}$ und die Summe der Druckverlustbeiwerte ζ hängen demnach nur vom Versuchsaufbau ab. Für die jeweiligen Kombinationen aus Zulauf mit oder ohne Unterkühler und Düse sind diese daher ebenfalls konstant. Die Strömungsgeschwindigkeit w_{aus} kann wiederum ersetzt werden durch:

$$w_{\text{aus}} = \frac{\dot{m}}{\rho_f A} \quad (5.7)$$

Somit ergibt sich nach Vereinfachung aus Gleichung 5.5 folgender Zusammenhang:

$$\dot{m}_2 = \dot{m}_1 \cdot \sqrt{\frac{p_{\text{beh},2}}{p_{\text{beh},1}}} \quad (5.8)$$

Hiermit kann aus dem Massenstrom bei einem bestimmten Druck auf die Masseströme bei anderen Drücken geschlossen werden, sofern die Dichte des Fluids ρ_f bei beiden Drücken gleich ist und der Versuchsaufbau nicht verändert wird. Bei Verwendung der jeweils die bei einem Arbeitsdruck von 2 bar ermittelten Massenströme zur Bestimmung der Massenströme bei den anderen Arbeitsdrücken ergeben sich die in Tabelle 3 dargestellten Werte.

Es zeigt sich, dass die unter der Annahme der konstanten Dichte für die Langlochdüse mit 1.5 mm Breite berechneten Werte ab 2.0 bar beim Versuchsaufbau ohne Unterkühler und ab 1.5 bar beim Versuchsaufbau mit Unterkühler gut mit den Messwerten übereinstimmen. Dies ist ein Indiz dafür, dass die Annahme der konstanten Dichte valide ist, was wiederum bedeutet, dass der Gasanteil im Fluid bei diesen Drücken höchstwahrscheinlich vernachlässigt werden kann.

Warum die von Golda et al. [57] gemessenen Massenströme relativ zueinander schlüssig zu sein scheinen, aber dennoch eine hohe Abweichung von den maximal möglichen Massenströmen aufweisen ist derzeit noch nicht erklärbar und sollte weitergehend untersucht werden.

	ohne Unterkühler				mit Unterkühler			
	$d_{düse} = 1.5 \text{ mm}$		$d_{düse} = 3 \text{ mm}$		$d_{düse} = 1.5 \text{ mm}$		$d_{düse} = 3 \text{ mm}$	
	math.	real	math.	real	math.	real	math.	real
1.0 bar	2.64	0.45	0.97	0.82*	2.17	0.57	1.36	0.91*
1.5 bar	3.23	1.37	1.19	1.16*	2.66	2.47	1.66	1.60*
2.0 bar	3.73*		1.37*		3.07		1.92	
2.5 bar	4.17	4.28	-	-	3.44	3.61	-	-
3.0 bar	4.57	4.76	-	-	3.76	4.08	-	-
4.0 bar	5.27	5.21	-	-	4.35	4.99	-	-

Tabelle 3: Berechnete Massenströme und reale Massenströme im Vergleich

5.1 Weitergehende Berechnungen

Basierend auf den für den Zusammenhang von Dichte und Überdruck ermittelten Zustandsräumen (Abb. 26) können Ober- und Untergrenzen für Strömungsgeschwindigkeit und Gasanteil des Fluids berechnet werden. Die Extremwerte liegen dabei bei den Randwerten der Zustandsräume vor. Die Maximalwerte für Strömungsgeschwindigkeit und Gasanteil sind dabei am Punkt der geringsten Dichte und des höchsten Überdruckes innerhalb des Zustandsraumes zu erwarten, die Minimalwerte am Punkt der maximalen Dichte und des minimalen Überdruckes. Durch Einsetzen der an diesen Extrempunkten vorliegenden Werte in Gleichung 5.1 und Gleichung 5.2, ergeben sich für die Strömungsgeschwindigkeit bei Verwendung der Langlochdüse mit 1.5 mm Breite die in Tabelle 4 gezeigten Grenzwerte.

	mittlere Geschwindigkeit				reale Geschwindigkeit			
	ohne Unterkühler		mit Unterkühler		ohne Unterkühler		mit Unterkühler	
	w_{min}	w_{max}	w_{min}	w_{max}	w_{min}	w_{max}	w_{min}	w_{max}
1.0 bar	1.31	67.97	1.67	53.37	2.12	109.88	2.70	86.28
1.5 bar	4.03	33.20	7.57*	17.68	6.52	53.67	12.24*	28.59
2.0 bar	10.97*	16.27	9.05*	19.72	17.74*	26.30	14.63*	31.89
2.5 bar	12.44*	17.93	10.62*	21.01	20.11*	28.98	17.16*	33.97
3.0 bar	14.00*	19.12	12.02*	22.26	22.63*	30.92	19.44*	35.99
4.0 bar	15.34*	23.27	14.67*	24.32	24.80*	37.61	23.72*	39.32

Die erwarteten Werte sind mit * gekennzeichnet.

Tabelle 4: Berechnete Strömungsgeschwindigkeiten in m/s

Dabei sind die basierend auf der in Kapitel 5 dargelegten Annahme des vernachlässigbaren Gasanteils ab 1.5 bar mit Unterkühler und ab 2.0 bar mit Unterkühler erwartbaren Werte mit * gekennzeichnet.

Es zeigt sich, dass sich die Strömungsgeschwindigkeit auch ohne die Annahme des vernachlässig-

baren Gasanteils bereits gut einschränken lässt. Durch Messungen der Strömungsgeschwindigkeit könnten mit diesen Daten auch präzise Rückschlüsse auf Gasanteil und Strömungswiderstand ermöglicht werden, weshalb dies einen guten Ansatzpunkt für zukünftige Untersuchungen darstellt. Der Strömungswiderstand kann basierend auf den aktuell vorliegenden Daten nur abgeschätzt werden. Unter der Annahme des vernachlässigbaren Gasanteils ab 1.5 bar mit Unterkühler und ab 2.0 bar ohne Unterkühler bei der Langlochdüse mit 1.5 mm Breite lässt sich der strömungswiderstandsbedingte Druckverlust aus den ermittelten Zustandsräumen auslesen. Basierend auf diesen Werten können Abschätzungen für den Strömungswiderstand bei geringeren Drücken getroffen werden. Dazu wird basierend auf den Gleichungen 5.1 und 5.6 angenommen, dass ein näherungsweise linearer Zusammenhang zwischen Druckverlust und Überdruck besteht. Somit ergeben sich die in Tabelle 5 gezeigten Werte für den zu erwartenden strömungswiderstandsbedingten Druckverlust bei den verschiedenen Behälterdrücken.

	ohne Unterkühler	mit Unterkühler
1.0 bar	0.31*	0.53*
1.5 bar	0.46*	0.86
2.0 bar	0.65	1.08
2.5 bar	0.76	1.23
3.0 bar	0.81	1.38
4.0 bar	1.36	1.59

Bei den mit * gekennzeichneten Werten handelt es sich um Schätzungen

Tabelle 5: strömungswiderstandsbedingter Druckverlust Δp_{verl} in bar

Dabei ist zu erkennen, dass der Unterkühler den strömungswiderstandsbedingten Druckverlust um etwa 60-70 % erhöht. Damit lässt sich erklären, warum der Unterkühler den Massenstrom bei niedrigen Behälterdrücken erhöht, bei hohen jedoch reduziert. Solange durch den Unterkühler eine nennenswerte Reduzierung des Gasanteils möglich ist, wirkt sich dieser steigend auf den Massenstrom aus. Wenn der Gasanteil im Fluid ohnehin schon sehr gering ist, wie es bei hohen Drücken und großen Ausströmquerschnitten der Fall zu sein scheint, so überwiegt die Reduzierung durch den erhöhten Strömungswiderstand gegenüber der Erhöhung des Massenstroms durch die Reduzierung des Gasanteils.

Der Gasanteil kann dabei auch abseits der in Kapitel 5 angeführten Vermutung der Vernachlässigbarkeit mit den vorliegenden Messwerten schon eingeschränkt werden. Hierzu wird angenommen, dass der gasförmige Stickstoff sich wie ein ideales Gas verhält. Demnach gilt für die Dichte der Gasphase am Auslass [19]:

$$\rho_{gas} = \frac{(p_{über} + p_{umg})M_{N_2}}{RT} \quad (5.9)$$

Unter Verwendung der molaren Masse von Stickstoff $M_{N_2} = 2M_N \approx 28 \frac{g}{mol}$, der universellen Gaskonstante $\bar{R} \approx 8.314 \frac{J}{molK}$, dem Umgebungsdruck $p_{umg} = 1.0$ bar und der Temperatur im Siedezustand $T \approx 77.3$ K (Kap. 2.4) kann damit zu jedem Überdruck $p_{über}$ eine korrespondierende Dichte der Gasphase bestimmt werden. Unter Kenntnis der Dichte der Gasphase kann anschließend

der Volumenanteil der Gasphase φ_{gas} bestimmt werden. Dieser ergibt sich durch:

$$\varphi_{gas} = \frac{\rho_{LN2} - \rho}{\rho_{LN2} - \rho_{gas}} \quad (5.10)$$

Daraus lässt sich wiederum der Massenanteil der Gasphase bestimmen durch:

$$\xi_{gas} = \frac{\varphi_{gas}\rho_{gas}}{\rho_{LN2} - \varphi_{gas}(\rho_{LN2} - \rho_{gas})} \quad (5.11)$$

Daraus ergeben sich die in Tabelle 6 gezeigten Obergrenzen für Volumen- und Massenanteil der Gasphase.

	ohne Unterkühler		mit Unterkühler	
	$\varphi_{gas,max}$	$\xi_{gas,max}$	$\varphi_{gas,max}$	$\xi_{gas,max}$
1.0 bar	0.99	0.56	0.98	0.34
1.5 bar	0.89	0.10	0.58	0.02
2.0 bar	0.33	0.01	0.55	0.02
2.5 bar	0.31	0.01	0.50	0.02
3.0 bar	0.27	0.01	0.47	0.02
4.0 bar	0.35	0.01	0.41	0.02

Tabelle 6: Maximaler Gasanteil des ausströmenden Fluids

Auch bei den niedrigen Drücken, bei welchen der gemessene Massenstrom deutlich unterhalb der berechneten Werte liegt, wird in den betrachteten Zeiträumen keine Pulsation beobachtet. Daher liegt entweder eine sehr hochfrequente Pulsation vor, oder der Gasanteil wird in der Strömung kontinuierlich, zum Beispiel in Form von Gasblasen, mitgeführt.

6 Verifizierung der Strahlungstemperaturmessdaten

Wie in Kapitel 3.1.4 beschrieben und in Abbildung 9 ersichtlich, können zur Verifizierung der Temperaturdaten der Thermografiekamera Thermoelemente an einer Probe angebracht werden. Ein gleichzeitiger Ablauf von kontakt- und strahlungsthermografischer Messung ermöglicht dann an den Positionen der Thermoelemente einen lokalen Vergleich der Temperaturen. Da die Messdaten der Thermografiekamera an der exakten Position des Thermoelementes nicht verwendbar sind, wird die Temperatur ersatzweise durch eine lineare Fortsetzung des Temperaturprofils über den nicht verwendbaren Bereich ermittelt. Dazu werden zwei dem Thermoelement naheliegende Stellen mit verwertbaren strahlungsthermografischen Messdaten so ausgewählt, dass eine Punktsymmetrie zum Mittelpunkt des Thermoelements besteht. An diesen Stellen wird die den Temperaturmessdaten der Thermografiekamera zuzuordnende innere Energie über ein Feld von 3x3 Messpunkten gemittelt (siehe Abb. 27) und daraus die mittlere Temperatur bestimmt. Es wird angenommen, dass der Mittelwert der beiden Stellen dann der Temperatur an der Position des Thermoelements entspricht. Da die Verifizierung bei der Überströmung durchgeführt wird, ist die x-Koordinate als Abstand vom Einlass d_{el} angegeben.

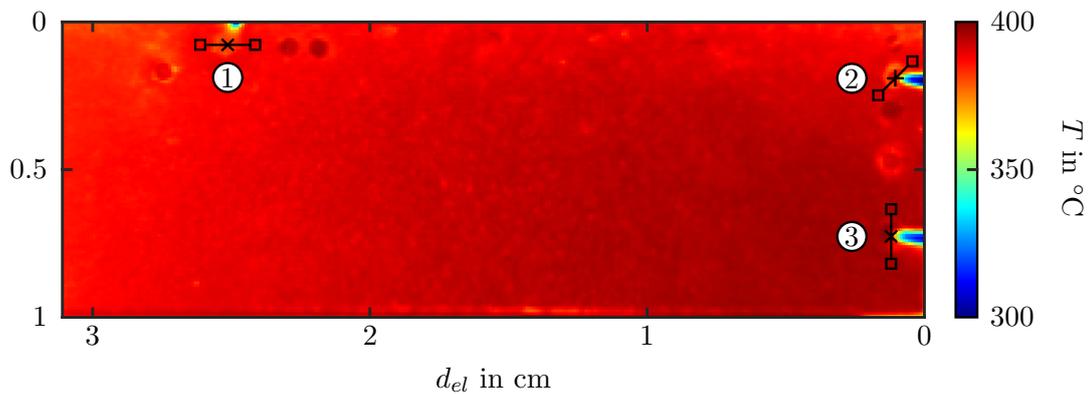


Abbildung 27: Bestimmung der Temperatur an den Positionen der Thermoelemente

Es ist deutlich sichtbar, dass in der Probe mehr Bohrlöcher vorhanden sind als Thermoelemente angebracht wurden. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass beim Einbringen der Löcher einige der Bohrungen fehlgeschlagen sind, da die verwendeten 0.6 mm - Bohrer den Belastungen beim Bohren in der Titanlegierung nicht standgehalten haben und abgebrochen sind. Jeder dieser Fehlversuche ist in den Temperaturmessdaten als scheinbar wärmere Stelle zu erkennen. Insbesondere bei Thermoelement '1' ist die Auswahl der Vergleichspunkte dadurch erschwert.

Trotz dieser Schwierigkeiten zeigen die Messdaten von Thermoelementen und Thermografiekamera eine gute Übereinstimmung, wie in Abbildung 28 ersichtlich ist. Sowohl im Fall der reinen Luftabkühlung, als auch mit kryogener Kühlung liegen die Unterschiede der von Thermografiekamera und Thermoelementen gemessenen Temperaturen an allen drei Vergleichspunkten stets unterhalb von 15 K.

Damit kann bestätigt werden, dass die Annahme des Emissionskoeffizienten von $\varepsilon \approx 1$ valide ist und die Messdaten der Thermografiekamera die real vorliegenden Temperaturen gut abbilden.

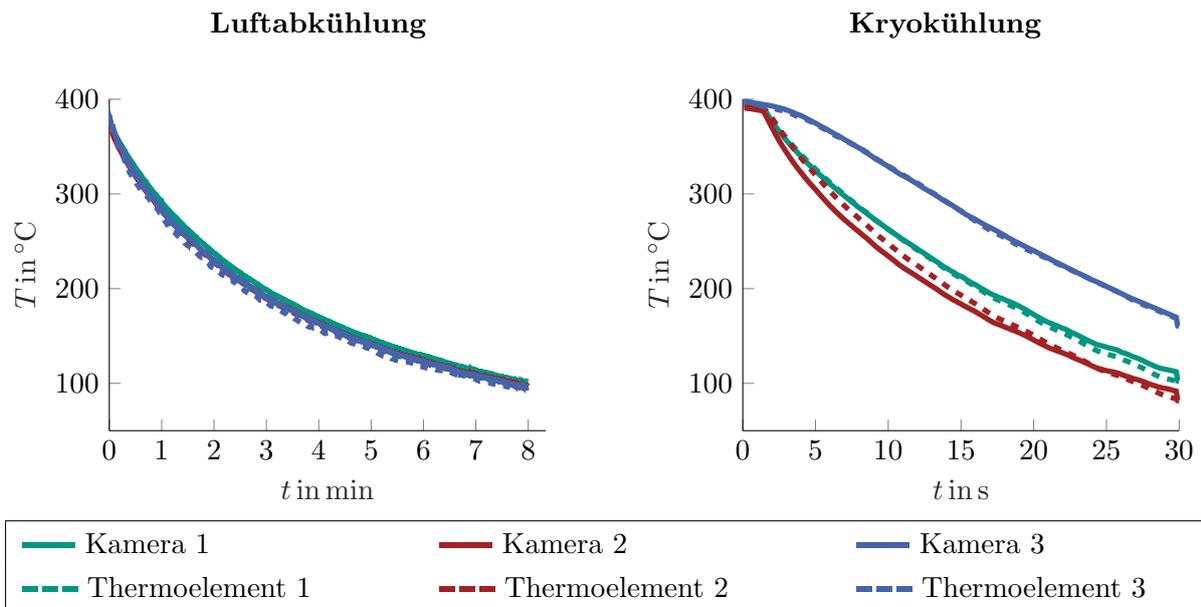


Abbildung 28: Vergleich der Messdaten von Thermografiekamera und Thermoelementen

7 Ergebnisse und Diskussion

7.1 Vergleich der örtlich aufgelösten Wärmeströmdichten

Bei Betrachtung der Wärmestromdichte in Abhängigkeit des Ortes (Abb. 29) zeigt sich, dass dieser mit zunehmendem Abstand zum Auftreffpunkt des Strahls abnimmt. Dies ist aller Wahrscheinlichkeit nach auf eine Kombination zweier Phänomene zurückzuführen. Zum einen wird die beim Filmsieden gebildete Gasschicht im Anströmpunkt durch den Impuls des Strahls senkrecht zur Oberfläche gestört und weist dort lokal eine geringere Dicke auf, weshalb ein hoher Wärmeübergang zu beobachten ist. Zum anderen entsprechen die Strömungsbedingungen in einem Abstand zum Anströmpunkt näherungsweise jenen, die im Grenzfall der Überströmung vorliegen. Da die beim Filmsieden gebildete Gasphase, wie in Kapitel 2.5.1 erläutert, in Strömungsrichtung oberflächenparallel abgeführt wird, ist somit anzunehmen, dass deren Dicke in zunehmender Entfernung zum Anströmpunkt zunimmt. Dies erklärt, aufgrund der isolierenden Wirkung der gasförmigen Grenzschicht, die weitere Abnahme des Wärmeüberganges abseits der lokalen Störung der Gasschicht. Erstaunlich ist dabei, dass auch in hoher Entfernung zum Anströmpunkt, wo die Strömungsbedingungen näherungsweise denen des Grenzfalls der Überströmung entsprechen, die von Golda et al.[7] in den dieser Arbeit vorausgegangenen Versuchen dafür beobachteten Wärmeübergänge von maximal $2.5 - 3.5 \cdot 10^5 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ nicht unterschritten werden. Es liegt daher die Vermutung nahe, dass durch den Impuls senkrecht zur Oberfläche die Effizienz der Kühlung, also der entzogene Wärmestrom pro Fluidmenge, steigt.

Weiterhin ist zu beobachten, dass die Wärmestromdichte bei einem Aufprallwinkel von 90° eine Symmetrie zum Auftreffpunkt des Strahls aufweist, während bei einem Aufprallwinkel von 45° eine Asymmetrie zu beobachten ist. Dies ist auf die Trägheit des Fluids zurückzuführen, welche dazu führt, dass der Großteil dessen die Flussrichtung um 45° ändert und nur ein kleiner Teil des Fluids mit einer Änderung der Strömungsrichtung um 135° in die entgegengesetzte Richtung abfließt. Zudem zeigt sich, dass der Wärmeübergang in beiden Fällen mit zunehmender Zeit abnimmt,

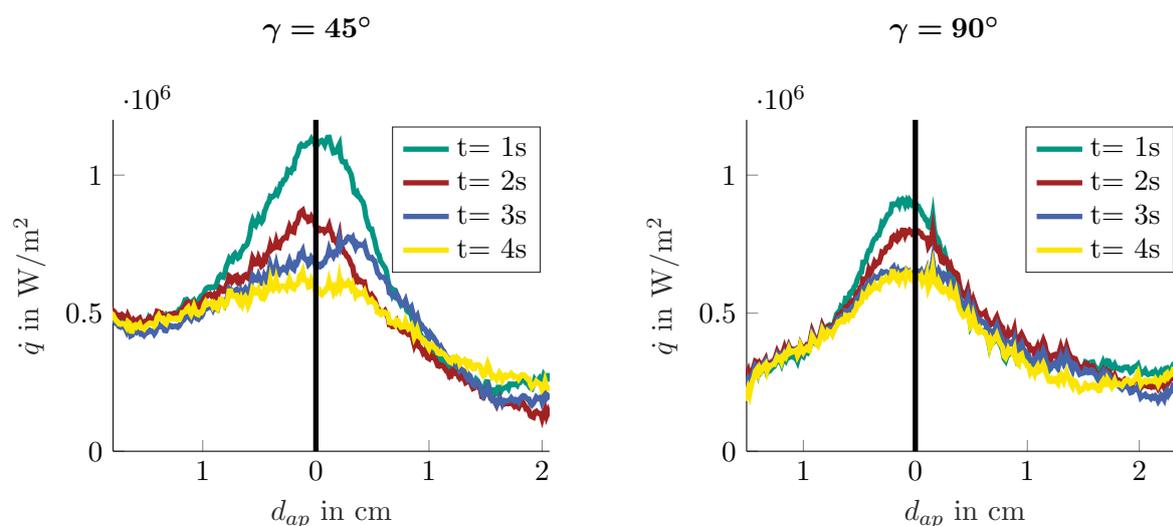


Abbildung 29: Zeitliche Entwicklung der örtlichen Wärmeströme

was auf die sinkende Temperaturdifferenz zwischen Probenvolumen und Fluid zurückzuführen ist. Die Tatsache, dass in Abbildung 29 bei einem Anströmwinkel von 45° bei $t = 1$ s eine höhere Wärmestromdichte im Anströmpunkt vorliegt, ist durch die höhere Anfangstemperatur des Pro-

benvolumens zurückzuführen und hat keinerlei Aussagekraft.

Besonders interessant ist es daher, den Wärmeübergang in Abhängigkeit von der Kontaktflächen-temperatur zu betrachten, weshalb dies in den nachfolgenden Kapiteln vorrangig zur Darstellung der Ergebnisse angewandt wird.

7.2 Reproduzierbarkeit

Bei Betrachtung der Wärmestromdichte in Abhängigkeit von der Temperatur an der kontaktflächenzugewandten Kante der Messfläche für alle unter den selben Bedingungen durchgeführten Wiederholungen, so zeigen sich nur geringfügige Abweichungen (Abb. 30). Daran ist zu erkennen, dass der Versuch eine sehr hohe Reproduzierbarkeit aufweist. Um die Messdaten der einzelnen Versuchsdurchführungen optimal abbilden zu können, wird diese Größe daher für die nachfolgenden Ergebnisse über alle Wiederholungen gemittelt und als \bar{q} bezeichnet.

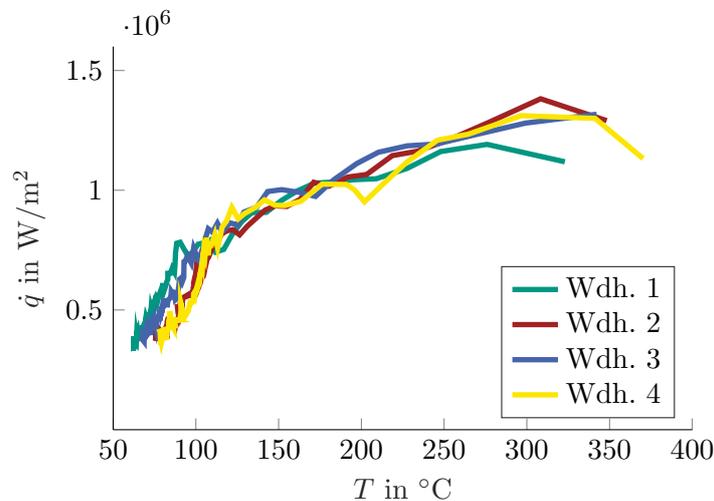


Abbildung 30: Vergleich der temperaturabhängigen Wärmestromdichten aller Wiederholungen

7.3 Vergleich der temperaturabhängigen Wärmeströme

Bei Betrachtung der spezifischen temperaturabhängigen Wärmeströme (Abb. 29) ist zu erkennen, dass der Wärmestrom mit abnehmender Kontaktflächen-temperatur sinkt. Da der Wärmestrom beim Filmsieden stets vom Temperaturgradienten in der Gasschicht abhängt, folgt daraus, dass die Dicke der Gasschicht nicht proportional zur Temperaturdifferenz zwischen Kontaktfläche und Flüssigkeit ist, da der Wärmestrom andernfalls keine Temperaturabhängigkeit aufweisen würde. Zudem ist zu beobachten, dass der Wärmeübergang im Anströmpunkt mit zunehmendem Behälterdruck zunimmt, was aller Wahrscheinlichkeit nach auf die höheren Strömungsgeschwindigkeiten zurückzuführen ist. Die bei einem Behälterdruck von 4 bar ermittelten Wärmeübergänge sind dabei zu hinterfragen, da dabei größere Undichtigkeiten am Zulauf beobachtet werden konnten und beispielsweise an der Dichtung zwischen Adapter und Probe Stickstoff austritt, was die Messung negativ beeinflusst.

Weiterhin zeigt sich, dass der Wärmeübergang im Anströmpunkt sich für die beiden betrachteten Anströmwinkel von 45 und 90 Grad nur im einstelligen bis niedrigen zweistelligen Prozentbereich unterscheidet. Ein Vergleich der im Anströmpunkt vorliegenden Wärmeströme mit jenen, die Golda

et al. in den dieser Arbeit vorausgegangenen Versuchen im Grenzfall der Überströmung ermittelt haben [7], zeigt, dass diese bei beiden hier betrachteten Anströmwinkeln um ein Vielfaches höher sind. Somit folgt, dass kein linearer Zusammenhang zwischen dem Impuls des Fluids senkrecht zur Oberfläche und dem Wärmeübergang besteht, da andernfalls unter einem Anströmwinkel von 45° für den Wärmeübergang der Mittelwert aus Überströmung und senkrechtem Aufprall beobachtet werden müsste.

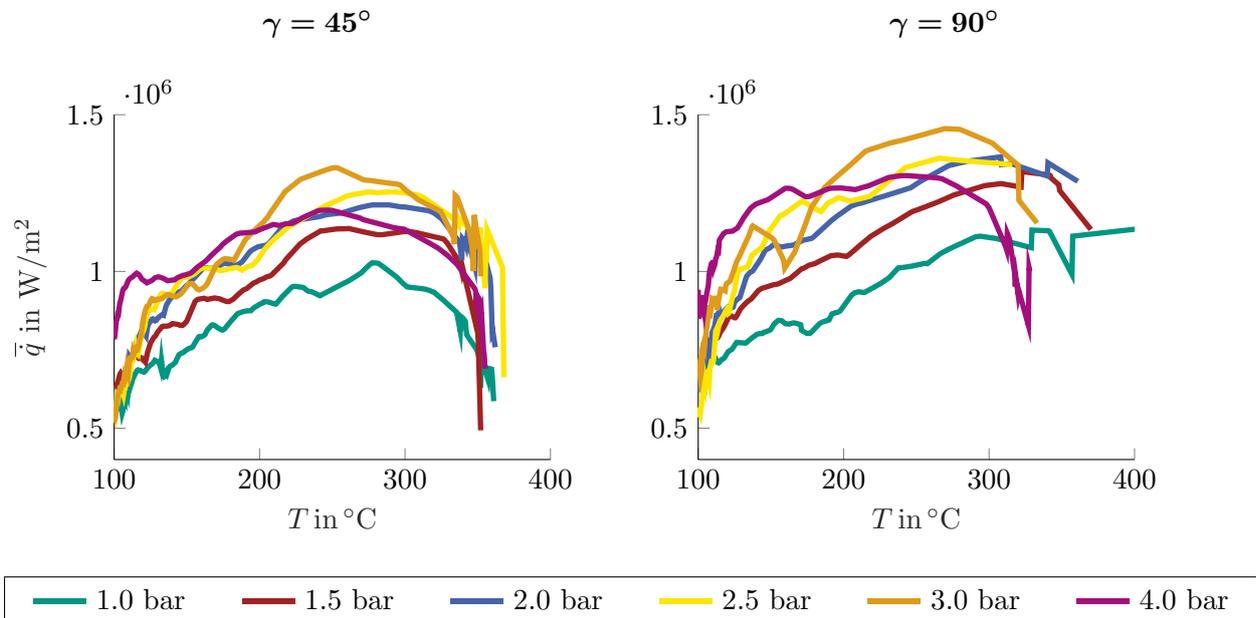


Abbildung 31: Mittlerer temperaturabhängiger Wärmestrom im Anströmpunkt

Die deutlichen Unterschiede gegenüber dem Grenzfall der Überströmung werden auch bei Betrachtung des in Abbildung 32 dargestellten Wärmeüberganges in 1 cm Abstand zum Anströmpunkt deutlich. An dieser Stelle ist kein nennenswerter Impuls senkrecht zur Oberfläche mehr zu erwarten, weshalb die Strömungsbedingungen jenen bei der Überströmung ähneln. Es ist dabei zu erkennen, dass der temperaturabhängige Wärmeübergang teilweise um mehr als 50 % gegenüber dem Anströmpunkt reduziert ist.

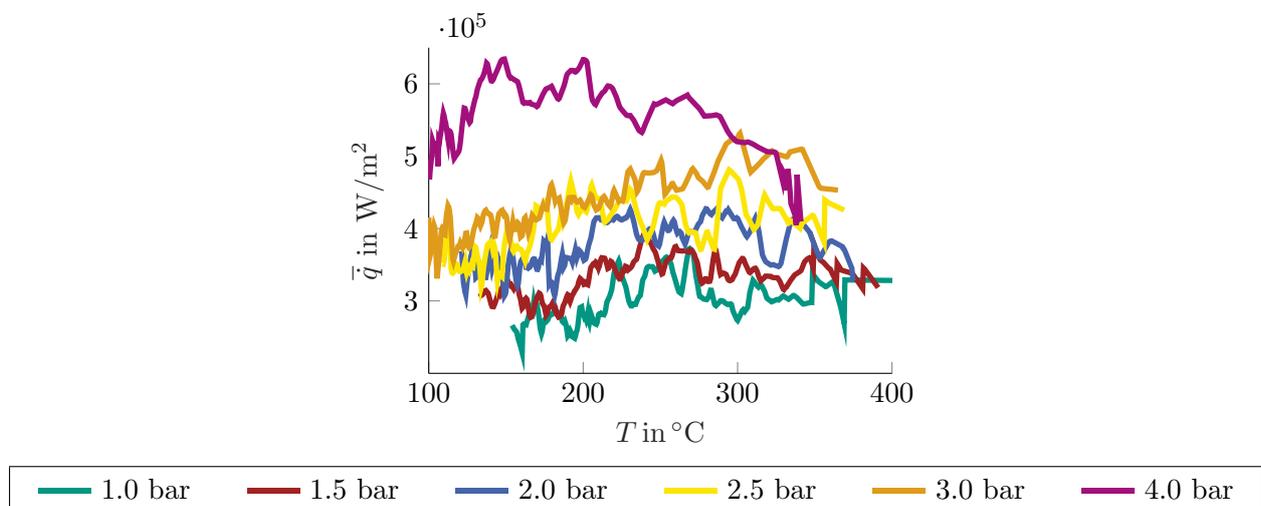


Abbildung 32: Mittlerer temperaturabhängiger Wärmestrom bei $d_{ap} = 1 \text{ cm}$ für $\gamma = 90^\circ$

7.4 Einfluss des Unterkühlers

Bei Betrachtung der temperaturabhängigen Wärmeübergänge im Anströmpunkt für den Aufbau mit und jenen ohne Unterkühler ist zu beobachten, dass der Unterkühler diesen in keinem der hier betrachteten Fälle erhöht. Diese Beobachtung widerspricht auf den ersten Blick den von Golda et al. [57] bei Verwendung einer runden Düse mit 1.5 mm Durchmesser ermittelten Daten, ist aber darauf zurückzuführen, dass dort ohne den Unterkühler fast kein flüssiger Stickstoff in die Messtrecke eingeleitet wird, sondern hauptsächlich Gas aus der Düse ausströmt. Bei den hier verwendeten größeren Austrittsquerschnitten stellt dies kein Problem dar, es kann optisch auch ohne Unterkühler kontinuierlich flüssiger Stickstoff beobachtet werden.

Dennoch ist dies insbesondere bei 1.0 und 1.5 bar Behälterdruck im Hinblick auf den deutlich höheren Massenstrom bei Einsatz des Unterkühlers (Tab. 1) verwunderlich. Hierauf basierend wird vermutet, dass eine Unterkühlung, wie auch eine Erhöhung des Massenstroms beim Filmsieden keinen nennenswerten Einfluss auf den Wärmeübergang aufweisen. Wesentlich relevanter scheint die Strömungsgeschwindigkeit zu sein, welche beim Aufbau mit Unterkühler stets unterhalb derer des Aufbaus ohne Unterkühler zu erwarten ist (Tab. 4) und somit eine mögliche Erklärung für die dort vorliegenden geringeren temperaturabhängigen Wärmeströme ist.

Dies bietet einen Ansatzpunkt für deutliche Verbesserungen der Kühleffizienz, da der Wärmestrom möglicherweise unabhängig vom Massenstrom durch eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit erhöht werden kann. Es empfiehlt sich, hierzu weitere Untersuchungen anzustellen um diesen Faktor weitergehend zu eruieren.

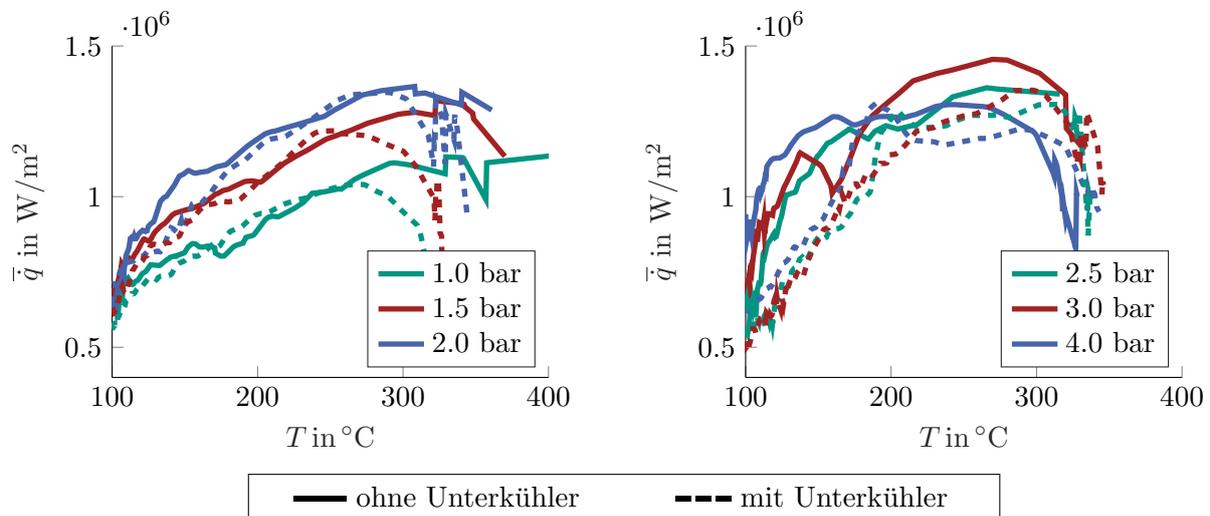


Abbildung 33: Einfluss des Unterkühlers auf den temperaturabhängigen Wärmestrom

7.5 Effizienz der Kühlung

Basierend auf der im vorausgehenden Kapitel genannten Beobachtung ist es von Interesse, die Effizienz der Kühlung weitergehend zu betrachten. Diese soll nachfolgend als Wärmeübergang pro Massenstrom verstanden werden und den Wirkungsgrad der Kühlung abbilden.

In Abbildung 31 ist zu erkennen, dass die Wärmeübergänge sich bei allen betrachteten Behälterdrücken stets um weniger als Faktor 2 unterscheiden, wohingegen die in Tabelle 1 gelisteten Mas-

senströme sich um mehr als Faktor 10 unterscheiden. Daraus ergeben sich deutliche Unterschiede für die in Abbildung 34 gezeigte Effizienz der Kühlung bei den verschiedenen Behälterdrücken.

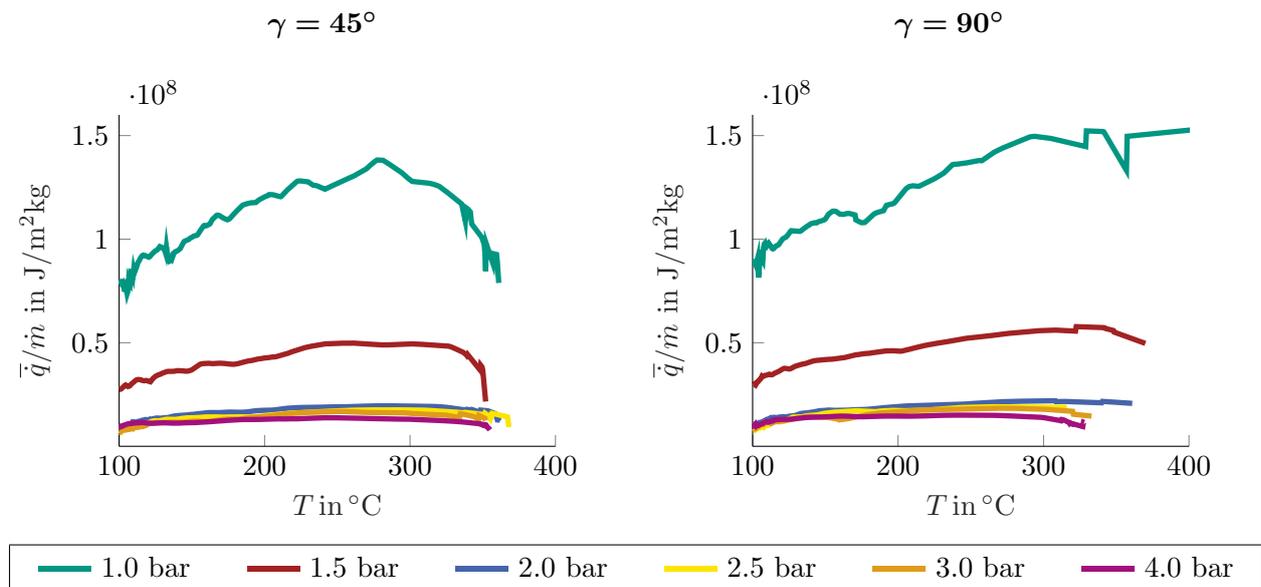


Abbildung 34: Effizienz der Kühlung im Anströmpunkt

Abbildung 34 legt nahe, dass es in der Anwendung am wirtschaftlichsten ist, gezielt geringe Stickstoffmengen bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten und hohen Drücken anzustreben, sofern nicht zwingend ein maximaler absoluter Kühleffekt vonnöten ist. Dies kann basierend auf den vorliegenden Betrachtungen gegebenenfalls durch einen gewissen Gasanteil im Fluid erreicht werden, sollte aber weiter untersucht werden.

7.6 Wärmeübergangskoeffizient

Da im technischen Bereich häufig der empirisch bestimmte örtliche Wärmeübergangskoeffizient α zur Abschätzung des zu erwartenden Wärmeüberganges zum Einsatz kommt (Kap. 2.1.4), wird dieser nachfolgend ermittelt und verglichen. Als Referenztemperatur T_r in der Definitionsgleichung des Wärmeübergangskoeffizienten wird dabei die Siedetemperatur (Gl. 2.9) von molekularem Stickstoff (Kap. 2.4) verwendet. Für die Grenzflächentemperatur T_g wird wiederum die Temperatur an der kontaktflächenzugewandten Kante der Messfläche eingesetzt.

Dabei zeigt sich, dass der Wärmeübergangskoeffizient mit steigender Temperatur abnimmt, woraus sich ableiten lässt, dass der Zusammenhang zwischen der Kontaktflächentemperatur und dem Temperaturgradienten in der beim Filmsieden gebildeten Gasschicht, welche für den Wärmeübergang maßgeblich ist (Kap. 2.5.1 und Kap. 2.5.3), nichtlinear ist.

Eine solche Temperaturabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten wird auch von Wang et al. [61] bei der Kühlung mit Wasser beobachtet. Ein Vergleich mit den von Wang et al. ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten im Anströmpunkt unter 90° Anströmwinkel zeigt, dass diese eine ähnliche Abhängigkeit zur Temperaturdifferenz ΔT_s zum Siedepunkt der Kühlflüssigkeit aufweisen (Abb. 35).

Der Durchmesser der von Wang et al. verwendeten Düse ist zwar nicht dokumentiert, wird aber auf Basis der angegebenen Massenströme auf 10 mm geschätzt. Somit können die von Wang et

al. im Abstand von 70 mm (≈ 7 Düsendurchmesser) zum Anströmpunkt ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten ($\alpha_{wang,70}$) mit jenen, die bei der Langlochdüse mit 1.5 mm Breite in 10.5 mm (7 Düsenbreiten) zum Anströmpunkt vorliegen, verglichen werden. Dabei lässt sich ebenfalls erkennen, dass der Wärmeübergangskoeffizient in beiden Fällen in einer ähnlichen Größenordnung liegt.

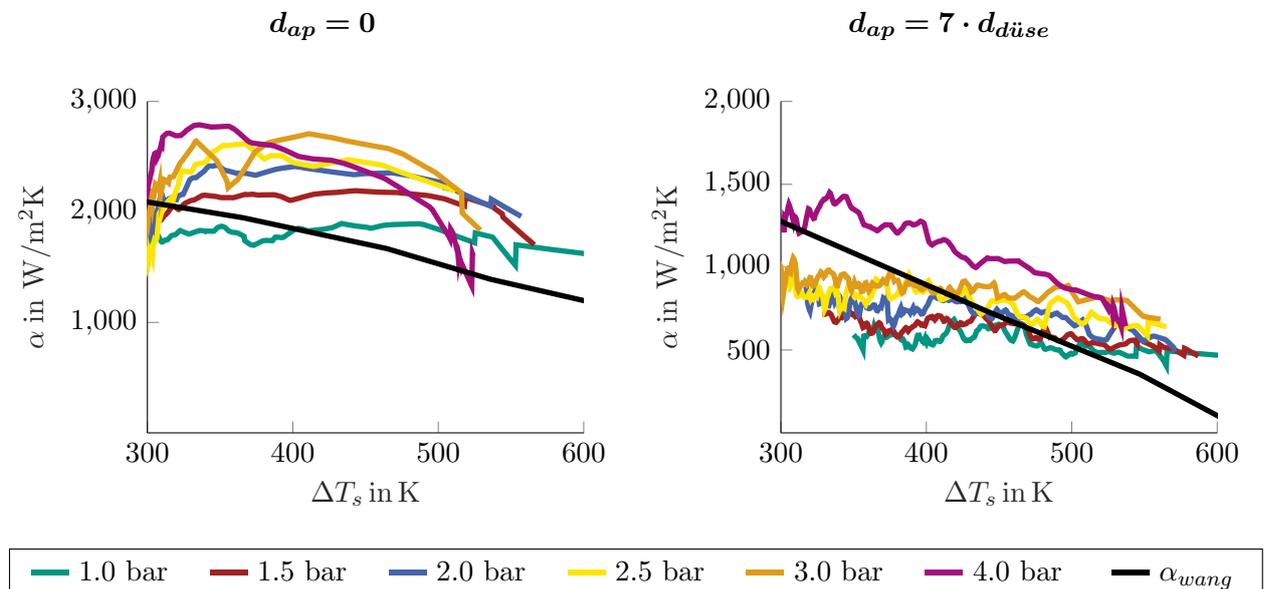


Abbildung 35: Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten

Es liegt daher die Vermutung nahe, dass der Wärmeübergangskoeffizient beim Filmsieden nicht maßgeblich von der eingesetzten Kühlflüssigkeit abhängt. Bei der kryogenen Kühlung mit flüssigem Stickstoff ist dennoch ein höherer Wärmestrom zu erwarten als bei der Wasserkühlung, da die Siedetemperatur beziehungsweise die Temperatur der Kühlflüssigkeit hier deutlich geringer ist und somit höhere Temperaturdifferenzen vorliegen.

8 Ausblick

8.1 Vergleichsexperiment

Obot et al. konnten bei Prallstrahlversuchen mit Luftströmungen beobachten, dass eine Beschränkung der Strömung durch Zwangsbedingungen den Wärmeübergang im einstelligen bis niedrigen zweistelligen Prozentbereich reduziert [62]. Zum Eintreten dieser Reduzierung des Wärmeübergangs durch Zwangsbedingungen bei der kryogenen Kühlung liegen keine Daten vor. Es ist daher zu ermitteln, ob ein nennenswerter Einfluss der verwendeten Probe (Abb. 5) auf den Wärmeübergang besteht. Hierzu wurde ein Vergleichsexperiment konstruiert, welches die Untersuchung des Wärmeüberganges beim kryogenen Prallstrahl ohne zusätzliche Zwangsbedingungen für An- und Abströmung ermöglicht, die Durchführung der Versuche steht allerdings noch aus. Der Versuchsaufbau besteht dabei im wesentlichen aus einem Ti-6Al-4V-Blech, welches zwischen zwei Isolatorplatten eingespannt ist und über ein Winkelblech an die bereits aus den vorhergegangenen Versuchen bestehende Dreh- und Verschiebevorrichtung (Abb. 7) angebracht wird.

Die Thermografiekamera soll dabei die Oberflächentemperaturen auf der Rückseite des Probenblechs messen. Daher wird ein Schutzblech mit in den Versuchsaufbau eingebunden um zu vermeiden, dass flüssiger Stickstoff in den Bildbereich der Thermografiekamera oder auf die Thermografiekamera selbst gerät. Damit eine Auswertung der Versuchsergebnisse möglich ist muss daher angenommen werden, dass die Temperatur der Probenrückseite jener der Kontaktfläche entspricht. Damit diese Annahme getroffen werden kann, muss eine sehr geringe Blechdicke für die Probe gewählt werden. Wird diese allerdings zu gering gewählt, ist die Wärmekapazität der Probe hingegen zu niedrig, als dass sinnvolle Messergebnisse erzielt werden können, da die Abkühlrate im interessierenden Bereich $300 \frac{\text{K}}{\text{s}}$ bei geringen Blechdicken deutlich überschreiten kann und die zeitliche Auflösung der Thermografiekamera unter Umständen nicht mehr ausreicht, um die Änderungen sinnvoll abzubilden. Daher werden Probendicken zwischen 0.8 und 1.5 mm als sinnvoll erachtet.

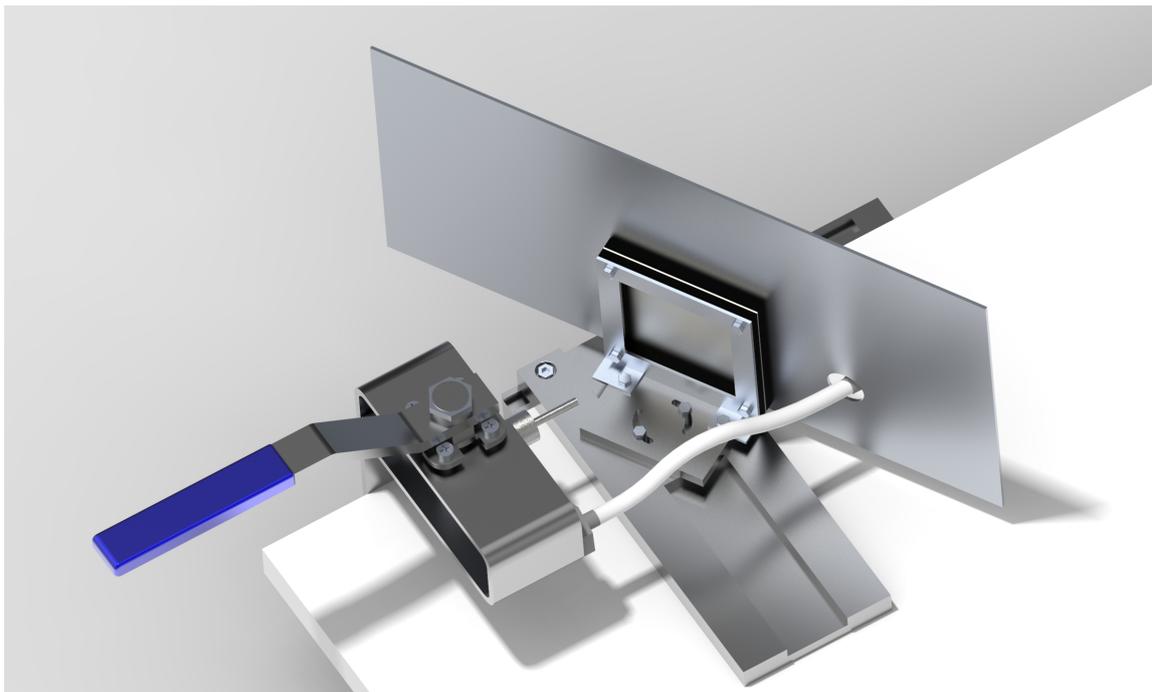


Abbildung 36: Aufbau des Vergleichsexperiments

Literatur

- [1] Matthew J. Donachie. *Titanium: A technical guide*. ASM International, Materials Park, OH, 2nd ed. edition, 2000.
- [2] Uwe Heisel. *Handbuch Spanen*. Ed. Handbuch der Fertigungstechnik. Hanser, München, 2., vollst. neu bearb. aufl. edition, 2014.
- [3] J. Paulo Davim. *Machining of Hard Materials*. Springer-Verlag London, London, 1 edition, 2011.
- [4] Domenico Umbrello, Fabrizio Micari, and I. S. Jawahir. The effects of cryogenic cooling on surface integrity in hard machining: A comparison with dry machining. *CIRP Annals*, 61(1):103–106, 2012.
- [5] M. J. Bermingham, J. Kirsch, S. Sun, S. Palanisamy, and M. S. Dargusch. New observations on tool life, cutting forces and chip morphology in cryogenic machining ti-6al-4v. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 51(6):500–511, 2011.
- [6] Shane Y. Hong. Economical and ecological cryogenic machining. *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 123(2):331–338, 2001.
- [7] Philipp Golda, Robert Schießl, and Ulrich Maas. Heat transfer simulation of a cryogenic cooling stream in machining operation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 144:118616, 2019.
- [8] Giovanna Rotella and Domenico Umbrello. Finite element modeling of microstructural changes in dry and cryogenic cutting of ti6al4v alloy. *CIRP Annals*, 63(1):69–72, 2014.
- [9] Shane Y. Hong and Y. Ding. Micro-temperature manipulation in cryogenic machining of low carbon steel. *Journal of Materials Processing Technology*, 116(1):22–30, 2001.
- [10] A. H. Kheireddine, A. H. Ammouri, T. Lu, O. W. Dillon, R. F. Hamade, and I. S. Jawahir. An experimental and numerical study of the effect of cryogenic cooling on the surface integrity of drilled holes in az31b mg alloy. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 78(1-4):269–279, 2015.
- [11] Martin Dix, Rafael Wertheim, Gerhard Schmidt, and Carsten Hochmuth. Modeling of drilling assisted by cryogenic cooling for higher efficiency. *CIRP Annals*, 63(1):73–76, 2014.
- [12] Shane Y. Hong and Yucheng Ding. Cooling approaches and cutting temperatures in cryogenic machining of ti-6al-4v. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 41(10):1417–1437, 2001.
- [13] Alfred Böge and Wolfgang Böge, editors. *Handbuch Maschinenbau: Grundlagen und Anwendungen der Maschinenbau-Technik ; mit 424 Tabellen*. Springer Vieweg, Wiesbaden, 22., überarb. und erw. aufl. edition, 2015.
- [14] Hans Dieter Baehr and Stephan Kabelac. *Thermodynamik: Grundlagen und technische Anwendungen*. Lehrbuch. Springer Vieweg, Berlin, 16., aktualisierte auflage edition, 2016.

- [15] Siegfried Hunklinger. *Festkörperphysik*. Mathematik, Physik 10-2012. Oldenbourg, München, 3., verb. und aktualisierte aufl. edition, 2011.
- [16] Nenad Milošević and Ivana Aleksić. Thermophysical properties of solid phase ti-6al-4v alloy over a wide temperature range. *International Journal of Materials Research*, 103(6):707–714, 2012.
- [17] *VDI-Wärmeatlas: Mit 320 Tabellen*. VDI-Buch. Springer Vieweg, Berlin, 11., bearb. und erw. aufl. edition, 2013.
- [18] PETER WELLMANN. *MATERIALIEN DER ELEKTRONIK UND ENERGIETECHNIK: Halbleiter, graphen, funktionale materialien*. MORGAN KAUFMANN, [S.l.], 2019.
- [19] Dieter Meschede, Helmut Vogel, and Christian Gerthsen. *Gerthsen Physik*, volume 0 of *Springer-Lehrbuch*. Springer, Berlin, 24., überarb. aufl. edition, 2010.
- [20] R. G. Ross, P. Andersson, B. Sundqvist, and G. Backstrom. Thermal conductivity of solids and liquids under pressure. *Reports on Progress in Physics*, 47(10):1347–1402, 1984.
- [21] Hans Dieter Baehr and Karl Stephan. *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer Vieweg, Berlin and Heidelberg, 9., aktualisierte auflage edition, 2016.
- [22] G. Gaussorgues, Michel-Henri Carpentier, and Bradford L. Smith. *Infrared Thermography*. Springer Netherlands, Dordrecht, 1994.
- [23] Klaus Langeheinecke, Peter Jany, Gerd Thieleke, Kay Langeheinecke, and Andre Kaufmann. *Thermodynamik für Ingenieure: Ein Lehr- und Arbeitsbuch für das Studium*. Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden and s.l., 9., überarb. u. erw. aufl. 2014 edition, 2013.
- [24] John H. Lienhard. *A heat transfer textbook*. Dover Publications, Inc, Mineola, New York, fifth edition edition, 2019.
- [25] Horst Herr. *Wärmelehre*, volume 3 of *Technische Physik*. Verl. Europa-Lehrmittel, Haan-Gruiten, 3. aufl. edition, 2001.
- [26] Horst Kuchling. *Taschenbuch der Physik: Mit zahlreichen Tabellen*. Fachbuchverl. Leipzig im Carl-Hanser-Verl., München, 21., aktualisierte aufl., jub.-ausg. 50 jahre edition, 2014.
- [27] Heinz Herwig and Andreas Moschallski. *Wärmeübertragung*. Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden, 2019.
- [28] Jürgen Zierep and Karl Bühler. *Grundzüge der Strömungslehre: Grundlagen, Statik und Dynamik der Fluide : mit 202 Abbildungen und zahlreichen Übungen*. Springer Vieweg, Wiesbaden, 11., überarbeitete und erweiterte auflage edition, 2018.
- [29] Hans-Jürgen Bargel and Günter Schulze. *Werkstoffkunde*. Springer-Lehrbuch. Springer, Berlin and Heidelberg, 11., bearb. aufl. 2012 edition, 2012.
- [30] Din 17860:2010-01, bänder und bleche aus titan und titanlegierungen.- technische lieferbedingungen.

- [31] Frederik Zanger. *Segmentspannbildung, Werkzeugverschleiß, Randschichtzustand und Bauteileigenschaften: Numerische Analysen zur Optimierung des Zerspanungsprozesses am Beispiel von Ti-6Al-4V: Zugl.: Karlsruhe, Inst. für Technologie, Diss., 2012*, volume 169 of *Forschungsberichte aus dem wbk, Institut für Produktionstechnik Universität Karlsruhe*. Shaker, Aachen, 2013.
- [32] Eberhard Roos and Karl Maile. *Werkstoffkunde für Ingenieure: Grundlagen, Anwendung, Prüfung*. Springer-Lehrbuch. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 3. aufl. edition, 2008.
- [33] Manfred Peters and Christoph Leyens. *Titan und Titanlegierungen*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, 2002.
- [34] Helmuth Hausen and Hermann Linde. *Tieftemperaturtechnik: Erzeugung sehr tiefer Temperaturen, Gasverflüssigung und Zerlegung von Gasgemischen*. Springer, Berlin, softcover reprint of the orig. 2nd ed. 1985 edition, 2013.
- [35] Christian Day. Kryotechnik und kryopumpen. In Karl Jousten, editor, *Handbuch Vakuumtechnik*, volume 8 of *Springer Reference Technik*, pages 595–634. Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden, 2018.
- [36] N. Kurti. Low temperature terminology. *Cryogenics*, 10(3):183–185, 1970.
- [37] Randall F. Barron and Gregory F. Nellis. *Cryogenic heat transfer*. CRC Press, Boca Raton and London and New York, second edition edition, 2016.
- [38] Franz Mayinger. Strömung siedender flüssigkeiten. In Franz Mayinger, editor, *Strömung und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeits-Gemischen*, pages 92–219. Springer Vienna, Vienna, 1982.
- [39] L. Bogdanic, H. Auracher, and F. Ziegler. Two-phase structure above hot surfaces in jet impingement boiling. *Heat and Mass Transfer*, 45(7):1019–1028, 2009.
- [40] Daniel S. Christen. *Praxiswissen der chemischen Verfahrenstechnik: Handbuch für Chemiker und Verfahreningenieure*. VDI-Buch. Springer, Berlin and Heidelberg, 2. bearbeitete und ergänzte auflage edition, 2010.
- [41] D. Schroeder-Richter and G. Bartsch. The leidenfrost phenomenon caused by a thermo-mechanical effect of transition boiling: a revisited problem of non-equilibrium thermodynamics. In *Fundamentals of Phase Change: Boiling and Condensation*, volume 136, pages 13–20. ASME-HTD New York, 1990.
- [42] Diethelm Schroeder-Richter. *Ein analytischer Beitrag zur Anwendung der Thermodynamik irreversibler Prozesse auf Siedephenomene*. VDI D@: usseldorf, 1991.
- [43] J. D. Bernardin and I. Mudawar. The leidenfrost point: Experimental study and assessment of existing models. *Journal of Heat Transfer*, 121(4):894–903, 1999.
- [44] H. Yamamoto. Multichip module packaging for cryogenic computers. In *1991., IEEE International Symposium on Circuits and Systems*, pages 2296–2299. IEEE, 11-14 June 1991.
- [45] Din 8580:2003-09, fertigungsverfahren.- begriffe, einteilung.

- [46] Din 8589-0:2003-09, fertigungsverfahren spanen- teil-0: Allgemeines; einordnung, unterteilung, begriffe.
- [47] Din 6583:1981-09, begriffe der zerspantechnik; standbegriffe.
- [48] T. Özel, M. Sima, A. K. Srivastava, and B. Kaftanoglu. Investigations on the effects of multi-layered coated inserts in machining ti-6al-4v alloy with experiments and finite element simulations. *CIRP Annals*, 59(1):77–82, 2010.
- [49] Alokesh Pramanik and Guy Littlefair. Machining of titanium alloy (ti-6al-4v) —theory to application. *Machining Science and Technology*, 19(1):1–49, 2015.
- [50] Frank Bernhard. Thermografie. In Frank Bernhard, editor, *Handbuch der Technischen Temperaturmessung*, pages 1395–1463. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2014.
- [51] Infratec wärmebildkammeraserie imageir® 5300.
- [52] Douglas H. Norrie and Gerard de Vries. *The Finite Element Method: Fundamentals and Applications*. Elsevier Science, Burlington, 2014.
- [53] Olgierd C. Zienkiewicz, Robert L. Taylor, and Jianzhong Zhu. *The finite element method*. Elsevier Butterworth-Heinemann, Amsterdam, 6. ed., repr edition, 2010.
- [54] F. Pusavec, T. Lu, C. Courbon, J. Rech, U. Aljancic, J. Kopac, and I. S. Jawahir. Analysis of the influence of nitrogen phase and surface heat transfer coefficient on cryogenic machining performance. *Journal of Materials Processing Technology*, 233:19–28, 2016.
- [55] Gerhard Merziger, Günter Mühlbach, Detlef Wille, and Thomas Wirth. *Formeln + Hilfen höhere Mathematik*. Binomi-Verlag, Barsinghausen, 8. auflage edition, 2018.
- [56] P. Lequien, G. Poulachon, J. C. Outeiro, and J. Rech. Hybrid experimental/modelling methodology for identifying the convective heat transfer coefficient in cryogenic assisted machining. *Applied Thermal Engineering*, 128:500–507, 2018.
- [57] Benedikt Stampfer, Philipp Golda, Robert Schießl, Ulrich Maas, and Volker Schulze. Tool-internal application of liquid nitrogen during orthogonal turning (is currently reviewed). 2020.
- [58] Ulrich Hauptmanns. *Prozess- und Anlagensicherheit*. 2. auflage edition, 2019.
- [59] Peter Böckh, Peter von Böckh, and Christian Saumweber. *Fluidmechanik: Einführendes Lehrbuch*. Springer, Dordrecht, 3., bearb. u. erg. aufl. 2013 edition, 2013.
- [60] Herbert Sigloch. *Technische Fluidmechanik: Mit 40 Tabellen, sowie 114 gelösten Berechnungsbeispielen*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 6., neu bearb. aufl. edition, 2008.
- [61] Hemu Wang, Wei Yu, and Qingwu Cai. Experimental study of heat transfer coefficient on hot steel plate during water jet impingement cooling. *Journal of Materials Processing Technology*, 212(9):1825–1831, 2012.
- [62] N. T. Obot, W. J. M. Douglas, and Arun S. Mujumdar. Effect of semi-confinement on impingement heat transfer. In *Proceeding of International Heat Transfer Conference 7*, pages 395–400, Connecticut, 06.09.1982 - 10.09.1982. Begellhouse.