

# Experimentelle und numerische Untersuchung der kryogenen Kühlung für Fertigungsprozesse

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

**Doktors der Ingenieurwissenschaften  
(Dr.-Ing.)**

von der KIT-Fakultät für Maschinenbau  
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

angenommene  
**Dissertation**

von

M.Sc. Philipp Golda

aus Stutensee (Baden)

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Juni 2023

Erster Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Ulrich Maas

Zweiter Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Bettina Frohnepfel

*Des Vaters Blut in des Sohnes Adern,  
des Vaters Seele in des Sohnes Herzen.*

In Erinnerung an den allerbesten Papa der Welt



# Vorwort

Während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Technische Thermodynamik (ITT) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) verfasste ich die vorliegende Arbeit.

Mein tiefer Dank gilt meinem wissenschaftlichen Betreuer und Hauptreferenten Prof. Dr. rer. nat. habil. Ulrich Maas für die Möglichkeit diese Arbeit anzufertigen. Durch seine Herangehensweise an Problemstellungen hat er mir sehr viel beigebracht und zum Gelingen dieser Arbeit maßgeblich beigetragen. Lieber Ulrich, du hattest für mich zu jeder Zeit für Fragen oder Anregungen, egal ob fachlicher oder privater Natur, ein offenes Ohr. Der Begriff „Doktorvater“ ist in der Art und Weise, in der du mich betreut hast, vollumfänglich zutreffend. Vielen Dank dafür. Weiterhin möchte ich mich bei Prof. Dr.-Ing. Bettina Frohnappel für das Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Korreferats bedanken. Herzlichen Dank für Ihre Mühe und die spannenden Diskussionen! Ein großer Dank gilt ebenfalls Herrn Dr.-Ing. Robert Schießl. Die unzähligen Diskussionen über fachliche Inhalte haben einen großen Mehrwert geliefert. Deine Kenntnisse in Matlab haben enorm geholfen, um den Umgang mit dem Programm in kürzester Zeit eigenständig zu erlernen. Dadurch konnte ich wichtige wissenschaftliche Problemstellungen in kurzer Zeit lösen. Lieber Robert, vielen Dank für Alles.

Ein großer Dank gilt ebenfalls meinen Freunden, die mir zuverlässig halfen die notwendigen Phasen des Ausgleichs zu erreichen. Meiner Mutter danke ich für die Unterstützung während meiner gesamten beruflichen Laufbahn. Du hast immer zu mir gehalten und warst stets davon überzeugt, dass der eingeschlagene Weg der richtige ist. Dass dieser Weg nie zu steinig wurde, verdanke ich meiner liebevollen Ehefrau Letti. Ohne ihre Fürsprache, Geduld und bedingungslose Unterstützung wäre es mir nicht möglich gewesen, diese Arbeit erfolgreich abzuschließen. Auch möchte ich mich bei meinen beiden Kindern Elija und Emil bedanken, deren strahlendes Lächeln mir immer wieder Kraft gegeben hat, schwierige Momente zu meistern und motiviert in den Tag zu starten.

Stutensee, im April 2023.

# Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis	vi
Abbildungsverzeichnis	vii
<b>1. Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2. Stand der Forschung</b>	<b>8</b>
2.1. Kryogene Medien und der Leidenfrost-Effekt . . . . .	8
2.2. Mehrphasenregime . . . . .	10
2.3. Siederegime . . . . .	12
2.4. Kryogene Zerspannung von Titanlegierungen . . . . .	15
2.5. Modellierung des Wärmeübergangs Festkörper-Fluid . . . . .	17
2.6. Eingliederung der Arbeit in die Literatur . . . . .	19
<b>3. Voruntersuchungen</b>	<b>21</b>
3.1. Versuchsaufbau zur Untersuchung des Stickstoffstrahls . . . . .	21
3.1.1. Technische Realisierung der Stickstoffzufuhr . . . . .	21
3.1.2. Technische Realisierung der Strömungsanalyse . . . . .	24
3.1.3. Benötigte Hilfsmittel . . . . .	29
3.2. Detaillierte experimentelle Charakterisierung der Stickstoffströmung . . . . .	31
3.2.1. Vorkühlung der Anlage . . . . .	31
3.2.2. Bestimmung des mittleren Massenstroms . . . . .	32
3.2.3. Auswirkungen der Unterkühlung auf die austretende Strömung . . . . .	33
3.2.4. Bestimmung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit . . . . .	37
3.2.5. Optische Analyse der Düseninnenströmung . . . . .	41
3.3. Zusammenfassung der Erkenntnisse . . . . .	45
<b>4. Experimentelle und numerische Modellbildung</b>	<b>46</b>
4.1. Experimenteller Versuchsaufbau zur Untersuchung der Kühlleistung von LN <sub>2</sub> . . . . .	46
4.1.1. Versuchsaufbau . . . . .	47

4.1.2. Alternativer Versuchsaufbau für einen Freistrahls ohne Wandbegrenzung . . . . .	52
4.1.3. Versuchsablauf . . . . .	53
4.2. Simulationsmodelle zur Beschreibung des Wärmeübergangs . .	55
4.2.1. Detailliertes 1-D Simulationsmodell (INSFLA) . . . . .	56
4.2.2. 2-D Simulationsmodell für eine Prallstrahlanordnung (OpenFOAM) . . . . .	61
4.2.3. Turbulenzmodelle . . . . .	66
4.3. Kopplungsverfahren zur Beschreibung des konjugierten Wärmetransports . . . . .	70
<b>5. Modellgestützte Diagnostik und Modellvalidierung</b>	<b>73</b>
5.1. Experiment . . . . .	73
5.1.1. Modellgestützte Diagnostik . . . . .	73
5.1.2. Validierung der Methodik anhand der Prallstrahlanordnung . . . . .	80
5.1.3. Zusammenfassung des Vorgehens . . . . .	82
5.2. Simulation . . . . .	85
5.2.1. Verdampfung eines LN <sub>2</sub> -Tropfens (1-D) . . . . .	85
5.2.2. Validierung des 2-D Verdampfungsmodells . . . . .	93
5.2.3. Anfangs- und Randbedingungen für die Simulation der Prallstrahlanordnung . . . . .	96
5.2.4. Detaillierte Analyse der Prallstrahlströmung . . . . .	99
<b>6. Experimentelle und numerische Bestimmung des Wärmeübergangs</b>	<b>108</b>
6.1. Untersucher Parameterbereich . . . . .	109
6.2. Untersuchung der Kühlleistung von LN <sub>2</sub> . . . . .	109
6.2.1. Örtliche Abhängigkeit des Wärmeübergangs . . . . .	109
6.2.2. Parameterstudie . . . . .	110
6.3. Interpretation der Ergebnisse . . . . .	116
6.4. Vereinfachtes Modell zur Beschreibung des Wandwärmestroms	116
6.5. Untersuchung des Einflusses des Düsenabstandes . . . . .	118
6.6. Untersuchung des konjugierten Wärmeübergangs . . . . .	121
<b>7. Zusammenfassung</b>	<b>125</b>
<b>8. Liste eigener Veröffentlichungen, Konferenzbeiträge sowie betreuter studentischer Arbeiten</b>	<b>128</b>

Literatur	130
A. Validierung der Thermografiemessungen mittels Thermoelementmessungen	143
B. Bildkorrekturverfahren	146
C. Probleme bei der Bestimmung des Wärmeübergangs mittels Gradientenberechnung	148
D. Postprocessingverfahren zur weiteren Datenverarbeitung	152
E. Erläuterungen zum FE-Simulationsmodell	155
F. Numerische Lösungsverfahren	158
G. Diskretisierung und Lösungsverfahren für das 2-D Simulationsmodell	160
H. Experimentell bestimmte Wärmeübergänge (Prallstrahlströmung)	161
I. Experimentell bestimmte Wärmeübergänge (Überströmung)	165
J. Ableitung der IGIM für den alternativen Versuchsaufbau	167

# Tabellenverzeichnis

2.1. In der Literatur verwendete Werte zur Beschreibung des Wärmeeübergangs bei kryogener Stickstoffkühlung . . . . .	18
5.1. Randbedingungen für das 1-D Verdampfungsmodell; zG=zeroGradient; fV=fixedValue . . . . .	88
5.2. Randbedingungen für die Zustandsgrößen $\alpha, v, T$ , sowie $p_{\text{rgh}}$ ; zG=zeroGradient; fV=fixedValue; nS=noSlip . . . . .	98

# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Schematische Darstellung der verschiedenen Modellierungsebenen zur Beschreibung des Wärmeüberganges Festkörper-Fluid	4
1.2.	Momentaufnahme der kryogenen Zerspanung einer genuteten Welle [9]	5
2.1.	Veranschaulichung des Leidenfrost-Effekts bei der Verdampfung eines $\text{LN}_2$ -Tropfens in der Arbeit von Chandra et al. [39]	9
2.2.	Schematische Visualisierung des Leidenfrost-Effektes [46]	10
2.3.	Schematische Darstellung der unterschiedlichen Mehrphasenregimen in Abhängigkeit des vorliegenden Dampfgehalts $\varphi_{\text{N}_2}^m$ [53].	11
2.4.	Nukiyama-Diagramm für Wasser bei Normaldruck [34]	13
3.1.	Schematische Darstellung der Stickstoffzuführung mit zwischengeschaltetem Unterkühler	22
3.2.	Erweiterter Setup mit zwischengeschaltetem Unterkühler	23
3.3.	Versuchsaufbau zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit	25
3.4.	Schematische Visualisierung des Versuchsaufbaus zur Messung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.	26
3.5.	Fotoaufnahmen während der Versuchsdurchführung; Linke Abbildung: Strahl strömt gegen die Unterbrechungsscheibe; Rechte Abbildung: Strahl strömt durch die Nut der Unterbrechungsscheibe	26
3.6.	Schematische Visualisierung zur Berechnung von $\Delta t_{\text{La,AB}}$	27
3.7.	Fotoaufnahme des Plexiglaswürfels mit innenliegendem Nachbau der Düse $A_3$	28
3.8.	Fotoaufnahme der ringförmigen Anordnung der G-S-8 Köpfe, um eine einheitliche Ausleuchtung des untersuchten Kanals zu ermöglichen	28
3.9.	Veranschaulichung der unterschiedlichen Querschnittsgeometrien in der Zuführung inklusive ihrer Bezeichnungen	29

3.10. Zeitliche Entwicklung der Behältermasse für $p_{\text{Be}} = 5$ bar und $A_{1,3}$ [9, 29] . . . . .	31
3.11. Ermittelte Massenströme $\dot{m}_{\text{N}_2}$ in Abhängigkeit des gewählten Arbeitsdruckes $p_{\text{Be}}$ und der entsprechenden Ausströmgeometrie mit und ohne Unterkühlung . . . . .	32
3.12. Fotografierte Strömung am Düsenauslass zu zwei verschiedenen Zeitpunkten . . . . .	34
3.13. Induzierte Diodenspannung an Diode 1 in Abhängigkeit des vorliegenden Behälterdruckes $p_{\text{Be}}$ für die Austrittsgeometrie $A_{1,3}$ ohne Unterkühlung . . . . .	35
3.14. Fotografierte Strömung am Düsenauslass zu zwei verschiedenen Zeitpunkten nach erfolgter Unterkühlung. Die entsprechenden zu den Zeitpunkten induzierten Diodenspannungen sind Abbildung 3.14c zu entnehmen . . . . .	36
3.15. Berechnete mittlere Strömungsgeschwindigkeiten $\bar{v}$ basierend auf den ermittelten Massenströmen aus Abschnitt 3.2.2 . . . . .	37
3.16. Visualisierung der Diodenspannung $U$ über die Zeit $t$ für die Ausströmgeometrie $A_{1,3}$ während einer vollständigen Umdrehung der Unterbrechungsscheibe bei $p_{\text{Be}} = 5$ bar. . . . .	38
3.17. Diodenspannung sowie deren zeitliche Änderung aufgetragen über die Zeit $t$ für das ungefilterte sowie gefilterte Signal . . . . .	38
3.18. Gemessene mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v}$ für den Düsenauslass $A_{1,3}$ . . . . .	39
3.19. Gemessene mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v}$ für den Düsenauslass $A_3$ . . . . .	40
3.20. Fotoaufnahme der Innenströmung (a), des detektierten Bereichs (b) sowie der Strömungscharakteristik am Auslass für $p_{\text{Be}} = 2$ bar (c)-(d) ohne Unterkühlungsverwendung . . . . .	42
3.21. Fotoaufnahme der Innenströmung (a) sowie der Strömungscharakteristik am Auslass für $p_{\text{Be}} = 2$ bar (b)-(c) mit Unterkühlung. . . . .	43
3.22. Fotoaufnahme der Strömung am Düsenauslass für die Ausströmgeometrie $A_{1,3}$ bei $p_{\text{Be}} = 5$ bar. In (a): Keine Unterkühlung. In (b): Unterkühlung der Flüssigkeit. . . . .	44
4.1. Übersicht der verschiedenen Versuchskomponenten [28, 29] . . . . .	47
4.2. Technische Zeichnung der Probengeometrie mit anhängendem Stickstofftunnel für die Überströmung . . . . .	49
4.3. Prinzipskizze der Probengeometrie [28, 29] . . . . .	50
4.4. Explosionsansicht für die Prallstrahlanordnung [29] . . . . .	51

4.5. Schematische Visualisierung des alternativen Versuchsaufbaus für eine Freistrahlanordnung . . . . .	53
4.6. Fotoaufnahmen des Versuchsaufbaus mit Stickstofftunnel und dessen Versuchsablauf [29] . . . . .	54
4.7. Fotoaufnahmen des alternativen Versuchsaufbaus und dessen Versuchsablauf . . . . .	55
4.8. Veranschaulichung des Spektrums der turbulenten kinetischen Energie [97, 117] . . . . .	68
4.9. Schematische Visualisierung des Koppelungsschemas . . . . .	70
5.1. Schematische Darstellung der Überströmung des Festkörpers .	74
5.2. Schematische Visualisierung der IGIM . . . . .	76
5.3. Örtliche Temperaturverteilung für vier Zeitpunkte nach Zuführung der LN <sub>2</sub> -Kühlung im Falle der Überströmung [28]. . .	78
5.4. Örtliche Verteilung von $\Delta T^{N_2}$ . . . . .	79
5.5. Örtlicher Verlauf der mittels IGIM bestimmten Wärmestromdichte $\dot{q}_{N_2}(x)$ für verschiedene Simulationszeiten $\Delta t_{\text{Sim}}$ zum Zeitpunkt $t = 1$ s [28]. . . . .	79
5.6. Direkter Vergleich der berechneten zeitlichen Entwicklung der mittleren Wärmestromdichte (die gestrichelte Linie markiert den Zeitpunkt der LN <sub>2</sub> -Zufuhr). . . . .	80
5.7. Zeitliche Entwicklung des örtlichen Wärmeübergangs vor und nach der Stickstoffzufuhr für die Ausströmgeometrie $A_3$ und $p_{\text{Be}} = 1$ bar (die gestrichelten Linien markieren die Abmessungen der Ausströmdüse). . . . .	81
5.9. Validierungsrechnung für die Prallstrahlanordnung. Linke Seite: Zeitliche Temperaturentwicklung im Experiment. Rechte Seite: Zeitliche Temperaturentwicklung in der Validierungsrechnung. . . . .	82
5.10. Nachbearbeitung der Rohdaten . . . . .	83
5.11. Örtliche Temperaturverteilung nach $t = 0,25$ s; 0,5 s und 0,75 s nach Zuführung der Kühlung . . . . .	83
5.12. Verschiedene Darstellungsarten der berechneten Wärmeströme $\dot{q}_{N_2}$ . . . . .	84
5.13. Schematische Darstellung des Tropfen-Simulationsmodells anhand der experimentellen Untersuchungen von Chandra et al. [39] . . . . .	86
5.14. Anfangsverteilung der Zustandsgrößen $p, \rho, T$ sowie $x_{N_2}$ . . . .	87
5.15. Örtliche Temperaturverteilung $T(r)$ für einige ausgewählte Zeitpunkte . . . . .	89



5.16. Veranschaulichung des Temperaturgradienten am Interface Flüssigkeit-Gas . . . . .	90
5.17. Direkter Vergleich zwischen der zeitlichen Entwicklung des Tropfendurchmessers aus Chandra et al. sowie den Simulationsergebnissen . . . . .	90
5.18. Veranschaulichung der zeitlichen Entwicklung von $\delta_{\text{gas}}$ und $T$ sowie der einzelnen Terme am Interface Flüssigkeit-Gas . . . . .	91
5.19. Zeitliche Entwicklung der Wärmestromdichte $\dot{q}_{\text{N}_2}$ . . . . .	92
5.20. Veranschaulichung der Temperaturabhängigkeit von der Gas-schichtdicke $\delta_{\text{gas}}$ , der Flüssigkeitsdicke $r_0$ und der Wärmestrom-dichte $\dot{q}_{\text{N}_2}$ . . . . .	92
5.21. Schematische Darstellung des Validierungsfalls zur Bewertung des empirischen Verdampfungsmodells . . . . .	93
5.22. Zeitliche Entwicklung der räumlichen Verteilung des Phasen-bruchs $\alpha$ . . . . .	94
5.23. Veranschaulichung der Zustandsgrößen $\alpha$ , $v$ sowie $T$ als Funk-tion des Ortes für den Zeitpunkt $t = 2\text{ s}$ . . . . .	95
5.24. Zeitlicher Verlauf der Dicke der Flüssigschicht . . . . .	96
5.25. 2-D Modellvorstellung für die Prallstrahlanordnung mit ent-sprechender Benennung der Begrenzungsflächen des Rechen-gebiets . . . . .	97
5.26. Veranschaulichung des Phasenbruchs für den Einstromvorgang bei einer Einstromgeschwindigkeit von $\bar{v} = (0; -15\text{ m/s})$ . . . . .	100
5.27. Instantaner Phasenbruch zum Zeitpunkt $t = 0,05\text{ s}$ . . . . .	101
5.28. Veranschaulichung des gemittelten Phasenbruchs über die ge-samte betrachtete Simulationszeit von $0,05\text{ s}$ . . . . .	102
5.29. Zeitlich gemittelter örtlicher Verlauf der Temperatur bzw. Wärmestromdichte an der Grenzfläche . . . . .	103
5.30. Vergleich des örtlichen Verlaufs von $L_k$ für die durchgeführten 2-D bzw. 3-D Simulationen mit $C_{\text{fl}} = 0,6$ . . . . .	104
5.31. Örtlicher Verlauf von $L_k$ für $\text{out}_2$ bei Variation der vorgegebenen Turbulenz am Einlass . . . . .	105
5.32. Vergleich des Verlaufs der Wärmestromdichte $\dot{q}_{\text{N}_2}$ entlang der Kontaktfläche. . . . .	106
5.33. Instantane Wirbelstärke zum Zeitpunkt $t = 0,05\text{ s}$ . . . . .	107
6.1. Räumlicher Verlauf der Wärmestromdichte $\dot{q}_{\text{N}_2}$ in Abhängigkeit der gewählten Düsengeometrie und der vorliegenden Oberflä-chentemperatur; Sim . . . . .	110

6.2.	Berechnete Werte von $\dot{q}^{\text{ind}}$ in Abhängigkeit der gewählten Anströmgeschwindigkeit $\bar{v}$ und der Düsengeometrie $d$ . Zusätzlich dazu sind Linien konstanten Massenstromes $\dot{m}$ eingezeichnet, um den Ressourcenverbrauch zu kennzeichnen; Sim . . . . .	112
6.3.	Berechnete Werte von $\dot{q}^{\text{ind}}$ in Abhängigkeit der gewählten Anströmgeschwindigkeit $\bar{v}$ und der Düsengeometrie $d$ . Zusätzlich dazu sind Linien konstanten Massenstromes $\dot{m}$ eingezeichnet, um den Ressourcenverbrauch zu kennzeichnen; Sim . . . . .	113
6.4.	$\dot{q}_{\text{N}_2} = f(T_{\text{OF}}, \xi)$ für den Behälterdruck $p_{\text{Be}} = 1; 1,5$ und 2 bar für die Düsenquerschnittsfläche $A_{\text{ES}}$ sowie $A_3$ im Falle der Prallstrahlströmung; Exp. . . . . .	114
6.5.	Ermittelte Werte der Wärmestromdichte $\dot{q}_{\text{N}_2}(T_{\text{OF}}, \xi')$ im Druckbereich $p_{\text{Be}} = 3$ bis 6bar mit Unterkühlung und Düsenquerschnittsfläche $A_{1,3}$ . Gemittelt wurde jeweils über vier Wiederholungen; Exp. . . . . .	115
6.6.	Variation der mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v}$ und der Düsengeometrie $d$ ; Sim . . . . .	117
6.7.	Variation der Düsengeometrie $d$ und des Massenstroms $\dot{m}$ ; Sim	118
6.8.	$\alpha_{\text{N}_2}^h = f(T_{\text{OF}}, \xi)$ für den Behälterdruck $p_{\text{Be}} = 1; 1,5$ und 2 bar für die Düsenquerschnittsfläche $A_{\text{ES}}$ sowie $A_3$ im Falle der Prallstrahlströmung; Exp . . . . .	119
6.9.	Ermittelte Werte der Wärmestromdichte $\dot{q}_{\text{N}_2}(T_{\text{OF}}, \xi')$ bei $p_{\text{Be}} = 5$ bar mit Unterkühlung und Düsenquerschnittsfläche $A_{1,3}$ bei einer Variation des Abstandes Düse-Festkörper; Exp. . . . .	120
6.10.	Direkter Vergleich der experimentell bzw. simulativ bestimmten Abkühlung der Probe für eine Prallstrahlanordnung bei einer Anströmgeschwindigkeit von 15 m/s . . . . .	122
6.11.	Örtliche Verteilung des Wärmeübergangs $\dot{q}_{\text{N}_2}$ in Abhängigkeit von der Anströmbedingung . . . . .	123
A.1.	Ausgewählte Messstellen sowie Positionierung der Thermoelemente zur Validierung der Thermografiemessung. . . . .	144
A.2.	Vergleich zwischen dem zeitlichen gemessenen Temperaturverlauf $\bar{T}(t)$ mittels Thermoelementen (T1-T3) und der Thermografiekamera (C1-C3) an den in Abbildung A.1 markierten Messpunkte T1-T3 [28]. . . . .	144

A.3. Zeitlicher Verlauf der gemessenen Temperaturen in den Bereichen a1 und c1 für drei unabhängige Versuchswiederholungen. Die untere/obere Kurve zeigt jeweils die minimale/maximale gemessene Temperatur innerhalb der drei durchgeführten Wiederholungen [28]. . . . .	145
B.1. Verarbeitung der Rohdaten mittels der kommerziellen Software MATLAB . . . . .	146
C.1. Detailansicht des Übergangsbereichs Probe/Isolator zum Zeitpunkt $t = 2$ s für den Fall der Überströmung . . . . .	149
C.2. Veranschaulichung der Problematik bei der Gradientenbestimmung am Probenrand (siehe auch Abbildung 4.2). . . . .	149
C.3. Veranschaulichung des Temperaturprofils für $t = 10$ s an der Stelle $x = 5$ mm. . . . .	150
C.4. Örtlicher Verlauf der Wärmestromdichte, welche mittels der Gradientenmethode bestimmt wurde. $n =$ Ordnung Polynom, $t =$ Zeit nach Zuführung der Kühlung . . . . .	150
C.5. Zeitliche und örtliche Temperaturentwicklung nach Zuführung des Stickstoffstromes . . . . .	151
D.1. Veranschaulichung der Reproduzierbarkeit/Postprocessingverfahren der berechneten Wärmeströme . . . . .	153
D.2. Veranschaulichung der zeitlichen/örtlichen Abhängigkeit des ersten Singulärvektors . . . . .	153
H.1. Gemittelte Wärmeströme $\dot{q}^5$ und $\dot{q}^{10}$ als Funktion der Düsenbreite $d$ sowie der mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v}$ ; Sim. . . . .	162
H.2. Gemittelte Wärmeströme $\dot{q}^5$ und $\dot{q}^{10}$ als Funktion der Düsenbreite $d$ sowie der mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v}$ ; Sim. . . . .	163
H.3. Gemittelte Wärmeströme $\dot{q}^5$ und $\dot{q}^{10}$ als Funktion der Düsenbreite $d$ sowie der mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v}$ ; Sim. . . . .	164
I.1. Spezifische Wärmestromdichte $\dot{q}_{N_2}$ als Funktion der Oberflächentemperatur $T_{OF}$ sowie der überströmten Länge $x$ bei Variation des Behälterdruckes $p_{Be}$ für die Düsenquerschnittsfläche $A_3$ . . . . .	165

I.2. Berechneter Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha^h$  als Funktion der  
Oberflächentemperatur  $T_{OF}$  sowie der überströmten Länge  
 $x$  bei Variation des Behälterdruckes  $p_{Be}$  für die Düsenquer-  
schnittsfläche  $A_3$ . . . . . 166

J.1. Skizze des alternativen Versuchaufbaus zur Ableitung der IGIM. 167

# Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der Kühlung von Werkstücken aus Ti-6Al-4V während Zerspanungsprozessen mittels flüssigem Stickstoff ( $\text{LN}_2$ ). Das Ziel ist es, die Kühlleistung unter definierten Bedingungen präzise zu ermitteln. Dabei werden die physikalischen Prozesse der Kühlung sowohl experimentell als auch numerisch detailliert untersucht.

Ein Großteil der Arbeit beschäftigt sich damit, die zugeführte  $\text{LN}_2$ -Strömung experimentell zu charakterisieren, wodurch Anfangs- und Randbedingungen genau bekannt sind. Dies ermöglicht einen Vergleich zwischen Experiment und Simulation, sodass die ermittelten Wärmeübergänge gegeneinander validiert werden können. Die in dieser Arbeit vorgestellten Simulationsmodelle beinhalten verschiedene Detaillierungsstufen. Dabei wird der Phasenübergang von flüssig nach gasförmig in detaillierten Modellen für einen einzelnen Stickstofftropfen untersucht. Die Ergebnisse dienen dazu, empirische Verdampfungsmodelle abzuleiten, welche weniger rechenintensiv sind. Dies ermöglicht den Aufbau eines komplexen ganzheitlichen Simulationsmodells, welches die Kühlleistung von  $\text{LN}_2$  unter Berücksichtigung des Phasenübergangs präzise vorhersagen kann. Mit dem beschriebenen Modell werden Parameterstudien durchgeführt, um den Einfluss charakteristischer Größen des Stickstoffstrahls auf die Kühlleistung zu ermitteln. Die durchgeführten Untersuchungen ergaben, dass Größen wie die Anströmgeschwindigkeit, der Dampfgehalt, das Strömungsmuster sowie der Anströmwinkel einen erheblichen Einfluss auf den sich einstellenden Wärmeübergang haben. Abschließend wird ein ganzheitliches Simulationsmodell vorgestellt, das die Wechselwirkung zwischen der  $\text{LN}_2$ -Strömung und dem Festkörper beschreibt. Hierbei wird nicht nur der Wärmeübergang an der Kontaktfläche Festkörper-Fluid beschrieben, sondern ebenfalls die Abkühlung des Festkörpers im Volumen zeitlich und örtlich aufgelöst und mit experimentellen Messungen verglichen.

Es zeigt sich, dass die experimentell als auch die numerisch bestimmten Daten quantitativ und qualitativ sehr gut übereinstimmen. Die vorgestellten Modelle können ohne Weiteres auf andere Anwendungsgebiete erweitert werden und sind somit nicht auf den reinen Zerspanungsprozess beschränkt. Insgesamt liefert die Arbeit wichtige Erkenntnisse zur effizienten Optimierung der Kühlleistung von  $\text{LN}_2$ .

# Abstract

The present work deals with the investigation of the cooling of Ti-6Al-4V workpieces during machining processes using liquid nitrogen ( $\text{LN}_2$ ). The aim is to determine the cooling performance precisely for defined conditions. The physical processes of cooling are examined in detail both experimentally and numerically.

A large part of the work deals with the experimental characterization of the supplied  $\text{LN}_2$  flow, which enables precise knowledge of initial and boundary conditions. This allows for a comparison between experiment and simulation, so that the determined heat transfers can be validated against each other. The simulation models presented in this work include different levels of detail. The phase transition from liquid to gas is examined in detailed models for a single nitrogen droplet. The results are used to derive empirical evaporation models that are less computationally intensive. This enables the construction of a complex holistic simulation model that can accurately predict the cooling performance of  $\text{LN}_2$  while taking the phase transition into account. Parameter studies are conducted with the described model to determine the influence of characteristic parameters of the nitrogen jet on the cooling performance. The conducted studies have shown that parameters such as flow velocity, vapor content, multiphase pattern, and jet angle have a significant influence on the resulting heat transfer. Finally, a holistic simulation model is presented that describes the interaction between the  $\text{LN}_2$  flow and the solid body. This not only describes the heat transfer at the solid-fluid contact surface, but also resolves the cooling of the solid body in volume over time and space and compares it with experimental measurements.

It is shown that both experimentally and numerically determined data agree very well both quantitatively and qualitatively. The models presented can be easily extended to other application areas and are not limited to the pure machining process. Overall, the work provides important insights into the efficient optimization of the cooling performance of  $\text{LN}_2$ .

# 1. Einleitung und Motivation

Bereits seit einigen Jahren besteht ein hohes wirtschaftliches sowie technisches Interesse daran, mittels Gewichtsreduktion Bauteile effizient zu gestalten. An Universitäten entstehen hierfür eigene Institute, welche sich hauptsächlich mit zukunftsorientierten Leichtbautechnologien beschäftigen [1]. Eine verringerte Bauteilmasse kann, beispielsweise bei deren Beschleunigung im Transportfall, zu einer Verringerung des benötigten Energiebedarfs führen [2]. Neben hoch technologisch entwickelten Faserverbundwerkstoffen [1] steht hierfür ebenfalls die Entwicklung von Hochleistungslegierungen im Fokus. Titan und Titanlegierungen haben eine besondere Bedeutung [3–5], da sie aufgrund ihrer hervorragenden Eigenschaften bezüglich Hochfestigkeit, Korrosionsbeständigkeit und Schweißbarkeit bei gleichzeitig geringer Dichte in vielen technischen Bereichen verwendet werden. Sie ermöglichen die Bereitstellung von hoch belastbaren Bauteilen für die Luft- und Raumfahrttechnik [1, 6]. Die positiven Materialeigenschaften von Titanlegierungen erweisen sich jedoch im Hinblick auf die mechanische Bearbeitung als hinderlich [7]. So führt beispielsweise die geringe Wärmeleitfähigkeit bei der Zerspanung von Titanlegierungen zu hohen Prozesstemperaturen [8, 9]. Eine Möglichkeit, diesen entgegenzuwirken, ist durch den Einsatz von tiefkalten, sogenannten kryogenen Medien gegeben [10, 11]. Diese werden lokal der Scher- bzw. Trennzone als Kühlmittel zugeführt, um die thermische Belastung entsprechend zu verringern [9, 12–14]. Schätzungen zufolge liegen in Industrieländern die aufgewandten Mittel für Fertigungsverfahren im Maschinenbau bei bis zu 5 % des Bruttoinlandsprodukts [15]. Dies verdeutlicht, dass eine Verbesserung der Prozessführung von hohem wirtschaftlichen Interesse ist.

Aus thermodynamischer Sicht ist der Prozess der kryogenen Zerspanung aufgrund der vielseitigen, simultan ablaufenden physikalischen Prozesse höchst komplex. Durch den Werkzeugeingriff und dem damit verbundenen Materialabtrag wird die geleistete Arbeit bis zu 97 % irreversibel in thermische Energie dissipiert [16]. Dies entspricht einem thermischen Quellterm. Um diesem entgegenzuwirken, wird das kryogene Fluid gezielt in die entsprechende Zone zugeführt, was zu einem Wärmeübergang zwischen dem Festkörper selbst und dem Fluid führt. In zahlreichen Untersuchungen hat sich flüssiger Stickstoff ( $\text{LN}_2$ ) als geeignetes Kühlmedium herausgestellt [8–10, 12, 14, 17–

21]. Ein Grund hierfür ist der niedrige Siedepunkt von  $T_s = -196,15^\circ\text{C}$  bei Normaldruck.  $\text{LN}_2$  liegt für die meisten technisch relevanten Fälle im Siedezustand vor, sodass eine Erhöhung der thermischen Energie des Fluids einen direkten Phasenübergang zur Folge hat, der das Strömungsverhalten massiv beeinflussen kann. Dies hat beispielsweise zur Folge, dass das Fluid bereits in der Zuleitung oder spätestens direkt am Strömungsauslass verdampft und dadurch ein zunächst undefinierter mehrphasiger Zustand vorliegt. Um dies zu verhindern, ist es essentiell, die charakteristischen Prozesse systematisch zu analysieren, wodurch ein wirtschaftlicher Umgang mit den dafür eingesetzten Ressourcen ermöglicht wird. In dieser Arbeit werden hierfür physikalische Modelle mit unterschiedlichem Detaillierungsgrad abgeleitet. So wird z. B. die Verdampfung eines einzelnen  $\text{LN}_2$ -Tropfens in einer 1-D Simulation detailliert modelliert, um aus den gewonnenen Erkenntnissen vereinfachte Modelle abzuleiten, die eine gesamtheitliche Betrachtung von Festkörper und Fluid bzw. deren Interaktion beim kryogenen Wärmeübergang ermöglichen. Die hier vorliegende Arbeit ist aber nicht auf die Anwendung von  $\text{LN}_2$  aus fertigungstechnischer Sicht begrenzt. Vielmehr erfolgt eine detaillierte Auslegung einer effizienten Stickstoffzufuhr, gefolgt von einer Strömungs- bzw. thermodynamischen Analyse der für den Wärmeübergang vom Festkörper zum Fluid relevanten Prozesse. Die gewonnenen Erkenntnisse können auf verschiedene andere Anwendungsgebiete übertragen werden [22–27].

Aus wissenschaftlicher Sicht können experimentelle sowie numerische Untersuchungen zur Analyse herangezogen werden. Zunächst lässt sich nicht ohne Weiteres sagen, welche der beiden Vorgehensweisen in diesem Fall besser geeignet ist. Idealerweise ergänzen sie sich gegenseitig, da beide Herangehensweisen sowohl Vor- als auch Nachteile mit sich bringen. So können z.B. durch Experimente Validierungsdaten gewonnen werden [9, 28, 29], die dann eine Bewertung der abgeleiteten Modelle aus numerischen Simulationen ermöglichen [8, 30]. Hierbei ist von entscheidender Bedeutung, dass die für die Simulation notwendigen Anfangs- und Randbedingungen mit denen im Experiment so exakt wie möglich übereinstimmen, sodass ein direkter Vergleich der Resultate möglich ist. Ist dies der Fall, so lassen sich mit Hilfe von numerischen Modellen Erkenntnisse gewinnen, die häufig in experimentellen Untersuchungen durch eine Vielzahl an simultan ablaufenden Prozessen nicht oder lediglich teilweise erkennbar sind.

Konnten geeignete Modelle gefunden werden, so können dadurch mit relativ geringem Aufwand verschiedene Parameterkonstellationen untersucht werden, die erheblich zu einer kontinuierlichen Prozessoptimierung beisteuern. Hierbei darf jedoch nicht außer Acht gelassen werden, dass zusätzlich zur Modellbildung die Wahl eines geeigneten Lösungsverfahrens sowie dessen numerische



Implementierung erforderlich sind, was mit einem nicht zu unterschätzenden Aufwand verbunden ist.

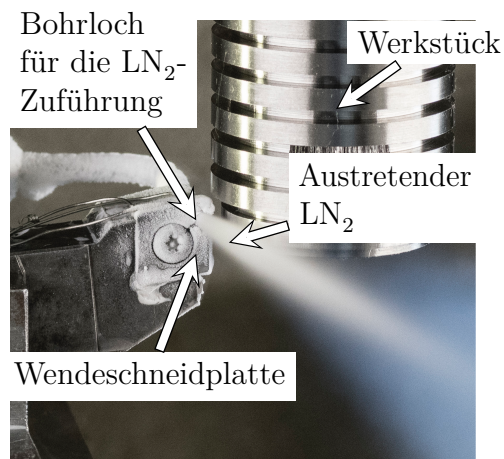
In dieser Arbeit wird hauptsächlich die Wechselwirkung Festkörper-Fluid sowie Flüssigkeit-Gas mit hierfür geeigneten Modellen bzw. Experimenten numerisch sowie experimentell untersucht. Dennoch liegt der Fokus während der gesamten Ausarbeitung auf einer ganzheitlichen Prozessbeschreibung, weshalb ein direkter Bezug auf die Anwendung, wie z. B. die kryogene Zerspanung, jederzeit ohne Weiteres möglich ist. Aufbauend darauf lassen sich die grundsätzlichen Zielsetzungen der vorliegenden Arbeit wie folgt zusammenfassen:

- Zerlegung des Gesamtproblems in einzelne geeignete Teilproblemstellungen, um eine detaillierte Untersuchung der einzelnen Prozesse zu realisieren (siehe Abbildung 1.1).
- Ermittlung sowie systematische Analyse der für den Wärmeübergang Festkörper-Fluid physikalisch bestimmenden Prozessen. Hierdurch können geeignete Modelle entwickelt werden, welche eine präzise Vorhersage der Kühlwirkung unter gegebenen Bedingungen ermöglichen sollen.
- Entwicklung geeigneter Verfahren, welche abschließend eine vereinfachte Darstellung der gewonnenen Resultate mit ausreichender Genauigkeit erlauben. Dies ermöglicht die Anwendung der gewonnenen Daten.

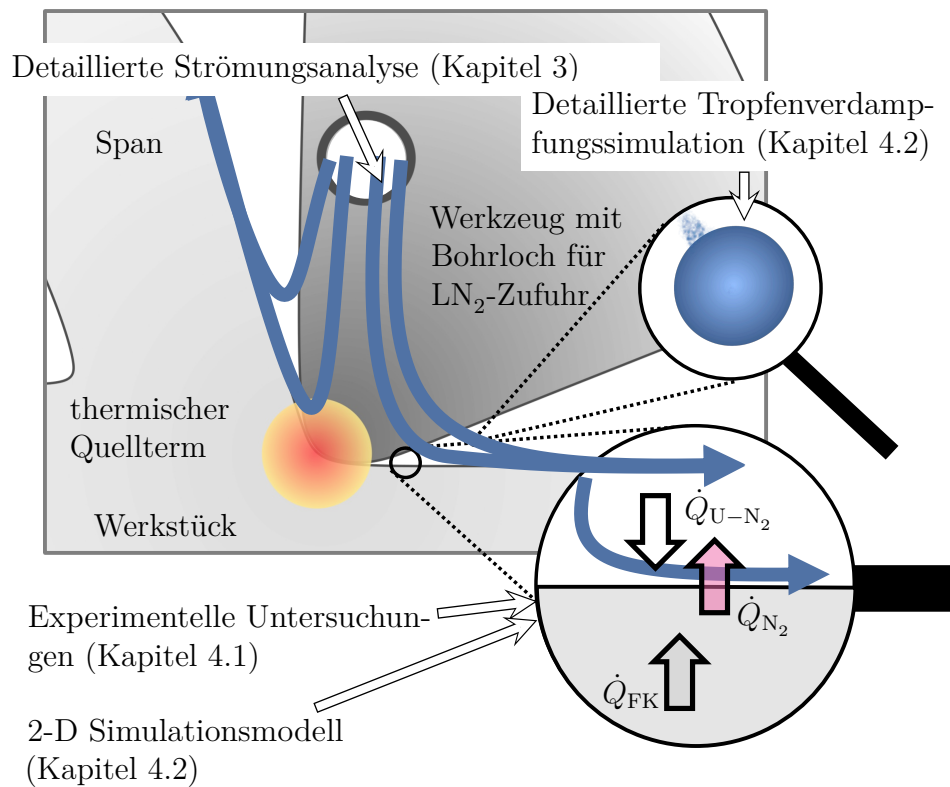
Im Folgenden wird zunächst eine schematische Zerlegung der Gesamtproblematik in die einzelnen Teilproblemstellungen diskutiert. Dies geschieht anhand der kryogenen Zerspanung, beginnend am Realbauteil bis hin zur einzelnen Tropfenverdampfung. Durch die schematische Zerlegung der Gesamtproblemstellung in ihre einzelnen Teil- bzw. Unterproblemstellungen wird die strukturelle Gliederung der Arbeit vorgestellt.

Abbildung 1.2 zeigt die Umsetzung der kryogenen Kühlung mit  $\text{LN}_2$  an der Drehmaschine [9]. Da der Fokus dieser Arbeit auf der Beschreibung der thermodynamischen Prozesse liegt, werden die aus fertigungstechnischer Sicht relevanten Daten, wie z. B. die verwendeten Werkzeuge, die relevanten Werkzeuggeometrie sowie die gefahrenen Schnittparameter nicht explizit erläutert. Diese sind [9] zu entnehmen.

Aufgrund der irreversiblen plastischen Deformation des Werkstücks während des Zerspanungsprozesses kommt es zu einer Entropieproduktion. Vereinfacht gesagt, wird mechanische Energie in thermische Energie umgewandelt, was dem bereits angesprochenen thermischen Quellterm entspricht. Das Fluid selbst trifft, nachdem es als Freistrahler in die Umgebung expandiert, auf die



(a) Fotoaufnahme der realisierten  $LN_2$ -Ausströmung an der Drehmaschine mittels Zuführung durch das Schneidwerkzeug [9]



**Abbildung 1.1.:** Schematische Darstellung der verschiedenen Modellierungsebenen zur Beschreibung des Wärmeüberganges Festkörper-Fluid

Festkörperoberfläche und wird je nach Anströmwinkel entsprechend abgelenkt. Während direkt in der Wirkzone eine Prallstrahlkonfiguration vorliegt und LN<sub>2</sub> annähernd senkrecht auf den Festkörper tritt, wird es über die Span- bzw. Freifläche umgeleitet. Dies führt zu einer Überströmung des Werkstückes/Spans [8] (siehe Abbildung 1.1). Hierbei interagiert das Fluid mit dem Festkörper (FK), was den Wärmestrom  $\dot{Q}_{\text{FK-N}_2}$  (im weiteren Verlauf als  $\dot{Q}_{\text{N}_2}$  bezeichnet) bedingt. Zudem erfolgt ein Wärmeübergang  $\dot{Q}_{\text{U-N}_2}$  von der Umgebung (U) an das Fluid. Im Festkörper selbst führen die vorliegenden Temperaturunterschiede zusätzlich zu einem Wärmestrom ( $\dot{Q}_{\text{FK}}$ ). Anhand der beschriebenen Phänomenologie wird ersichtlich, dass ein Modell, welches eine derartige Beschreibung ermöglicht, eine hohe Komplexität aufweist. Erschwerend kommt hinzu, dass die Bestimmung der Eigenschaften des zugeführten Stickstoffstrahls wie z. B. der Massenstrom oder die Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung aufgrund der extrem niedrigen Temperaturen nicht standardisiert, wie z. B. mit Durchflussmessgeräten, möglich ist. Die zeit- und örtlich stark variierenden physikalischen Eigenschaften des Fluids steigern die Komplexität enorm. Da somit nicht mit eindeutiger Sicherheit gesagt werden kann, dass es sich um rein flüssigen Stickstoff handelt, werden Größen, wie z. B. der Wärmestrom, mit N<sub>2</sub> und nicht mit LN<sub>2</sub> im Index benannt.

Diese kurze Beschreibung legt dar, dass sich die systematische Untersuchung des kryogenen Wärmeüberganges nur schwer mit Hilfe eines einzelnen geeigneten Modells/Versuchsaufbaus erreichen lässt. Besonders im Hinblick auf die numerische Beschreibung bieten unterschiedliche Modellierungsebenen



**Abbildung 1.2.:** Momentaufnahme der kryogenen Zerspanung einer genuteten Welle [9]

zahlreiche Vorteile. So kann beispielsweise mittels eines Verdampfungssimulationsmodells der Phasenübergang flüssig-gasförmig detailliert untersucht werden, um basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen Modelle zu entwickeln, die eine vereinfachte und dadurch recheneffiziente Beschreibung des Phasenwechsels in der Gesamtproblemstellung ermöglichen.

### **Struktur der Arbeit**

Die schematische Untergliederung des Gesamtprozesses in einzelne Teilprozesse (siehe Abbildung 1.1) eignet sich ebenfalls dafür, die erzielten Ergebnisse übersichtlich darzustellen. Die vorliegende Arbeit baut sich strukturell deshalb folgendermaßen auf:

In Kapitel 2 werden die physikalischen Eigenschaften von  $\text{LN}_2$  aufgezeigt und die unterschiedlichen Mehrphasenregime vorgestellt. Zudem wird die technische Anwendung der kryogenen Zerspanung beschrieben. Es wird dargelegt, welche Erkenntnisse bereits vorhanden sind und wie die Ergebnisse in dieser Arbeit in die bestehende Literatur eingebettet werden können. Aufbauend auf diesen Grundlagen wird in Kapitel 3 der zugeführte Stickstoffstrom detailliert untersucht, wobei der Fokus auf der technischen Realisierung der Zuführung und der Charakterisierung der Strömung liegt. Diese Voruntersuchungen sind von großer Bedeutung, da sie im weiteren Verlauf der Arbeit einen Zusammenhang zwischen der ermittelten Kühlleistung und den von außen einstellbaren Größen, wie z. B. dem Überdruck im Vorratsbehälter, herstellen können. In Kapitel 4 werden experimentelle sowie numerische Modelle vorgestellt, die im weiteren Verlauf der Arbeit die präzise Bestimmung der Kühlleistung von  $\text{LN}_2$  ermöglichen. Im experimentellen Teil wird der Fokus auf der Beschreibung des Versuchsaufbaus liegen. Im Anschluss daran werden in Kapitel 5 alle vorgestellten Ansätze validiert und Postprocessingverfahren vorgestellt, die auf Basis der bestimmten Daten die Berechnung der Zielgrößen ermöglichen. Abschließend werden in Kapitel 6 die experimentell und numerisch bestimmten Wärmeübergänge für den vorgestellten Parameterbereich direkt verglichen. Die Ergebnisse werden anschließend physikalisch analysiert und interpretiert, um eine Anwendung in der Praxis zu ermöglichen. Dabei wird bewusst auf eine strikte Untergliederung in einen experimentellen und numerischen Teil verzichtet, da diese sich gegenseitig ergänzen und keineswegs getrennt betrachtet werden sollten. In Kapitel 7 werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf weitere Anwendungsmöglichkeiten der kryogenen Kühlung mittels  $\text{LN}_2$  gegeben.

### **Anmerkungen zu Begrifflichkeiten**

Im Gegensatz zum Englischen (evaporation) werden im Deutschen die beiden Begriffe Verdunstung und Verdampfung verwendet, um einen Phasenübergang von flüssig nach gasförmig zu beschreiben. Definitionsgemäß wird Verdunstung immer dann verwendet, wenn die Temperatur der Flüssigkeit deutlich unterhalb der Siedetemperatur vorliegt. Da  $\text{LN}_2$  nahezu ausschließlich im Siedezustand vorliegt, wird in der vorliegenden Arbeit einheitlich der Begriff Verdampfung verwendet.

### **Anmerkungen zur Arbeit**

Das Ziel dieser Arbeit ist es, dem Leser einen detaillierten Überblick über die Anwendung von flüssigem Stickstoff als Kühlmedium näher zu bringen. Der Fokus liegt hierbei auf der Entwicklung von Modellen, welche eine Beschreibung des Wärmeüberganges ermöglichen. Die Arbeit ist aber nicht auf eine rein numerische Untersuchung begrenzt. So wurde ebenfalls ein Experiment aufgebaut, welches die Validierung der beschriebenen Modelle ermöglicht und somit die Qualität der Ergebnisse aufzeigt. Um den Umfang dieser Arbeit quantitativ zu begrenzen, jedoch aus qualitativer Sicht alle wichtigen Erkenntnisse zu erläutern, ist es notwendig, auf eine detaillierte Ableitung aller benötigten Grundlagen zu verzichten, weshalb hauptsächlich auf die Literatur verwiesen wird und lediglich die für das Verständnis der Modellentwicklung relevanten Aspekte in vollem Umfang beschrieben werden.

Diese Arbeit entstand parallel zur Bearbeitung des DFG-Projektes „Vermeidung thermisch bedingter Verzüge bei der Zerspanung von Ti-6Al-4V durch lokale kryogene Zerspanung“. Daher lag der Fokus der Anwendung im fertigungstechnischen Bereich. Ein Transfer auf weitere Anwendungsgebiete ist jedoch problemlos möglich.

## 2. Stand der Forschung

### 2.1. Kryogene Medien und der Leidenfrost-Effekt

Das Wort „kryogen“ setzt sich aus dem griechischen Wort „kryos“, was übersetzt so viel heißt wie *Eis* bzw. *Frost*, und dem lateinischen Wort „generare“, was übersetzt *erzeugen* bzw. *erschaffen* bedeutet. Nach wie vor ist die Temperaturgrenze, ab der von einem kryogenen Medium gesprochen wird, nicht einheitlich definiert. Ein Wert, der häufig in der Literatur als Übergang vom Kältemittel zum kryogenen Medium genannt wird, ist  $T = -150\text{ °C}$  [11, 31, 32]. Demgegenüber definiert das National Institute of Standards and Technology kryogene Medien erst ab  $T = -180\text{ °C}$  mit der Begründung, dass unterhalb dieser Temperatur eine Großzahl der unter Normalbedingungen gasförmig vorliegenden Spezies flüssig vorliegen [10]. Da Stickstoff bei Umgebungsdruck bei  $T_S = -196,15\text{ °C}$  siedet [33, 34], wird dieser in der Literatur einheitlich als kryogenes Medium benannt.

Die Ursprünge der Verflüssigung von Gasen geht bereits zurück auf das Ende des 19. Jahrhunderts. Im Jahre 1877 erfolgte durch CAILLETET die erste Verflüssigung von Sauerstoff [35]. Sechs Jahre später konnte durch einige entscheidende Verbesserungen an der Apparatur von CAILLETTE durch OLZEWSKI und WROBLEWSKI erstmals eine Verflüssigung von  $N_2$  für einige Sekunden beobachtet werden [35]. Im weiteren Verlauf des 20. Jahrhunderts entwickelte sich daraus ein Industriezweig, welcher sich auf die Bereitstellung von (verflüssigten) Gasen in großindustriellem Maße spezialisierte.

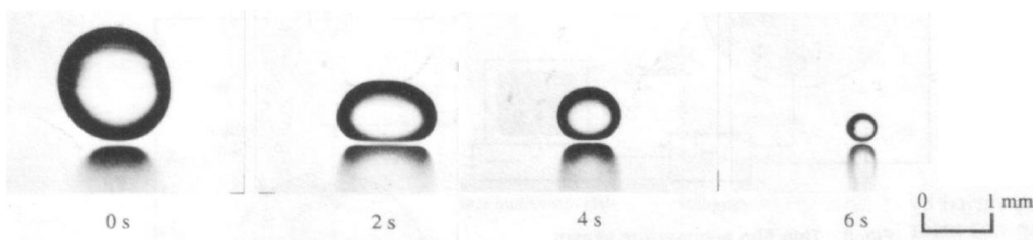
Aufgrund der extrem niedrigen Temperaturen von  $LN_2$  ist dessen Speicherung mit einem nicht zu unterschätzenden technischen Aufwand verbunden. In doppelwandigen Gefäßen mit evakuiertem Zwischenraum, den sogenannten Dewargefäßen, kann Stickstoff transportiert und gespeichert werden. Da eine vollständige Wärmeisolation gegenüber der Umgebung aktuell technisch nicht realisiert werden kann, ist zu beachten, dass es sich hierbei lediglich um eine zeitlich begrenzte Speicherung handelt. Dies hat zur Folge, dass die Verfügbarkeit und somit auch die Preise örtlich stark variieren können. Aktuell (2023) beläuft sich der Preis für einen Liter flüssigen Stickstoff in den

meisten Ballungsgebieten im Bereich von 0,10 € bis hin zu 0,50 €, je nach Abgabemenge und aktuellem Energiepreis [36–38]. Aus sicherheitstechnischer Sicht ist die Anwendung von  $\text{LN}_2$  aufgrund der tiefkalten Temperaturen und den damit möglichen einhergehenden Verbrennungen nicht ganz unbedenklich.

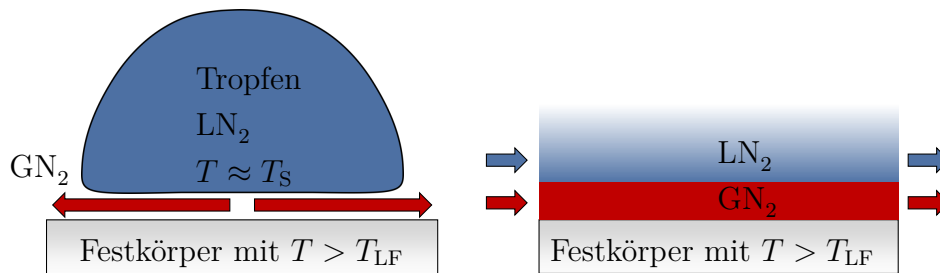
Kommt  $\text{LN}_2$  mit einer beliebigen festen Oberfläche, die über der sogenannten Leidenfrost-Temperatur  $T_{\text{LF}}$  liegt, in Kontakt, so bildet sich eine wärmeisolierende Gasschicht zwischen Festkörper und Flüssigkeit aus. Dieses Phänomen wird als Leidenfrost-Effekt bezeichnet [39–41]. Arbeiten wie [39, 42–44] haben gezeigt, dass die Zeitskalen, in denen ein direkter Kontakt von Festkörper und Flüssigkeit besteht, minimal im Vergleich zu denen mit reinem Gas sind. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass die Gasphaseneigenschaften den Wärmeübergang vom Festkörper an das Fluid maßgeblich beeinflussen, insbesondere dann, wenn die Oberflächentemperatur des Festkörpers weit oberhalb von  $T_{\text{LF}}$  liegt. Dies ist für die meisten praxisrelevanten Anwendungen der Fall. Da die Wärmeleitfähigkeit eines Gases deutlich kleiner als die der entsprechenden Flüssigkeit ist, wird die Haut der eingetauchten Hand vor Verbrennungen geschützt.

Abbildung 2.1 zeigt die zeitliche Entwicklung eines  $\text{LN}_2$ -Tropfens mit einem Anfangsdurchmesser von 2 mm, nachdem dieser auf eine Platte mit einer Temperatur von  $17^\circ\text{C}$  trifft [39]. Mit dem Auge ist bereits ersichtlich, dass der Tropfen nicht direkt auf der Oberfläche aufliegt (Abstand Tropfen-Schatten). Die Flüssigkeit „schwebt“ somit auf dem sich bildenden Gaspolster. Die sich einstellende Gasschichtdicke wird mit einem Durchmesser zwischen 50 und  $70\ \mu\text{m}$ , je nach Tropfengröße, angegeben [39]. Da diese Beobachtung im weiteren Verlauf der Arbeit essentiell im Hinblick auf die Entwicklung einer vereinfachten Modellierung ist, folgt an dieser Stelle zur Veranschaulichung eine schematische Darstellung der Tropfenverdampfung in Abbildung 2.2a gezeigt.

Aufgrund der Verdampfung und der anschließenden Expansion des  $\text{GN}_2$  wird eine Strömung induziert (im Mittel ist die Strömungsgeschwindigkeit



**Abbildung 2.1.:** Veranschaulichung des Leidenfrost-Effekts bei der Verdampfung eines  $\text{LN}_2$ -Tropfens in der Arbeit von Chandra et al. [39]



(a) Ausbildung des Leidenfrost-Effekts für einen einzelnen Tropfen (b) Ausbildung des Leidenfrost-Effekts für ein strömendes Fluid

**Abbildung 2.2.:** Schematische Visualisierung des Leidenfrost-Effektes [46]

aufgrund der Symmetrie Null), da sich lokal gesehen minimale Unterschiede beispielsweise in der Verdampfungsgeschwindigkeit oder der Dichte ergeben. In [45] wurden Geschwindigkeiten einzelner Tropfen, die sich horizontal auf einer asymmetrischen Oberfläche bewegen, von  $v > 0,3 \text{ m/s}$  beobachtet.

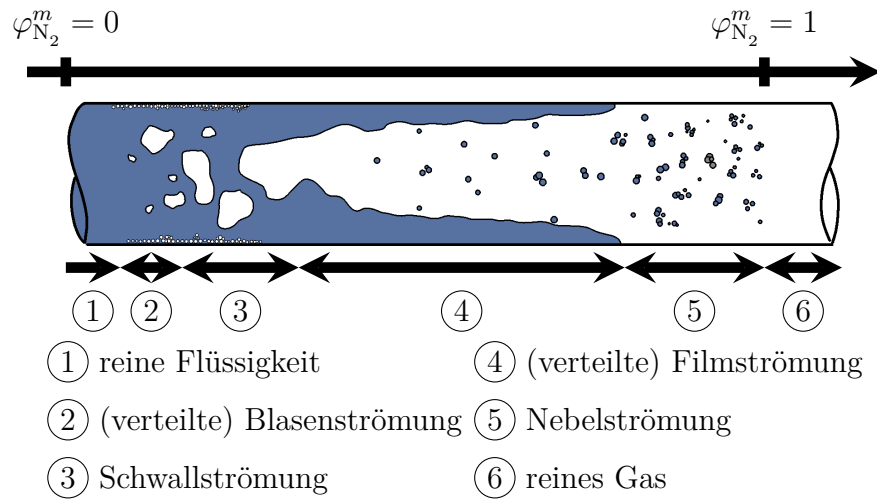
Abbildung 2.2b zeigt die Ausbildung des Leidenfrosteffekts für den Strömungsfall.

## 2.2. Mehrphasenregime

Der größte Unterschied von einphasigen zu mehrphasigen Strömungen ist nicht allein die Co-Existenz mehrerer Phasen wie z. B. von Gas und Flüssigkeit, sondern ebenfalls die Ausbildung von Grenzflächen und deren komplexer Interaktion [47]. Häufig besitzen die vorliegenden Phasen stark unterschiedliche Stoffeigenschaften. So ist die Dichte der gasförmigen Komponente, im Vergleich zur Flüssigkeit, für nahezu alle Spezies deutlich kleiner. Für N<sub>2</sub> beträgt die Dichte des gesättigten Dampfes bei Normaldruck  $\rho'' = 4,51 \text{ kgm}^{-3}$ , wohingegen die siedende Flüssigkeit die Dichte  $\rho' = 807,01 \text{ kgm}^{-3}$  besitzt [33, 34]. Bei der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  liegt ebenfalls ein Faktor 20 zwischen Flüssigkeit und Gas, die dynamische Viskosität  $\mu$  unterscheidet sich um mehr als das Dreißigfache [33, 34]. Diese starken Unterschiede führen meist dazu, dass Mehrphasenströmungen turbulente Strömungseigenschaften besitzen und dadurch im Vergleich zu den einphasigen Strömungen deutlich komplexer in ihrer Beschreibung bzw. Handhabung sind [47, 48].

In der Literatur erfolgt häufig eine Klassifizierung in sogenannte Mehrphasenregime, die durch die charakteristischen Ausprägungen an den Grenzflächen deutliche Unterschiede in den Strömungsmustern aufweisen [47, 49]. Abbildung





**Abbildung 2.3.:** Schematische Darstellung der unterschiedlichen Mehrphasenregime in Abhängigkeit des vorliegenden Dampfgehalts  $\varphi_{N_2}^m$  [53].

2.3 zeigt für eine horizontale Strömung die entsprechenden sich einstellenden Mehrphasenregime für einen zunehmendem Phasengehalt  $\varphi_{N_2}^m = \dot{m}_{GN_2}/\dot{m}_{N_2}$ . Mit Hilfe von sogenannten „Flow Regime Maps“ kann eine Zuordnung zu den einzelnen Regimen erfolgen [50–52], soweit der Phasengehalt, die Massendichte oder die Strömungsgeschwindigkeit der jeweiligen Phasen bekannt sind. Da eine exakte Bestimmung nicht ohne Weiteres möglich ist, kann für die meisten Fälle vereinfacht davon ausgegangen werden, dass beispielsweise bei einer Blasenströmung der Dampfgehalt deutlich geringer ist im Vergleich zu einer Filmströmung.

In Arbeiten wie [54] wurden Untersuchungen durchgeführt, um mehrphasige Strömungen in der Zuführung sowie am Düsenauslass zu charakterisieren. Hierfür wird das Fluid in einer Kammer zunächst auf eine vordefinierte Temperatur erhitzt. Im Anschluss daran wird in der Kammer ein Überdruck erzeugt, der aufgrund des resultierenden Druckgradienten eine entsprechende Strömung indiziert. Der Überdruck ist in der genannten Arbeit auf einen Behälterdruck von maximal  $p_{Be} = 3,5$  bar begrenzt, damit der Phasenübergang primär aus rein thermodynamischen und nicht aus aero- bzw. hydrodynamischen Gründen erfolgt. Mittels der dimensionslosen Größe  $\Delta T^*$  [54]

$$\Delta T^* = \frac{T_{Be} - T_S(p_U)}{T_S(p_{Be}) - T_S(p_U)} \quad (2.1)$$

werden die mittlere Fluidtemperatur in der Kammer  $T_{\text{Be}}$ , die Siedetemperatur bei Behälterdruck  $T_{\text{S}}(p_{\text{Be}})$  sowie die Siedetemperatur bei Umgebungsdruck  $T_{\text{S}}(p_{\text{U}})$  miteinander in Relation gesetzt. Die Ergebnisse zeigen, dass bereits mehrphasige Strömungen vorliegen, obwohl die Strömungstemperatur deutlich unter der Siedetemperatur liegt und somit  $\Delta T^* \ll 1$ . Weiterhin wird beobachtet, dass sich das Strömungsbild innerhalb der Zuführung sowie am Strömungsauslass abhängig vom Wert  $\Delta T^*$  deutlich unterscheidet. So wird für kleinere Werte eine (verteilte) Blasenströmung beobachtet. Charakteristisch für dieses Strömungsmuster sind Gasblasen, die sich vorwiegend in der Nähe von Keimstellen, wie z. B. einer Wand bzw. zerstreut in der Flüssigkeit, bilden. Die Anzahl der Blasen sowie deren Größe hängen von den physikalischen Gegebenheiten ab und sind eng mit den Strömungsbedingungen mit und dem Wert von  $\Delta T^*$  verbunden. Steigt dieser über einen gewissen Wert, so bildet sich die (verteilte) Filmströmung. Hierbei strömt die Flüssigkeit ringförmig in Wandnähe, wohingegen sich im Inneren der Strömung ein Gaskern bildet, der teilweise flüssige Tropfen enthalten kann. Dieses Strömungsbild bildet sich meist für höhere Strömungsgeschwindigkeiten bei gleichzeitig sehr hohem Gasanteil aus. Die beschriebenen Untersuchungen in [54] wurden für verschiedene Verhältnisse von Düsendurchmesser zu Düsenlänge durchgeführt. Es zeigt sich, dass dieses Verhältnis die Charakteristik des ausströmenden Fluids bei sonst gleichen Gegebenheiten ebenfalls beeinflusst. Für die Auslegung der Stickstoffzufuhr in dieser Arbeit kann somit festgehalten werden, dass nicht nur die physikalischen Eigenschaften des Stickstoffs eine Rolle spielen, sondern ebenfalls z. B. die geometrischen Abmessungen der Ausströmdüse.

### 2.3. Siederegime

Die Versuche von Chandra et. al [39] zeigen, dass für Temperaturen größer als  $0^\circ\text{C}$  kein direkter Kontakt zwischen  $\text{LN}_2$  und dem Festkörper entsteht und sich somit der Leidenfrost-Effekt ausbildet. Diese Erkenntnis geht auf Versuche zurück, die bereits im Jahr 1934 durch SHIRO NUKIYAMA [55] durchgeführt wurden. Er untersuchte den Wärmeübergang eines in Wasser eingetauchten metallischen Körpers und beobachtete, dass der Wärmeübergang sich je nach Oberflächentemperatur des Metalls veränderte. Aus seinen Ergebnissen entstand das sogenannte Nukiyama-Diagramm, welches den Wärmeübergang Festkörper-Fluid  $\dot{q}$  mit der Temperaturdifferenz zwischen der Oberfläche  $T_{\text{Of}}$  und der Siedetemperatur  $T_{\text{S}}$  des Fluids in Verbindung setzt. Diese Differenz wird im Folgenden als  $\Delta T_{\text{LF}}$  bezeichnet. Abbildung 2.4 zeigt ein solches Diagramm für das Medium Wasser bei einem Druck

von 1 bar. Die logarithmische Skala verdeutlicht, dass der Wärmeübergang sich je nach vorliegender Temperaturdifferenz um mehrere Größenordnungen unterscheiden kann. Es scheint naheliegend, dass dies nicht alleinig durch die Temperaturdifferenz bestimmt wird. Vielmehr führt eine zunehmende Oberflächentemperatur zu einer Veränderung des vorliegenden Siederegimes, das sich durch die Art des Oberflächenkontakts unterscheidet.

Besonders relevant ist, welche der vorliegenden Phasen in direktem Kontakt mit der Oberfläche steht. Unterschieden wird zwischen:

- freie Konvektion (Stilles Sieden): Liegt die Oberflächentemperatur unterhalb oder nahe der Siedetemperatur, so bildet sich häufig keine gasförmige Phase aus. Ein Sieden der Flüssigkeit nahe der Kontaktfläche wird durch die Wärmeleitung in der Flüssigkeit verhindert.
- Blasensieden ( $1'+1''$ ): Charakteristisch für das Blasensieden sind vor allem die hohen, sich einstellenden Wärmeübergänge. Diese ergeben sich durch die Entstehung einer Vielzahl von sehr kleinen Blasen direkt an der Festkörperoberfläche, die sich ab einer bestimmten Größe vom Festkörper lösen. Folglich kommt es zu einem hohen Abtransport von thermischer Energie in Oberflächennähe. Die höchste übertragene Wärmestromdichte entspricht dem sogenannten critical heat flux (CHF).

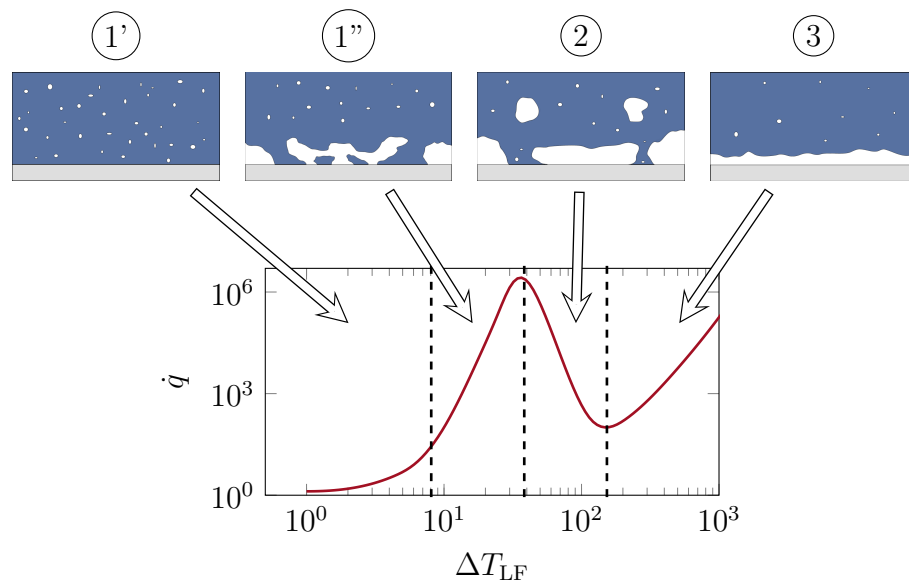


Abbildung 2.4.: Nukiyama-Diagramm für Wasser bei Normaldruck [34]

Dieser ist definiert für die größte vorliegende Temperaturdifferenz, bei der gerade noch Blasensieden stattfindet.

- Übergangssieden (2): Beim Übergangssieden wird die Oberfläche zunehmend mit einer Gasschicht benetzt, die im Vergleich zu den sich bildenden Gasblasen eine isolierende Wirkung besitzt. Folglich nimmt der Wärmeübergang stark ab, was durch die deutlich geringere Wärmeleitfähigkeit der Gasphase erklärt werden kann. Am lokalen Minimum der Kurve  $\dot{q}(\Delta T_{\text{LF}})$  erfolgt der Übergang zum Filmsieden. Hierbei wird häufig auch vom Erreichen der Siedekrise gesprochen [56, 57]. Diese kann durch die kritische Temperaturdifferenz zwischen Kontaktfläche und Fluid (Leidenfrosttemperatur  $T_{\text{LF}}$ ) oder durch die kritische Wärmestromdichte charakterisiert werden [34]. Die Leidenfrosttemperatur kann iterativ für ein ruhendes Fluid bestimmt werden. Schroeder-Richter gibt in seiner Arbeit eine gemessene Leidenfrost-Temperatur für  $\text{N}_2$  von  $T_{\text{LF}} = -167^\circ\text{C}$  an, die sehr gut mit der von ihm berechneten Temperatur von  $T_{\text{LF}} = -165^\circ\text{C}$  übereinstimmt [34, 58]. Hierbei ist jedoch anzumerken, dass die vorliegenden Strömungsbedingungen diese beeinflussen können, sodass eine exakte Berechnung für den allgemeinen Fall nicht möglich ist. Bei der kryogenen Kühlung mit strömendem  $\text{LN}_2$  ergibt sich üblicherweise ein Wert im Bereich von  $T_{\text{LF}} \approx -148^\circ\text{C}$  [59], der somit deutlich höher im Vergleich zur ruhenden Flüssigkeit ist.
- Filmsieden (3): Liegt in den für den Wärmeübergang relevanten Zeitskalen kein direkter Kontakt mehr zwischen dem flüssigen Kühlmedium und der Kontaktfläche vor, so ist das vorliegende Siederegime das Filmsieden. Die nun durchgehende Gasschicht isoliert den Festkörper vollständig, weshalb das Filmsieden üblicherweise einen unerwünschten Effekt darstellt. Die sich bildende Gasphase wird nun, im Vergleich zum Blasensieden, nicht mehr oberflächenorthogonal, sondern oberflächenparallel abgeführt, was aufgrund der deutlich kleineren Wärmeleitfähigkeit des Gases zu einem kleineren Wärmeübergang führt [60].

Hierbei ist anzumerken, dass das Nukiyama-Diagramm den Wärmeübergang für eine ruhende Strömung beschreibt. Aus strömungstechnischer Sicht unterscheidet sich jedoch eine Prallstrahlanordnung stark von dem von Nukiyama [55] untersuchten Aufbau. Arbeiten wie von Gradeck et al. [61] haben gezeigt, dass der Wärmeübergang in komplexer Weise von der Strömungscharakteristik abhängt und sich nicht alleinig durch die Temperaturdifferenz  $\Delta T_{\text{LF}}$  charakterisieren lässt. Aus diesem Grund unterscheiden sich die Resulta-

te von Gradeck et al. teilweise deutlich von der gezeigten Kurve in Abbildung 2.4.

## 2.4. Kryogene Zerspanung von Titanlegierungen

Titan und Titanlegierungen werden den sogenannten schwer zu zerspanenden Werkstoffen zugeordnet. Bei der Trockenzerspanung erfolgt die Abgabe der thermischen Energie größtenteils über den Span. Pramanik und Littlefair [5] berichten jedoch, dass bei der Zerspanung von Ti-6Al-4V wegen der im Vergleich zu anderen metallischen Werkstoffen niedrigeren Wärmeleitfähigkeit bis zu 80 % der Wärme über das Werkzeug abfließen, was zu einer starken thermischen Belastung des Werkzeugs führt [5]. Um die Zerspanung von Titanwerkstoffen kontinuierlich zu verbessern, wurden bislang eine Vielzahl von Lösungsansätzen untersucht. Diese reichen von der Entwicklung neuer Werkzeuge bis hin zum Einsatz verschiedenster kryogener Medien als Kühlmittel [10], was eine mögliche alternative Strategie zur Wärmeabfuhr aus der Bearbeitungszone und somit zur Verhinderung lokaler Temperaturspitzen darstellt [9, 12–14]. Zu hohe Prozesstemperaturen führen nicht nur zu ungewollten thermischen Verzügen, sondern ebenfalls zu geringeren Standzeiten, da das Werkzeug bei hohen Temperaturen mit dem Titan interagiert, was mit einem rapiden Werkzeugverschleiß einhergeht [5, 7]. Um dem entgegenzuwirken, ist eine Anpassung der Prozessparameter, wie z. B. der Schnittgeschwindigkeit oder der Schnitttiefe notwendig, sodass zu hohe Temperaturen vermieden und höhere Standzeiten möglich sind. Im Hinblick auf die Wirtschaftlichkeit wäre es jedoch notwendig, Vorschubgeschwindigkeiten bei gleichzeitig niedrigem Werkzeugverschleiß zu maximieren. Bei schwer zu zerspanenden Werkstoffen ist dies oft aus den bereits genannten Gründen nicht ohne Weiteres möglich, weshalb selbst für kleinste Prozessoptimierungen ein hohes Maß an technischem Verständnis der zugrunde liegenden physikalischen Prozesse erforderlich ist.

Grundsätzlich gibt es unterschiedliche Ansätze, die bei einer technischen Realisierung der kryogenen Kühlung verfolgt werden. Diese unterscheiden sich durch die Art der Zuführung in die Wirkzone [21], durch das resultierende Kühlkonzept [8, 9] sowie hinsichtlich des eingesetzten Mediums [10]. Bei Letzterem stehen neben  $\text{LN}_2$  z. B. flüssiger Wasserstoff ( $\text{LH}_2$ ) oder flüssiger Sauerstoff ( $\text{LO}_2$ ) zur Verfügung. Da die Herstellung kryogener Medien mit einem erheblichen Energieaufwand einhergeht, ist es aus ökonomischer und

ökologischer Sicht erstrebenswert, den Einsatz mittels optimaler Effizienz auf ein Minimum zu reduzieren. Hierfür ist ein thermodynamisches Grundverständnis notwendig, da die Interaktion von  $\text{LN}_2$  mit dem Festkörper bzw. der Umgebung komplex ist. Dies steht im Fokus der vorliegenden Arbeit.

In [9] findet sich eine tabellarische Zusammenstellung verschiedener Autoren, die in ihren Arbeiten die Titanzerspannung thematisiert und untersucht haben. Diese zeigt, dass bei der für die kryogene Kühlung relevanten Kontrollparameter keine einheitliche Vorgehensweise etabliert ist. So werden Arbeitsdrücke von  $p_{\text{Be}} = 2 \text{ bar}$  [19] bis hin zu  $p_{\text{Be}} = 15 \text{ bar}$  [62] verwendet. Der Düsenauslass variiert von einem Düsendurchmesser von  $d = 0,9 \text{ mm}$  [62] über die Verwendung zweier Düsen mit jeweils  $d = 1,7 \text{ mm}$  [14] bis hin zu  $d > 4,0 \text{ mm}$  [19]. Bei einigen Ausarbeitungen fehlen diese Angaben komplett. Darüber hinaus sind nicht durchgehend Angaben zu dem sich einstellenden Massenstrom gegeben, sodass ein Vergleich der Ausarbeitungen bzw. deren Ergebnisse nicht ohne Weiteres möglich ist.

Ein effizienter Ansatz zur Optimierung von Zerspanungsprozessen stellt die Untersuchung mittels numerischer Simulation dar. Durch ein geeignetes Modell können mit verhältnismäßig geringem Aufwand verschiedene Parameterkonstellationen kombiniert werden (wie z. B. Vorschubgeschwindigkeit, Schnittgeschwindigkeit, Schnitttiefe, usw.) und somit deren Einfluss auf den Werkzeugverschleiß oder die sich einstellenden thermischen Verzüge analysiert werden. In der Modellierung konnten in den vergangenen Jahren bereits erhebliche Fortschritte erzielt werden [7, 63–68]. Die Ergebnisse zeigen sehr gute Übereinstimmungen bezüglich der sich einstellenden Temperaturen sowie der resultierenden Kräfte bei einem direkten Vergleich mit experimentellen Validierungsdaten. Im Hinblick auf die kryogene Zerspanung ist nun der nächste logische Schritt, das Fluid selbst und dessen Interaktion mit dem Festkörper in der Simulation zu berücksichtigen [8]. Denkbar wäre es, analog zur Festkörperbehandlung, das Fluid in Ort und Zeit vollständig mittels eines Gitters aufzulösen. Dies bedingt jedoch einen enormen Anstieg der Rechenzeit. Aus diesem Grund wird häufig eine Modellgleichung verwendet, welche lediglich den für den Wärmehaushalt des Festkörpers relevanten Wärmestrom beschreibt [8, 17, 69].

## 2.5. Modellierung des Wärmeübergangs Festkörper-Fluid

Wärmeübergang ist allgemein zu verstehen als Wärmetransport zwischen verschiedenen Stoffen unterschiedlicher Temperatur, die eine gemeinsame Grenzfläche besitzen [70]. Er ist neben der reinen Wärmeleitung, dem Transport durch reine Konvektion und der Wärmestrahlung einer der Mechanismen, der Energie von einem Ort zum anderen transportiert. In der Literatur werden häufig die Begriffe Konvektion oder auch Wärmeströmung synonym verwendet [34]. Während im Festkörper alleinig Wärmeleitungseffekte eine Rolle spielen, treten bei Fluiden zusätzliche konvektive Vorgänge auf, die oftmals den größeren Anteil des Wärmetransportes ausmachen und somit diesem Effekt seinen Namen geben [71]. Im Allgemeinen wird beim Wärmeübergang zwischen freier Konvektion und erzwungener Konvektion unterschieden. Bei der freien Konvektion wird aufgrund der Dichteunterschiede, die aus der Temperaturdifferenz zwischen Grenzfläche und Fluidtemperatur resultieren bzw. auf unterschiedlichen Stoffdichten beruhen, eine Strömung induziert. Bei der erzwungenen Konvektion entwickelt sich die Strömung im Fluid nicht alleinig aus dem Wärmeeintrag selbst, sondern wird als Zwangsströmung (z. B. durch einen anliegenden Überdruck) auf das System eingebracht.

Prinzipiell kann die Wärmestromdichte  $\dot{q}$  durch das Fourier'sche Wärmeleitungsgesetz beschrieben werden:

$$\dot{q} = \bar{\lambda}(T,p) \text{ grad}(T). \quad (2.2)$$

Im allgemeinen Fall ist die Wärmeleitfähigkeit  $\bar{\lambda}$  ein Tensor zweiter Stufe mit sechs unabhängigen Parametern. Bei Flüssigkeiten ist die Richtungsabhängigkeit jedoch kaum (bei Gasen überhaupt nicht) vorhanden, sodass im weiteren Verlauf der Arbeit die Wärmeleitfähigkeit als skalare Größe behandelt wird.

In der Literatur sind verschiedene Methoden bekannt, die für die gängigsten Stoffe über einen großen Temperatur- bzw. Druckbereich eine hinreichend genaue Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit ermöglichen [34]. Die problematischere Größe für die Berechnung des Wärmestroms ist der Temperaturgradient  $\text{grad}(T)$ , da hierfür die Kenntnis des vorliegenden Strömungsfelds notwendig ist. Aus diesem Grund werden im technischen Bereich häufig empirische Modellgleichungen verwendet. Ein weit verbreiteter Ansatz ist die folgende Relation [34]

$$\dot{q} = \alpha^h (T_{\text{Of}} - T_{\text{Ref}}), \quad (2.3)$$

wobei  $\alpha^h$  den sogenannten Wärmeübergangskoeffizienten,  $T_{\text{Of}}$  die Oberflächentemperatur der Grenzfläche sowie  $T_{\text{Ref}}$  eine beliebige Referenztemperatur

bezeichnet. Da es sich bei dem Wärmeübergangskoeffizienten nicht um eine stoffspezifische Größe handelt, sondern diese von weiteren Faktoren wie z. B. den Strömungsbedingungen oder den Oberflächengegebenheiten abhängt, muss diese genau genommen für jeden Einzelfall bestimmt werden. Speziell im Falle der Konvektion mit Luft gibt es eine Vielzahl an empirischen Ansätzen zur Berechnung von  $\alpha$ . Je nach Quelle und vorliegenden Bedingungen variieren diese im Bereich  $10 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1} \leq \alpha_{\text{Luft}}^h \leq 250 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$  [72–76]. Während die Temperatur der Oberfläche klar definiert ist, stellt sich bzgl. der Referenztemperatur die Frage nach der genauen Definition. Häufig kommt hierbei die mittlere Fluidtemperatur zum Einsatz, wobei hier auch nicht eindeutig festgelegt ist, wie diese genau bestimmt wird.

Eine Möglichkeit, die Fluidtemperatur zu definieren, basiert auf der Grenzschichttheorie. Hierbei wird zwischen der thermischen und der hydrodynamischen Grenzschicht unterschieden [77, 78]. Da für eine beliebige Strömung bei Wandkontakt die Haftbedingung gilt, wird in der Literatur häufig die Dicke der hydrodynamischen Grenzschicht bei Erreichen von 99 % der Geschwindigkeit der Kernströmung definiert [79]. Eine ähnliche Definition gilt für die thermische Grenzschicht. Bei einer vorliegenden Temperaturdifferenz zwischen Fluid und Grenzfläche ist die thermische Grenzschichtdicke bei Ausgleich von 99 % des Temperaturunterschieds festgelegt [78]. Diese Temperatur kann dann beispielsweise als Referenztemperatur  $T_{\text{Ref}}$  gewählt werden.

Im Falle der kryogenen Kühlung wurden in der Vergangenheit ebenfalls Untersuchungen durchgeführt, um den Wärmeübergangskoeffizienten für gegebene Randbedingungen zu berechnen und dadurch eine vereinfachte Modellierung des Wärmeübergangs zu ermöglichen. In der Tabelle 2.1 sind einige Literaturstellen mit den jeweils verwendeten Werten für  $\alpha_{\text{N}_2}^h$  und  $T_{\text{Ref}}$  angegeben.

Literaturstelle	$\alpha_{\text{N}_2}^h$ in kW/m <sup>2</sup> K	$T_{\text{Ref}}$ in °C	Bemerkung
Hong et al. [17]	23,27 - 46,75	???	
Sun et al. [80]	10	-184	
Rotella et al. [81]	20	-196,15	
Davoudinejad et al. [69]	200 - 5000	-190	
Jin et al. [82]	bis zu 3,5	???	$\alpha^h_{\text{N}_2} = f(T)$
Kheireddine et al. [83]	2	-170	

**Tabelle 2.1.:** In der Literatur verwendete Werte zur Beschreibung des Wärmeübergangs bei kryogener Stickstoffkühlung

Die Tabelle verdeutlicht, dass in der Literatur für  $\alpha_{\text{N}_2}^h$  und  $T_{\text{Ref}}$  stark variierende Werte verwendet werden, die sich teilweise um mehrere Größen-



ordnungen unterscheiden. Für die Wahl der Referenztemperatur gibt es zum Teil unterschiedliche Argumente. Während einige Ansätze auf der Messung der lokalen Temperaturen der Strömung basieren, werden in anderen Fällen für die Strömung charakteristische Werte, wie z. B.  $T_S$  gewählt. Detaillierte Angaben zum Strömungsfeld, wie z. B. der Strömungsgeschwindigkeit, dem Dampfgehalt oder des Anströmwinkels, fehlen nahezu komplett. Des Weiteren wird vernachlässigt, dass der Wärmeübergang örtlich stark variieren kann und keineswegs als Konstante modelliert werden sollte.

In der Literatur gibt es zahlreiche Ansätze, die den Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von sogenannten dimensionslosen Kennzahlen, wie z. B. der Nußelt-Zahl  $Nu$ , der Reynolds-Zahl  $Re$  oder der Prandtl-Zahl  $Pr$  [34] angeben. Dadurch fließen zusätzliche Informationen über das Strömungsfeld in die Berechnung von  $\alpha^h$  ein. Aber auch hierfür sind Einzelfallbetrachtungen notwendig, sodass nicht nur das alleinige Auftreten verschiedener Phasen, sondern auch deren Interaktion untereinander den Wärmeübergang beeinflusst. Aus zuvor erläuterten Gründen ist es nicht überraschend, dass die Werte in Tabelle 2.1 starke Unterschiede aufweisen und sich zur Validierung der in dieser Arbeit entwickelten Simulationsmodelle wenig eignen.

### 2.6. Eingliederung der Arbeit in die Literatur

Die vorherigen Kapitel haben gezeigt, dass es sinnvoll ist, die vorhandene Literatur durch die vorliegende Arbeit zu erweitern, da weiterhin viele Fragen ungeklärt sind. Der Fokus der Arbeit liegt auf den folgenden Fragestellungen:

- Ist für  $LN_2$  eine adäquate Stickstoffzufuhr für variable Anströmbedingungen trotz der vorliegenden tiefkalten Temperaturen problemlos möglich?
- Wie kann eine entsprechende  $LN_2$ -Zufuhr technisch umgesetzt werden?
- Wie können die in der Literatur stark abweichenden Angaben zum Wärmeübergang von einem beliebigen Festkörper zu  $LN_2$  erklärt werden?
- Sind die Erkenntnisse, die durch die Untersuchungen von Nukiyama [55] im Hinblick auf die unterschiedlichen Siederegime gewonnen werden konnten, auf eine kryogene Kühlung mit  $LN_2$  für beliebige Anströmbedingungen übertragbar?
- Kann durch die Entwicklung von numerischen Modellen der Wärmeübergang präzise für variable Anströmbedingungen vorhergesagt werden?

Die vorliegende Arbeit setzt an den genannten Punkten an und veranschaulicht, warum eine systematische Untersuchung der Stickstoffzufuhr bzw. der Kühlleistung für eine aus wirtschaftlicher Sicht prozessoptimierte Anwendung notwendig ist.

# 3. Voruntersuchungen

## 3.1. Versuchsaufbau zur Untersuchung des Stickstoffstrahls

Flüssiger Stickstoff liegt im Vorratsbehälter nahezu ausnahmslos im Siedezustand vor. Erfolgt in der Zuführung ein Wärmeeintrag, so führt dies zu einem Phasenübergang. Dadurch wird eine stationäre Strömungszufuhr erschwert, da es in der Zuführung zur Verdampfung und damit lokal zu starken Dichteunterschieden kommt, was wiederum das Strömungsverhalten beeinflusst. Sind charakteristische Eigenschaften des zugeführten Stickstoffstrahls bekannt, so können hierdurch mögliche Rückschlüsse bezüglich des Einflusses auf die Kühlwirkung gezogen werden. Die im Folgenden aufgelisteten charakteristischen Größen werden in dieser Arbeit untersucht:

- Massenstrom  $\dot{m}_{\text{N}_2}$  des ausströmenden LN<sub>2</sub>-Strahls (siehe Abschnitt 3.1.2)
- mittlere Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$  in Hauptströmungsrichtung (siehe Abschnitt 3.1.2)

Zusätzlich erfolgen weitere Untersuchungen mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera/DSLR, sodass

- die Stationarität des Strahlaustritts (siehe Abschnitt 3.2.3),
- das vorliegende Mehrphasenregime (siehe Abschnitt 3.2.5),
- der Austrittswinkel bzw. Strahlzerfall (siehe Abschnitt 3.2.5)

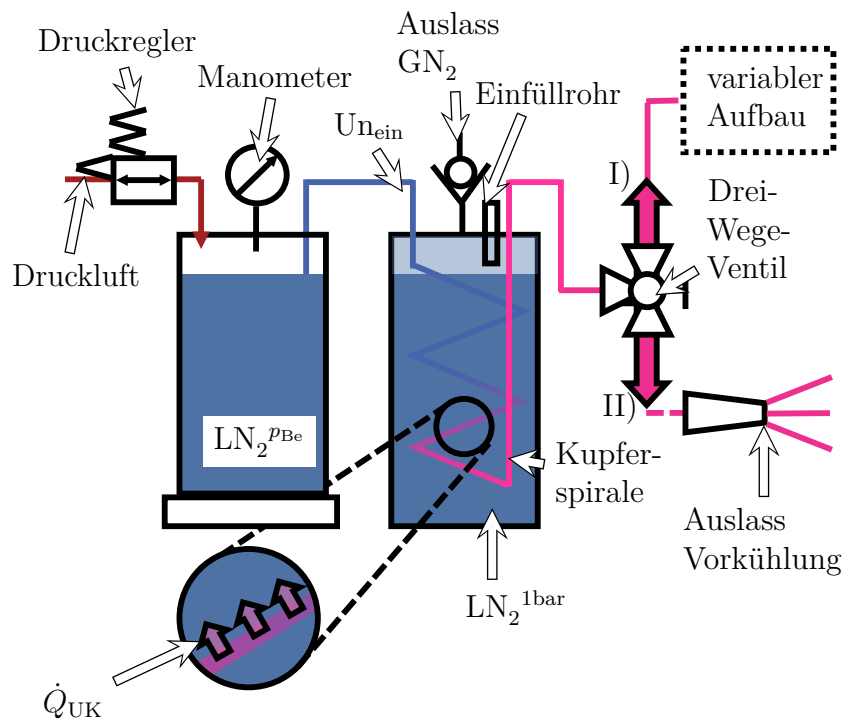
beurteilt werden können.

### 3.1.1. Technische Realisierung der Stickstoffzufuhr

Abbildung 3.1 zeigt schematisch die finale technische Realisierung der entwickelten LN<sub>2</sub>-Zufuhr. Im Grunde besteht diese aus drei Hauptkomponenten:

dem eigentlichen  $\text{LN}_2$ -Vorratsbehälter, einem Wärmeübertrager (wird im Folgenden als Unterkühler bezeichnet) sowie dem Zuführungssystem, das den Ausgang des Unterkühlers über eine Schlauchverbindung mit der Schnittstelle verbindet (I). Dieses Interface ermöglicht im Anschluss die Installation eines beliebigen Versuchsaufbaus. Durch das Drei-Wege-Ventil kann die Strömung in Leitung (II) umgelenkt werden. Diese Umlenkung ist immer dann notwendig, wenn die Anlage nicht unter Betriebstemperatur läuft. Wurde die Stickstoffzufuhr beispielsweise für eine gewisse Zeit unterbrochen, so erwärmen sich die Komponenten der Anlage bis auf Umgebungstemperatur, was folglich bei erneuter Inbetriebnahme zu einer zunehmenden Verdampfung des  $\text{LN}_2$  in der Zuführung führt. Durch den Vorkühlungspfad kann somit ausreichend  $\text{LN}_2$  durch die Anlage geleitet werden, bis diese die gewünschte Betriebstemperatur erreicht, ohne dass dabei  $\text{LN}_2$  durch den Versuchsaufbau strömt.

Um die ausströmende Stickstoffmenge zu variieren, kann mit Hilfe eines Druckreglers Druckluft in den Vorratsbehälter geleitet werden. Das zur Verfügung stehende Netz stellt hierbei einen Betriebsüberdruck von bis zu 7 bar bereit. Der dadurch, im Vergleich zur Umgebung, entstehende Überdruck im



**Abbildung 3.1.:** Schematische Darstellung der Stickstoffzuführung mit zwischengeschaltetem Unterkühler

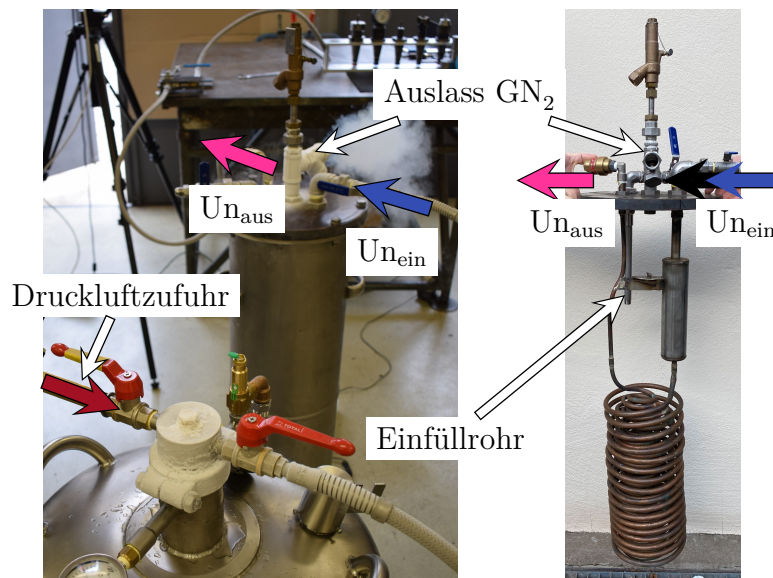
Behälter (im weiteren Verlauf der Arbeit als  $p_{Be}$  bezeichnet) ist somit eine von außen einstellbare Größe.

Verdampft das Fluid bereits in der Zuführung, so wird in diesem Zusammenhang häufig von einer überhitzten Düseninnerströmung gesprochen [54]. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, wird der Unterkühler zwischen Behälterauslass und Strömungsauslass dazwischengeschaltet.

Der Unterkühler besteht aus vier verschiedenen Komponenten:

- einem wärmeisolierten zylindrischen Stahlbehälter, der eine Höhe von 80 cm und einen Innendurchmesser von 20 cm besitzt.
- einer ca. 20 m langen Kupferspirale (die hohe Wärmeleitfähigkeit ist wichtig, damit  $\dot{Q}_{UK}$  maximiert wird), die den Einlass des Unterkühlers ( $U_{n_{ein}}$ ) mit dem Auslass ( $U_{n_{aus}}$ ) verbindet.
- dem Unterkühleraufsatz, der aus allen benötigten Anschlüssen sowie einem Auslassventil besteht.

Das Volumen der Spiralkonstruktion ist ca. 3,3 l, weshalb die maximale Füllmenge des Unterkühlers mit  $LN_2$  ca. 21,7 l beträgt. Eine Befüllung des Unterkühlers ist problemlos über ein einfaches Tauchrohr realisierbar. Der unter Druck stehende  $LN_2$  im Vorratsbehälter wird in den Einlass des Unterkühlers  $U_{n_{ein}}$  geleitet. Anschließend durchströmt das Fluid die Kupferspirale im Unterkühler, die komplett in  $LN_2$  eingetaucht ist. Da der Druck aufgrund



**Abbildung 3.2.:** Erweiterter Setup mit zwischengeschaltetem Unterkühler

des Auslassventils im Behälter stets 1 bar beträgt, liegt der flüssige Stickstoff bei einer Temperatur von  $T_S = -195,8^\circ\text{C}$  vor. Diese Temperatur ist deutlich unter der Siedetemperatur des unter Druck stehenden Stickstoffs in der Kupferspirale. Für einen Überdruck von beispielsweise  $p_{Be} = 3$  bar liegt die Siedetemperatur bereits  $14^\circ\text{C}$  oberhalb der Siedetemperatur bei Umgebungsdruck. Dies hat zur Folge, dass der in der Kupferspirale strömende  $\text{LN}_2$  durch den Wärmestrom  $\dot{Q}_{UK}$  gekühlt wird (siehe Abbildung 3.1). Dadurch kommt es während des Betriebs zu einer Verdampfung des  $\text{LN}_2$  im Unterkühler, was deutlich an den Nebelschwaden in Abbildung 3.2 erkennbar ist. Grund hierfür ist der  $\text{GN}_2$ , welcher durch die sich ausbildenden Druckgradienten am Unterkühlerauslass ausströmt, sich mit der Umgebungsluft vermischt und somit zu einer Kondensation des Wassers in der Umgebungsluft führt.

Für den weiteren Verlauf der Arbeit gilt folgende Notation: Wurden die Untersuchungen mit Unterkühlung durchgeführt, so wird dies durch den Index mU gekennzeichnet. Dementsprechend bedeutet oU, dass keine Unterkühlung erfolgte. Für diesen Fall strömt das Fluid aus dem Vorratsbehälter direkt zum Drei-Wege-Ventil.

#### 3.1.2. Technische Realisierung der Strömungsanalyse

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen experimentellen Versuchsaufbauten erläutert, die mit dem Interface verbunden werden können. Dies ermöglicht eine detaillierte Untersuchung der zugeführten Strömung.

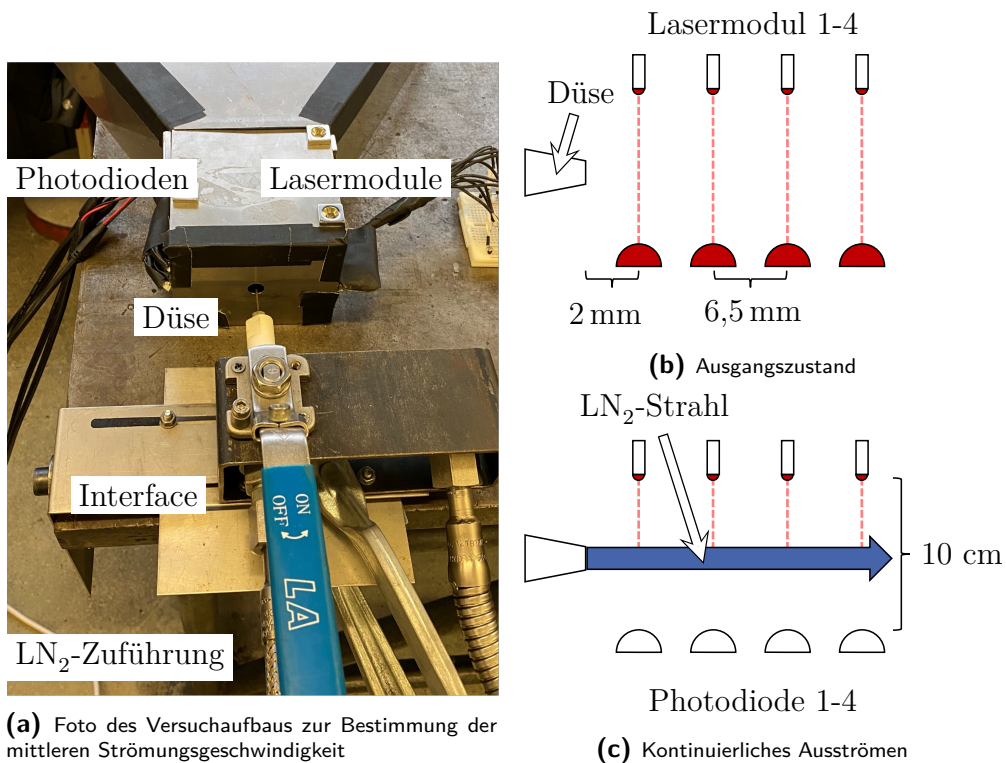
##### Bestimmung des mittleren Massenstroms

Um eine ressourcenschonende Kühlung zu ermöglichen, ist es notwendig, die verbrauchte Stickstoffmenge zu kennen. Dies motiviert die Durchführung von Massenstrommessungen. Ist der Massenstrom bekannt, so kann dieser in Relation zur Kühlwirkung betrachtet werden, wodurch eine Art Kühlungseffizienz bestimmt werden kann.

Um die ausströmende Stickstoffmasse zu bestimmen, wird der  $\text{LN}_2$ -Behälter auf eine Waage gestellt. Die gewonnenen Daten werden an einen Rechner übermittelt. Hat sich ein stationäres Ausströmen eingestellt, so kann dadurch der mittlere Massenstrom  $\dot{m}_{\text{N}_2}$  bestimmt werden.

##### Bestimmung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit

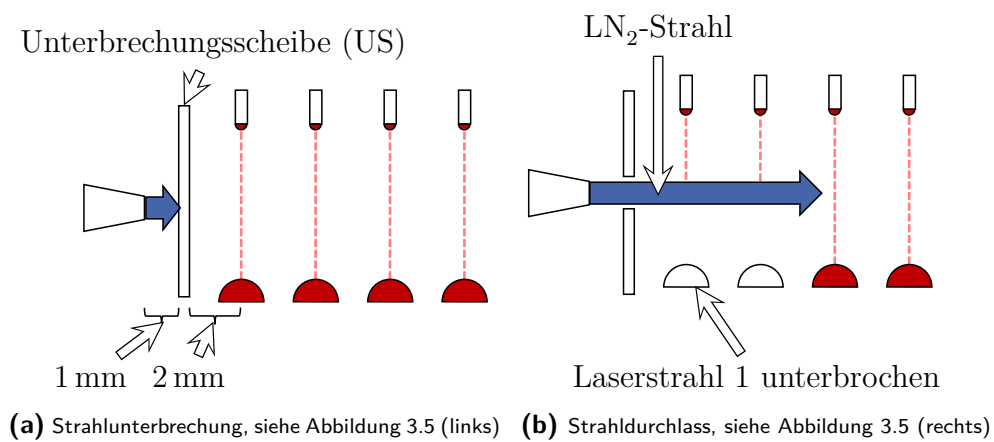
Im Verlauf dieser Arbeit werden die experimentellen Ergebnisse mit numerischen Simulationen verglichen. Hierfür ist die Kenntnis der Ausströmge-



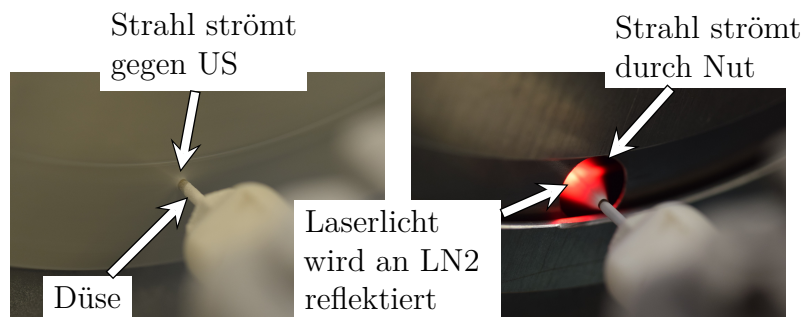
**Abbildung 3.3.:** Versuchsaufbau zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit

schwindigkeit notwendig, da diese als Randbedingung bei der Simulation vorgegeben wird. Hierdurch wird eine Vergleichbarkeit zwischen Experiment und Simulation sichergestellt. Um eine Untersuchung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit zu ermöglichen, werden fünf Laserdioden der Firma Laserfuchs in einer Entfernung von  $\delta_{La-Di} = 10 \text{ cm}$  auf fünf Photonics Photodioden gerichtet. Der horizontale Abstand der Dioden beträgt  $\delta_{La} = 6,5 \text{ mm}$ . Alle Komponenten sind in ein Gehäuse eingelassen, um die gegenseitige Lage zueinander festzulegen. Abbildung 3.3a zeigt ein entsprechendes Foto des Versuchsaufbaus. In Abbildung 3.3b und 3.3c ist der Versuch schematisch visualisiert. Erfolgt keine Stickstoffzufuhr, so wird das Licht der Lasermodule nicht abgelenkt oder unterbrochen und trifft direkt auf die Photodiode, die eine entsprechende Spannung induziert und an das Auslesegerät weiterleitet. Wird hingegen flüssiger Stickstoff durch die Anordnung geleitet, so wird das einfallende Licht ganz oder teilweise gebrochen. Der transmittierte Anteil trifft auf die Photodiode und induziert wiederum eine Spannung, die sich von der Ausgangsspannung unterscheidet.

Damit eine Messung der Strömungsgeschwindigkeit im stationären Betrieb möglich ist, wird der Versuchsaufbau durch die sogenannte Unterbrechungsscheibe (US) erweitert. Hierbei handelt es sich um ein dünnes kreisförmiges Blech, das eine halbkreisförmige Nut besitzt und durch einen Elektromotor angetrieben wird. Die Scheibe wird so platziert, dass durch deren Rotation die Zuführung des  $\text{LN}_2$  für das Zeitintervall  $\Delta\tau_{\text{US}}$  unterbrochen wird. Durch Regelung der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  lässt sich die Unterbrechungszeit beliebig variieren. Abbildung 3.4 zeigt den Versuchsaufbau mit Unterbrechungsscheibe schematisch. Die in Abbildung 3.5 gezeigten Fotoaufnahmen wurden während der Versuchsdurchführung aufgenommen und zeigen die beiden beschriebenen Zustände aus Abbildung 3.4a und 3.4b.

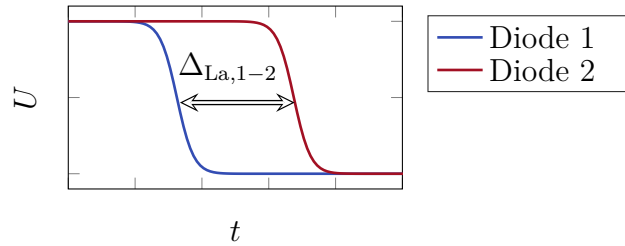


**Abbildung 3.4.:** Schematische Visualisierung des Versuchsaufbaus zur Messung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.



**Abbildung 3.5.:** Fotoaufnahmen während der Versuchsdurchführung; Linke Abbildung: Strahl strömt gegen die Unterbrechungsscheibe; Rechte Abbildung: Strahl strömt durch die Nut der Unterbrechungsscheibe





**Abbildung 3.6.:** Schematische Visualisierung zur Berechnung von  $\Delta t_{La,AB}$

Da die einzelnen Photodioden jeweils einen unterschiedlichen Abstand zur Düse besitzen, gibt es eine zeitliche Differenz  $\Delta t_{La,A-B}$  (A und B stehen hierbei für die entsprechend betrachtete Diode), nach der eine Veränderung der Diodenspannung durch den  $LN_2$ -Strahl beobachtet werden kann. Abbildung 3.6 zeigt dies schematisch. Da die Distanz  $\delta_{La,A-B}$  zwischen zwei Photodioden bekannt ist, kann die mittlere Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}_{A-B}$  ermittelt werden:

$$\bar{v}_{A-B} = \frac{\delta_{La,A-B}}{\Delta t_{La,A-B}} \quad (3.1)$$

Um die Genauigkeit der Messungen zu bewerten, werden die ermittelten Strömungsgeschwindigkeiten mit den Massenstrommessungen verglichen. Hierfür ist jedoch die Kenntnis der Dichte notwendig. Da eine Mehrphasenströmung vorliegt, ist diese nicht bekannt. Unter der Annahme einer reinen Flüssigkeit können jedoch Abschätzungen erfolgen, inwiefern die ermittelten Werte übereinstimmen. Ein derartiger Vergleich erfolgt in Abschnitt 3.2.4.

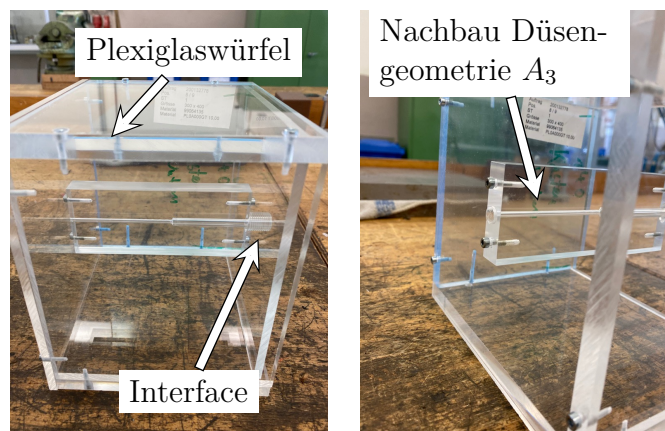
### Düseninnenströmung

Um die Strömung ganzheitlich zu charakterisieren, ist es hilfreich, die Düseninnenströmung zu untersuchen. Arbeiten wie [54] zeigen, dass sich hierfür bildgebende Verfahren sehr gut eignen. Aus diesem Grund wurde im Zuge dieser Arbeit ein Aufbau entwickelt, der eine bildgebende Untersuchung der Düseninnenströmung durch einen transparenten Aufbau ermöglicht (siehe Abbildung 3.7). Der Aufbau besteht aus zwei Hauptkomponenten, einem Plexiglaswürfel und einem innenliegenden Nachbau der Düsengeometrie  $A_3$ , der mit dem Interface verbunden werden kann. Durch den umrandenden Plexiglaswürfel kann eine geschützte Stickstoffatmosphäre geschaffen werden, was ein Beschlagen durch Kondensation des Wassers in der Luft durch die tiefkalten Temperaturen ausschließt.

### 3. VORUNTERSUCHUNGEN

---

Die verwendete Hochgeschwindigkeitskamera wurde senkrecht auf die innenliegende Düse gerichtet. Das eingesetzte Makroobjektiv ermöglicht eine maximale Auflösung von bis zu  $18\mu\text{m}/\text{Pix}$ . Die für die Aufnahmen verwendete Beleuchtungstechnik besteht aus fünf Köpfen des G-S8 RING LIGHTs, die kreisförmig um die Kamera angeordnet sind (siehe Abbildung 3.8). Diese Art der Anordnung führt zu einer gleichmäßigen Ausleuchtung für den gesamten interessierenden Bereich. Um die entsprechenden Aufnahmen im Plexiglas kanal dem Zustand am Düsenauslass zuordnen zu können, wurde zusätzlich zur Hochgeschwindigkeitskamera mit Hilfe einer digitalen Spiegelreflex-Kamera (DSLR) der Auslass gefilmt. Über einen Trigger wurde die DSLR mit der Hochgeschwindigkeitskamera verbunden, sodass eine direkte Zuordnung der einzelnen Frames zueinander möglich ist.



**Abbildung 3.7.:** Fotoaufnahme des Plexiglaswürfels mit innenliegendem Nachbau der Düse  $A_3$

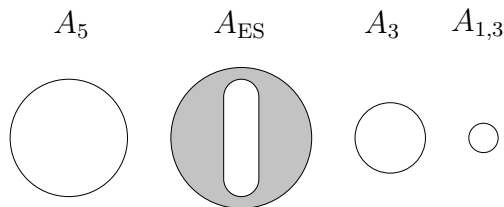


**Abbildung 3.8.:** Fotoaufnahme der ringförmigen Anordnung der G-S-8 Köpfe, um eine einheitliche Ausleuchtung des untersuchten Kanals zu ermöglichen

### Ausströmgeometrien

Für die technische Anwendung sind verschiedene Ausströmgeometrien relevant. Motiviert wird eine Variation ebenfalls durch Arbeiten wie [9, 17, 80, 81], die zeigen, dass die Querschnittsfläche der Ausströmdüse nicht nur den Volumenstrom, sondern auch die Kühlleistung erheblich beeinflussen kann. Die folgenden Düsenquerschnittsflächen werden in der vorliegenden Arbeit untersucht:

- die sogenannte Standarddüse, die einen 3 mm Innen- und 5 mm Außendurchmesser besitzt. Die Länge der Düse beträgt 67 mm bei einer Querschnittsfläche von  $A_3 = 7,06 \text{ mm}^2$ .
- eine Ausströmdüse mit einem Innendurchmesser von  $d_{1,3} = 1,3 \text{ mm}$ . Dieser Querschnitt kommt in der technischen Realisierung durch das Werkzeug an der Drehmaschine zum Einsatz [9]. Die Länge variiert je nach Setup. Die Querschnittsfläche beträgt  $A_{1,3} = 1,3 \text{ mm}^2$ .
- eine kreisförmige Einlegescheibe mit einem ausgefrästen Langloch, um die Einlassgeometrie in den Stickstofftunnel zu variieren. Die Höhe der Ausfräsung beträgt 5 mm. Die abgerundeten Ecken haben einen Radius von 0,75 mm. Die maximale Breite der Ausfräsung beträgt 1,3 mm. Somit ergibt sich eine Querschnittsfläche von  $A_{ES} = 7 \text{ mm}^2$ .



**Abbildung 3.9.:** Veranschaulichung der unterschiedlichen Querschnittsgeometrien in der Zuführung inklusive ihrer Bezeichnungen

#### 3.1.3. Benötigte Hilfsmittel

Um die erläuterten Messungen durchzuführen, sind technische Hilfsmittel notwendig, die im Folgenden erläutert werden:

**Waage:** Die zeitliche Entwicklung der Behältermasse  $m_{Be}$  wird mittels einer Waage mit der Modellbezeichnung 7542.06.110-2550 von der Firma Soehnle detektiert. Diese erlaubt eine Ausleserate von bis zu 18 Hz mit einer

Genauigkeit von  $\pm 5$  g bei einem maximalen Wägebereich von 150 kg. Die ermittelten Werte werden an einen Rechner übertragen.

**Lasermodule:** Zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit werden Lasermodule der Firma Laserfuchs mit der Modellbezeichnung LFD650-1-3(4x20)-6000H verwendet. Deren optische Leistung liegt bei 1 mW. Die Abstrahlcharakteristik entspricht einem elliptischen Punkt mit einer Punktgröße unter 3,4 mm für den verwendeten Abstandsbereich.

**Photodioden:** Zur Detektion des einfallenden Laserlichts werden Photodioden des Modells IMM Photonics 142301 verwendet. Die sensitive Fläche der Photodioden ist klein, daher ist es notwendig, eine genaue Ausrichtung von Photodiode und Lasermodul zu realisieren, um hierdurch eine ausreichende Signalstärke sicherzustellen.

**Auslesegerät Photodiodenspannung:** Um die Daten sinnvoll analysieren zu können, ist ein Datenauslesegerät notwendig. In der vorliegenden Arbeit wird das Auslesegerät National Instruments NI-USB-6128 verwendet. Dieses bietet die Möglichkeit über mehrere Kanäle die Photodiodenspannung in einer ausreichenden zeitlichen Auflösung zu detektieren.

**Hochgeschwindigkeitskamera:** Um die Strömung zu visualisieren, wird die Hochgeschwindigkeitskamera Sprinter-HD-M der Firma Optronis GmbH verwendet. Diese ermöglicht bei HD-Auflösung eine Framerate von 3504 fps. Bei Verringerung der Auflösung sind maximal bis zu 110154 fps möglich. Die Kamera wird mit dem Objektiv Sigma 150mm F2.8 APO MACRO bestückt, wodurch eine Nahaufnahme des interessierenden Bereichs möglich ist.

**DSLR:** Zusätzlich zur Hochgeschwindigkeitskamera wird die Spiegelreflex D5300 SLR-Digitalkamera mit den Objektiven Sigma 150mm F2.8 APO MACRO sowie AF-P 18-55 VR verwendet. Hierdurch kann der Strömungsauslass beispielsweise gleichzeitig zu den Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera beobachtet werden.

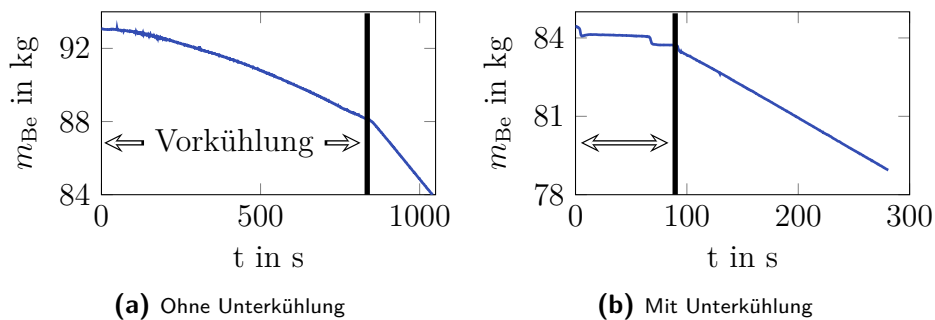
**Beleuchtungstechnik:** Für eine scharfe Bildgebung sind geringe Belichtungszeiten erforderlich, weshalb eine hohe Leistung der Beleuchtungstechnik benötigt wird. Die verwendete Lichttechnik ist von der Firma GSVitec. In einer Ringanordnung kommen fünf Köpfe des Modells MULTILED G-S8 RING LIGHT zum Einsatz, die bis zu 75 Millionen  $\text{lm}/\text{m}^2$  Beleuchtungsstärke zur Verfügung stellen. Durch einen Controller kann eine Pulsation erreicht werden, welche minimale Belichtungszeiten von bis zu 100 ns ermöglicht.

## 3.2. Detaillierte experimentelle Charakterisierung der Stickstoffströmung

Die im vorherigen Kapitel erläuterten experimentellen Versuchsaufbauten können verwendet werden, um den zugeführten Stickstoffstrahl sowohl mit als auch ohne Unterkühlung detailliert zu untersuchen. In diesem Abschnitt sollen die Messergebnisse erläutert werden, damit im Abschluss in Kapitel 6 ein Zusammenhang zwischen den ermittelten Strömungskenngrößen und der bestimmten Kühlleistung  $\dot{Q}_{N_2}$  hergestellt werden kann.

### 3.2.1. Vorkühlung der Anlage

Bevor die ermittelten Massenströme diskutiert werden, soll zunächst der Anlaufprozess der Anlage veranschaulicht werden. Abbildung 3.10a zeigt die Abnahme der Behältermasse für einen Zeitraum von über 15 min ohne Unterkühlung. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  s hat die Anlage Umgebungstemperatur. Der Behälterüberdruck beträgt  $p_{Be} = 5$  bar, die Ausströmdüse hat den Querschnitt  $A_{1,3}$ . Die Steigung  $dm_{Be}/dt$  variiert zeitlich und nimmt erst nach ca. 850 s einen konstanten Wert an. Innerhalb des dargestellten Zeitintervalls „Vorkühlung“ wird die kontinuierlich durchströmte Anlage somit auf Betriebstemperatur gekühlt, bis sich, zumindest in den dargestellten Zeitskalen, ein stationärer Zustand ausbildet. Eine Vorkühlzeit von fast 15 min zeigt jedoch deutlich, dass die Vorkühlung mittels Umlenkung über das 3-Wege-Ventil eine entscheidende Voraussetzung dafür ist, im Experiment reproduzierbare Untersuchungen direkt nach der Strömungszufuhr zu erhalten.



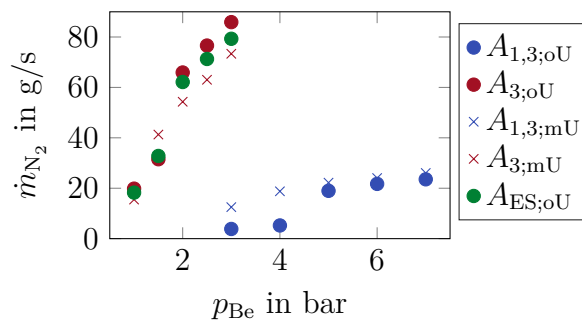
**Abbildung 3.10.:** Zeitliche Entwicklung der Behältermasse für  $p_{Be} = 5$  bar und  $A_{1,3}$  [9, 29]

Wird die Abkühlung der Anlage auf Betriebstemperatur unter analogen Bedingungen mit Unterkühlung wiederholt, so zeigt sich, dass die Zeit, bis die Vorkühlung abgeschlossen ist, signifikant abnimmt. Besonders im Hinblick auf die industrielle Anwendung spielt dies eine wichtige Rolle, da hierdurch deutlich geringere Vorlaufzeiten notwendig sind. Gleichzeitig wird die Menge an  $\text{LN}_2$ , die benötigt wird, um die Anlage auf Betriebstemperatur zu kühlen, minimiert, was im betrachteten Fall zu einer Reduzierung des  $\text{LN}_2$ -Verbrauchs um 80 % führt. Die im Unterkühler verdampfte Stickstoffmenge ist verhältnismäßig klein und liegt bei ca. 50 g/min.

### 3.2.2. Bestimmung des mittleren Massenstroms

Der durch den Überdruck im Behälter resultierende Massenstrom wird unter anderem vom Strömungswiderstand der Anlage beeinflusst. Besonders im Hinblick auf Mehrphasenströmungen, konnte eine starke Abhängigkeit zwischen der kleinsten vorhandenen Querschnittsfläche innerhalb der Zuleitung und des sich einstellenden Massenstroms für einen gegebenen Überdruck beobachtet werden [9, 28, 29].

Abbildung 3.11 zeigt die ermittelten Massenströme  $\dot{m}_{\text{N}_2}$  in Abhängigkeit des Behälterdruckes  $p_{\text{Be}}$  für die verschiedenen Düsengeometrien mit und ohne Unterkühlerverwendung. Die Messungen erfolgten in allen Fällen über ein Zeitintervall von 2 min, wobei jede Parameterkombination drei Mal wiederholt wurde. Speziell für die Querschnittsfläche  $A_{1,3}$  und  $p_{\text{Be}} < 5$  bar stellt sich ohne Unterkühlerverwendung kein stationärer Zustand ein. Dies gilt ebenfalls für die Geometrien  $A_3$  und  $A_{\text{ES}}$  bei Drücken von  $p_{\text{Be}} < 2$  bar. Auffallend ist, dass der Massenstrom bei  $A_3$  bzw.  $A_{\text{ES}}$  von 2 auf 3 bar, bzw. bei  $A_{1,3}$  von 4 auf 5 bar ohne Unterkühlung sprunghaft ansteigt. Dies kann durch die



**Abbildung 3.11.:** Ermittelte Massenströme  $\dot{m}_{\text{N}_2}$  in Abhängigkeit des gewählten Arbeitsdruckes  $p_{\text{Be}}$  und der entsprechenden Ausströmgeometrie mit und ohne Unterkühlung

Veränderung der mittleren Dichte erklärt werden. Die Zunahme des Drucks reicht somit aus, um das Mehrphasenregime zu verändern, sodass es folglich zu einer starken Dichteänderung kommt.

In vielen Arbeiten in der Literatur wird lediglich der Behälterdruck als Parameter angegeben. Die Messungen zeigen, dass diese Angabe nicht ausreichend ist. Während für einen Massenstrom von  $\dot{m}_{\text{N}_2} = 20 \text{ g/s}$  bei einer Querschnittsfläche von  $A_3$  lediglich 1 bar Überdruck notwendig ist, muss für  $A_{1,3}$  für den gleichen Massenstrom der Druck um ein Vielfaches höher liegen. Die These, dass die Düsenquerschnittsfläche den Massenstrom maßgeblich bestimmt, wird durch die Beobachtung bestätigt, dass trotz stark unterschiedlicher Geometrie der resultierende Massenstrom für  $A_3$  und  $A_{\text{ES}}$ , die eine identische Querschnittsfläche besitzen, nahezu identisch ist. Wird der  $\text{LN}_2$  dagegen unterkühlt, so ist kein sprunghafter Anstieg ersichtlich. Somit findet kein Wechsel des Mehrphasenregimes statt. Weiterhin zeigt sich, dass für beide Querschnittsflächen  $A_{1,3}$  und  $A_3$  ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen  $p_{\text{Be}}$  und  $\dot{m}_{\text{N}_2}$  im untersuchten Druckbereich besteht.

Für den Querschnitt  $A_{1,3}$  und relativ kleine Drücke liegen die gemessenen Massenströme mit Unterkühlung deutlich höher. Grund hierfür ist der höhere Flüssiganteil, der schlussfolgernd die mittlere Dichte der Strömung deutlich erhöht. Interessant ist zu beobachten, dass für  $A_3$  die Massenströme zum größten Teil mit Unterkühlung kleiner sind, was auf den ersten Blick fraglich erscheint. Die Untersuchungen im nächsten Abschnitt liefern für diese Beobachtung eine Erklärung.

#### 3.2.3. Auswirkungen der Unterkühlung auf die austretende Strömung

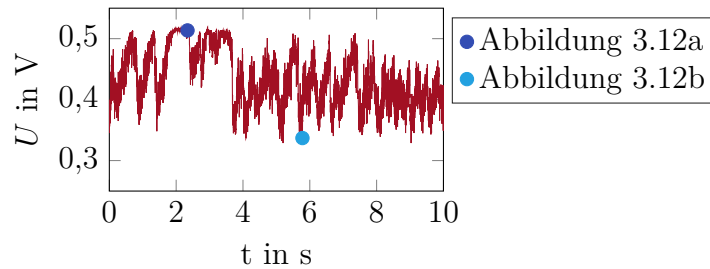
In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob der zugeführte Stickstoffstrahl kontinuierlich ausströmt. Hierfür wird der in Abbildung 3.3 dargestellte Versuchsaufbau ohne Unterbrechungsscheibe verwendet. Wird keine Strömung zugeführt, so induzieren die Photodioden eine Diodenspannung von  $U \approx 0,5 \text{ V}$  aufgrund des einfallenden Laserlichtes. Dieser Zustand wird als Ausgangszustand definiert. Im Folgenden wird zunächst die Strömung ohne Unterkühlung analysiert.

##### Ohne Unterkühlung

Abbildung 3.12c zeigt den zeitlichen Verlauf der gemessenen Spannungen an Diode 1, während der  $\text{LN}_2$  dauerhaft ausströmt. Der vorliegende Überdruck im Behälter beträgt  $p_{\text{Be}} = 3 \text{ bar}$ . Die Ausströmgeometrie war  $A_{1,3}$  und es wurde



(a) Strömung besteht aus nahezu reinem  $\text{GN}_2$ , da (b) Strömung beinhaltet  $\text{LN}_2$ , da Reflektionen des einfallenden Lichts.

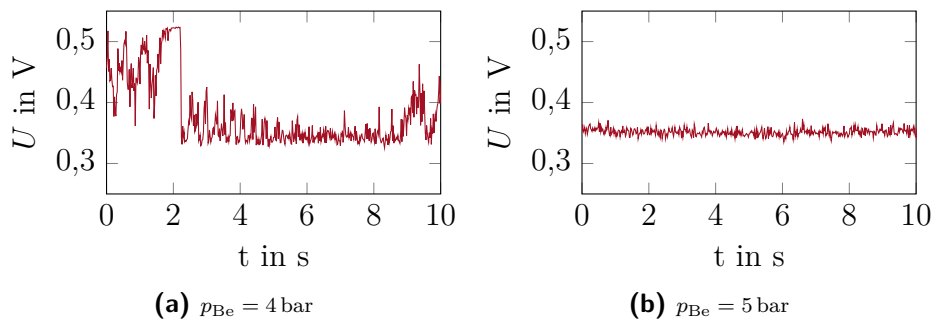


(c) Induzierte Diodenspannung an Diode 1 für die Austrittsgeometrie  $A_{1,3}$  bei  $p_{\text{Be}} = 3 \text{ bar}$

**Abbildung 3.12.:** Fotografierte Strömung am Düsenauslass zu zwei verschiedenen Zeitpunkten

kein Unterkühler verwendet. Deutlich erkennbar ist, dass sich kein stationärer Spannungswert einstellt. Dies ist auch in den Fotoaufnahmen in Abbildung 3.12 ersichtlich. Aufgrund der Positionierung der Kamera zu dem üblichen Aufbau gelangt das Laserlicht nur dann in das Objektiv, wenn es an der Flüssigkeit gestreut wird. In Abbildung 3.12a wird jedoch kaum eine Reflektion des Laserlichtes beobachtet, was folglich bedeutet, dass der ausströmende Stickstoff hauptsächlich aus  $\text{GN}_2$  besteht. Demgegenüber erfolgt eine starke Reflektion in Abbildung 3.12b, was darauf schließen lässt, dass der zugeführte Stickstoffstrahl einen erhöhten Anteil  $\text{LN}_2$  besitzt. Wie durch die markierten Punkte in Abbildung 3.12c ersichtlich, führen die gezeigten Zustände zu stark unterschiedlichen Spannungswerten an der Photodiode. Der resultierende Spannungswert wird aber nicht alleinig durch das Verhältnis Flüssigkeit/Gas bestimmt. So unterscheidet sich der transmittierte Lichtanteil z.B. für einen reinen kontinuierlichen Flüssigkeitsstrahl deutlich von einem in viele kleine Tropfen zerstäubten Strahl. Aus diesem Grund können keine Rückschlüsse auf den Dampfgehalt gezogen werden. Jedoch erlaubt die vorgestellte Methode eine entsprechende Visualisierung, ob ein kontinuierlicher Flüssigkeitsstrahl austritt oder nicht. Bei einem Behälterdruck von  $p_{\text{Be}} = 3 \text{ bar}$  ist kein sta-

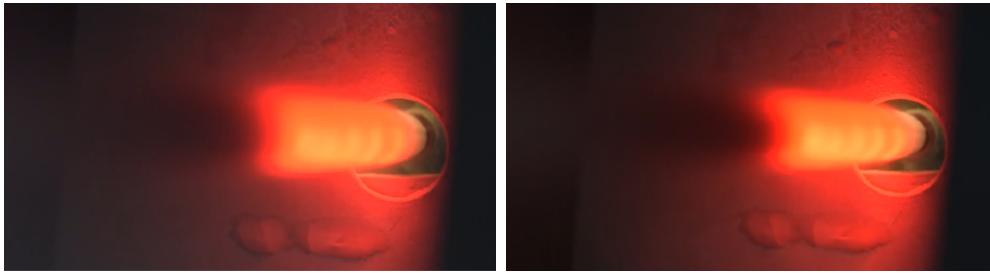




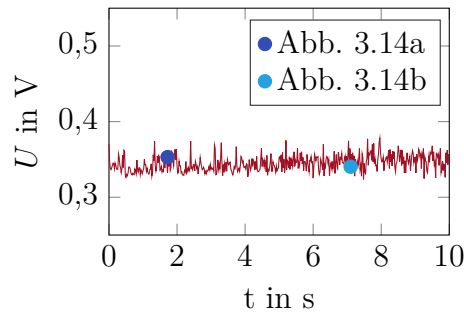
**Abbildung 3.13.:** Induzierte Diodenspannung an Diode 1 in Abhängigkeit des vorliegenden Behältersdruckes  $p_{Be}$  für die Austrittsgeometrie  $A_{1,3}$  ohne Unterkühlung

tionäres Verhalten erkennbar. Wird der Behälterdruck auf  $p_{Be} = 4$  bar bzw.  $p_{Be} \geq 5$  bar erhöht, dann ändert sich die induzierte Diodenspannung auf die in Abbildung 3.13 dargestellten Werte.

Da die Diodenspannung ab  $p_{Be} = 5$  bar zeitlich nahezu konstant verläuft, kann schlussfolgernd festgehalten werden, dass der Strahlaustritt kontinuierlich erfolgt. Diese Erkenntnis steht zunächst im Widerspruch zu der Arbeit von Stampfer et al. [9]. Bei der technischen Realisierung der Stickstoffzuführung an der Drehmaschine konnte selbst bei einem Überdruck von 7 bar kein kontinuierlicher Strahlaustritt beobachtet werden. Hierfür gibt es mehrere Gründe. Während die Düse in dieser Arbeit lediglich eine Länge von 15 mm besitzt, war eine Länge von 90 mm für die Zuführung durch die Wendeschneidplatte in der Arbeit [9] notwendig. Dies verändert den Strömungswiderstand des Systems und somit die Strömungseigenschaften. Diese Beobachtung wurde so ebenfalls bei den Massenstrommessungen aus Abbildung 3.11 ersichtlich, bei der durch eine Veränderung der Ausströmgeometrie, bei sonst analogen Beindungen, der Massenstrom signifikant beeinflusst wurde. Da selbst kleinste Änderungen im Versuchsaufbau derart unterschiedliche Ausströmbedingungen zur Folge haben, wird hierdurch verdeutlicht, wie sensibel die Stickstoffzuführung im Einzelfall ausgelegt werden muss. Im Hinblick auf die industrielle Anwendung ist dies hinderlich und es scheint naheliegend, dass Optimierungspotential vorhanden ist. Aus chronologischer Sicht wurde nach dieser Erkenntnis die erweiterte Stickstoffzuführung mit Unterkühlung entwickelt. Die Ergebnisse werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.



(a) Strömung beinhaltet  $\text{LN}_2$ , da Reflektionen des einfallenden Lichts (b) Strömung beinhaltet  $\text{LN}_2$ , da Reflektionen des einfallenden Lichts



(c) Induzierte Diodenspannung an Diode 1 in Abhängigkeit des vorliegenden Behältersdruckes  $p_{\text{Be}}$  für die Austrittsgeometrie  $A_{1,3}$  mit Unterkühlung

**Abbildung 3.14.:** Fotografierte Strömung am Düsenauslass zu zwei verschiedenen Zeitpunkten nach erfolgter Unterkühlung. Die entsprechenden zu den Zeitpunkten induzierten Diodenspannungen sind Abbildung 3.14c zu entnehmen

### Mit Unterkühlung

Mit Unterkühlung konnte für den gesamten untersuchten Druckbereich ein konstanter zeitlicher Verlauf der Diodenspannung gemessen werden, was für einen kontinuierlichen Austritt der Strömung spricht. Abbildung 3.14 zeigt beispielhaft den Verlauf für  $p_{\text{Be}} = 3$  bar und die entsprechenden Aufnahmen des Düsenauslasses  $p_{\text{Be}} = 3$  bis 7 bar beliebig ausgewählte Zeitpunkte. Rein optisch gesehen besteht kein Unterschied zwischen beiden Zeitpunkten.

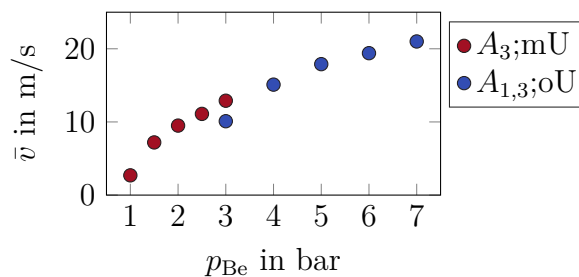
Durch die Unterkühlung konnte ebenfalls für die an der Drehmaschine relevante Düsenlänge von 90 mm und  $A_{1,3}$  für  $p_{\text{Be}} = 3$  bis 7 bar ein konstanter Strömungsausstritt beobachtet werden [9]. Dies verdeutlicht, dass die Verwendung des Unterkühlers für eine konstante Prozessführung von hoher Bedeutung ist, da hierdurch die Zuführung weniger sensitiv auf Randbedingungen

des Systems (wie z. B. Düsenlänge/Düsendurchmesser/Strömungswiderstand) reagiert.

### 3.2.4. Bestimmung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit

#### Mittels Massenstrommessungen

Basierend auf den Massenstrommessungen kann durch Kenntnis der mittleren Dichte die mittlere Ausströmgeschwindigkeit berechnet werden. Aufgrund der Mehrphasenströmung ist der exakte Wert der Dichte unbekannt. Es ist jedoch möglich, die kleinste mögliche Strömungsgeschwindigkeit abzuschätzen, indem angenommen wird, dass reiner  $\text{LN}_2$  vorliegt. Abbildung 3.15 veranschaulicht dies für die ermittelten Massenströme mit Unterkühlung.



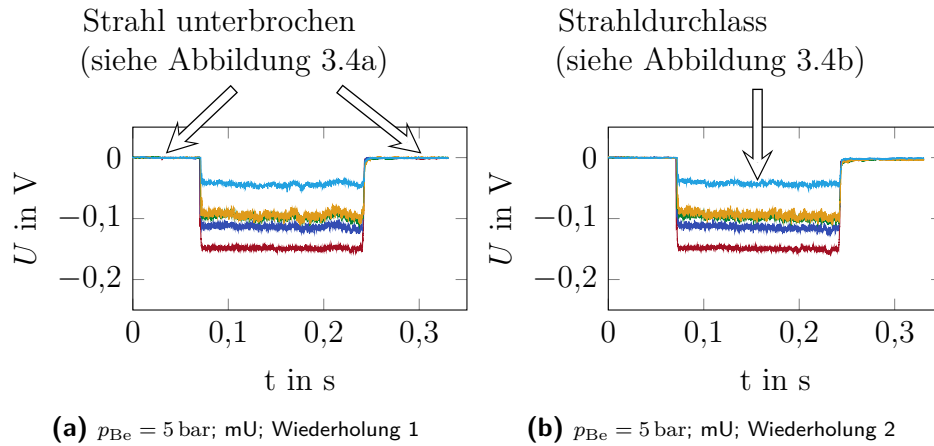
**Abbildung 3.15.:** Berechnete mittlere Strömungsgeschwindigkeiten  $\bar{v}$  basierend auf den ermittelten Massenströmen aus Abschnitt 3.2.2

#### Mittels Versuchsaufbau mit Unterbrechungsscheibe

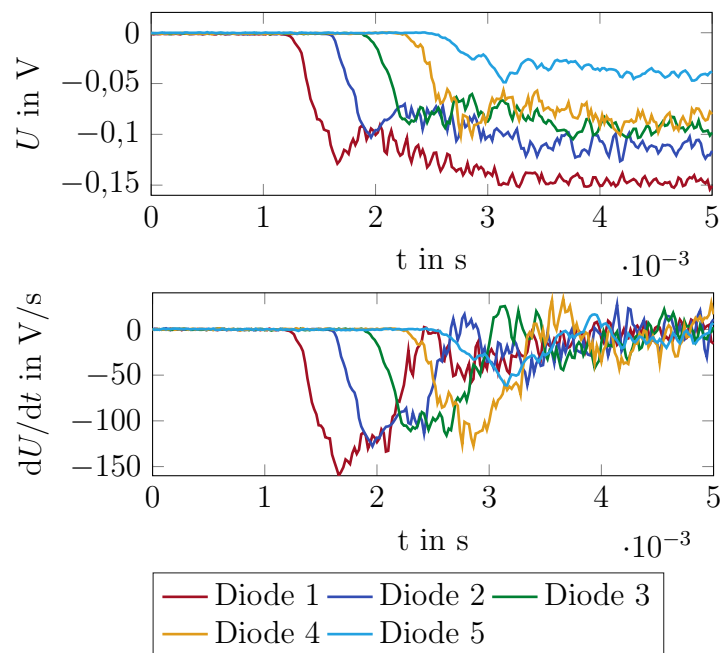
In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Abschätzung der Strömungsgeschwindigkeit, die durch den Versuchsaufbau aus Abschnitt 3.1.1 erzielt wurden, detailliert beschrieben. Das prinzipielle Vorgehen wird anhand eines Beispiels erläutert. Für alle weiteren untersuchten Parameterkombinationen (Arbeitsdruck, Düsendurchmesser, Unterkühler Verwendung ja/nein) wurde analog vorgegangen. Für jede Kombination wurden 25 Wiederholungen durchgeführt, um eine quantitative Aussage über die Geschwindigkeit zu ermöglichen.

Abbildung 3.16 zeigt den sich einstellenden zeitlichen Spannungsverlauf für eine vollständige Umdrehung der Unterbrechungsscheibe bei konstanter  $\text{LN}_2$ -Zufuhr. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  s ist der Strahl unterbrochen und somit der Spannungswert maximal. Dieser Wert wurde von allen Spannungswerten

subtrahiert, sodass ein negativer Wert bedeutet, dass der Lichteinfall an der Diode geringer ist als im Ausgangszustand. Im Bereich  $0,06\text{ s} < t < 0,08\text{ s}$  fällt die Spannung stark ab, da der Stickstoff erstmalig durch die Nut



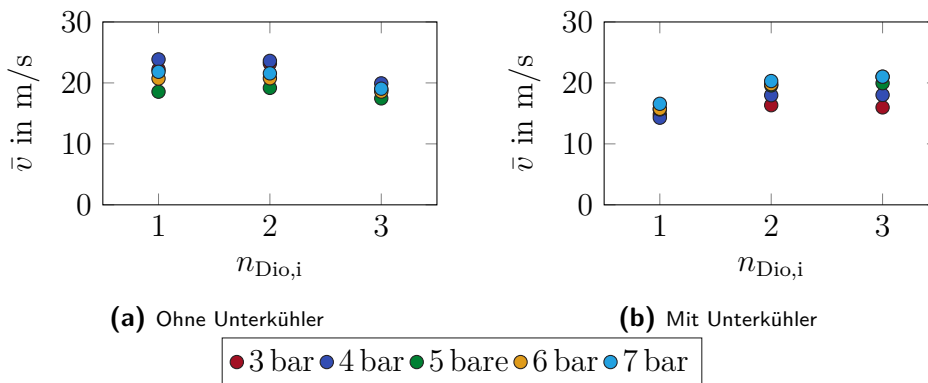
**Abbildung 3.16.:** Visualisierung der Diodenspannung  $U$  über die Zeit  $t$  für die Ausströmgeometrie  $A_{1,3}$  während einer vollständigen Umdrehung der Unterbrechungsscheibe bei  $p_{\text{Be}} = 5\text{ bar}$ .



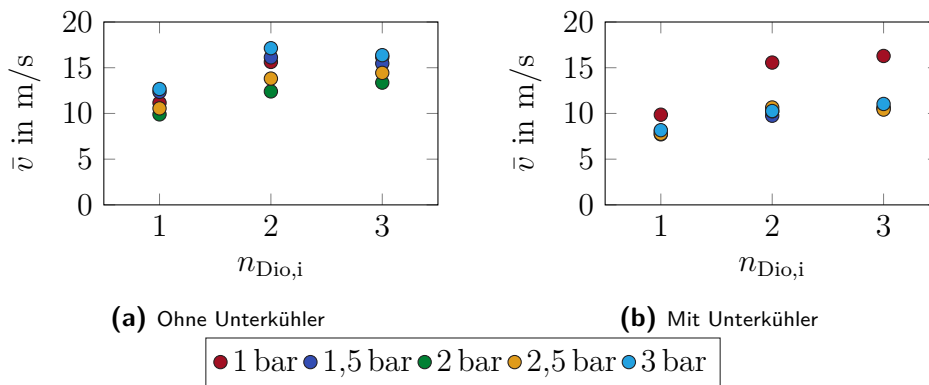
**Abbildung 3.17.:** Diodenspannung sowie deren zeitliche Änderung aufgetragen über die Zeit  $t$  für das ungefilterte sowie gefilterte Signal

der Unterbrechungsscheibe strömt. Der Spannungsabfall fällt bei Diode 1 am stärksten aus, was so zu erwarten war, da hier die kürzeste Distanz zum Strömungsausstritt vorliegt. Mit zunehmender Entfernung nimmt der transmittierte Anteil des einfallenden Lichts deutlich zu. Hierfür gibt es mehrere Erklärungen. Zum einen kann es zu einer Vermischung des Strahls mit der Umgebungsluft kommen, zum anderen kann durch die fortschreitende Verdampfung der Anteil von  $\text{GN}_2$  zunehmen. In welchem Verhältnis die beiden genannten Effekte die Absolutspannung verändern, lässt sich dadurch jedoch nicht feststellen und soll zum aktuellen Zeitpunkt nicht diskutiert werden. Diese Erkenntnis ist jedoch für die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit unerheblich.

Abbildung 3.17 zeigt den Spannungsverlauf und deren zeitliche Ableitung bei voller zeitlicher Auflösung zum Zeitpunkt des Umschaltens von „Strahlunterbrechung“ zu „Strahldurchlass“. Die Berechnung der Ableitung zum Zeitpunkt  $t_i$  erfolgt über eine Rückwärtsdifferenziation. Für die Dioden 1 bis 4 ist ersichtlich, dass der Spannungsabfall einen nahezu identischen charakteristischen Verlauf mit zeitlichem Versatz aufweist. Für Diode 5 sieht der Abfall zwar ähnlich aus, jedoch sind erste Abweichungen zu den anderen Dioden erkennbar. Eine Diode gilt als unterbrochen, sobald ein gewisser Spannungsabfall pro Zeit überschritten wird. Da dieser im interessierenden Bereich linear verläuft, ist die Wahl der Schranke bis  $-50\text{V/s}$  nahezu beliebig, sodass  $\Delta t_{\text{LA,AB}}$  ermittelt werden kann. Mit dem bekannten Diodenabstand kann die mittlere Geschwindigkeit nach Gleichung (3.1) berechnet werden. Für jede Parameterkonstellation (Arbeitsdruck, Düsendurchmesser, Unterkühler Verwendung ja/nein) wurden 25 Wiederholungen durchgeführt. Die



**Abbildung 3.18.:** Gemessene mittlere Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$  für den Düsenauslass  $A_{1,3}$



**Abbildung 3.19.:** Gemessene mittlere Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$  für den Düsenauslass  $A_3$

Standardabweichungen bei den durchgeführten Messungen lagen im Bereich von 0,75 m/s oder kleiner, was als gut zu bewerten ist. Dies spricht für eine robuste Methodik bei der Datenverarbeitung und für eine hohe Güte der Reproduzierbarkeit des Versuchs.

Abbildung 3.18 und 3.19 veranschaulichen die Messergebnisse für  $\bar{v}$ . Die Größe  $n_{\text{Dio},i}$  beschreibt, in welchem Bereich die Geschwindigkeit bestimmt wurde. So kennzeichnet  $n_{\text{Dio},1}$  bzw.  $n_{\text{Dio},2}$ , dass die Messung zwischen Diode 1 und 2 bzw. 2 und 3 erfolgte. Es zeigt sich, dass die Strömungsgeschwindigkeit analog zum Massenstrom stark von der gewählten Ausströmgeometrie sowie dem Behälterdruck abhängt. Auch die Unterkühlung hat einen erheblichen Einfluss. Dies wird vor allem bei der Düsengeometrie  $A_{1,3}$  ersichtlich. Hier führt die Unterkühlung zu einer deutlichen Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit direkt am Düsenauslass. Erklären lässt sich das durch die Verringerung des Dampfgehalts in der Zuleitung, was schlussfolgernd zu einer höheren mittleren Dichte führt. Eine weitere plausible Erklärung ist, dass die Vorverdampfung in der Zuleitung zu einer Beschleunigung der Strömung führt, da sich das durch den Phasenübergang gebildete Gas, aufgrund der deutlich geringeren Dichte, ausdehnt. Weiterhin auffallend ist die Tatsache, dass ohne Unterkühlung die Strömungsgeschwindigkeit mit zunehmendem  $n_{\text{Dio},i}$  abnimmt, während mit Unterkühlung die Geschwindigkeit zunimmt. Diese Beobachtung wird in Abschnitt 3.2.5 nochmals diskutiert.

Im Vergleich zu den mittels Massenstrommessung ermittelten Werten ist erkennbar, dass Abweichungen in der Größenordnung von bis zu 5 – 30%, je nach gewählter Konfiguration, vorliegen. Hierfür gibt es verschiedene mögliche Erklärungen:

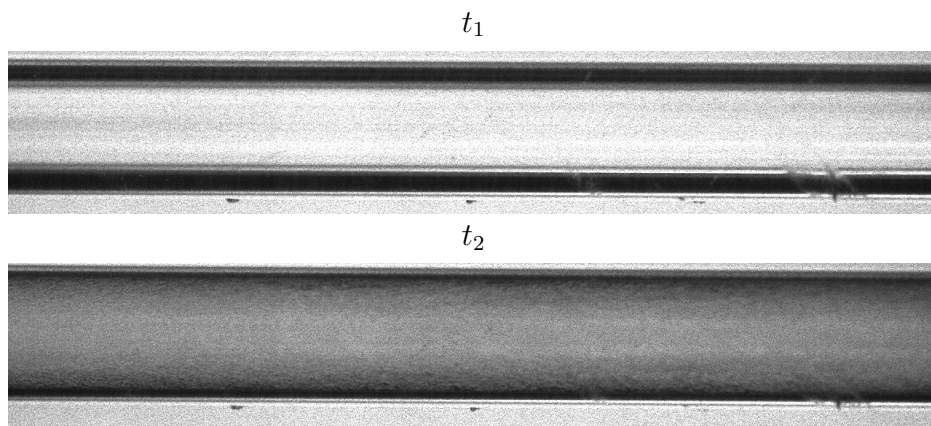
- Die Massenstrommessung bestimmt die Abnahme der Masse des Stickstoffbehälters und nicht die ausströmende Masse am Düsenauslass. Undichtigkeiten könnten hierbei das Ergebnis verfälschen.
- Der Radius der Fläche geht quadratisch ein. Durch die tiefkalten Temperaturen kann sich die Querschnittsfläche verändern, was einen Einfluss auf die berechneten Werte hat.
- Die exakte Dichte der Strömung ist unbekannt.
- Bei den mittels Unterbrechungsscheibe bestimmten Werten handelt es sich um die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im betrachteten Intervall und nicht direkt am Strömungsauslass.
- Die Rotation der Unterbrechungsscheibe kann das Strömungsfeld des Stickstoffstrahls beeinflussen.

Hierbei ist anzumerken, dass der Fokus dieser Arbeit auf der Bestimmung des Wärmeüberganges liegt. Die Kenntnis der Strömungsgeschwindigkeit ist hilfreich, um zu verstehen, inwiefern der Wärmeübergang sich durch äußere Faktoren (wie z. B.  $p_{Be}$ ) beeinflussen lässt. Im weiteren Verlauf der Arbeit zeigt sich, dass die Genauigkeit der Messungen für den interessierender Anwendungsfall vollkommen ausreichend ist.

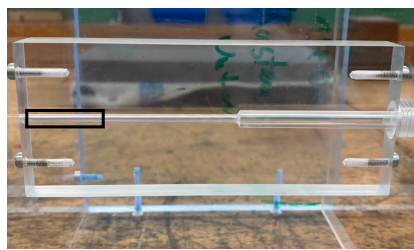
#### 3.2.5. Optische Analyse der Düseninnenströmung

Die vorherigen Abschnitte haben gezeigt, dass die Verwendung des Unterkühlers die Massenströme, die Strömungsgeschwindigkeit sowie die Kontinuität des Strahls beeinflusst. In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse für die Untersuchung der zugeführten Stickstoffströmung mittels transparenter Düse vorgestellt werden und anhand des von Park et al. [54] eingeführten Faktors  $\Delta T^*$  diskutiert werden.

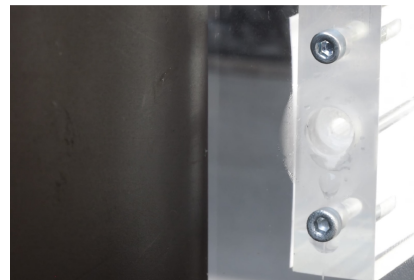
Die Untersuchungen wurden mit einem Arbeitsdruck von  $p_{Be} = 2$  bar durchgeführt. Abbildung 3.20 zeigt eine Gegenüberstellung der entsprechenden Aufnahmen ohne Unterkühlernutzung. Analog zu den vorherigen Abschnitten ist ersichtlich, dass ohne Unterkühlung kein stationärer Zustand erreicht wird, da zu den beiden veranschaulichten Zeitpunkten ein unterschiedliches Strömungsbild, sowohl innerhalb der Düse als auch am Auslass, vorliegt. Um die gezeigten Bilder physikalisch deuten zu können, sollen zusätzlich die entsprechenden Aufnahmen mit Unterkühlernutzung diskutiert werden. Diese sind in Abbildung 3.21 dargestellt. Die Bilder  $t_1$  bzw.  $t_2$ , die nach entsprechender Vorkühlung der Anlage aufgenommen wurden, zeigen ein nahezu analoges Strömungsmuster. Deutlich erkennbar sind die vielen Phasengrenzen. Das



(a) Hochgeschwindigkeitskameraaufnahme der Strömung für zwei beliebige Zeitpunkte  $t_1, t_2$



(b) Detektierter Bereich



(c)  $t_1$

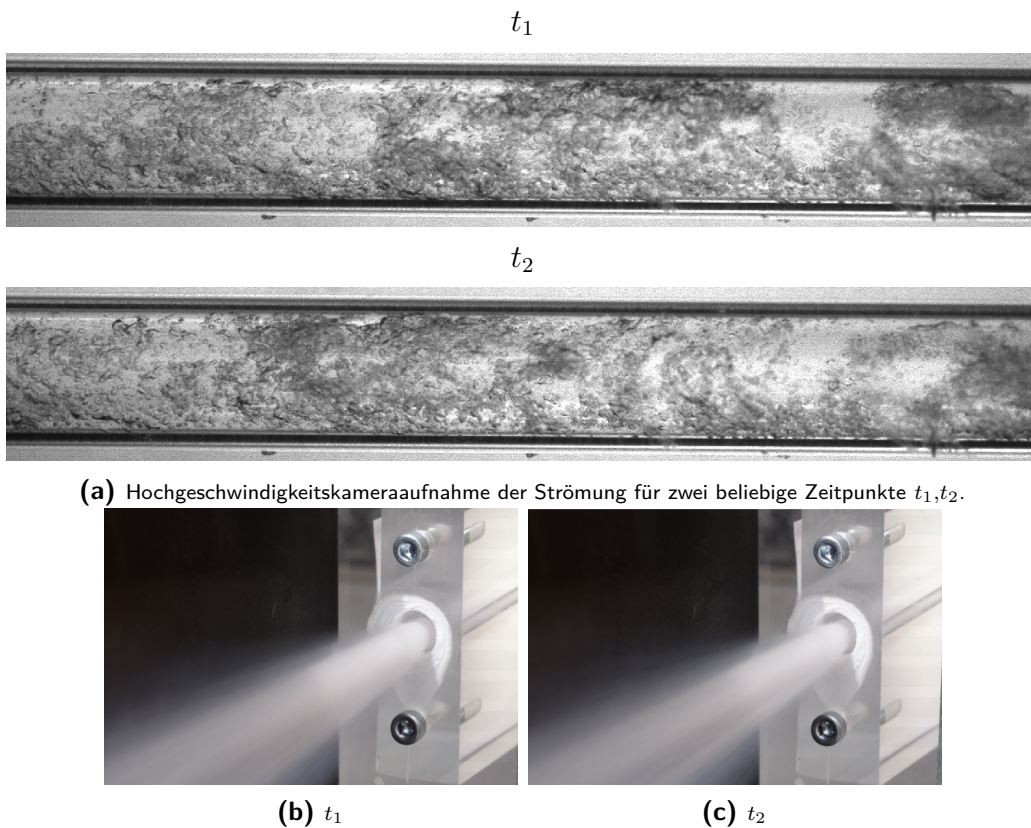


(d)  $t_2$

**Abbildung 3.20.:** Fotoaufnahme der Innenströmung (a), des detektierten Bereichs (b) sowie der Strömungscharakteristik am Auslass für  $p_{Be} = 2 \text{ bar}$  (c)-(d) ohne Unterkühlerverwendung

Strömungsmuster wirkt insgesamt chaotisch und stark inhomogen. Demgegenüber ergibt die Bildgebung ohne Unterkühlerverwendung eine homogene Struktur. Auf den ersten Blick scheint das überraschend, da am Düsenauslass bei besagter örtlich homogener Bildgebung keinerlei zeitliche Stationarität beobachtet werden kann, wohingegen das örtlich inhomogene Bild in einen





**Abbildung 3.21.:** Fotoaufnahme der Innenströmung (a) sowie der Strömungscharakteristik am Auslass für  $p_{Be} = 2$  bar (b)-(c) mit Unterkühlung.

stabilen, zeitlich stationären Strahl resultiert. Erklären lässt sich das mit Hilfe der Mehrphasenregime (siehe Abschnitt 2.2).

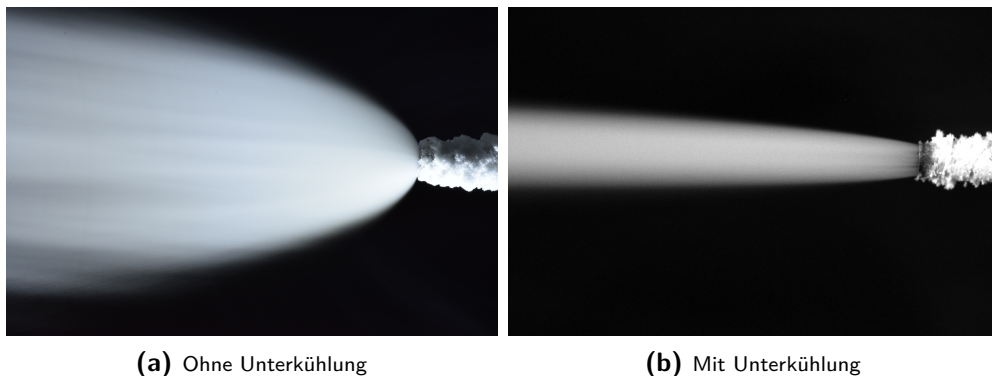
Vereinfacht ausgedrückt wird bei einem hohen Flüssiganteil eine Blasenströmung beobachtet [84]. Charakteristisch für dieses Regime sind Gasblasen, die sich verteilt in der sonst kontinuierlichen flüssigen Phase bilden. Hierdurch entsteht ein Strömungsbild, das viele kleine Grenzflächen besitzt. Demgegenüber wird bei einem hohem Dampfgehalt eine Filmströmung [84] beobachtet. Die umliegende Wand des Rohrs/der Zuleitung wird hierbei mit  $LN_2$  bedeckt, wobei im Inneren der Strömung vorwiegend  $GN_2$  vorhanden ist.

Aufgrund fertigungstechnischer Aspekte ist der Nachbau der Düse mit der Querschnittsfläche  $A_{1,3}$  nicht möglich. Aus diesem Grund wird im Folgenden nicht die innenliegende, sondern die austretende Strömung bei einem Arbeitsdruck von  $p_{Be} = 5$  bar mit und ohne Unterkühlung verglichen. Abbildung 3.22 zeigt die Aufnahmen. Im direkten Vergleich ist erkennbar, dass ohne

Unterkühlernutzung der Abstrahlwinkel deutlich größer ist. Erklären lässt sich das durch die unterschiedlich vorliegenden Mehrphasenregime:

- **Ohne Unterkühlung:** Der hohe Gasanteil resultiert in einer Filmströmung. Durch die Verdampfung steigt der Druck in der Gasphase an, weshalb große Teile des  $\text{LN}_2$  gegen die Wand gedrückt werden. Nach dem Düsenaustritt kommt es zu einer Expansion des unter Druck stehenden gasförmigen Anteils im Strömungskern. Dies führt dazu, dass die Strömung eine starke Beschleunigung orthogonal zur Hauptströmungsachse erfährt und der Abströmwinkel zunimmt. Hierdurch lässt sich ebenfalls erklären, warum es bei den zuvor durchgeführten Geschwindigkeitsmessungen ohne Unterkühlernutzung und kleiner Düse zu einer Abnahme der Strömungsgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung kommt.
- **Mit Unterkühlung:** Es liegt eine reine Flüssigkeit bzw. Blasenströmung vor. Der Strahl weitert aufgrund der Vermischung mit der Luft und den dadurch entstehenden Scherkräften auf. Der Abstrahlwinkel ist somit deutlich kleiner.

Abschließend bleibt somit festzuhalten, dass für die  $A_{1,3}$ -Düse zwar keine Bildgebung der Düseninnenströmung möglich ist, das Verhalten der Strömung am Düsenauslass sich aber durch die gewonnenen Erkenntnisse plausibel erklären lässt.



**Abbildung 3.22.:** Fotoaufnahme der Strömung am Düsenauslass für die Ausströmgeometrie  $A_{1,3}$  bei  $p_{\text{Be}} = 5 \text{ bar}$ . In (a): Keine Unterkühlung. In (b): Unterkühlung der Flüssigkeit.

### 3.3. Zusammenfassung der Erkenntnisse

Abschließend sollen nochmals die wichtigsten Erkenntnisse zusammengefasst werden. Dadurch wird ermöglicht, für die im weiteren Verlauf der Arbeit durchgeführten Untersuchungen des Wärmeübergangs, direkte Zusammenhänge zu den vorliegenden Anströmbedingungen zu knüpfen:

- Der Massenstrom  $\dot{m}_{N_2}$  kann durch eine Druckerhöhung im Vorratsbehälter erhöht werden. Aufgrund der vorliegenden Mehrphasenströmung ist der Zusammenhang zwischen  $\dot{m}_{N_2}$  und  $p_{Be}$  nicht linear.
- Eine Veränderung der Düsengeometrie kann dazu führen, dass kein kontinuierlicher Strahlaustritt beobachtet werden kann. Hierbei spielen die Düsenlänge und vor allem die Düsenquerschnittsfläche eine entscheidende Rolle.
- Durch eine Unterkühlung der Strömung in der Zuführung kann der Dampfgehalt deutlich minimiert werden, wodurch sich das vorliegende Mehrphasenregime vom „annular flow“ zum „bubble flow“ verändert. Für alle untersuchten Geometrien ab einer Druckdifferenz von 1 bar zwischen Unterkühlerdruck (Umgebungsdruck) und Behälterdruck  $p_{Be}$  kann ein stationärer Strömungsaustritt beobachtet werden.
- Durch die Verwendung des Unterkühlers verändert sich zusätzlich der Strömungswiderstand der Zuführung, die mittlere Dichte der Zweiphasenströmung, der Massenstrom sowie die mittlere Strömungsgeschwindigkeit. Des Weiteren werden deutlich kleinere Abstrahlwinkel beobachtet. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass eine sinnvolle Auslegung einer stationären flüssigen Stickstoffzuführung keineswegs trivial ist. Hierbei ist anzumerken, dass die Verwendung des Unterkühlers deutlich zur Stationarität des zugeführten Strahls beiträgt.
- Die ermittelten mittleren Strömungsgeschwindigkeiten zeigen eine starke Abhängigkeit zum vorliegenden Düsenquerschnitt. Eine Unterkühlung der Flüssigkeit führt zu einer Verringerung des Dampfgehalts und somit zu einer Zunahme der mittleren Dichte. Da der Massenstrom weniger stark im Vergleich zu den anderen Größen mit  $p_{Be}$  skaliert, nimmt die Austrittsgeschwindigkeit ab.

## 4. Experimentelle und numerische Modellbildung

In diesem Kapitel werden der experimentelle Versuchsaufbau und Versuchsablauf erläutert. Der Aufbau besteht hierbei aus zwei verschiedenen Setups, welche die Untersuchung der Kühlleistung von  $N_2$  für eine Zwangsströmung (Abschnitt 4.1.1) bzw. einen Freistrahler (Abschnitt 4.1.2) ermöglichen. Des Weiteren werden die entwickelten 1-D bzw. 2-D Simulationsmodelle abgeleitet. Abschließend wird das gekoppelte 2-D Simulationsmodell, das die Beschreibung des konjugierten Wärmeübergangs ermöglicht, in Abschnitt 4.3 erläutert. Die durch die Modelle erzielten Ergebnisse werden in Kapitel 6 für den festgelegten Parameterbereich vorgestellt und miteinander verglichen.

### 4.1. Experimenteller Versuchsaufbau zur Untersuchung der Kühlleistung von $LN_2$

Die bereits in Abschnitt 2.5 angesprochene Problematik im Hinblick auf stark variierende Angaben bzgl. des Wärmeübergangs/der bestimmten Wärmeübergangskoeffizienten für den Fall der kryogenen Kühlung [17, 21, 30, 69, 80–83, 85] liegt vor allem an den teilweise unklar definierten oder gar fehlenden Angaben zu den vorliegenden Anström-, Rand- und Anfangsbedingungen. In den vorherigen Abschnitten wurde die zugeführte Stickstoffströmung detailliert charakterisiert. Mit Hilfe der in diesem Kapitel vorgestellten Versuchsaufbauten kann gezeigt werden, inwieweit der Wärmeübergang beispielsweise durch Variation der Strömungsgeschwindigkeit oder Anpassung des Arbeitsdrucks im Behälter entsprechend beeinflusst werden kann.

Das kryogene Zerspanen an der Bearbeitungsmaschine ist ein komplexer Prozess, bei dem verschiedenste physikalische Phänomene simultan ablaufen [5, 7–9, 16, 86]. Dies ist für eine systematische Untersuchung des Wärmeübergangs extrem hinderlich, da mehrere Faktoren gleichzeitig den Wärmeübergang beeinträchtigen und dadurch falsche Rückschlüsse gezogen werden könnten. Während des Aufbaus des Versuchs standen die Übertragbarkeit

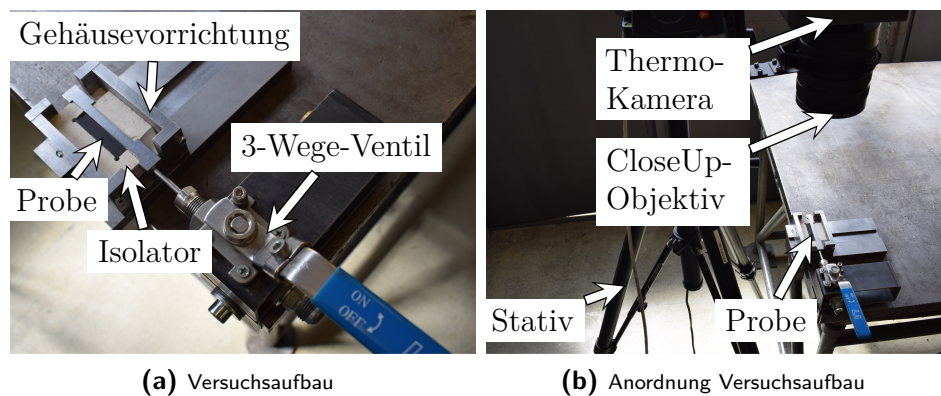
der Erkenntnisse auf den Fertigungsprozess sowie eine gute Zugänglichkeit für die Messtechnik im Fokus. Dies soll hier explizit erwähnt werden, da z. B. die Spanbildung oder die Dampfschwadenbildung während der Zerspanung einen gezielten Einsatz geeigneter Messmethoden, wie z. B. die Thermografiemessung, verhindern [9].

Aus thermodynamischer Sicht entspricht das Abtragen des Materials während des Bearbeitungsprozesses einem thermischen Quellterm, da die benötigte Zerspanungsenergie irreversibel in thermische Energie dissipiert [7–9, 86]. Um die mittels Zerspanung in das System eingebrachte thermische Energie zu modellieren, kommen in dieser Arbeit Heißluftgebläse zum Einsatz [28, 87].

#### 4.1.1. Versuchsaufbau

Beide Versuchsaufbauten bestehen jeweils aus der eigentlichen Probe, einem Isolator sowie der Gehäusevorrichtung, die direkt an das Interface der Stickstoffzufuhr mit und ohne Unterkühlung angeflanscht werden können. Abbildung 4.1a zeigt ein Foto der entsprechenden Komponenten für Setup 1 [28]. Aus chronologischer Sicht wurde dieser Aufbau zuerst umgesetzt, die Gründe hierfür werden im weiteren Verlauf des Abschnitts deutlich. Eine detaillierte Beschreibung des erweiterten Setups erfolgt in Abschnitt 4.1.2.

Die Gehäusevorrichtung ist aus Edelstahl gefertigt und ermöglicht eine genaue Definition der Lage der einzelnen Komponenten (z. B. Probe zu Strömungsauslass oder Probe zu Objektiv) durch ein translatorisches Verschieben in der Ebene [28]. Der rotatorische Freiheitsgrad ermöglicht unterschiedliche Anströmwinkel [28, 87]. In das Gehäuse kann ein Isolator passend eingelegt werden. Dieser besteht aus Kalziumsilikat und besitzt eine extrem niedrige



**Abbildung 4.1.:** Übersicht der verschiedenen Versuchskomponenten [28, 29]

Wärmeleitfähigkeit ( $\lambda_{\text{Iso}} \approx 0.05 \text{ W/(mK)}$ ). Damit wird eine Wärmeisolation der Probe an den gewünschten Flächen ermöglicht [28, 87]. Mittels Thermografie wird die zeitliche und räumliche Entwicklung der Oberflächentemperatur der Probe detektiert. Ziel ist es, Rückschlüsse auf den Wärmeübergang bzw. auf die Kühlleistung zu erhalten.

#### Verwendete Messtechnik

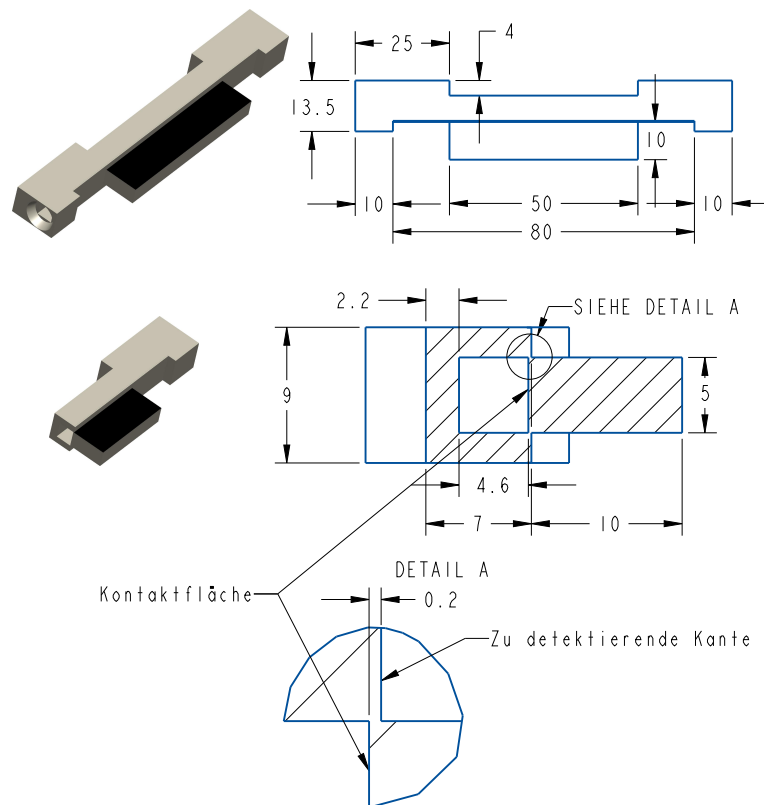
Damit bei der Strahlungsmessung eine möglichst hohe Pixeldichte erreicht werden kann, wird die verwendete Thermografiekamera mit einem Teleobjektiv ausgestattet und präzise auf die Messfläche ausgerichtet. Die örtliche Auflösung beträgt 240 auf 320 Bildpunkte. Die verwendete zeitliche Auflösung liegt, je nach erwarteter Abkühlgeschwindigkeit, zwischen 10 und 100 Hz.

Um basierend auf den Strahlungsdaten die Temperaturverteilung berechnen zu können, ist es notwendig, Annahmen über den Emissionskoeffizienten der Messfläche sowie den Transmissionskoeffizienten der Luft zu treffen. Um die Qualität der getroffenen Annahmen bewerten zu können, werden in einigen Versuchsreihen (siehe Anhang A) Thermolemente des Typs Omega TJC1-NNIN-IMO50U-300 angebracht, die der DIN-Güteklasse 1 entsprechen und eine maximale Abweichung von  $\pm 1,5^\circ\text{C}$  im interessierenden Temperaturbereich besitzen. Von besonderer Wichtigkeit ist hierbei die Verifizierung des Emissionskoeffizienten, da dieser den größten Einfluss auf die Qualität der Messung hat. Aus diesem Grund wurde die Probe mattschwarz lackiert, was gleichbedeutend mit einem Emissionskoeffizient von  $\varepsilon \approx 1$  ist. Die Validierungsmessungen im Anhang A zeigen, dass die getroffene Annahme bzgl.  $\varepsilon \approx 1$  valide ist und lediglich geringe Abweichungen (mittlere Abweichung von 2,8 K, maximale Abweichung von 9 K) zwischen der Thermografiemessung und den Thermolementmessungen bestehen.

#### Probendesign

Die Probengeometrie besteht aus zwei Komponenten: dem eigentlichen Probenvolumenkörper und dem sogenannten Stickstoff ( $\text{LN}_2$ )-Tunnel [28, 87]. Die entsprechenden Maße können der technischen Zeichnung 4.2 entnommen werden. Um den prinzipiellen Aufbau der Probe besser nachvollziehen zu können, sind in Abbildung 4.3 verschiedene Prinzipskizzen dargestellt, die den Probenaufbau sowie den eigentlichen Abkühlprozess schematisch erklären:

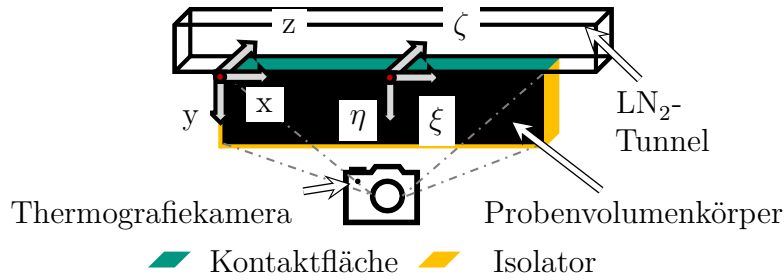
Im Stickstofftunnel kommt es durch den direkten Kontakt zwischen Fluid und Probenkörper an der Kontaktfläche (grün dargestellt) zu dem Wärmeübergang  $\dot{q}_{\text{N}_2}$ . Die Detektionsfläche (schwarz dargestellt) steht in direktem



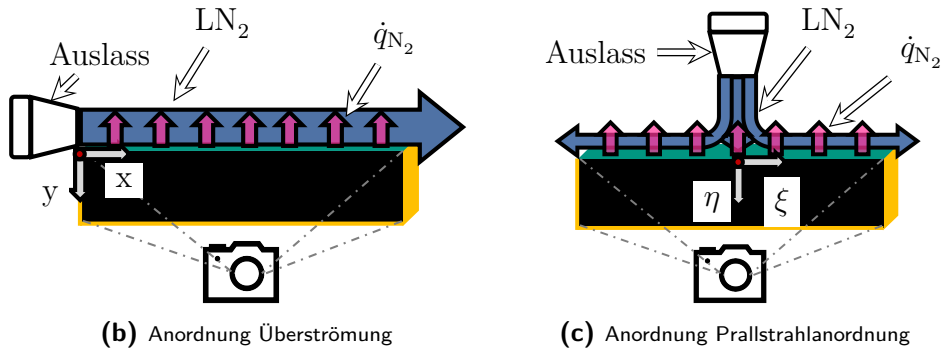
**Abbildung 4.2.:** Technische Zeichnung der Probengeometrie mit anhängendem Stickstofftunnel für die Überströmung

Austausch mit der Umgebung und wird von der Thermografiekamera detektiert. Alle weiteren Flächen der Probe (gelb dargestellt) sind vom Isolator umgeben und dadurch wärmeisoliert [28].

Die Probe wurde konstruktiv so ausgelegt, dass der Anströmwinkel des Fluids verändert werden kann. Abbildung 4.3b zeigt die Konfiguration für einen Anströmwinkel von  $\gamma = 0^\circ$ , was einer Überströmung entspricht. Diese Konfiguration ist durchaus praxisrelevant und beschreibt das Strömungsverhalten des Fluids (z. B. beim Überströmen der Span- oder Freifläche des Werkstücks [8, 88]). Für eine maximale Kühlleistung liegt die Vermutung nahe, dass diese für eine Prallstrahlanordnung erreicht wird. Hierfür wird ein Adapter an den Stickstoff-Tunnel angebracht, der eine Zuführung über einen beliebigen Winkel mittig zur Probe ermöglicht. Abbildung 4.3c zeigt beispielhaft die beschriebene Prallstrahlkonfiguration. In [87] wurden eben-



(a) Prinzipskizze des Probenvolumens mit Stickstofftunnel und Veranschaulichung der eingeführten Koordinatensysteme,  $x, y, z$  (Überströmung),  $\xi, \eta, \zeta$  (Prallstrahlanordnung)



(b) Anordnung Überströmung

(c) Anordnung Prallstrahlanordnung

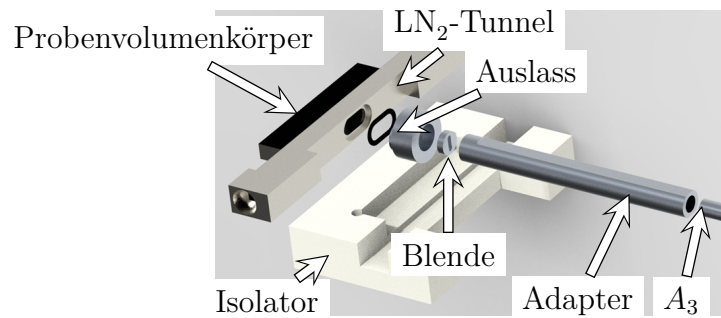
Abbildung 4.3.: Prinzipskizze der Probengeometrie [28, 29]

falls Untersuchungen für einen Anströmwinkel von  $45^\circ$  durchgeführt, die in dieser Arbeit jedoch nicht weiter diskutiert werden.

Im Falle der Überströmung strömt das Fluid aus der Standarddüse  $A_3$ . Der Strahl weitet sich beim Einströmen in den  $N_2$ -Tunnel auf (Ergebnisse für den Fall der Überströmung werden in Anhang I diskutiert). Für die Prallstrahlanordnung, die für technische Anwendungen einen größeren Anwendungsbereich besitzt, wurde die Zuführung des Stickstoffs leicht modifiziert, um weiterführende Untersuchungen zu ermöglichen. Abbildung 4.4 zeigt eine Explosionsansicht der realisierten Umsetzung.

In Strömungsrichtung strömt das Fluid somit zunächst aus der Standarddüse  $A_3$  in einen Adapter mit dem Querschnitt  $A_5$ . Je nach untersuchter Konfiguration wird die Einlegscheibe  $A_{ES}$  als Inlay in den Adapter gelegt, was eine Verengung des Querschnittes bei gleichbleibendem Massenstrom erlaubt. Darüber hinaus ermöglicht die Realisierung der Einlegscheibe als Langloch den bereits angesprochenen Vollkontakt entlang der  $z$ -Koordinate. Im Anschluss strömt der Stickstoff in den Tunnel und trifft nach weiteren 4.9 mm auf die Kontaktfläche.





**Abbildung 4.4.:** Explosionsansicht für die Prallstrahlanordnung [29]

Die Motivation für die Verwendung des Stickstoff-Tunnels ist die Vermeidung eines direkten Kontakts zwischen dem tiefkalten Stickstoff und der Umgebungsluft im Messbereich. Hierdurch kann verhindert werden, dass das Wasser in der Luft auskondensiert und somit die Strahlungsmessung der Probenoberfläche durch die Thermografiekamera behindert wird. Aus fertigungstechnischer Sicht wurde der Stickstofftunnel aus Vollmaterial heraus erodiert, um eine ebene Kontaktfläche zu realisieren. Die Wandstärke zwischen Probekörper und Stickstoff-Tunnel kann durch das Erodieren klein gehalten werden ( $\approx 200 \mu\text{m}$ , siehe Detail A in Abbildung 4.2), um hierdurch die Wärmeleitung innerhalb des Materials zu minimieren.

## 2-D Annahme

Das mittels detektierter Strahlung an der Probenoberfläche erfasste Temperaturfeld soll durch geeignete Postprocessing-Verfahren Rückschlüsse auf den Wärmeübergang  $\dot{q}_{N_2}$  an der Kontaktfläche ermöglichen. Da eine Bestimmung der Temperaturen im Probenvolumen mit Hilfe von Thermografie nicht möglich ist, ist es wünschenswert, dass das Temperaturprofil keine Abhängigkeit in  $z/\zeta$ -Richtung aufweist und somit eine zweidimensionale Problemstellung in der  $x,y$ -Ebene für  $z = 0$  vorliegt (analog zur Prinzipskizze in Abbildung 4.3b/4.3c). Da die detektierte Fläche (Normalenvektor  $(0,0,-1)$ ) in direktem Kontakt mit der Umgebung steht und die Fläche mit dem Normalenvektor  $(0,0,1)$  vom Isolator umgeben ist, kann durch die Randbedingungen keine vollständige Symmetrie in  $z$ -Richtung vorliegen. Erfolgt an der Kontaktfläche durch das  $LN_2$  jedoch ein Vollkontakt entlang der gesamten  $z/\zeta$ -Richtung, so ist es naheliegend, davon auszugehen, dass der Wärmeübergang  $\dot{q}_{N_2}$  entlang der Probentiefe konstant verläuft. Da dieser im Vergleich zum Wärmestrom  $\dot{Q}_{FK-U}$  erwartungsgemäß um mehrere Größenordnungen größer ist und die Probentiefe lediglich 5 mm beträgt, ist zu erwarten, dass das Temperatur-

feld eine geringe Abhängigkeit in die  $z/\zeta$ -Richtung aufweist. In Kapitel 5 wird hierauf detaillierter eingegangen, sodass die getroffene 2-D Annahme verifiziert werden kann.

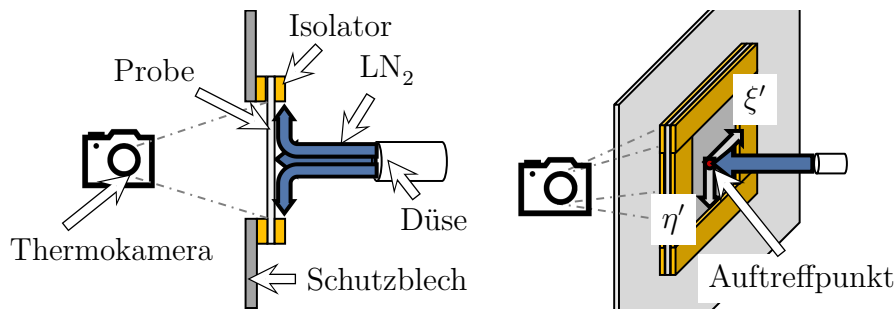
#### 4.1.2. Alternativer Versuchsaufbau für einen Freistrahл ohne Wandbegrenzung

Es wurde bereits einleitend erwähnt, dass das Design der Stickstoffprobe dadurch motiviert wurde, dass der zu bestimmende Gradient in der detektierten Ebene liegt. Nachteilig an dem Probendesign ist die Zwangsbedingung, dass die Strömung durch einen Tunnel strömt, was unter Umständen im Vergleich zu einem Freistrahл zu abweichenden Wärmeübergängen führen kann [89, 90]. Im Vergleich zum vorherigen Versuchsaufbau hat sich folgendes verändert:

- Anstatt eines Quaders als Probenkörper wird ein dünnes Blech der Stärke  $t_d = 1,5$  mm verwendet, das zwischen zwei Isolatorplatten eingespannt ist [87].
- Die detektierte Fläche liegt orthogonal zur Strömungsrichtung. Durch das in Abschnitt 5.1.1 vorgestellte Verfahren ist eine Bestimmung des Wärmeübergangs ohne genaue Kenntnis des Temperaturgradienten möglich.
- Durch die veränderte Anordnung ist der Stickstoff-Tunnel überflüssig. Hierdurch kann der Wärmeübergang für eine Anströmung ohne Zwangsbedingung untersucht werden. Das Schutzblech verhindert, dass die Thermografiemessung durch Nebelbildung negativ beeinflusst wird.

Durch diese Art des Aufbaus ist es möglich, höhere Arbeitsdrücke zu untersuchen, die im ursprünglichen Aufbau zu Schwierigkeiten bei der Abdichtung führen. Des Weiteren können deutlich einfacher unterschiedliche Ausströmgeometrien untersucht werden, indem lediglich der Düsenauslass variiert wird. Eine Variation des Abstandes Festkörper-Düsenauslass sowie des Anströmwinkels ist ebenfalls problemlos möglich.

Abbildung 4.5 zeigt den Versuchsaufbau in einer schematischen Darstellung. Es ist ersichtlich, dass die durch die Thermografiekamera detektierte Fläche der angeströmten Fläche gegenüberliegt. Numerische Untersuchungen mittels FE-Simulation zeigen, dass sich aufgrund der geringen Blechstärke das Temperaturfeld entlang der Probendicke nur geringfügig ändert. Im Auftreffpunkt, an dem die größten örtlichen Gradienten in  $\xi'$ - bzw.  $\eta'$ -Richtung auftreten,



**Abbildung 4.5.:** Schematische Visualisierung des alternativen Versuchsaufbaus für eine Freistrahlanordnung

liegt der bestimmte Temperaturunterschied zwischen der detektierten Oberfläche und der angeströmten Oberfläche bei maximal 5 K. Mit zunehmender Entfernung zum Auftreffpunkt wird dieser Wert immer geringer, weshalb im Folgenden davon ausgegangen wird, dass entlang der Probendicke ein konstantes Temperaturfeld und somit eine 2-D Problemstellung vorliegt. Die im weiteren Verlauf der Arbeit dargestellten Ergebnisse zeigen, dass diese Annahme zutreffend ist.

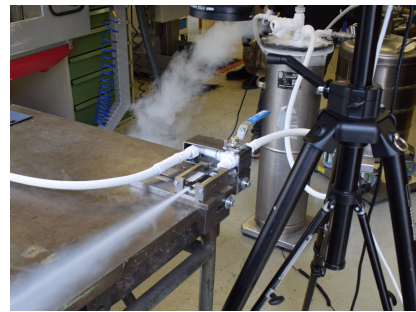
### 4.1.3. Versuchsaufbau

Aus chronologischer Sicht läuft der Versuch bei beiden Aufbauten folgendermaßen ab:

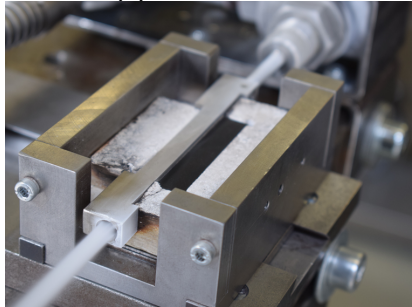
1. Einstellung des Arbeitsdrucks  $p_{\text{Be}}$  im Behälter.
2. Abkühlung der Anlage auf Betriebstemperatur.
3. Nach erfolgter Vorkühlung wird die jeweilige Probe durch 3 Heißluftgebläsen mit einer Gesamtleistung von 6,6 kW aufgeheizt.
4. Die Thermografiedaten werden in Echtzeit an den Messrechner übertragen, sodass eine Überprüfung der Oberflächentemperatur der Probe jederzeit möglich ist. Somit kann jederzeit überprüft werden, ob die vorliegende Temperaturverteilung örtlich homogen ist.
5. Die Aufnahme startet, sobald die Zieltemperatur erreicht ist.
6. Die Stickstoffströmung wird zugeführt. An der Kontaktfläche kommt es zum Wärmeübergang  $\dot{q}_{\text{N}_2}$ , der zu einer Abkühlung der Probe führt.
7. Die Aufnahme stoppt, sobald der kalibrierte Bereich verlassen wird.



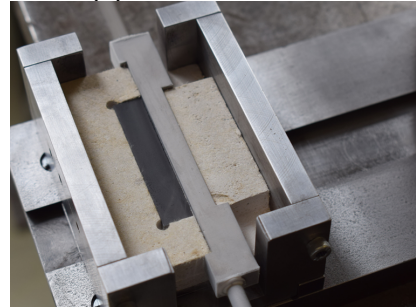
(a) Übersicht Setup



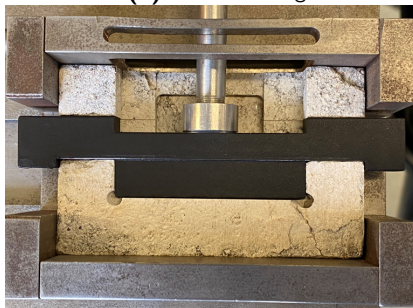
(b) Versuchsdurchführung



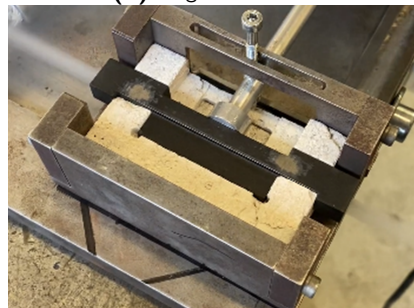
(c) Überströmung



(d) Abgekühlte Probe



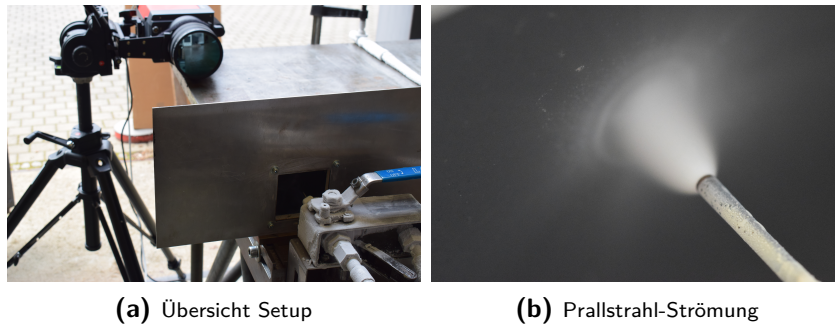
(e) Prallstrahl Anordnung



(f) Prallstrahl Strömung

**Abbildung 4.6.:** Fotoaufnahmen des Versuchsaufbaus mit Stickstofftunnel und dessen Versuchsablauf [29]

Abbildung 4.6a sowie 4.6b zeigen den gesamten Versuchsaufbau mit Stickstoffführung vom Vorratsbehälter über den Unterkühler bis hin zur eigentlichen Messstrecke bei der Versuchsdurchführung. Durch die Unterkühlung verdampft der  $\text{LN}_2$  im Unterkühler und strömt am Auslassventil aus. Der kalte  $\text{GN}_2$  kühlt die Umgebungsluft ab, sodass das Wasser in der Luft auskondensiert. Somit zeigt eine starke Bildung von Nebelschwaden am Auslass, dass der durch die Kupferspirale strömende  $\text{LN}_2$  gekühlt wird. Ebenfalls ersichtlich ist der ausströmende Stickstoffstrahl nach dem Durchströmen des Stickstoff-Tunnels, der durch die Unterkühlung selbst mehrere Zentimeter



**Abbildung 4.7.:** Fotoaufnahmen des alternativen Versuchsaufbaus und dessen Versuchsablauf

nach dem Austritt noch einen optisch erkennbaren flüssigen Strahlkern aufweist. Die Abbildungen 4.6c und 4.6d zeigen einen vergrößerten Ausschnitt der Probe während der Abkühlung für einen Anströmwinkel von  $0^\circ$ . Die beiden untersten Fotos zeigen den Versuchsaufbau für die Prallstrahlanordnung.

## 4.2. Simulationsmodelle zur Beschreibung des Wärmeübergangs

Die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen lassen sich in zwei große Unterabschnitte unterteilen. So erfolgte auf der einen Seite eine detaillierte Untersuchung der Verdampfung eines einzelnen Stickstofftropfens. Hierfür wurde der institutsinterne Strömungslöser INSFLA [91] verwendet, der bereits für zahlreiche Problemstellungen nachweislich sehr gute Ergebnisse erzielen konnte. Das bereits bestehende 1-D Mehrphasenmodell [92–95] wurde hierfür kontinuierlich weiterentwickelt und an die vorliegenden Eigenschaften des tiefkalten Stickstoffes angepasst. Die aus den detaillierten Simulationsmodellen gewonnenen Daten können genutzt werden, um die teilweise empirisch implementierten Gesetzmäßigkeiten im 2-D Simulationsmodell, das auf dem Opensource-Simulationsprogramm OPENFOAM® [96] basiert, anzupassen und abschließend zu validieren. Durch die in Kapitel 3 gewonnenen Erkenntnisse ist es möglich, äquivalente Anfangs- bzw. Randbedingungen in Simulation und Experiment zu definieren, um eine Vergleichbarkeit der in Kapitel 6 dargestellten Ergebnisse zu ermöglichen.

### 4.2.1. Detailliertes 1-D Simulationsmodell (INSFLA)

#### Motivation

Da bei der Kühlung durch kryogene Medien extreme Temperaturunterschiede zwischen der Siedetemperatur des Fluids und z. B. der vorliegenden Umgebungstemperatur oder Oberflächentemperatur des Festkörpers vorliegen, spielt die Verdampfung bzw. Verdunstung der Flüssigkeit eine entscheidende Rolle. Um hierfür präzise Vorhersagen über das physikalische Verhalten ableiten zu können, soll in diesem Abschnitt eine detaillierte Betrachtung der Verdampfung aus mikroskopischer Sicht erfolgen. Hierfür wird im Folgenden ein 1-D instationäres Simulationsmodell mit den relevanten Modellgleichungen vorgestellt. Die gewonnenen Erkenntnisse können dann in makroskopischen Modellen (wie z. B. dem entwickelten 2-D Simulationsmodell) verwendet werden, bei denen aus rechentechnischer Sicht eine detaillierte Betrachtung des Verdampfungsprozesses kaum möglich ist.

#### Erhaltungsgleichungen

Da die Behandlung von 3-D Problemstellungen einen großen Rechenaufwand erfordert, ist es sinnvoll durch geeignete Annahmen die Rechenzeit zu reduzieren. So ist es möglich durch Ausnutzung von Symmetrien 1-D Erhaltungsgleichungen abzuleiten, die durch die Einführung eines Geometriefaktors  $\beta$  eine kompakte Schreibweise für verschiedene Geometrien erlauben [91]. Hierbei kann durch  $\beta = 0$  ein unendlicher ausgedehnter Spalt, für  $\beta = 1$  ein unendlich ausgedehnter Zylinder und für  $\beta = 2$  eine sphärische Kugelgeometrie durch Ausnutzung verschiedenster Symmetrien beschrieben werden. In dieser Arbeit werden die Anordnungen des unendlichen Spaltes sowie der sphärischen Kugelgeometrie untersucht [91]. Neben der Reduzierung des vorliegenden Gleichungssystems auf lediglich zwei unabhängige Variablen (Ort und Zeit) ermöglicht eine derartige Systembeschreibung die Transformation in Lagrange-Koordinaten, was die numerische Behandlung deutlich vereinfacht.

Für die Beschreibung der beiden Phasen (flüssig/gasförmig) wird ein unterschiedlicher Satz an Gleichungen verwendet, der ausgehend von den allgemeinen Erhaltungsgleichungen (siehe [91]) abgeleitet werden kann. Zusätzlich dazu erfolgt am Interface eine weitere getrennte Behandlung durch einen Satz von sogenannten Interface-Gleichungen [94, 95]. Die verwendeten partiellen Differentialgleichungen sollen im Folgenden erläutert werden.

### Transformation der Erhaltungsgleichungen für die Gas- und Flüssigphase

Die Massenerhaltung in der Gasphase ergibt sich für 1-D Geometrien zu [91]

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_r + \frac{1}{r^\beta} \left(\frac{\partial(\rho r^\beta v)}{\partial r}\right)_t = 0, \quad (4.1)$$

wohingegen die Spezieserhaltung folgendermaßen beschrieben werden kann [91]:

$$\frac{\partial w_i}{\partial t} + \frac{1}{\rho r^\beta} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r^\beta j_{i,r})\right)_t + v \left(\frac{\partial w_i}{\partial r}\right)_t = 0. \quad (4.2)$$

Analog kann die allgemeine Energieerhaltung unter Berücksichtigung der 1-D Geometrie umgeformt werden, um eine partielle Differentialgleichung für die Temperaturentwicklung abzuleiten [91]

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_r - \frac{1}{\rho c_p} \left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_r - \frac{1}{\rho c_p r^\beta} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^\beta \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_t\right)_t - \frac{1}{\rho c_p} \sum_{i=1}^{n_s} c_{p,i} j_{i,r} \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_t \\ & - \frac{v}{\rho c_p} \frac{\partial p}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial r} + \underbrace{\frac{1}{\rho c_p} (\Pi : \text{grad}(v))}_{\approx 0} = \frac{\dot{q}}{\rho c_p}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Für die Annahme eines konstanten Druckes im Ort ist  $(\Pi : \text{grad}(v))$  [91] vernachlässigbar. Für die Impulsbilanz folgt

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} (\text{div } \Pi)_r = 0, \quad (4.4)$$

wobei der Term  $(\text{div } \Pi)_r$  wiederum [91, 97] entnommen werden kann. Um das Gleichungssystem vollständig zu schließen, müssen die Stromdichten modelliert werden. Eine detaillierte Ausführung hierzu ist ebenfalls in [91, 97] zu finden. Zusätzlich hierzu wird eine Zustandsgleichung benötigt, welche die Zustandsvariablen  $p, \rho$  und  $T$  miteinander in Verbindung setzt. In [33] wurde gezeigt, dass für den in dieser Arbeit relevanten Temperatur- und Druckbereich die Beschreibung durch die ideale Gasgleichung

$$p(\rho, T) = \frac{\rho}{M} RT. \quad (4.5)$$

zu Abweichungen geringer 0,2%, im Vergleich zu der abgeleiteten Realgasgleichung mit 32 weiteren Koeffizienten, führt. Aus diesem Grund wird die

ideale Gasgleichung in der gesamten Arbeit als Zustandsgleichung verwendet. Um mögliche numerische Schwierigkeiten hinsichtlich des konvektiven Terms zu vermeiden, wird das partielle Gleichungssystem in ein mitbewegtes System transformiert [91, 92, 98]. Somit erfolgt die Beschreibung der abhängigen Variablen nicht mehr als Funktion des Ortes  $r$ , sondern als Funktion der neu eingeführten Lagrange-Koordinate  $\psi$

$$f(r,t) \rightarrow f(\psi,t). \quad (4.6)$$

Durch Definition der Lagrange-Koordinate  $\psi$  nach

$$\psi(r,t) = \int \frac{\rho r^\beta}{a} dr, \text{ und} \quad (4.7)$$

$$\left( \frac{\partial \psi}{\partial r} \right)_t = \frac{\rho r^\beta}{a} \quad (4.8)$$

wird durch Einsetzen in das Differentialgleichungssystem ersichtlich, dass die konvektiven Terme eliminiert werden. Die Einführung der Variable  $a = f(t)$  wird dadurch motiviert, dass hiermit verschiedene Randbedingungen dem System, wie z. B. ein zeitlich konstantes Volumen, eine zeitlich konstante Masse oder ein zeitlich konstanter Druck, vorgegeben werden können.

Da die flüssige und gasförmige Phase getrennt behandelt werden, ist die strikte Definition eines Interfaces notwendig. Um das Koordinatensystem der Gasphase an das sich zeitlich relativ zur Strömungsgeschwindigkeit  $v$  bewegendende Interface zu fixieren, ist die Einführung eines zusätzlichen Terms  $b$  notwendig. Somit ergibt sich für die zeitliche Ableitung

$$\left( \frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_r = \frac{1}{a} \left( -\rho v r^\beta + b - \psi \frac{da}{dt} \right). \quad (4.9)$$

Mit

$$\left( \frac{\partial t}{\partial r} \right)_r = 0, \text{ und} \left( \frac{\partial t}{\partial t} \right)_r = 1, \quad (4.10)$$

kann die Jacobi-Matrix berechnet werden und somit die ursprünglichen Differentiale nach  $r$  und  $t$  in die benötigten Differentiale nach  $\psi$  und  $t$  überführt werden. Diese folgen zu:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial r} \right)_t &= \frac{\rho r^\beta}{a} \left( \frac{\partial}{\partial \psi} \right)_t, \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} \right)_r &= \frac{1}{a} \left( -\rho v r^\beta + b - \psi \frac{da}{dt} \right) \left( \frac{\partial}{\partial \psi} \right)_t + \left( \frac{\partial}{\partial t} \right)_\psi. \end{aligned} \quad (4.11)$$



Die Variable  $b$  kann durch die Betrachtung der Strömungsgeschwindigkeit am Interface ( $\psi = \psi_0$ ) bestimmt werden nach [93, 98]

$$b = v(\psi_0)\rho r^\beta. \quad (4.12)$$

Durch die Kenntnis der Differentialoperatoren kann nun das Gleichungssystem (4.1)-(4.4) in das durch die Lagrange-Koordinaten entsprechende System überführt werden. Da durch (4.8) und (4.9) die Kontinuitätsgleichung identisch erfüllt wird, kann auch die Transformationsgleichung gelöst werden, weshalb sich das folgende zu lösende partielle Differentialgleichungssystem ergibt:

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial r}\right)_t = \frac{\rho r^\beta}{a} \quad (4.13)$$

$$\left(\frac{\partial w_i}{\partial t}\right)_\psi = -\frac{\eta}{a}\left(\frac{\partial w_i}{\partial\psi}\right)_t - \frac{1}{a}\left(\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\frac{\rho r^{2\beta}}{a}j_{i,\psi}\right)\right)_t + \frac{\psi}{a}\frac{da}{dt}\left(\frac{\partial w_i}{\partial\psi}\right)_t \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_\psi &= -\frac{\eta}{a}\left(\frac{\partial T}{\partial\psi}\right)_t + \frac{\psi}{a}\frac{da}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial\psi}\right)_t + \frac{1}{\rho c_p r^\beta}\frac{\rho r^\beta}{a}\frac{\partial}{\partial\psi}\left(r^\beta\lambda\frac{\rho r^\beta}{a}\left(\frac{\partial T}{\partial\psi}\right)_t\right)_t \\ &+ \frac{1}{\rho c_p}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_\psi + \frac{1}{\rho c_p}\sum_{i=1}^{n_s}c_{p,i}\frac{\rho r^\beta}{a}j_{i,\psi}\frac{\rho r^\beta}{a}\left(\frac{\partial T}{\partial\psi}\right)_t. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Für die untersuchten Bedingungen, die für das 1-D Modell relevant sind, zeigt sich, dass die Low-Mach Näherung [92, 98] sinnvolle Ergebnisse liefert, weshalb die Impulsbilanz durch

$$\left(\frac{\partial p}{\partial\psi}\right)_t = 0, \quad (4.16)$$

ersetzt wird. Als Bedingung für die Normierungsvariable gilt

$$\left(\frac{\partial a}{\partial\psi}\right)_t = 0. \quad (4.17)$$

Um das gekoppelte partielle Gleichungssystem zu lösen, ist es notwendig, Randbedingungen für die Zustandsvariablen zu definieren. Durch die Zustandsgleichung (4.5) wird das Gleichungssystem final geschlossen.

Analog zur Gasphase erfolgt ebenfalls für die Flüssigphase eine Transformation in Lagrange-Koordinaten. Die abgeleiteten Differentialoperatoren können identisch verwendet werden. Die Normierungsvariable  $a$  nimmt hierbei den Maximalwert in der flüssigen Phase an, der sich am Interface befindet ( $a(\psi_0) = \rho(\psi_0)r(\psi_0)^\beta$ ). Als zeitliche Änderung für  $a$  ergibt sich somit

$$\left(\frac{da}{dt}\right)_t = -\Phi_{\text{vap}}r^\beta. \quad (4.18)$$

Diese entspricht somit einer Multiplikation der Verdampfungsstromdichte  $\Phi_{\text{vap}}$  mit einer für den Geometriefaktor charakteristischen Fläche. Im Falle der sphärischen Geometrie ( $\beta = 2$ ) kann dadurch z. B. durch eine reine Multiplikation mit dem Faktor  $4\pi$  der Verdampfungsstrom berechnet werden. Zur Schließung des Gleichungssystems in der Flüssigphase ist ebenfalls eine Zustandsgleichung notwendig. Da in der vorliegenden Arbeit, im Gegensatz zur Gasphase, lediglich  $\text{N}_2$  flüssig vorliegt, ergibt sich diese nach  $\rho = \rho_{\text{LN}_2}$ . Eine Erweiterung auf mehrkomponentige Tropfen ist basierend auf den abgeleiteten Gleichungen ohne große Änderungen möglich [92–95, 98].

Um das vorgestellte Differentialgleichungssystem zu lösen, sind numerische Lösungsverfahren notwendig. Diese werden in Anhang F erläutert.

### Modellierung der Phasengrenze

Das in dieser Arbeit angewandte Modell zur Beschreibung der Prozesse an der Phasengrenze basiert auf den Arbeiten [92, 98], in denen die gültigen Gleichungen für den allgemeinen mehrkomponentigen Fall abgeleitet wurden. In den Arbeiten [30, 93, 94] wurden sukzessive Verbesserungen vorgestellt, die die gleichzeitige Verdampfung und Kondensation verschiedener Spezies erlauben, was mit den ursprünglich vorgestellten Gleichungen nicht möglich war. Da es in dieser Arbeit um die Beschreibung der Verdampfung von reinem Stickstoff geht, werden im Folgenden die Beziehungen für den einkomponentigen Tropfen erläutert.

Unter der Annahme eines lokalen Phasengleichgewichtes [30, 92, 94, 99] sowie eines stetigen Temperaturverlaufs an der Phasengrenze ( $T^g = T^l$ ) folgt für den Massenbruch des verdampfenden Stickstoffs an der Oberfläche

$$w_{\text{LN}_2}^g = \frac{M_{\text{LN}_2} p_{\text{s, LN}_2}}{M^g p_{\text{U}}}, \quad (4.19)$$

wobei der Index  $g$  bzw.  $l$  jeweils kennzeichnet, ob es sich um eine gasförmige oder um eine flüssige Größe handelt. Die Massenstromdichte der Spezies  $i$  ergibt sich nach

$$\Phi_{\text{vap},i} = \rho_i^g v^g + j_i^g = \rho_i^l v^l + j_i^l. \quad (4.20)$$

Nach Aufsummierung über alle im System vorhandenen Spezies ergibt sich

$$\Phi_{\text{vap}} = \rho_i^g v^g = \rho_i^l v^l, \quad (4.21)$$

da die Diffusionsströme in Summe verschwinden. Mit  $\rho_i = \rho w_i$  folgt

$$\Phi_{\text{vap},i} = w_i^g \Phi_{\text{vap}} + j_i^g. \quad (4.22)$$

Basierend darauf kann auch die Bedingung für die nicht verdampfenden Spezies (wie z. B. von  $O_2$ ) abgeleitet werden, da in diesem Fall gilt  $\Phi_{\text{vap},i} = 0$ . Die in [93, 98] vorgestellte und beschriebene vereinfachte Formulierung der Energieerhaltung wurde identisch übernommen. Somit folgt die Energiebilanz an der Phasengrenze nach

$$0 = \sum_i \Phi_{\text{vap},i} \Delta h_{\text{vap},i} + \lambda^g \text{grad}(T)^g - \lambda^l \text{grad}(T)^l. \quad (4.23)$$

### Stoffeigenschaften

Um das Gleichungssystem zu schließen, ist es notwendig, die relevanten Stoffeigenschaften zu spezifizieren. Diese hängen in der Regel vom Druck  $p$  sowie der Temperatur  $T$  ab. In INSFLA erfolgt eine detaillierte Berechnung von  $c_p$ ,  $\lambda$  und  $\mu$  in Abhängigkeit der vorliegenden Spezies bzw. Phase. Auch die für die Verdampfung relevanten Größen, wie der Verdampfungsenthalpie oder dem Sättigungsdampfdruck, werden detailliert modelliert. Genaue Informationen zur Implementierung der stoffspezifischen Größen finden sich in [30, 91–95, 97, 98].

### Lösung des DGL-Systems

Verfahren, die das aufgestellte DGL-System numerisch lösen können, werden in Anhang F näher erläutert.

## 4.2.2. 2-D Simulationsmodell für eine Prallstrahlanordnung (OpenFOAM)

### Motivation

Im Hinblick auf die technische Anwendung der kryogenen Kühlung ist vor allem ein Anströmwinkel orthogonal (Prallstrahlanordnung) zur Festkörperoberfläche von hoher Bedeutung, da aus strömungstechnischer Sicht hierbei die höchsten Wärmeübergänge zu erwarten sind [100]. In den vergangenen Jahrzehnten erfolgten hierzu detaillierte Untersuchungen. Dabei wird beispielsweise zwischen einem stationären, instationären oder pulsierenden Prallstrahl unterschieden [100, 101]. Um den Wärmeübergang Festkörper-Fluid in Abhängigkeit der vorliegenden charakteristischen Strömungsgrößen zu beschreiben, kommen in der Literatur häufig Korrelationen zum Einsatz [34, 102–104]. Speziell für kryogene Medien erstellte Korrelationen finden sich in [105] und [106], wobei sich diese auf das Strömungssieden in Rohren

beschränken. Für einen mehrphasigen, kryogenen Prallstrahl konnten in der Literatur keine Arbeiten gefunden werden, die den Wärmeübergang durch bekannte Korrelationen über einen großen Parameterraum abdecken. Dies ist höchstwahrscheinlich der hohen Komplexität der Problemstellung geschuldet, sodass eine Einzelfallbetrachtung notwendig ist.

In diesem Abschnitt wird ein 2-D Simulationsmodell entwickelt und vorgestellt, das die Untersuchung des Wärmeübergangs in Abhängigkeit der vorliegenden Anströmbedingungen ermöglicht. Wie der vorherige Abschnitt zeigt, ist eine detaillierte Untersuchung des Verdampfungsprozesses bereits bei einer 1-D Betrachtung durchaus komplex. Aus diesem Grund wird für das 2-D Modell ein vereinfachtes Verdampfungsmodell implementiert, das durch das detaillierte Modell in Kapitel 5 validiert wird.

### Volume-of-Fluid-Methode

Das angewandte **Volume-of-Fluid**(VOF)-Verfahren wurde erstmals in den Arbeiten von [107] und [108] ausführlich erläutert. Es basiert auf der Idee, eine oder mehrere skalare Variablen zu definieren, um die entsprechende Zusammensetzung in der Zelle zu beschreiben. Da in dieser Arbeit lediglich zwei Phasen eine Rolle spielen, ist es ausreichend,  $\alpha = V_i/V_{\text{ges}}$  als volume-bezogenen Phasenbruch zu definieren. Beträgt dieser 1 bzw. 0, so ist das gleichbedeutend mit reinem  $\text{LN}_2$  bzw.  $\text{GN}_2$ . Für  $\alpha \in (0,1)$  liegen in der Zelle beide Phasen vor. Hierbei ist anzumerken, dass diese Methodik sich von der im 1-D Modell vorgestellten Methode unterscheidet. Wohingegen in INSFLA die genaue Lage des Interfaces zu jederzeit bekannt ist und somit eine klar definierte Grenzfläche vorhanden ist, gibt es bei der VOF-Methode eine Art Übergangsbereich bei der  $\alpha$  z. B. den Wert 0,5 annehmen kann. Es ist somit darauf zu achten, dass bei den durchgeführten Simulationen die Grenzfläche ausreichend abgebildet wird.

### OpenFOAM Solver

Der verwendete Solver basiert auf dem in Version OpenFoam1606+ erstmals vorgestellten InterCondensatingEvaporatingFOAM. Bei OpenFOAM©(**O**pen **S**ource **F**ield **O**peration and **M**anipulation) [109] handelt es sich um einen nicht-kommerziellen-Programmcode, der hauptsächlich von der OpenFOAM Community entwickelt wird. Dem Anwender ist es ohne weiteres möglich, den gesamten Programmcode einzusehen, um gegebenenfalls gezielt Änderungen durchzuführen, was ihn besonders aus wissenschaftlicher Sicht attraktiv macht.

Bei dem verwendeten Solver werden beide Phasen als inkompressibel modelliert. Während das für eine Flüssigkeit in den meisten Fällen eine zutreffende Annahme ist, konnte mit dem vorherigen detaillierten 1-D Modell gezeigt werden, dass unter den vorliegenden Bedingungen keine signifikanten Druckunterschiede entstehen, weshalb die Annahme eines inkompressiblen Gases durchaus valide ist. Stoffgrößen wie Wärmeleitfähigkeit, Wärmekapazität und Viskosität wurden mit den analogen Beziehungen zum vorherigen 1-D Modell als Funktion der Temperatur modelliert. Da zusätzlich der Phasenbruch bekannt ist, können die physikalischen Eigenschaften in der entsprechenden Zelle berechnet werden. Detaillierte numerische Untersuchungen zeigen, dass der Übergangsbereich für die durchgeführten Simulationen auf wenige Zellen limitiert ist und die Grenzfläche somit ausreichend abgebildet wird. Die VOF-Methode eignet sich somit für das entwickelte Simulationsmodell.

### Erhaltungsgleichungen

Die Lösung des gekoppelten, diskretisierten, partiellen Differentialgleichungssystems erfordert spezielle, numerische Verfahren. Anders als in INSFLA wird in OpenFOAM©[109] das System nicht simultan gekoppelt gelöst, sondern in einem schrittweisen Verfahren. Detaillierte Informationen zu den unterschiedlichen Lösungsverfahren finden sich in [110–112]. Das zu lösende Gleichungssystem sieht folgendermaßen aus:

1. Lösen der Phasen-Transportgleichung:

$$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial t}\right) + \nabla \cdot (v\alpha) + \nabla \cdot ((1 - \alpha) \alpha v_r) = \dot{S}_{\alpha, \text{vap}} \alpha + \dot{S}_{\alpha, \text{con}} (1 - \alpha) \quad (4.24)$$

Der Term  $\nabla \cdot ((1 - \alpha) \alpha v_r)$  wird in der Literatur häufig als „Interface compression“ bezeichnet, da dieser lediglich in Zellen, in denen beide Phasen vorkommen ungleich 0 ist. Die Motivation für die Einführung dieses Terms ist die Reduktion von numerischer Diffusion bei gleichzeitiger Stabilisierung der Lösung am Interface [113].

2. Update des Dichtefeldes:

$$\rho = \rho^l \alpha + \rho^g (1 - \alpha) \quad (4.25)$$

3. Lösen der Impulsbilanz:

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v \otimes v) + \nabla \cdot (\Pi) = -\nabla p_{\text{rgh}} - \rho g h + \rho f_b \quad (4.26)$$

Der Term  $\Pi$  entspricht hierbei dem Schubspannungstensor, der für newton'sche Medien unter der Annahme der Stokes-Hypothese definiert ist nach [91, 112]:

$$\Pi = -\mu \left( \nabla v + (\nabla v)^T + \frac{2}{3} (\nabla \cdot v) I \right) \quad (4.27)$$

4. Lösen der Energiebilanz:

$$\frac{\partial \rho c_p T}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v c_p T) - \nabla \cdot (\lambda \nabla (T)) + p \nabla \cdot (v) = \dot{T}_{\text{source}} \quad (4.28)$$

Der Quellterm auf der rechten Seite der Energiebilanz ist notwendig, um den Phasenübergang zu modellieren. So kann beispielsweise die thermische Energie in einer Zelle zunehmen, ohne dass es zu einer Erhöhung der Zelltemperatur kommt.

5. Update der Stoffgrößen basierend auf dem neuen Lösungsfeld

6. Lösen der Druckkorrektur:

Die Gleichung für die Druckkorrektur kann nach [112] aus der Impulsbilanz abgeleitet werden. Aus theoretischer Sicht ist eine Druckkorrektur nicht notwendig. Da der Druckgradient jedoch in der Impulsbilanz vorkommt und das implementierte Lösungsverfahren das Gleichungssystem nicht simultan, sondern schrittweise löst, würde eine fehlende Druckkorrektur zu fehlerhaften Geschwindigkeitswerten führen, die wiederum die Massenbilanz verletzen würden [46, 112, 114].

7. Wiederholung der Schritte 1 bis 6, bis die angegebene Fehlertoleranz unterschritten wird

Im Hinblick auf die numerische Lösung spielen zusätzlich zu den regierenden Erhaltungsgleichungen auch andere Aspekte eine wichtige Rolle. Für den 3-D Raum ist die sogenannte Courant-Zahl  $Co$  in eine beliebige Richtung  $i$  definiert als [110]

$$Co = \frac{|u_i| \Delta t}{\Delta x_i}. \quad (4.29)$$

Sie beschreibt somit das Verhältnis des Zeitschritts und der charakteristischen Konvektionszeit während der iterativen Lösung des Gleichungssystems [115]. Bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit und Courant-Zahl ist die Zeitschrittweite somit proportional zur Gitterauflösung. Ein sehr feines Gitter

ist somit gleichbedeutend mit einem hohen Rechenaufwand. Um die Rechenzeit auf feinen Gittern zu verringern, wäre es wünschenswert  $Co > 1$  verwenden zu können. In der Literatur wird  $Co < 1$  jedoch häufig als ein Stabilitätskriterium für die Konvergenz der Lösung definiert.

### Modellierung des Verdampfungsprozesses

Da für die Beschreibung des kryogenen Wärmeübergangs die Verdampfung des Stickstoffs eine wichtige Rolle spielt, ist es notwendig, diesen ebenfalls zu modellieren. In dem, in den vorherigen Kapiteln vorgestellten, detaillierten Verdampfungsmodell wird der Phasenübergang basierend auf dem Gleichgewicht an der Grenzfläche berechnet. Dieses Vorgehen ist aus physikalischer Sicht durchaus sinnvoll, im Hinblick auf komplexe Interfacestrukturen zum aktuellen Zeitpunkt aus rechentechnischer Sicht jedoch wenig praktikabel. Aus diesem Grund wird ein empirischer vereinfachter Ansatz verwendet, um die Kondensations- bzw. Verdampfungsraten  $\dot{S}_{\alpha, \text{con}}$  bzw.  $\dot{S}_{\alpha, \text{vap}}$  zu berechnen. Da in dieser Arbeit keine Kondensationsprozesse betrachtet werden, wird lediglich die Modellierung der Verdampfung erläutert. Das Vorgehen lässt sich jedoch vollkommen analog auf kondensierende Prozesse erweitert werden. Die im Code implementierte Verdampfungsrate berechnet sich nach

$$\dot{S}_{\alpha, \text{vap}} = \bar{V} \rho^l C_{\text{vap}, \text{N}_2} (T - T_{\text{Ref}}), T > T_{\text{Ref}}. \quad (4.30)$$

Es wird ersichtlich, dass in der jeweiligen betrachteten Zelle eine Verdampfung nur dann möglich ist, wenn die Temperatur über einer vordefinierten Referenztemperatur liegt. In dieser Arbeit wurde einheitlich der Wert der Siedetemperatur bei 1 bar gewählt. Eine derartige Schranke ist gleichbedeutend mit der Tatsache, dass der verwendete Solver lediglich Verdampfungsprozesse und keine Verdunstungsprozesse berechnen kann. Ein Grund hierfür ist, dass bei Verdunstungsprozessen die Zusammensetzung an der Oberfläche den sich ergebenden Verdunstungsstrom bestimmt. Die Untersuchungen in den vorherigen Abschnitten zeigen jedoch, dass für  $\text{LN}_2$  im betrachteten Temperaturbereich der Phasenübergang nahezu vollständig bei der Siedetemperatur abläuft. Somit liegt der  $\text{LN}_2$  in den allermeisten Fällen im Siedezustand vor. Die Multiplikation von  $\dot{S}_{\alpha, \text{vap}}$  mit  $\alpha$  ist nicht physikalisch motiviert und erfolgt aus numerischen Gründen. Dies stellt sicher, dass keine Verdampfung erfolgt, sobald reiner  $\text{GN}_2$  vorliegt. Des Weiteren ist es aus lösungstechnischer Sicht vorteilhaft, dass der Verlauf der Verdampfungsrate stetig verläuft, sodass es während der zeitlichen Integration zu keiner abrupten Änderung kommt.

Die skalare Variable  $C_{\text{vap}, \text{N}_2}$  ist ein Inputparameter des Solvers, der in die Verdampfungsgeschwindigkeit linear eingeht. Dies lässt zunächst vermuten,

dass die Verdampfungsgeschwindigkeit eine hohe Sensitivität bzgl. dieses Parameters besitzt. Numerische Untersuchungen in Abschnitt 5.2.2 zeigen jedoch, dass dies nicht der Fall ist. Dies lässt sich anschaulich anhand der rechten Seite der Energiebilanz erklären, die einen Quellterm im Bezug auf den Phasenwechsel darstellt. Anhand des folgenden schematischen Ablaufs soll dies nochmals genauer erläutert werden:

1. Zelle A besitzt genau die Temperatur  $T_A = T_{\text{Ref}}$  mit  $\alpha > 0$ .
2. Durch Wärmeleitung erhöht sich die Temperatur der Zelle minimal über  $T_{\text{Ref}}$ .
3. Verdampfung tritt ein. Die rechte Seite der Phasen-Transportgleichung wird für die betrachtete Zelle ungleich 0.
4. Damit die Temperatur in der betrachteten Zelle während der Verdampfung nicht steigt, entspricht die rechte Seite der Energiebilanz genau dem Anteil, der sich durch den Phasenübergang ergibt. Aus energetischer Sicht kann somit die Energie einer Zelle ansteigen bzw. abnehmen, ohne dass dessen Temperatur zunimmt. Würde es also einen Phasenwechsel von reiner Flüssigkeit zu reinem Gas geben, so würde die Energiezunahme genau der Verdampfungsenthalpie entsprechen.

Diese Art der Modellierung stellt sicher, dass die Verdampfungsrate durch den Energietransport in die Zelle und nicht maßgeblich durch den vorgegebenen Wert  $C_{\text{vap},\text{N}_2}$  bestimmt wird.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass in den verwendeten Solver eine empirische Form der Verdampfungsmodellierung implementiert ist. Der Ansatz ist jedoch stark an den Energietransport gekoppelt. Da  $\text{LN}_2$  in den meisten Fällen im oder nahe des Siedezustandes vorliegt und die vorherigen Abschnitte zeigen, dass am Interface die Beziehung  $\Phi_{\text{vap}}\Delta h_{\text{vap}} = \lambda_{\text{grad}}(T)$  gilt, ist davon auszugehen, dass der verwendete Solver eine detaillierte Untersuchung der Kühlleistung von  $\text{LN}_2$  basierend auf der beschriebenen Modellierung erlaubt.

### 4.2.3. Turbulenzmodelle

Während für einphasige Gemische häufig dimensionslose Kennzahlen verwendet werden können, um beispielsweise mit der Reynolds-Zahl Charakteristiken der Strömung zu beschreiben, werden derartige Kennzahlen für mehrphasige Strömungen eher weniger verwendet. Dies liegt darin begründet, dass gewisse Eigenschaften der Strömung, wie z. B. die Dichte, teilweise unbekannt sind



oder sich lokal sehr stark unterscheiden. Es soll in der vorliegenden Arbeit jedoch nicht unerwähnt bleiben, dass durch dimensionslose Kennzahlen gewisse Abschätzungen auch für mehrphasige Strömungen durchaus sinnvoll sind. Zusätzlich ist auf Basis der erläuterten Messungen/Beobachtungen wie 3.2.5 ersichtlich, dass aufgrund der Vorverdampfung bereits in der Strömungszuführung eine turbulente Strömung vorliegt, weshalb in diesem Abschnitt auf die verschiedenen Arten der Turbulenzmodellierung eingegangen werden soll.

Bei der Verwendung von numerischen Simulationsmodellen zur Strömungssimulation ist eine der wichtigsten Fragen, inwiefern Turbulenzmodelle zur korrekten Beschreibung des Verhaltens notwendig sind. Hierfür wird zunächst eine kurze Übersicht über die verschiedenen Arten der Turbulenzmodellierung in Simulationen gegeben. Die Frage, ob Turbulenzmodelle notwendig sind oder nicht, ist sehr stark an das verwendete Gitter gekoppelt. Aus diesem Grund werden abschließend zwei Kriterien aus der Literatur [115, 116] erläutert, die eine entsprechende Bewertung ermöglichen.

### **Turbulente Längenskalen**

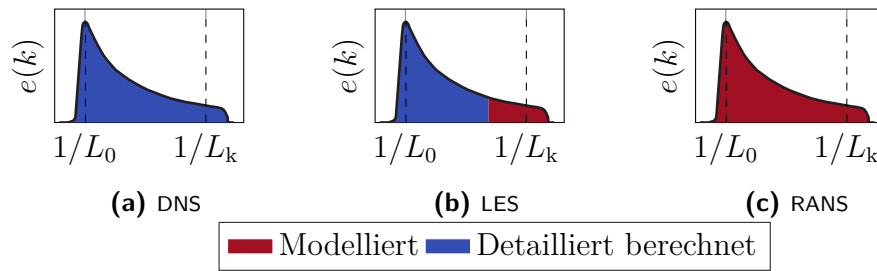
Um eine Charakterisierung der Strömung unabhängig von ihrer eigentlichen geometrischen Abmessung zu ermöglichen, kann die dimensionslose Reynolds-Zahl ( $Re$ ) bestimmt werden [117],

$$Re = \frac{\rho v d_1}{\eta}, \quad (4.31)$$

die das Verhältnis von spezifischer Impulskonvektion zu Impulsdiffusion beschreibt. Mit zunehmender  $Re$  zeigt die Strömung zunehmend chaotischeres Verhalten, sodass starke Geschwindigkeits- und Druckfluktuationen entstehen [114, 117]. Problematisch bei der Simulation turbulenter Strömungen ist, dass sich die Eigenschaften über einen großen Längen- und Zeitskalenbereich erstrecken. Durch Integration der Energiedichte  $e(k)$  über den gesamten turbulenten Längenbereich  $L$  kann die turbulente kinetische Energie (TKE) berechnet werden nach [97]

$$TKE = \int_0^\infty e(k) dL^{-1}. \quad (4.32)$$

Abbildung 4.8 veranschaulicht die Energiedichte in Abhängigkeit der entsprechenden Längenskala. Diese Darstellung wird sehr häufig verwendet, um bei numerischen Simulationen die Modellierungstiefe der Turbulenz zu erläutern. Hierbei wird zwischen der direkten numerischen Simulation (DNS), den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (RANS) und der Large Eddy Simulation (LES) unterschieden [97, 114, 117].



**Abbildung 4.8.:** Veranschaulichung des Spektrums der turbulenten kinetischen Energie [97, 117]

### Modellreduzierung von 3-D auf 2-D

Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen erfolgen für große Reynoldszahlen, weshalb eine Betrachtung der Turbulenz notwendig ist. Da Turbulenz ein 3-D Phänomen darstellt, scheint es naheliegend ein 3-D Simulationsmodell aufzubauen. Für praxisrelevante Beispiele ist eine vollständige 3-D Betrachtung jedoch oft rechnerisch nicht durchführbar, weshalb es wünschenswert ist äquivalente 2-D Simulationen aufzubauen, z.B. durch die Verwendung von Turbulenzmodellen. Problematisch ist hierbei jedoch, dass zum Beispiel der RANS Ansatz lediglich zeitlich gemittelte Größen bestimmt, weshalb keine instantanten Werte bekannt sind. Um einen kontinuierlichen Abkühlungsprozess zu beschreiben, ist dieser Ansatz somit ungeeignet. 3-D DNS Berechnungen sind demgegenüber sehr rechenintensiv, weshalb eine 2-D Betrachtung bevorzugt wird. In der Vergangenheit wurden bereits 2-D DNS Simulationen für turbulente Strömungen durchgeführt, welche wichtige und korrekte Erkenntnisse geliefert haben [118]. Essentiell für die Qualität der Ergebnisse ist es die Gitterqualität zu beurteilen. In dem nachfolgenden Abschnitt werden hierfür geeignete Kriterien vorgestellt.

In der vorliegenden Arbeit werden in Abschnitt 5.2.4 nach detaillierter Erläuterung des aufgesetzten Rechenfalls Vergleiche von 3-D mit 2-D Simulationen vorgestellt. Es zeigt sich, dass für die untersuchte Konfiguration die Verwendung eines hochauflösenden 2-D Gitters ohne Turbulenzmodellierung ausreichend ist. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird dieses Modell als "vereinfachte 2-D Modellbeschreibung" bezeichnet.

### Gitterauslegung

Die Ergebnisse der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen hängen stark davon ab, ob die Modellierung in Wandnähe ausreichend ist, da diese

für die Bestimmung des Wärmeübergangs Festkörper-Fluid von besonderer Relevanz ist. Hierfür wird häufig der sogenannte  $y^+$ -Wert bestimmt, der ein Maß dafür ist, inwiefern das Strömungsverhalten an der Wand ausreichend aufgelöst wird [114, 116]. Ist der Wert deutlich größer als 1, so sollten zur Modellierung sogenannte „Wand-Funktionen“ verwendet werden [115, 117]. Der dimensionslose Wandabstand  $y^+$  (im Falle des gewählten Koordinatensystems wäre der Begriff  $\eta^+$  zutreffender) ist folgendermaßen definiert:

$$y^+ = \frac{|\eta|v_\tau}{\nu} \quad (4.33)$$

Hierbei beschreibt  $v_\tau$  die sogenannte Wandschubspannungsgeschwindigkeit in der wandnächsten Zelle [117].

Eine weitere Kennzahl, die besonders häufig bei der Wahl der Modellierungstiefe verwendet wird, ist die sogenannte Kolmogorov-Längenskala  $L_k$  [116]. Wird kein Turbulenzmodell verwendet, so sollten die physikalischen Prozesse vollumfänglich in den relevanten Zeit- und Längenskalen abgebildet werden. Dies ist genau dann der Fall, wenn die Gitterauflösung kleiner ist als die kleinsten auftretenden Wirbel, die der Kolmogorov-Längenskala [116] entsprechen. Die Berechnung von  $L_k$  erfolgt nach [116]:

$$L_k \approx \left( \frac{\bar{\nu}^3}{\varepsilon} \right)^{0.25}, \quad \varepsilon \approx 2\bar{\nu} (\overline{S:S} - \bar{S}:\bar{S}), \quad S = \frac{1}{2} (\nabla v + (\nabla v)^T) \quad (4.34)$$

In Abschnitt 5.2.4 wird eine beispielhaft durchgeführte Simulation in 2-D sowie 3-D detailliert erläutert. Es wird gezeigt, dass die verwendete Gitterauflösung kleiner als  $L_k$  ist und somit keine Turbulenzmodelle notwendig sind. Die berechneten Werte für  $y^+$  bestätigen dies.

### Modellierung der Grenzflächen

Besonders die Vielzahl an Grenzflächen zwischen Flüssigkeit und Gas in der Düseninnenströmung (siehe Abschnitt 3.2.5) machen eine exakte Beschreibung der Grenzflächeneigenschaften komplex. Da eine derartige detaillierte Modellierung wenig vielversprechend ist, ermöglicht der Ansatz der VOF-Methode, Zellen mit Interface durch Werte zwischen 0 und 1 zu beschreiben. Somit werden detaillierte Modelle zur Feststellung der genauen Lage der Grenzfläche obsolet. Es gilt zu beurteilen, inwiefern diese Art der Beschreibung für die vorliegende Problemstellung ausreichend ist.

### 4.3. Kopplungsverfahren zur Beschreibung des konjugierten Wärmetransports

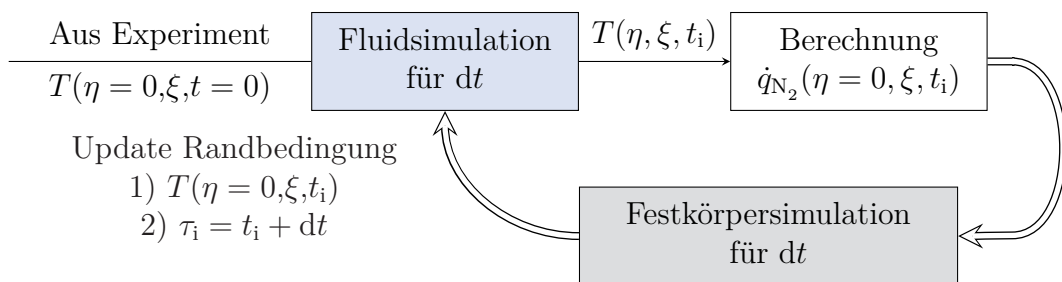
#### Motivation

In den bisher vorgestellten Modellen lag der alleinige Fokus auf der Simulation des Strömungsverhaltens. Aus anwendungstechnischer Sicht ist jedoch hauptsächlich interessant, welche direkte Wechselwirkung zwischen Strömung und Festkörper besteht und wie sich der Festkörper durch die aufgebrachte Kühlleistung abkühlt. Um eine derartige Abkühlung zu simulieren, muss zusätzlich zum Fluid der Festkörper modelliert werden. Hierdurch kann eine ganzheitliche Beschreibung erfolgen, sodass zum Beispiel die sich einstellenden Werkzeugtemperaturen bei der kryogenen Zerspanung bestimmt werden können [8]. Im folgenden Abschnitt wird das entwickelte gekoppelte Simulationsmodell zur Beschreibung des konjugierten Wärmeübergangs zwischen Strömung und Festkörper vorgestellt werden.

#### Modellbeschreibung

Abbildung 4.9 zeigt zunächst das Ablaufschema der gekoppelten Simulation. Die Festkörpersimulation wird mit der „pde-Toolbox“ der kommerziellen Software Matlab durchgeführt, die eine Vernetzung der Geometrie mit finiten Elementen ermöglicht. Hierbei ist anzumerken, dass der Output der Strömungssimulation ( $\dot{q}_{N_2}$ ) dem Input der Festkörpersimulation entspricht. Somit wird eine Neumann-Randbedingung vorgegeben. Aus diesem Grund werden quadratische Ansatzfunktionen für die Elemente verwendet, da hierdurch der Gradient innerhalb eines Elements einen linearen Verlauf hat. Hierdurch wird die Genauigkeit der Lösung deutlich erhöht.

Der Ablauf lässt sich folgendermaßen beschreiben:



**Abbildung 4.9.:** Schematische Visualisierung des Koppelungsschemas

1. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  wird der Fluidsimulation als Randbedingung an der Kontaktfläche Fluid-Festkörper das experimentell bestimmte Temperaturfeld entlang der Strömungslänge  $\xi$  vorgegeben. Dies entspricht somit  $T(\xi, \eta = 0)$ .
2. Die Fluidsimulation wird für das Zeitintervall  $dt$  durchgeführt.
3. Die zur Berechnung des Wärmestroms relevanten Größen werden aus OpenFOAM exportiert und in Matlab eingelesen.
4. Basierend auf dem gemittelten Temperaturfeld innerhalb von  $dt$  kann der Temperaturgradient an der Grenzfläche bestimmt werden. Hierfür wird der Differentialoperator durch den Differenzenquotienten angenähert. Da das Gitter in Wandnähe eine Auflösung von  $10 \mu\text{m}$  besitzt, berechnet sich der Gradient somit für diesen Fall nach  $\partial T / \partial \eta = (T_{\eta=0} - T_{\eta=5 \mu\text{m}}) / 5 \mu\text{m}$ .
5. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  wird der Festkörpersimulation das experimentell bestimmte Temperaturfeld  $T^{\text{exp}}(\xi, \eta)$  vorgegeben. An der Kontaktfläche wird der berechnete Wärmestrom aus Schritt 4 als Funktion von  $\xi$  vorgegeben. Alle weiteren Begrenzungen des Rechengebiets des Festkörpers werden, analog zum Experiment, als wärmeisoliert behandelt.
6. Durchführung der Festkörpersimulation für den Zeitraum  $dt$ .
7. Das neu berechnete Temperaturfeld wird abgespeichert. Es erfolgt ein Export der Temperaturverteilung  $T(\eta = 0, \xi, t_i + dt)$ .
8. Die Fluidsimulation wird mit der neu definierten Temperaturrandbedingung für das Intervall  $dt$  durchgeführt.
9. Update des Wärmestromes  $\dot{q}_{\text{N}_2}$
10. Erneute Berechnung der Festkörpertemperaturen mit den neu bestimmten Werten für  $\dot{q}_{\text{N}_2}$ . Als Anfangsbedingung des Festkörpers wird die Endtemperaturverteilung des vorherigen Zeitschrittes vorgegeben.
11. Wenn  $t_i + dt < t_{\text{end}}$ , dann gehe zu Schritt 7.

Vereinfacht ausgedrückt tauschen beide Simulationsprogramme die jeweils für das andere Programm relevanten Daten an der Kontaktfläche aus. Geht die Simulationszeit  $dt \rightarrow 0$ , so wird zu jedem Zeitpunkt die Information ausgetauscht, was jedoch aus speichertechnischer Sicht wenig sinnvoll ist.

Da sich das erläuterte, gekoppelte Modell an dem experimentellen Aufbau orientiert, wurde in diesem Abschnitt lediglich das Prinzip des gekoppelten Simulationsprogramms beschrieben. Eine Beschreibung einer beispielhaft durchgeführten Simulationsrechnung erfolgt in Abschnitt 6, nachdem das entsprechende Experiment im Detail beschrieben wurde. Dadurch wird eine direkte Gegenüberstellung der erzielten Ergebnisse ermöglicht, wodurch tiefergehende Betrachtungen und Diskussionen möglich sind.

# 5. Modellgestützte Diagnostik und Modellvalidierung

## 5.1. Experiment

In diesem Abschnitt werden Verfahren erläutert, mit denen die experimentell gewonnenen Daten aufgearbeitet werden können, um dadurch den Wärmeübergang zwischen dem Festkörper und Stickstoff an der Kontaktfläche in Abhängigkeit der gesetzten Parameter zu bestimmen. Weiterhin werden die entwickelten Modelle mit bereits veröffentlichten Arbeiten validiert, sodass die Qualität der Ergebnisse beurteilt werden kann.

### 5.1.1. Modellgestützte Diagnostik

Das prinzipielle Vorgehen kann in die folgenden Einzelschritte unterteilt werden:

- Die Thermografiekamera berechnet aus den gemessenen Strahlungsdaten und dem angegebenen Emissionskoeffizient die entsprechenden Temperaturwerte.
- Da keine perfekte Ausrichtung von Objektiv und Messfläche möglich ist, entspricht die detektierte Messfläche keiner reinen Rechteckgeometrie. Um die Datenauswertung zu erleichtern, wird mittels einer linearen Abbildung die Verzerrung korrigiert.

Theoretisch kann der Wärmeübergang alleinig durch Kenntnis des örtlichen Temperaturfeldes bestimmt werden. Dies führt in der Praxis jedoch zu Problemen, weshalb eine Gradientenbestimmung nicht zielführend ist. Der limitierende Faktor ist die örtliche Auflösung der Kamera, die bei derart großen zu erwartenden Gradienten deutlich höher sein sollte (für weitere Details siehe Anhang C). Um dennoch eine Bestimmung des Wärmeüberganges Festkörper-LN<sub>2</sub> zu ermöglichen, wurde die sogenannte **Inverse Globale Integrations-Methode (IGIM)** entwickelt. Diese besitzt den Vorteil, dass die

Berechnung des Wärmeübergangs nicht ausschließlich von der Gradientenbestimmung an der Kontaktfläche abhängt. In den folgenden Abschnitten wird die prinzipielle Idee der IGIM anhand schematischer Darstellungen im Detail erläutert. Für die Herleitung wird aufgrund der Übersichtlichkeit jeweils die integrale Form der Energieerhaltung verwendet. Nach erfolgter Diskretisierung im Ort kann die IGIM auch für pixelbasierte Daten verwendet werden.

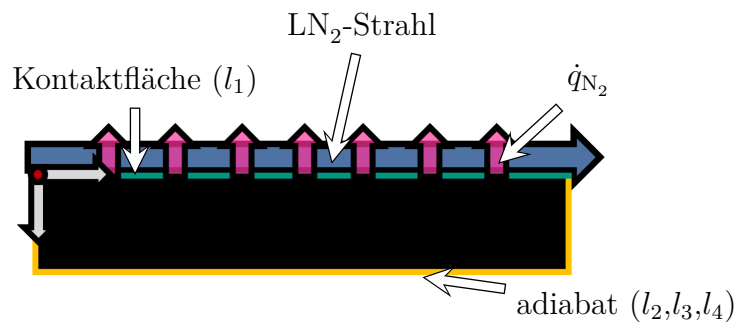
### Inverse Globale Integrations-Methode

Abbildung 5.1 zeigt eine schematische 2-D Darstellung der Probenoberfläche für den Fall der Überströmung. Für die gesamte detektierte Oberfläche ergibt sich die Energiebilanz zu:

$$\int \rho(T)c_v(T)\frac{\partial T}{\partial t}dA = - \int_{\partial l_1} \lambda(T)\frac{\partial T}{\partial y}dl_1 + \int_{\partial l_2} \lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x}dl_2 + \int_{\partial l_3} \lambda(T)\frac{\partial T}{\partial y}dl_3 - \int_{\partial l_4} \lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x}dl_4 \quad (5.1)$$

Die Kanten  $l_2$ - $l_4$  können aufgrund des direkten Kontaktes zum Isolator als adiabatisch behandelt werden. Somit ergibt sich näherungsweise:

$$\int \rho c_v(T)\frac{\partial T}{\partial t}dA = - \int_{\partial l_1} \underbrace{\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial y}}_{\dot{q}_{N_2}(x(T))} dl_1 \quad (5.2)$$



**Abbildung 5.1.:** Schematische Darstellung der Überströmung des Festkörpers



Für eine gesamtheitliche Betrachtung entlang der Kontaktkante  $l_1$  gilt jedoch, dass das Integral den gleichen Wert besitzt, wie eine entsprechende örtlich gemittelte Wärmestromdichte  $\bar{q}_{N_2}$ :

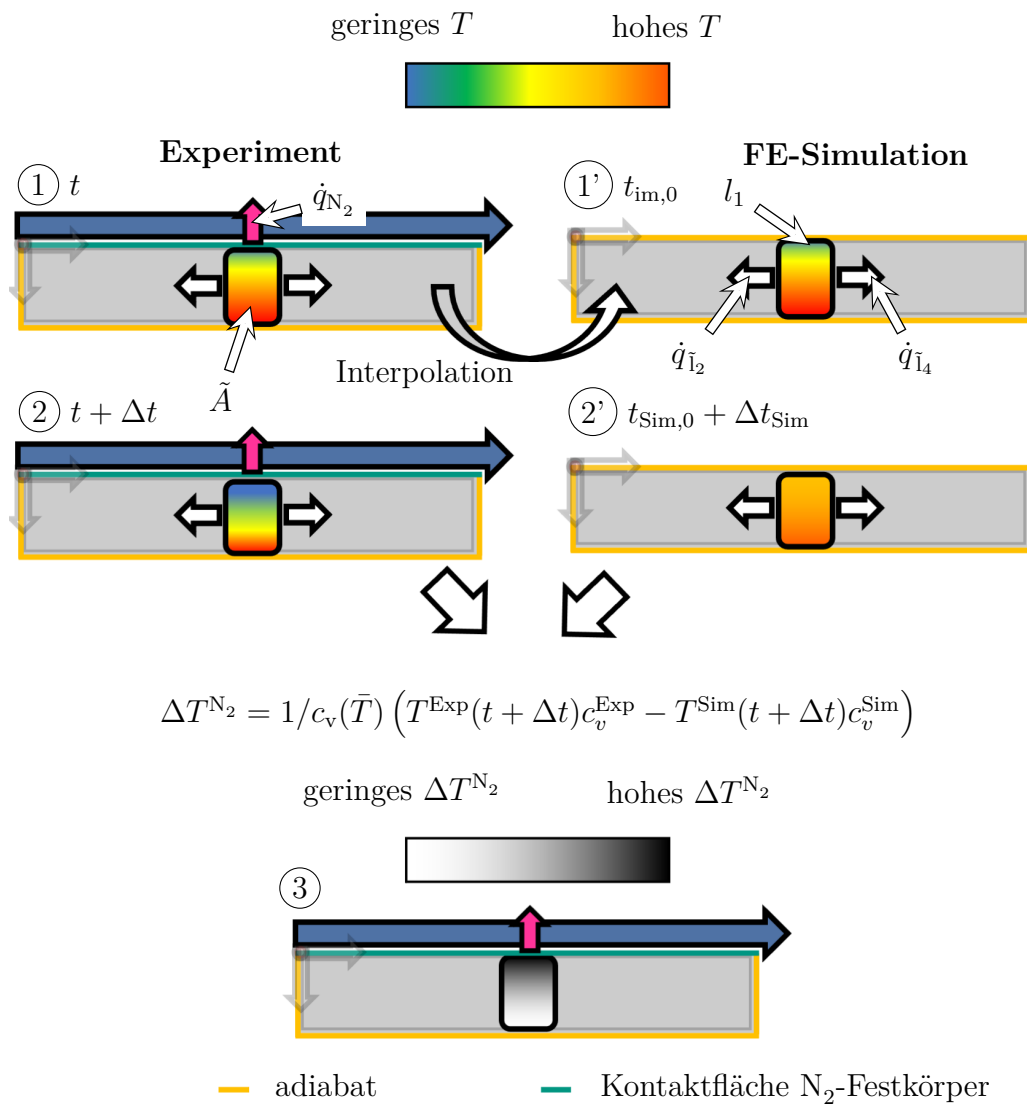
$$\bar{q}_{N_2} = -\frac{1}{l_1} \int \rho c_v(T) \frac{\partial T}{\partial t} dA \quad (5.3)$$

Je nach Anströmwinkel ist zu erwarten, dass die Wärmestromdichte entlang der Kontaktfläche stark variiert. Wird anstelle der gesamten Messfläche, lediglich die in Abbildung 5.2 hervorgehobene Fläche  $\tilde{A}$  bilanziert, so ergibt sich für die Energieerhaltung:

$$\int \rho c_v(T) \frac{\partial T}{\partial t} d\tilde{A} = - \int \dot{q}_{N_2} dl_1 + \int \dot{q}_{\tilde{l}_2} d\tilde{l}_2 + \int \dot{q}_{\tilde{l}_4} d\tilde{l}_4 \quad (5.4)$$

Die Tilde kennzeichnet jeweils, dass es sich um eine innenliegende Kante handelt. Die Wärmeströme über  $\tilde{l}_2$  bzw.  $\tilde{l}_4$  basieren auf den sich einstellenden Gradienten im Festkörper. Da eine präzise Gradientenbestimmung nicht problemlos möglich ist, sind diese Terme unbekannt. Somit kann  $\dot{q}_{N_2}$  nicht direkt bestimmt werden. Um dieses Problem zu lösen, kann die in Abbildung 5.2 veranschaulichte Vorgehensweise verwendet werden. Diese basiert auf einer zusätzlich durchgeführten Festkörpersimulation mittels der Finite Elemente (FE) Methode (Details siehe Anhang E). Ein Vorteil von Simulationsmodellen ist, dass ohne großen Aufwand Randbedingungen verändert werden können. So kann der kühlende Effekt durch das LN<sub>2</sub> „abgeschaltet“ werden, indem an der Kontaktfläche eine adiabate Randbedingung vorgegeben wird. Somit ist das Simulationsmodell vollständig wärmeisoliert. Die IGIM lässt sich in die folgenden chronologisch ablaufenden Schritte unterteilen, die für jeden detektierten Zeitschritt  $t$  durchgeführt werden (siehe Abbildung 5.2):

- Das durch die Thermografiekamera detektierte Temperaturfeld wird auf das FE-Gitter des Simulationsmodells interpoliert. Somit ist die Temperaturverteilung in 1 und 1' identisch. Der Zeitpunkt  $t_{\text{Sim},0}$  entspricht somit dem Anfangszustand in der Simulation.
- Die FE-Simulation mit wärmeisolierter Kontaktfläche wird für das Zeitintervall  $\Delta t_{\text{Sim}}$  durchgeführt.
- Das sich ergebende Temperaturprofil 2' wird auf das Gitter, das von der Auflösung der Thermografiekamera vorgegeben wird, interpoliert und mit der Temperaturverteilung 2 zum Zeitpunkt  $t + \Delta t$  verglichen. Die betrachteten Zeitintervalle  $\Delta t = \Delta t_{\text{Sim}}$  sind identisch.



$$\Delta T^{N_2} = 1/c_v(\bar{T}) \left( T^{\text{Exp}}(t + \Delta t)c_v^{\text{Exp}} - T^{\text{Sim}}(t + \Delta t)c_v^{\text{Sim}} \right)$$

**Abbildung 5.2.:** Schematische Visualisierung der IGIM

Die graphische Veranschaulichung in 3 zeigt, dass eine Subtraktion von 2 und 2' eine Temperaturdifferenz  $\Delta T^{N_2}$  zur Folge hat, die alleinig durch den Wärmeübergang vom Festkörper zum  $LN_2$  resultiert. Basierend auf der Energieerhaltung (J.1) folgt somit im betrachteten Zeitintervall:

$$\begin{aligned}
 & \left( \int \rho \frac{c_v(t + \Delta t)T(t + \Delta t) - c_v(t)T(t)}{\Delta t} d\tilde{A} \right)^{\text{Exp}} \\
 & - \left( \int \rho \frac{c_v(t_{\text{Sim},0} + \Delta t_{\text{Sim}})T(t_{\text{Sim},0} + \Delta t_{\text{Sim}}) - c_v(t_{\text{Sim},0})T(t_{\text{Sim},0})}{\Delta t_{\text{Sim}}} d\tilde{A} \right)^{\text{Sim}} \\
 & = - \int \dot{q}_{\text{N}_2} dl_1 + \int \dot{q}_{\tilde{l}_2, \text{exp}} d\tilde{l}_2 + \int \dot{q}_{\tilde{l}_4, \text{sim}} d\tilde{l}_4 - \int \dot{q}_{\tilde{l}_2, \text{sim}} d\tilde{l}_2 - \int \dot{q}_{\tilde{l}_4, \text{sim}} d\tilde{l}_4.
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

Da die Temperaturverteilungen zu den Zeitpunkten  $t$  bzw.  $t_{\text{Sim},0}$  identisch sind, unterscheidet sich die zeitliche Entwicklung der Wärmeleitung im Festkörper lediglich dadurch, dass im Experiment eine Kühlung erfolgt. Da die gewählten Simulationszeiten  $\Delta t_{\text{Sim}}$  sehr klein sind und die Temperaturgradienten orthogonal zur Kontaktfläche deutlich größer sind als parallel zur Kontaktfläche, gilt näherungsweise:

$$\int (\dot{q}_{\tilde{l}_2, \text{exp}} - \dot{q}_{\tilde{l}_2, \text{sim}}) d\tilde{l}_2 + \int (\dot{q}_{\tilde{l}_4, \text{sim}} - \dot{q}_{\tilde{l}_4, \text{sim}}) d\tilde{l}_4 \approx 0 \tag{5.6}$$

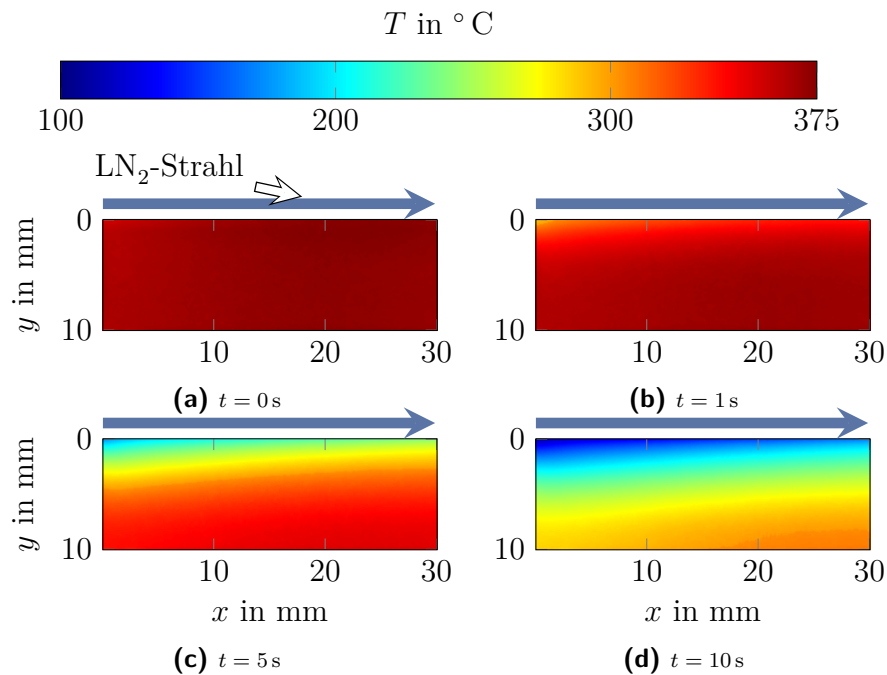
Da von 1 nach 1' eine Interpolation erfolgt, heben sich ebenfalls die Terme  $c_v(t)T(t)$  und  $c_v(t_{\text{Sim},0})T(t_{\text{Sim},0})$  auf. Somit lässt sich die gesuchte Größe  $\dot{q}_{\text{N}_2}$  für jeden Zeitpunkt  $t$  und eine beliebige betrachtete Fläche  $\tilde{A}$  berechnen mit

$$\dot{q}_{\text{N}_2} = - \frac{\rho}{\Delta t_{\text{Sim}}} \int c_v(\bar{T}) \underbrace{(T^{\text{Exp}}(t + \Delta t_{\text{Sim}}) - T^{\text{Sim}}(t + \Delta t_{\text{Sim}}))}_{\Delta T^{\text{N}_2}} dl_1, \tag{5.7}$$

wobei  $c_v(\bar{T})$  einer mittleren Wärmekapazität im betrachteten Zeitintervall entspricht. Wird als Integrationsgebiet  $dl_1$  mit der Pixelbreite gleichgesetzt, so kann der Wärmestrom an jedem Punkt der Kontaktfläche berechnet werden.

### Beispiel (Überströmung)

In diesem Abschnitt soll für den Fall der Überströmung die Vorgehensweise beispielhaft erläutert werden. Abbildung 5.3 zeigt die mittels Thermografiekamera detektierte Temperaturverteilung für vier verschiedene Zeitpunkte im Falle der Überströmung. Wird die IGIM für den Zeitpunkt  $t = 1$  s mit einer Simulationszeit von  $\Delta t_{\text{Sim}} = 0,3$  bzw.  $0,5$  s angewandt, so ergeben sich die in Abbildung 5.4 dargestellten Temperaturverteilungen für  $\Delta T^{\text{N}_2}$ . Deutlich ersichtlich ist der Einfluss der Simulationszeit. Ist diese und somit das

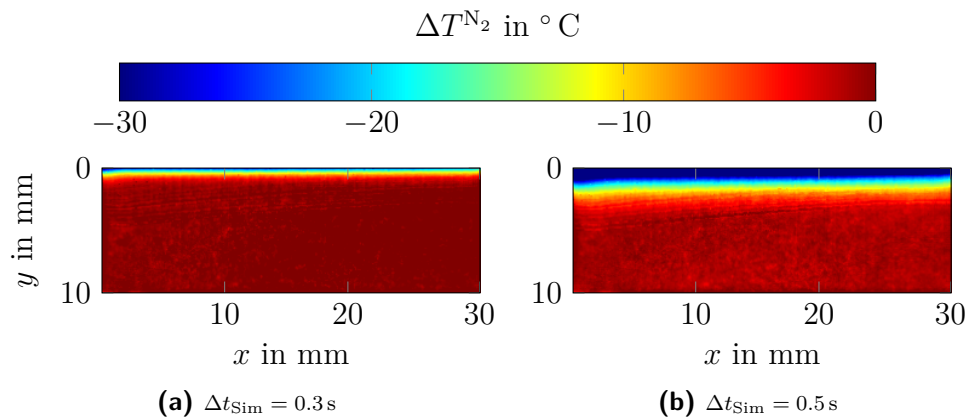


**Abbildung 5.3.:** Örtliche Temperaturverteilung für vier Zeitpunkte nach Zuführung der  $\text{LN}_2$ -Kühlung im Falle der Überströmung [28].

betrachtete Zeitintervall größer, so nimmt die Temperaturdifferenz zu. Die Simulationszeit stellt somit einen Parameter dar, der als Input vorgegeben werden muss. Bei der genauen Wahl von  $\Delta t_{\text{Sim}}$  gibt es folgendes zu beachten:

- Durch Relation (5.7) wird ersichtlich, dass durch die IGIM ein mittleres  $\dot{q}_{\text{N}_2}$  im betrachteten Simulationszeitraum  $\Delta t_{\text{Sim}}$  berechnet wird. Soll der instantane Wärmestrom berechnet werden, so muss die Simulationszeit gegen 0 gehen.
- Ist die Simulationszeit klein, so ist der sich einstellende Temperaturunterschied  $\Delta T^{\text{N}_2}$  ebenfalls klein. Liegt die Temperaturdifferenz in der gleichen Größenordnung wie die Messungenauigkeit der Kamera, so ergibt sich für  $\dot{q}_{\text{N}_2}$  ein stark verrauschtes Ergebnis.

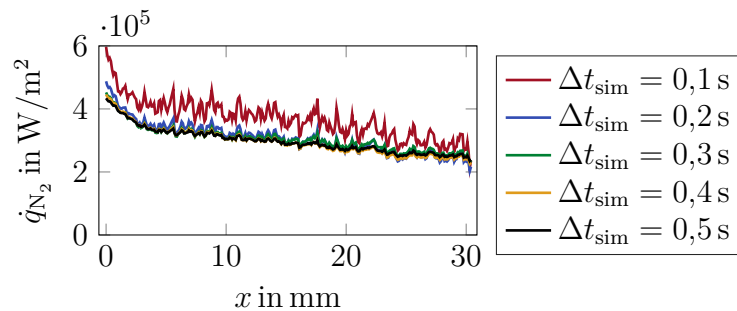
Um den Einfluss von  $\Delta t_{\text{Sim}}$  auf die berechneten Wärmeströme zu visualisieren, sind in Abbildung 5.5 die mittels Gleichung (5.7) berechneten Wärmestromdichten als Funktion des Ortes zum Zeitpunkt  $t = 1$  s für verschiedene  $\Delta t_{\text{Sim}}$  variiert. Für  $\Delta t_{\text{Sim}} > 0,1$  s fallen die Kurven nahezu aufeinander. Die Ergebnisse sind somit wenig sensitiv bzgl.  $\Delta t_{\text{Sim}}$ , weshalb es nicht nötig ist,



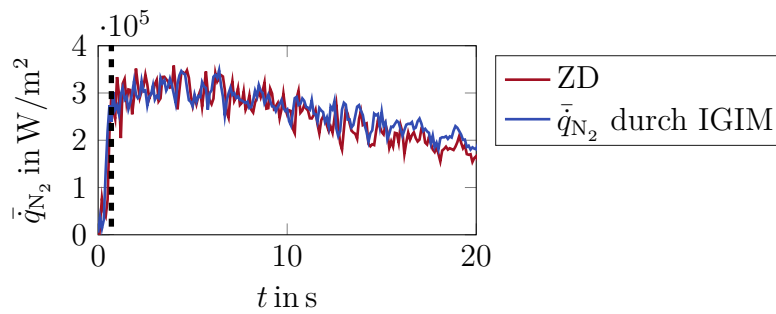
**Abbildung 5.4.:** Örtliche Verteilung von  $\Delta T^{N_2}$ .

die Simulationszeit je nach betrachtetem Fall zu verändern. Im Falle der Überströmung wird ein Wert von  $\Delta t_{\text{sim}} = 0,3 \text{ s}$  verwendet. Da die Aufnahme-frequenz aufgrund der höheren zu erwartenden Wärmeübergänge im Falle des Prallstrahls von 10 auf 100 Hz erhöht wurde, wurde für die Prallströmung  $\Delta t_{\text{sim}} = 0,1 \text{ s}$  gesetzt.

Durch eine örtliche Mittelung von  $\dot{q}_{N_2}(x, t)$  kann die mittlere Wärmestrom-dichte  $\bar{q}_{N_2}$  als Funktion der Zeit berechnet werden. Wird die gesamte betrach-tete Fläche bilanziert, so kann  $\bar{q}_{N_2}$  ebenfalls durch (5.3) bestimmt werden. Abbildung 5.6 zeigt einen Vergleich beider Kurven. Die Berechnung des Diffe-rentials in Gleichung (5.3) erfolgt mittels zentralem Differenzenquotienten (ZD). Da beide Kurven nahezu aufeinanderliegen, kann davon ausgegangen werden, dass die mittels der IGIM bestimmten ortsabhängigen Wärmestrom-dichten eine hohe Genauigkeit besitzen.



**Abbildung 5.5.:** Örtlicher Verlauf der mittels IGIM bestimmten Wärme-stromdichte  $\dot{q}_{N_2}(x)$  für verschiedene Simulationszeiten  $\Delta t_{\text{sim}}$  zum Zeitpunkt  $t = 1 \text{ s}$  [28].



**Abbildung 5.6.:** Direkter Vergleich der berechneten zeitlichen Entwicklung der mittleren Wärmestromdichte (die gestrichelte Linie markiert den Zeitpunkt der  $\text{LN}_2$ -Zufuhr).

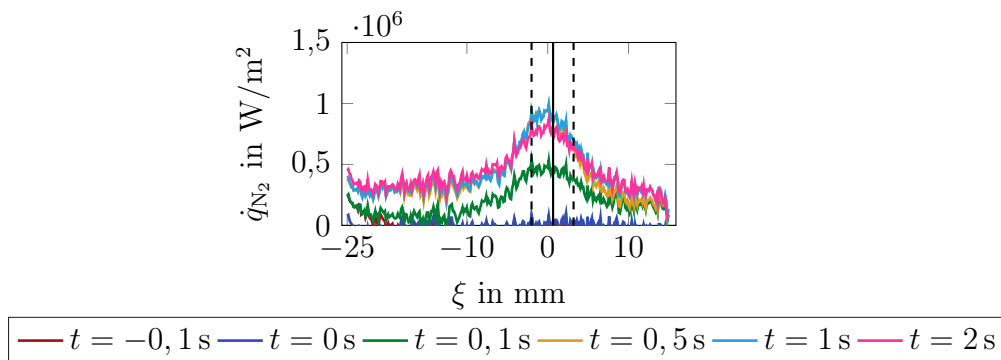
Anmerkung: Da sich für den alternativen Versuchsaufbau die Geometrie sowie Messebene verändern, erfolgt die Berechnung von  $\dot{q}_{\text{N}_2}$  minimal unterschiedlich. Eine detaillierte Ausführung findet sich in Anhang J.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die IGIM eine Möglichkeit bietet, die Wärmestromdichte als orts- und zeitabhängige Größe robust zu bestimmen, ohne hierfür die Temperaturgradienten exakt an einer Stelle bestimmen zu müssen. Im Ergebniskapitel 6 werden die  $\dot{q}_{\text{N}_2}(x,t)$  für alle relevanten Parameterkombinationen veranschaulicht, diskutiert und mit den numerischen Simulationsmodellen verglichen, um letztendlich die hohe Qualität der Ergebnisse zu bestätigen.

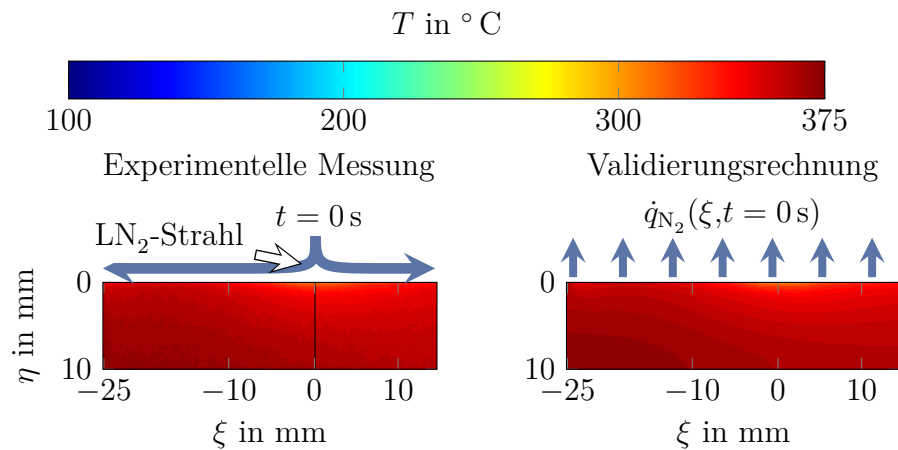
### 5.1.2. Validierung der Methodik anhand der Prallstrahlanordnung

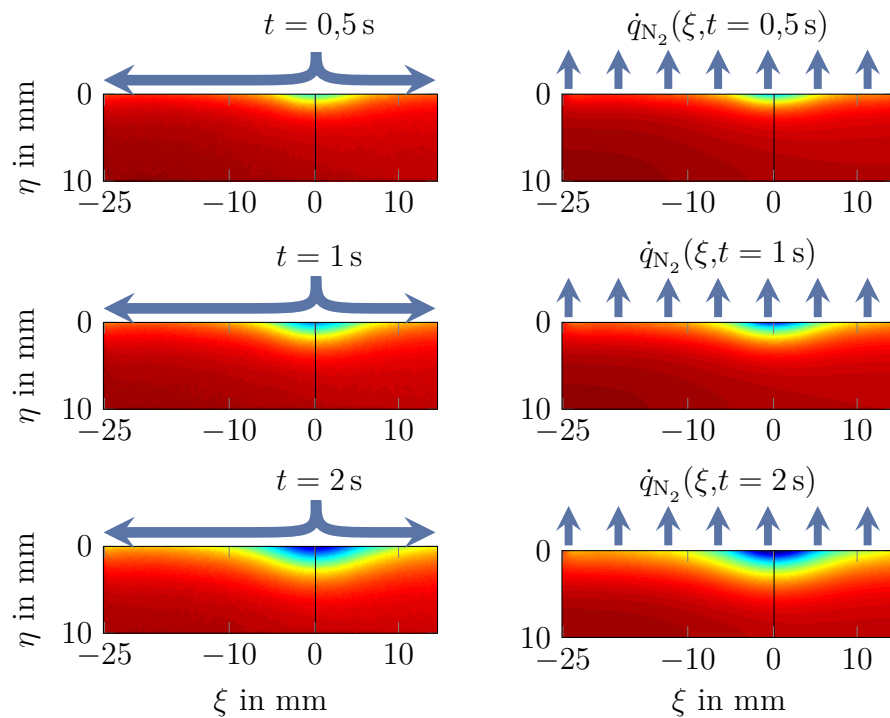
Dieser Abschnitt erläutert ein Verfahren, um die Qualität der mittels IGIM berechneten Wärmeübergänge zu bewerten. Hierfür wird zunächst die in Anhang E erläuterte 2-D Vergleichssimulation erstellt. Als Randbedingung an der Kontaktfläche werden die mittels der IGIM bestimmten Wärmeströme als Funktion von Ort und Zeit vorgegeben. In der Simulation wird somit lediglich die sich im Festkörper einstellende Wärmeleitung aufgrund des vorgegebenen Wärmeübergangs an der Kontaktfläche berechnet. Abbildung 5.7 zeigt den durch die IGIM ermittelten örtlichen Verlauf von  $\dot{q}_{\text{N}_2}$  für verschiedene ausgewählte Zeitpunkte  $t$  (Prallstrahlanordnung, Antrömwinkel von  $\gamma = 90^\circ$ ). Es ist ersichtlich, dass im Vergleich zur Überströmung eine stärkere örtliche Abhängigkeit gegeben ist, was die Motivation für die Berechnung nicht gemittelter Größen deutlich hervorhebt.

Die örtliche Abhängigkeit der Kühlleistung ist auch in der zeitlichen Temperaturentwicklung zu den angegebenen Zeitpunkten in Abbildung 5.7 ersichtlich. Die linke Seite zeigt hierbei die mittels Thermografiekamera experimentell bestimmte Temperaturverteilungen. Die rechte Seite zeigt die sich ergebende Verteilung im Festkörper in der Festkörpersimulation. Es zeigt sich, dass sowohl die Charakteristik des Temperaturverlaufs als auch die sich einstellenden Totalwerte sehr gut übereinstimmen. Würden sich die durch die IGIM bestimmten Wärmeübergänge stark von den realen Wärmeübergängen unterscheiden, so wären deutliche Unterschiede in den Temperaturfeldern erkennbar. Dies ist nicht der Fall, was für eine adäquate Bestimmung des Wärmeüberganges spricht.



**Abbildung 5.7.:** Zeitliche Entwicklung des örtlichen Wärmeübergangs vor und nach der Stickstoffzufuhr für die Ausströmgeometrie  $A_3$  und  $p_{Be} = 1$  bar (die gestrichelten Linien markieren die Abmessungen der Ausströmdüse).





**Abbildung 5.9.:** Validierungsrechnung für die Prallstrahlanordnung. Linke Seite: Zeitliche Temperaturentwicklung im Experiment. Rechte Seite: Zeitliche Temperaturentwicklung in der Validierungsrechnung.

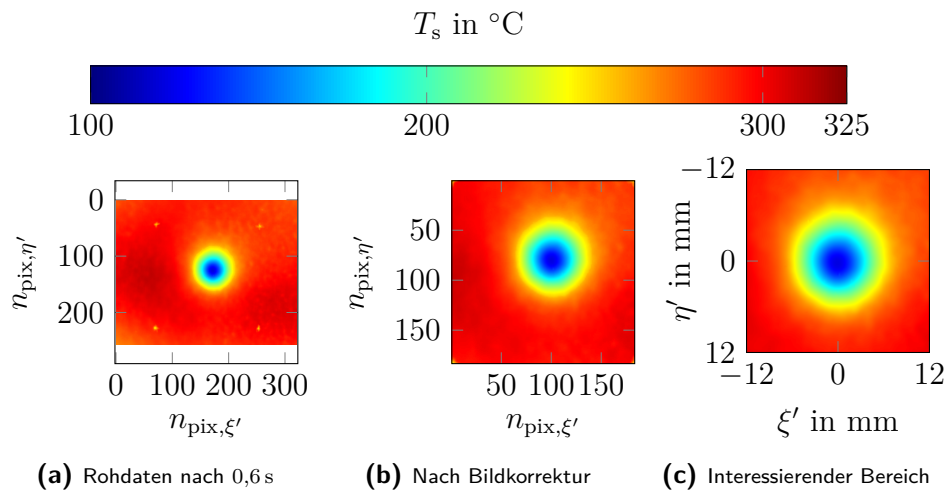
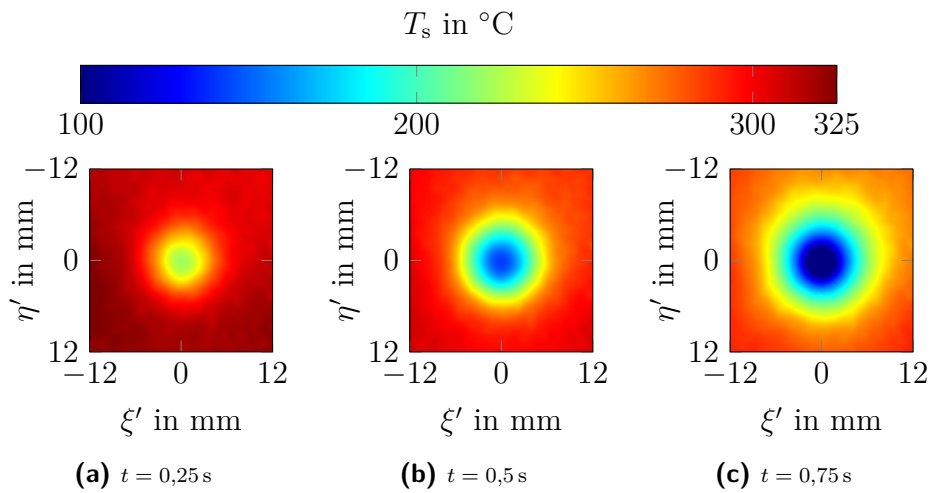
### 5.1.3. Zusammenfassung des Vorgehens

Die in den vorherigen Abschnitten erläuterten Einzelschritte werden im Folgenden anhand des Beispieldatensatzes:  $p_{\text{Be}} = 5 \text{ bar}$ ,  $A_{1,3}$ ,  $mU$  für den alternativen Versuchsaufbau zusammenfassend beschrieben. Das Vorgehen ist für jeden anderen Datensatz analog.

Der linke Bildausschnitt in Abbildung 5.10 zeigt das örtlich detektierte Temperaturfeld (Rohdaten)  $0,6 \text{ s}$  nach der Stickstoffzuführung. Deutlich ersichtlich sind die Markierungen auf der Probe, die Rückschlüsse auf die physikalische Dimension ermöglichen. Da eine vollständige lotgerechte Ausrichtung von Objekt zu Objektiv nicht möglich ist, wurden mittels eines Bildkorrekturverfahrens [119, 120] die Daten transformiert (Abbildung 5.10b). Damit die markierten Stellen im weiteren Verlauf des Postprocessings keinen störenden Einfluss auf das Ergebnis haben, wird als interessierender Bereich eine Ausdehnung von  $\pm 12 \text{ mm}$  in den Richtungen  $\xi'/\eta'$  definiert (Abbildung 5.10c).

Abbildung 5.11 zeigt die Temperaturverteilung für  $t = 0,25 \text{ s}$ ;  $0,5 \text{ s}$  sowie  $0,75 \text{ s}$  nach Beginn der Kühlung. Deutlich erkennbar ist die starke Ortsabhän-

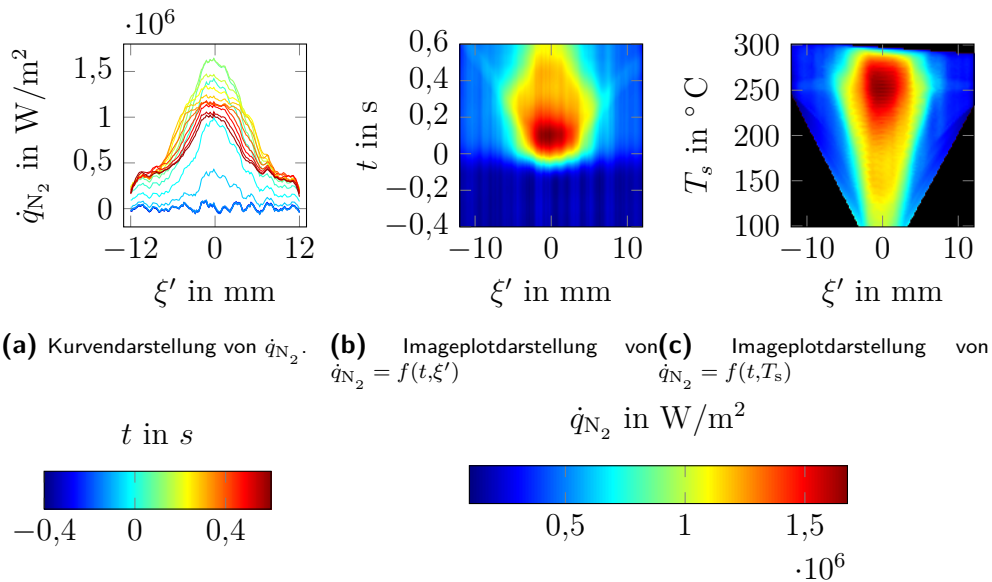



**Abbildung 5.10.:** Nachbearbeitung der Rohdaten

**Abbildung 5.11.:** Örtliche Temperaturverteilung nach  $t = 0,25$  s;  $0,5$  s und  $0,75$  s nach Zuführung der Kühlung

gigkeit der Kühlung. Durch Anwendung der IGIM können nun, basierend auf den gewonnenen Temperaturfeldern  $T(\xi', \eta', t)$ , die Wärmeströme  $\dot{q}_{N_2}(\xi', \eta', t)$  bestimmt werden. Da die Düse rotationssymmetrisch ist, entsprechen die gezeigten Wärmeströme der Verteilung entlang jeder beliebigen Linie, die durch den Strahlauftreffpunkt verläuft. Um die Symmetrie zu symbolisieren, wird die örtliche Variable  $\xi'$  eingeführt.

In Kapitel 6 werden die experimentell bestimmten  $\dot{q}_{N_2}$  in einer Imageplotdarstellung visualisiert. Hierfür wird in Abbildung 5.12 zunächst erläutert,

wie sich diese Art der Darstellung aus den gewonnenen Daten ableiten lässt. In dem in Abbildung 5.12a gezeigten Diagramm bedeutet eine negative Zeit  $t$ , dass die Stickstoffzuführung noch nicht erfolgte, und somit rein konvektiver Wärmeübergang bzw. Strahlungsaustausch mit der Umgebung stattfindet. Für  $t > 0$  s erfolgt somit eine Kühlung. Abbildung 5.12b zeigt die gleiche Information in einer leicht abgewandelten Form, wodurch jeder gemessene Zeitpunkt abgebildet werden kann. Da das Temperaturfeld zu jedem Zeitpunkt bekannt ist und die zeitliche Temperaturentwicklung durch die Abkühlung monoton verläuft, kann eine Transformation von  $\dot{q}_{N_2}(\xi', t)$  nach  $\dot{q}_{N_2}(\xi', T_s)$  erfolgen. Die schwarzen Bereiche in Abbildung 5.12c kennzeichnen, dass zu keinem Zeitpunkt eine entsprechende Temperatur bei dem angegebenen Wert von  $\xi'$  gemessen wurde. Somit liegen in diesem Bereich keine Datenpunkte vor. Da der Fokus jedoch bei  $\xi' = 0$  und größeren Werten von  $T_s$  liegt, ist dies von untergeordneter Bedeutung.



**Abbildung 5.12.:** Verschiedene Darstellungsarten der berechneten Wärmeströme  $\dot{q}_{N_2}$

## 5.2. Simulation

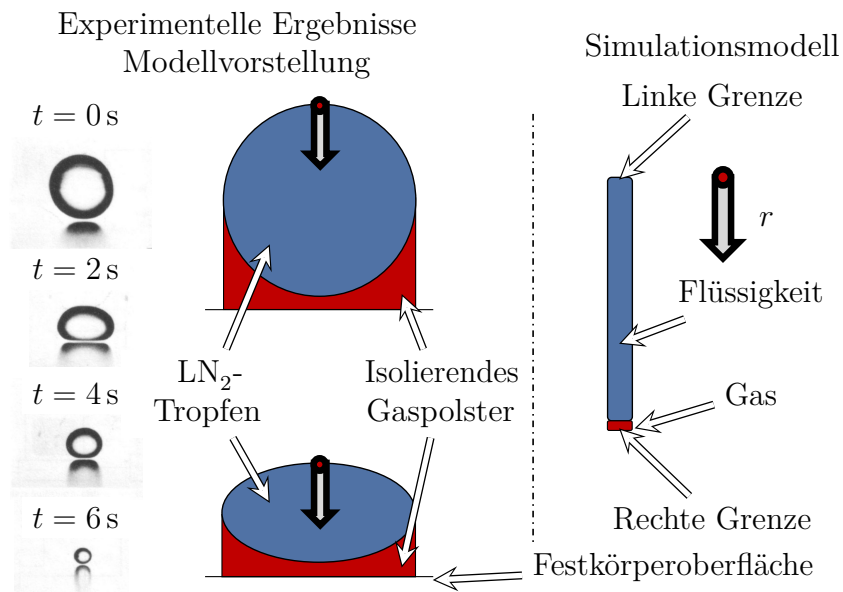
Im Folgenden werden die Ergebnisse der detaillierten 1-D Tropfenverdampfungssimulation dargestellt. Darauf aufbauend wird ein Validierungsfall erläutert, der einen direkten Vergleich zwischen dem detaillierten Verdampfungsmodell aus der 1-D Simulation und dem empirischen Verdampfungsmodell aus dem 2-D Modell ermöglicht. Abschließend wird das 2-D Simulationsmodell für die Prallstrahlanordnung anhand einer Beispielsimulation detailliert diskutiert.

Da ein direkter Vergleich von 1-D und 2-D Modell erfolgt, wird im Folgenden kurz auf die Unterschiede bzgl. des Interface-Trackings eingegangen. Während im detaillierten 1-D Modell ein anderer Satz an Gleichungen am Interface gelöst wird, und somit die exakte Lage jederzeit bekannt ist, wird das Interface beim 2-D Modell lediglich durch die Werte des Phasenbruches  $\alpha$  definiert. Somit stellt das Interface einen Übergang von  $\alpha = 1$  zu  $\alpha = 0$  bzw.  $\alpha = 0$  zu  $\alpha = 1$  dar. Dieser Übergang erfolgt über einige wenige Zellen. Die VOF-Methode hat somit zur Folge, dass das Interface leicht verwäscht.

### 5.2.1. Verdampfung eines $\text{LN}_2$ -Tropfens (1-D)

#### Modellierung

Das erläuterte 1-D Modell wurde bereits mehrfach erfolgreich zur Simulation von Verbrennungsprozessen angewandt und validiert [92–95]. Da in der vorliegenden Arbeit der Code auf den kryogenen Temperaturbereich erweitert wurde, soll im Folgenden das 1-D Modell mit einem Experiment mit flüsigem Stickstoff verglichen werden. Hierfür eignen sich die experimentellen Untersuchungen von Chandra et al. [39], in denen die Verdampfung eines einzelnen Stickstofftropfens unter verschiedenen Bedingungen beobachtet wurde. Abbildung 5.13 zeigt die zeitliche Entwicklung der Tropfengeometrie für eine beispielhafte Messung. Zusätzlich dazu ist die Veränderung der Tropfengeometrie schematisch visualisiert. Diese entspricht zum Versuchsbeginn einem  $\text{LN}_2$ -Tropfen, der auf einem isolierenden Gaspolster schwebt, das sich zwischen Festkörper und Flüssigkeit ausbildet. Im Allgemeinen entspricht dies einer 2-D Modellvorstellung. Anhand des Zeitpunktes  $\tau = 2$  s ist ersichtlich, dass sich die Form des Tropfens während des Verdampfungsvorgangs ändert und keineswegs dauerhaft eine Kugelgeometrie vorliegt. Mittig verlaufen die Grenzflächen Festkörper-Gas sowie Flüssigkeit-Gas jedoch annähernd parallel. Aus diesem Grund scheint es naheliegend, näherungsweise eine planare Geometrie anzunehmen ( $\beta = 0$ ). Zur Veranschaulichung ist in beiden Prin-



**Abbildung 5.13.:** Schematische Darstellung des Tropfen-Simulationsmodells anhand der experimentellen Untersuchungen von Chandra et al. [39]

zipskizzen ebenfalls das in der Simulation verwendete Koordinatensystem eingezeichnet. Wie bei nahezu allen numerischen Berechnungen müssen an den Begrenzungen des Rechengebiets geeignete Randbedingungen definiert werden. Die Berechnung der Grenzfläche ist davon nicht betroffen, da sie simultan mit dem vorliegenden Gleichungssystem gelöst wird. Zusätzlich dazu müssen stoffspezifische Eigenschaften, wie z. B. die Wärmeleitfähigkeit oder die spezifische Wärmekapazität, definiert werden. Detaillierte Informationen dazu folgen im nächsten Abschnitt.

Folgende Informationen sind aus dem Experiment bekannt:

- Die Anfangstemperatur des Stickstofftropfens entspricht der Siedetemperatur  $T_S = -196,15^\circ\text{C}$  bei Umgebungsdruck.
- Der Tropfendurchmesser beträgt zu Beginn  $d_{\text{init}} = 2\text{ mm}$ .
- Die Temperatur der Festkörperoberfläche  $T_{\text{OF}}$  liegt bei Versuchsbeginn  $t = 0\text{ s}$  bei ca.  $17^\circ\text{C}$ . Diese verringert sich im Laufe des Versuches, je nach Oberflächengegebenheiten, aufgrund der Verdampfung des Stickstofftropfens. Die experimentell bestimmten Oberflächentemperaturen unterscheiden sich um maximal  $5^\circ\text{C}$  im Vergleich zur Anfangstemperatur.

- Als zeitlicher Verlauf ist die Abnahme des Tropfendurchmessers sowie die Dicke der entstehenden Gasschicht bekannt. Des Weiteren liegen Angaben zu den Oberflächengegebenheiten vor.

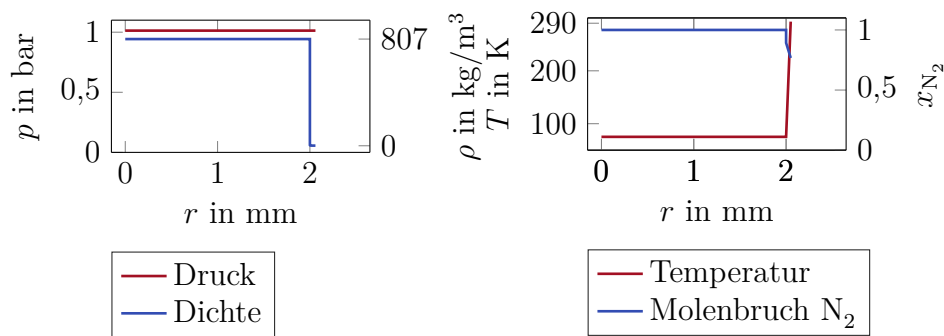
Diese Informationen werden genutzt, um die Simulation mit analogen Anfangs- bzw. Randbedingungen zu berechnen und somit eine Vergleichbarkeit zum Experiment zu ermöglichen. Hierbei ist anzumerken, dass im Simulationsmodell keinerlei Modellierung der Oberflächenspannung erfolgt, da die Verdampfung maßgeblich durch die Energiezufuhr kontrolliert wird.

### Anfangs- und Randbedingungen

Für jede Variable ist es notwendig, eine Anfangsbedingung als Funktion des Ortes zu definieren. Abbildung 5.14 zeigt diese beispielhaft für  $p, \rho, T$  sowie  $x_{N_2}$ . Der starke Sprung einiger betrachteter Größen zeigt deutlich, dass das Interface Flüssigkeit-Gas bei  $r = 2$  mm liegt. Die Normierungsvariable  $a$  wird an allen Gitterpunkten mit 1 initialisiert.

Die verwendeten Randbedingungen sind in Tabelle 5.1 ersichtlich. Durch die Einführung von Gleichung (4.17) hat das System einen weiteren Freiheitsgrad. Hierdurch ist es möglich, folgende Systeme zu berechnen:

- konstante Masse in der Gasphase:  $\partial a / \partial t = 0$
- konstantes Volumen in der Gasphase :  $\partial r_{\max} / \partial t = 0$
- von außen vorgegebenes Volumen der Gasphase durch Angabe von  $r_{\max}(t)$
- konstanter Druck in der Gasphase :  $\partial p / \partial t = 0$



**Abbildung 5.14.:** Anfangsverteilung der Zustandsgrößen  $p, \rho, T$  sowie  $x_{N_2}$

	$r = 0$	$r = r_{\max}$
$p$	zG	zG
$T$	zG	fV
$x_i$	zG	fV

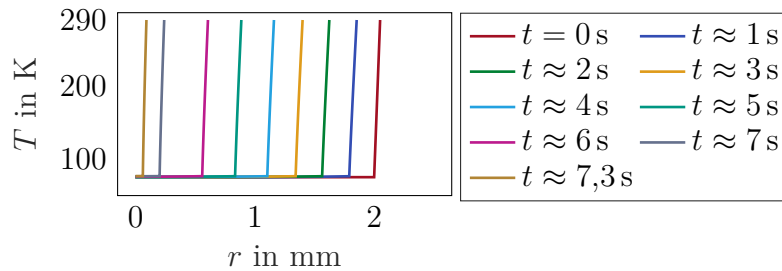
**Tabelle 5.1.:** Randbedingungen für das 1-D Verdampfungsmodell; zG=zeroGradient; fV=fixedValue

Da kein 2-D Simulationsmodell vorliegt, ist es nur schwer möglich, das Strömungsverhalten der verdunstenden/verdampfenden Flüssigkeit vollständig abzubilden. Aus diesem Grund wird die zeitliche Entwicklung der Gasschichtdicke durch eine Zwangsbedingung vorgegeben. Die Ergebnisse von Chandra et al. [39] zeigen, dass die Dicke des Gaspolsters zwischen Festkörper und Flüssigtropfen jedoch zeitlich stark variiert. Im nächsten Abschnitt wird ein vereinfachtes Modell abgeleitet, wodurch es möglich ist, die Dicke der Gasschicht physikalisch motiviert vorzugeben.

### Modellierung der zeitlichen Entwicklung der Gasschichtdicke

Die in Abbildung 5.13 gezeigte Modellvorstellung verdeutlicht, dass die sich entwickelnde Strömung in der Gasphase, zusätzlich zu einer Komponente in die  $r$ -Richtung, ebenfalls einen Anteil orthogonal dazu besitzt. Wäre dies nicht der Fall, so würde die gesamte an der Unterseite verdampfende Masse zur Entwicklung der Gasschichtdicke beitragen. Es scheint logisch, dass die verdampfende Masse zumindest teilweise seitlich entweicht. Um dieses Verhalten abzubilden, wäre eine 2-D Betrachtungsweise notwendig. Arbeiten wie die von Byrons et al. [121] zeigen jedoch, dass eine vereinfachte Beschreibung der zeitlichen Entwicklung der Gasschichtdicke ebenfalls für den 1-D Fall möglich ist. Folgende Annahmen wurden in der genannten Arbeit getroffen:

- Die Dicke der entstehenden Gasschicht basiert auf einem Kräftegleichgewicht zwischen der Gewichtskraft des Tropfens sowie dem Druck in der Gasphase [121].
- Die Strömung ist laminar [121].
- Das entstehende Gaspolster basiert rein auf der durch Verdampfung entstehenden Gasmasse. Die Verdampfung ist eine direkte Folge des Wärmetransportes aus der Gasphase [121].



**Abbildung 5.15.:** Örtliche Temperaturverteilung  $T(r)$  für einige ausgewählte Zeitpunkte

- Die Gasschichtdicke ist keine Funktion der Koordinate, die parallel zur Oberfläche verläuft [121].

Unter Berücksichtigung der Kräftebilanz am Tropfen, der Massenerhaltung sowie der Impulserhaltung lässt sich folgende Beziehung ableiten: [121]

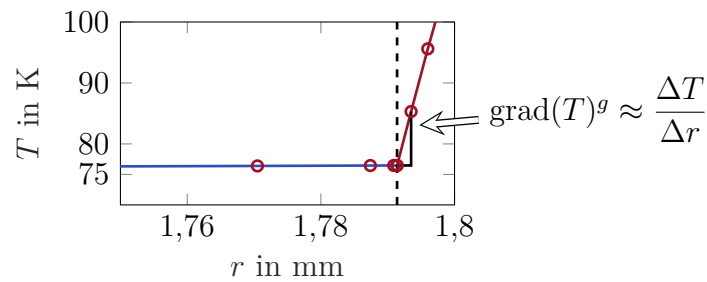
$$\delta = \sqrt[3]{\frac{1}{\bar{\rho}^l - \bar{\rho}^g} \frac{3\pi\phi_{\text{vap}}\bar{\mu}^g r_0^4}{2\bar{\rho}^g}}. \quad (5.8)$$

Hierbei beschreiben die mit „ $\bar{\phantom{x}}$ “ gekennzeichneten Größen die in der entsprechenden Phase gemittelte Größe. In der Originalarbeit [121] war der zeitliche Verlauf einiger Größen aus Relation (5.8) nicht detailliert bekannt. Demgegenüber werden während der Simulation alle enthaltenen Größen zu jeder Zeit berechnet, weshalb die Gasschichtdicke ebenfalls zu jedem Zeitpunkt berechnet werden kann.

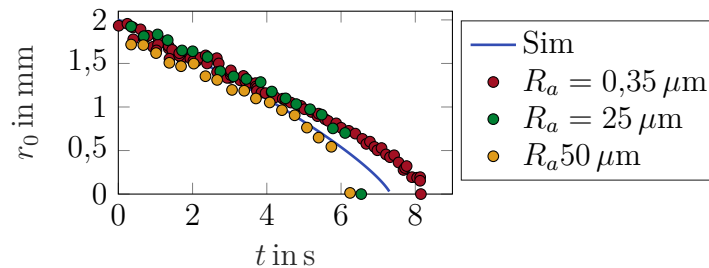
### Detaillierte Analyse der Tropfenverdampfung

In Abbildung 5.15 ist der örtliche Verlauf der Temperaturverteilung für das gesamte Rechengebiet für einige ausgewählte Zeitpunkte dargestellt. Abbildung 5.16 zeigt hingegen das Interface in einer stark vergrößerten Ansicht; die gestrichelte Linie kennzeichnet dabei das Interface. Durch die adaptive Gitteranpassung können große Gradienten aufgelöst werden, sodass  $\text{grad}(T)$  mit hoher Genauigkeit berechnet werden kann [30, 91, 93–95].

Abbildung 5.17 zeigt den zeitlichen Verlauf des experimentell bestimmten Tropfendurchmessers für verschiedene Oberflächenrauigkeiten [39] sowie die entsprechenden Simulationsergebnisse des vorgestellten Modells. Zunächst ist auffallend, dass die Geschwindigkeit, mit der der Tropfen verdampft bzw. verdunstet, für einen zunehmend kleineren Tropfen im Experiment eine deutliche Abhängigkeit von der Oberflächenrauigkeit besitzt. Dies kann mit



**Abbildung 5.16.:** Veranschaulichung des Temperaturgradienten am Interface Flüssigkeit-Gas

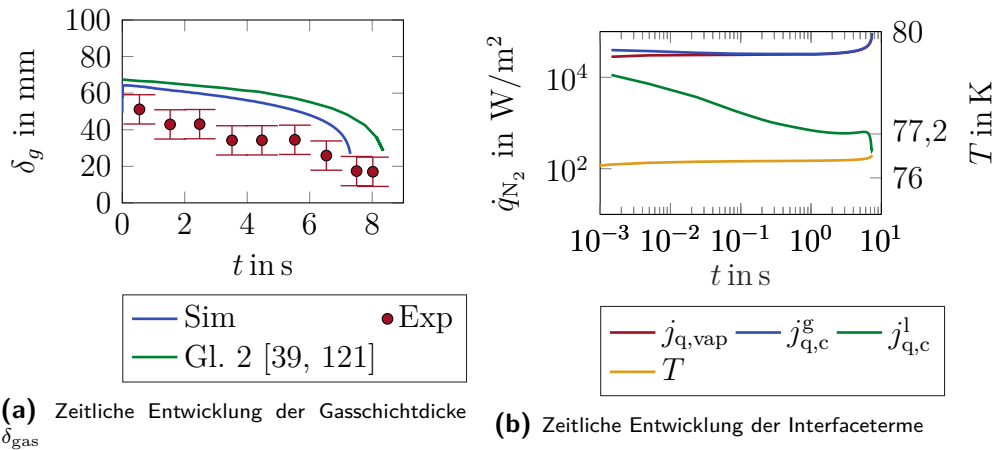


**Abbildung 5.17.:** Direkter Vergleich zwischen der zeitlichen Entwicklung des Tropfendurchmessers aus Chandra et al. sowie den Simulationsergebnissen

Hilfe des Simulationsmodells nicht untersucht werden, da der Festkörper nicht im Detail modelliert wird. Dennoch stimmen die berechneten Werte aus der Simulation sehr gut mit den experimentell bestimmten überein. Darüber hinaus ähneln sich die Steigung sowie Krümmung der Kurven stark. Während für größere Tropfendurchmesser der zeitliche Verlauf annähernd linear verläuft, nimmt die Steigung  $dr/dt$  mit der Zeit und somit für kleinere Tropfen deutlich zu. Der Grund hierfür kann der zeitlichen Entwicklung der Gasschichtdicke  $\delta_g$ , die in Abbildung 5.18a dargestellt ist, entnommen werden. Deutlich ersichtlich ist, dass die Gasschichtdicke sowohl im Experiment als auch in der Simulation mit der Zeit abnimmt.

Abbildung 5.18b zeigt die zeitliche Entwicklung der für die Verdampfung relevanten Terme am Interface. Vereinfacht ausgedrückt zeigt dieses Diagramm, welcher Anteil der durch  $j_{q,c}^g$  vorhandenen Leistung bzw. Energie für die Verdampfung ( $j_{q,vap}$ ) aufgebracht wird und welcher Anteil zu einer weiteren Aufheizung der Flüssigkeit ( $j_{q,c}^l$ ) führt. Bei Umgebungsdruck liegt für reines  $\text{LN}_2$  eine Siedetemperatur von 77,2 K vor. Aus theoretischer Sicht liegt die Temperatur bei reiner Verdampfung und ausreichender Energiezufuhr marginal oberhalb der Siedetemperatur, da für die notwendige Siedekeimbildung



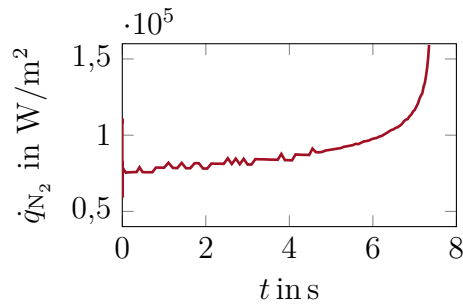
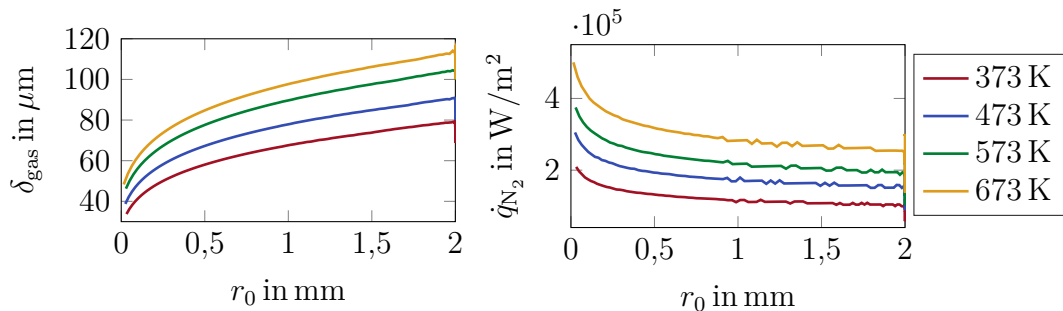


**Abbildung 5.18.:** Veranschaulichung der zeitlichen Entwicklung von  $\delta_{\text{gas}}$  und  $T$  sowie der einzelnen Terme am Interface Flüssigkeit-Gas

eine gewisse Temperaturdifferenz zum Siedezustand vorliegen muss. Ist diese vorhanden, so können die in der Grenzschicht vorhandenen oberflächenbezogenen Widerstände überwunden werden, sodass es zu einer Blasenbildung kommt. Da kein Modell für die Oberflächenspannung implementiert wurde, ergibt sich eine marginal kleinere Temperatur. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird jedoch ersichtlich, dass dies für die geplanten makroskopischen Untersuchungen von untergeordneter Bedeutung ist. Weiterhin veranschaulicht die Abbildung, dass in den relevanten Zeitskalen die gesamte zur Verfügung stehende Energie zur Verdampfung genutzt wird. Dies ist eine wichtige Erkenntnis, die im 2-D Simulationsmodell nochmals diskutiert wird.

Durch das vorgestellte Modell kann der sich einstellende Wärmestrom Festkörper-Fluid  $\dot{q}_{\text{N}_2}$  grob abgeschätzt werden. Eine detaillierte Angabe ist nicht möglich, da dynamische Prozesse wie der konvektive Transport den Wärmeübergang maßgeblich beeinflussen [28, 29]. Eine Berechnung von  $\dot{q}_{\text{N}_2}$  ist aufgrund der Gitteranpassung in der Gasphase in analoger Weise zu der Berechnung von  $j_{\text{q,vap}}$  möglich. Für den Fall einer variablen Gasschichtdicke und einer Anfangstemperatur von  $T_0 = 75$  K ergibt sich der in Abbildung 5.19 zeitliche Verlauf des wandnahen Wärmestroms.

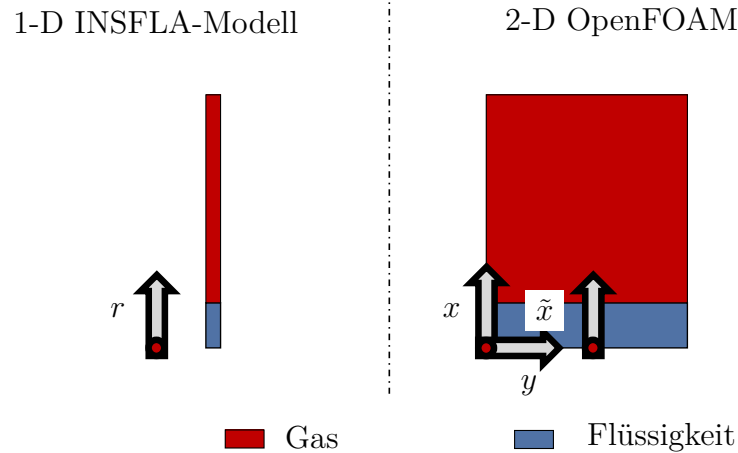
Es zeigt sich, dass  $\dot{q}_{\text{N}_2}$  zeitlich nicht konstant, sondern umgekehrt proportional zur Entwicklung der Gasschichtdicke verläuft. Dies ist so zu erwarten, da die Gasschichtdicke die Größe der Temperaturgradienten in der Gasphase und somit auch den Wärmeübergang zum Festkörper stark beeinflusst. Interessant ist zu beobachten, inwieweit sich der Wärmestrom bei Variation der Temperatur bei  $r_{\text{max}}$  verändert. Für eine konstante Gasschichtdicke scheint es


**Abbildung 5.19.:** Zeitliche Entwicklung der Wärmestromdichte  $\dot{q}_{N_2}$ 

**(a)** Verlauf der Gasschichtdicke als Funktion der Dicke der Flüssigkeitsschicht **(b)** Verlauf der Wärmestromdichte  $\dot{q}_{N_2}$  als Funktion der Dicke der Flüssigkeitsschicht

**Abbildung 5.20.:** Veranschaulichung der Temperaturabhängigkeit von der Gasschichtdicke  $\delta_{\text{gas}}$ , der Flüssigkeitsdicke  $r_0$  und der Wärmestromdichte  $\dot{q}_{N_2}$ 

naheliegender, dass der Wärmeübergang entsprechend der Temperaturveränderung skaliert [30]. Im Hinblick auf die implementierte Gleichung (5.8) für die Dicke der sich ausbildenden Gasschicht ist ersichtlich, dass eine höhere Temperatur die mittlere Gasdichte  $\bar{\rho}^g$ , die Verdunstungsstromdichte  $\Phi_{\text{vap}}$  sowie die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda^g$  erheblich beeinflusst. Eine direkte Abhängigkeit von der Temperatur ist nicht gegeben, sodass der unmittelbare Zusammenhang mit der Temperaturänderung keineswegs trivial ist.

Abbildung 5.20a zeigt die Entwicklung der Gasschichtdicke, aufgetragen über die Dicke der Flüssigkeitsschicht für verschiedene Randtemperaturen. Abbildung 5.20b visualisiert die sich einstellenden Wärmeströme  $\dot{q}_{N_2}$ . Auf den ersten Blick scheint es überraschend, dass der Wärmeübergang mit zunehmendem  $\delta_{\text{gas}}$  ebenfalls ansteigt. Physikalisch lässt sich die Zunahme der Gasschichtdicke anhand der deutlich beschleunigten Tropfenverdampfung erklären. Die höhere Verdunstungsstromdichte führt dazu, dass mehr Masse pro Zeit vom flüssigen in den gasförmigen Zustand übergeht. Da die Ver-



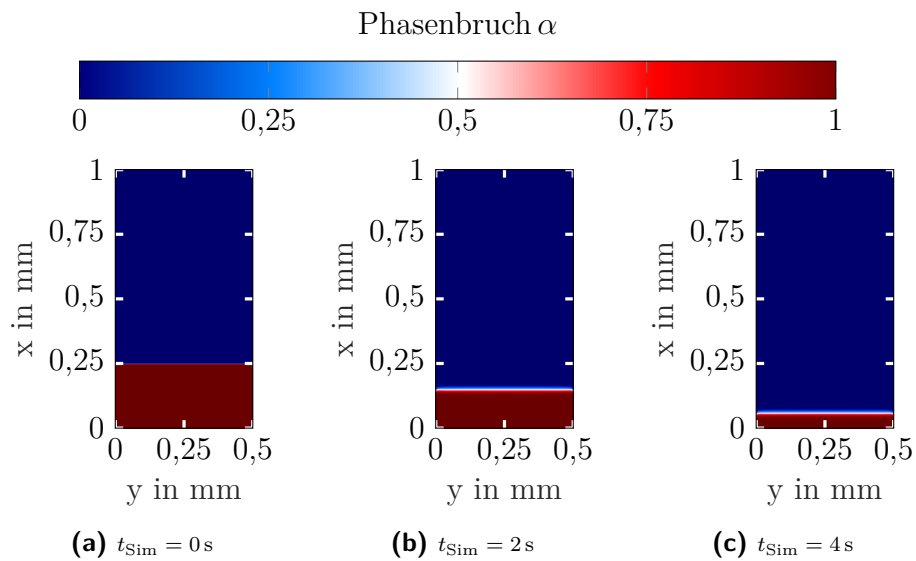
**Abbildung 5.21.:** Schematische Darstellung des Validierungsfalls zur Bewertung des empirischen Verdampfungsmodells

dunstung jedoch durch den Transport in der Gasphase begrenzt ist, entsteht ein Gleichgewicht zwischen der Verdunstungsgeschwindigkeit und den sich einstellenden Temperaturgradienten in der Gasphase, was folglich zu einem höheren Wärmeübergang  $\dot{q}_{N_2}$  führt. Im Hinblick auf die weitere Modellbildung sind folgende Erkenntnisse festzuhalten:

- Die Gasschichtdicke zwischen Festkörper und Flüssigkeit variiert je nach vorliegenden Bedingungen. Für den untersuchten Bereich ergeben sich Werte im zweistelligen bis niedrig dreistelligen Mikrometerbereich.
- Der sich einstellende Wärmestrom zum Festkörper variiert ebenfalls zeitlich, sowie in Abhängigkeit der vorliegenden physikalischen Gegebenheiten. Die durchgeführten Untersuchungen lassen lediglich Rückschlüsse für den statischen Fall zu. Eine erste grobe Abschätzung der Kühlleistung von  $LN_2$  ist jedoch möglich.

### 5.2.2. Validierung des 2-D Verdampfungsmodells

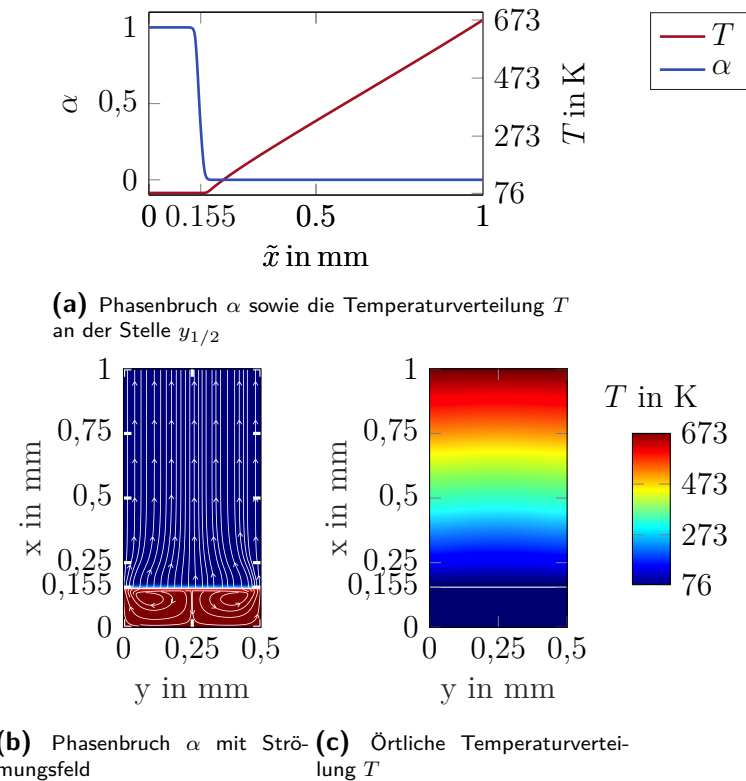
Bevor im weiteren Verlauf der Arbeit die Prallstrahlkühlung detaillierter untersucht wird, wird zunächst mit Hilfe des bereits mit experimentellen Daten validierten 1-D Verdampfungsmodells der in diesem Abschnitt vorgestellte 2-D Solver analysiert werden. In Abbildung 5.21 ist ein entsprechender Fall dargestellt, der mit beiden Simulationsmodellen berechnet werden kann. Die Dicke der Flüssigkeitsschicht beträgt zu Beginn  $250 \mu\text{m}$ , die Gasschicht hat



**Abbildung 5.22.:** Zeitliche Entwicklung der räumlichen Verteilung des Phasenbruchs  $\alpha$

eine Dicke von  $750 \mu\text{m}$ . Im Falle der 2-D OpenFOAM Simulation ist das Rechengebiet bei  $y_{\min}$  und  $y_{\max}$  durch eine Wand beschränkt. Die Koordinate  $\tilde{x}$  verläuft genau bei  $1/2 y_{\max}$ , um einen möglichen Einfluss der Randbedingungen zu minimieren. Bei  $r_{\max}$  bzw.  $\tilde{x}_{\max}$  kann das Gas ein- bzw. ausströmen, sodass der Druck im Rechengebiet konstant bleibt. Dies ist notwendig, da das 2-D Modell im Gegensatz zum detaillierten 1-D Modell die Gasphase als inkompressibel ( $\rho = \text{konstant}$ ) modelliert. Die Rand- bzw. Anfangsbedingungen der Temperatur sind in beiden Fällen analog. Während bei  $r_{\min}$  bzw.  $\tilde{x}_{\min}$  eine Neumann-Randbedingung ( $\text{grad}(T) = 0$ ) vorliegt, beträgt der Wert bei  $r_{\max}$  bzw.  $\tilde{x}_{\max}$  konstant  $400^\circ\text{C}$ . Als Anfangsbedingung wurde für alle weiteren Punkte bzw. Zellen der Wert  $T = 76,15 \text{ K}$  einheitlich gesetzt. Durch eine derartige Wahl der Anfangs- bzw. Randbedingungen kann somit ebenfalls validiert werden, inwiefern die Aufheizung der Gasphase korrekt modelliert wird.

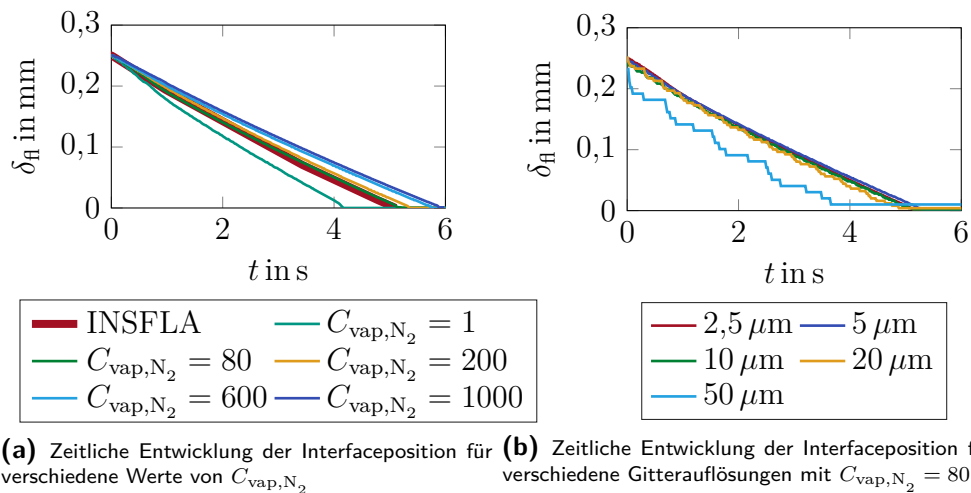
Abbildung 5.22 zeigt die zeitliche Entwicklung des Phasenbruchs  $\alpha$  für das vereinfachte 2-D Modell für ausgewählte Zeitpunkte. Durch einen Vergleich des Interfaces zum Zeitpunkt  $t_{\text{Sim}} = 0$  mit den anderen Zeitpunkten wird ersichtlich, dass sich dieses über mehrere Zellen streckt. Der Übergangsbereich von  $\alpha > 0,999$  zu  $\alpha < 0,001$  liegt im Bereich von 4-5 Zellen. Abbildung 5.23a veranschaulicht dies nochmals deutlicher durch eine Kurvendarstellung für den Zeitpunkt  $t = 2 \text{ s}$ . Im 1-D Modell (siehe Abbildung 5.15) ergibt sich



**Abbildung 5.23.:** Veranschaulichung der Zustandsgrößen  $\alpha$ ,  $v$  sowie  $T$  als Funktion des Ortes für den Zeitpunkt  $t = 2\text{ s}$

im Gegensatz dazu ein scharfkantiger Knick am Interface, da die exakte Lage zu jedem Zeitpunkt bekannt ist. In Abbildung 5.23b und 5.23c ist das jeweilige Strömungsfeld bzw. der Temperaturverlauf dargestellt. Da bei  $y_{\min}$  sowie  $y_{\max}$  eine No-Slip Randbedingung vorliegt, ist die Strömung in der Mitte des Rechengebietes im Vergleich zur Wandnähe leicht beschleunigt, was dazu führt, dass die Isothermen nicht vollständig parallel zu  $x = \text{constant}$  verlaufen. Da somit das Strömungsfeld der Gasphase in Oberflächennähe eine Komponente in die  $y$ -Richtung besitzt, kommt es zu einer Wirbelbildung in der Flüssigkeit. Die hierbei entstehenden Geschwindigkeiten sind jedoch minimal, weshalb die Oberfläche nahezu horizontal verläuft.

Die Gitterauflösung im 2-D Modell beträgt  $2,5\ \mu\text{m}$  für alle Fälle. Im 1-D Modell ist die Lage des Interfaces zu jeder Zeit bekannt. Für das 2-D Modell wurde als Grenzphasenbruch  $\alpha = 0,5$  gewählt. Untersuchungen haben jedoch gezeigt, dass das Ergebnis wenig sensitiv diesbezüglich ist, sodass Werte zwischen 0,1 und 0,9 zu nahezu analogen Ergebnissen führen.



**Abbildung 5.24.:** Zeitlicher Verlauf der Dicke der Flüssigschicht

In Abbildung 5.24a ist die zeitliche Entwicklung der Interfaceposition bei einer Variation des Input-Parameters  $C_{vap,N_2}$  aufgezeigt. Obwohl  $C_{vap,N_2}$  um bis zu einem Faktor 1000 variiert, liegen die sich ergebenden Kurvenverläufe in einem identischen Bereich. Dies liegt daran, dass die Verdampfungsmodellierung auf der Temperaturänderung in der jeweiligen Zelle beruht und somit maßgeblich durch den Energietransport beeinflusst wird. Für den weiteren Verlauf der Arbeit soll der Wert  $C_{vap,N_2} = 80$  als konstant angenommen werden, sodass keine weitere Variation erfolgt. Abbildung 5.23b zeigt die zeitliche Entwicklung der Lösung für eine variierende Gitterauflösung. Es wird deutlich, dass eine Auflösung von  $20 \mu m$  oder feiner zu einem nahezu identischen Verlauf führt. Durch direkten Vergleich mit der Gitterauflösung der 1-D INSFLA Simulation zeigt sich, dass diese in der Nähe des Interfaces im Bereich von  $5 - 15 \mu m$  liegt, was die dargestellten Ergebnisse bestätigt. Hierbei ist zu betonen, dass im INSFLA-Code eine Gitterpunktanpassung bzgl. der örtlichen Diskretisierung implementiert wurde, weshalb davon auszugehen ist, dass die Gitterauflösung ausreichend genau ist.

### 5.2.3. Anfangs- und Randbedingungen für die Simulation der Prallstrahlanordnung

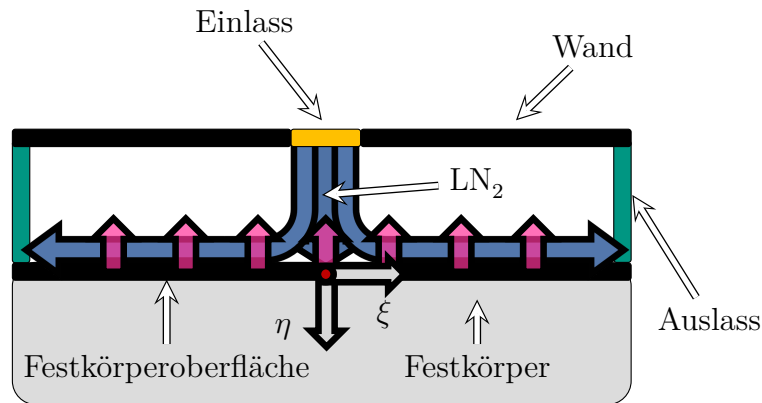
Die in den vorherigen Abschnitten gezeigten Validierungsuntersuchungen zeigen, dass das entwickelte Modell zur physikalischen Beschreibung der Verdampfung von  $LN_2$  für die vorliegenden Bedingungen geeignet ist. Der nächste Schritt ist es einen Rechenfall aufzusetzen, der die systematische Untersu-

chung des Wärmeüberganges für verschiedene Geometrien ermöglicht. Aus Gründen der Übersichtlichkeit soll in diesem Abschnitt jedoch lediglich das Modell anhand eines Beispiels erläutert werden. Die Untersuchung des Wärmeüberganges beispielsweise durch Parametervariation erfolgt im Abschnitt 6.

Eine schematische 2-D Skizze der untersuchten beispielhaften Prallstrahlanordnung ist in Abbildung 5.25 dargestellt. Da die Düse eine runde Ausströmgeometrie besitzt, liegt im Grunde eine 3-D Problemstellung vor. Der  $\text{LN}_2$  strömt jedoch nach dem Austritt aus der Düse in eine rechteckige Geometrie. Darüber hinaus beträgt die Tiefe der experimentellen Probe ( $\zeta$ -Richtung) lediglich 5 mm, was im Vergleich zur Probenlänge ( $\xi$ -Richtung) von 50 mm deutlich kleiner ist. Aus den genannten Gründen ist eine 2-D planare Betrachtung durchaus sinnvoll.

Im Folgenden soll zunächst die reine Strömung betrachtet werden, während eine zusätzliche Festkörperbetrachtung in einer gekoppelten Simulation in Abschnitt 6.6 erfolgt. Der Zustandsvektor  $\mathbf{Y}$  zur Beschreibung der Strömung beinhaltet somit die folgenden unabhängigen Variablen  $\mathbf{Y} = (\alpha, v, T, p_{\text{rgh}})$ . Die Dichte ist eine abhängige Variable, da sie sich lediglich basierend auf  $\rho'$ ,  $\rho''$  und  $\alpha$  berechnen lässt. Es ist notwendig, für alle unabhängigen Variablen Anfangs- und Randbedingungen zu bestimmen. Tabelle 5.2 gibt einen Überblick über die Randbedingungen:

In den nächsten Abschnitten werden die Einlassrandbedingungen für die Geschwindigkeit und den Phasenbruch sowie die Modellierung der Turbulenz



**Abbildung 5.25.:** 2-D Modellvorstellung für die Prallstrahlanordnung mit entsprechender Benennung der Begrenzungsflächen des Rechengebiets

	Einlass	Auslass	FK-Oberfläche	Wand
$\alpha$	siehe Abschnitt 5.2.3	zG	zG	zG
$v$	siehe Abschnitt 5.2.3	zG	nS	nS
$T$	fV	zG	zG	fV
$p_{\text{rgh}}$	zG	zG	zG	fV

**Tabelle 5.2.:** Randbedingungen für die Zustandsgrößen  $\alpha, v, T$ , sowie  $p_{\text{rgh}}$ ; zG=zeroGradient; fV=fixedValue; nS=noSlip

am Einlass kurz thematisch diskutiert. Im Anschluss daran werden anhand der Beispielsimulation die angesprochenen Punkte veranschaulicht und bewertet.

### Einlassrandbedingungen für die Geschwindigkeit und den Phasenbruch

Auf Basis der experimentell bestimmten Daten ergeben sich für die in dieser Arbeit relevanten Strömungsgeschwindigkeiten Reynolds-Zahlen im höheren 4-stelligen bis unteren 5-stelligen Bereich, je nach Annahme des Dampfgehalts. Des Weiteren liegt bei Betrachtung von Abbildung 3.22 die Vermutung nahe, dass das vorliegende örtliche Geschwindigkeitsprofil hoch komplex ist. Aus diesem Grund stellt sich die Frage, welche Art der Randbedingung für die Strömungsgeschwindigkeit z. B. am Einlass vorgegeben werden soll. OpenFOAM bietet standardmäßig verschiedene Möglichkeiten hierfür. Da die experimentellen Untersuchungen gezeigt haben, dass Geschwindigkeitsfluktuationen im Strömungsfeld durchaus vorhanden sind, wird in dieser Arbeit die sogenannte turbulentInlet-Randbedingung [114] verwendet. Vereinfacht ausgedrückt wird eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit vorgegeben, die mit zufälligen skalaren Werten addiert bzw. subtrahiert wird. Mit Hilfe eines empirischen Ansatzes wird verhindert, dass sich aufeinanderfolgende Werte an einem Punkt stark unterscheiden. Jedoch ist dies lediglich für den zeitlichen und nicht für den örtlichen Verlauf implementiert, sodass Fluktuationen durch die Randbedingungen entstehen, diese jedoch nach einer gewissen Strömungslänge dissipieren [114]. Die Größe der Fluktuation werden über den skalaren Inputparameter  $C_{\text{fl}}$  definiert [114]. Aus dem Experiment sind die exakten turbulenten Einströmbedingungen jedoch unbekannt, weshalb es sich somit um einen Modellierungsparameter handelt. Als Phasenbruch wird einheitlich der Wert  $\alpha = 1$  vorgegeben. Dies wird dadurch motiviert, dass aufgrund der Unterkühlung nahezu reines  $\text{LN}_2$  ausströmt. Im Folgenden sollen die angesprochenen Punkte anhand einer beispielhaft durchgeführten Simulation diskutiert werden.



### 5.2.4. Detaillierte Analyse der Prallstrahlströmung

Im vorliegenden Abschnitt wird eine exemplarische 2-D Simulation detailliert diskutiert und mit einer durchgeführten 3-D Simulation verglichen. Dies ist besonders für die Modellierung der Turbulenz notwendig, da diese im Allgemeinen ein 3-D Phänomen darstellt. Um ein besseres Verständnis zu gewährleisten, werden zunächst der Einstromvorgang sowie die Modellierung der Turbulenz am Einlass für das 2-D Simulationsmodell eingehend erläutert.

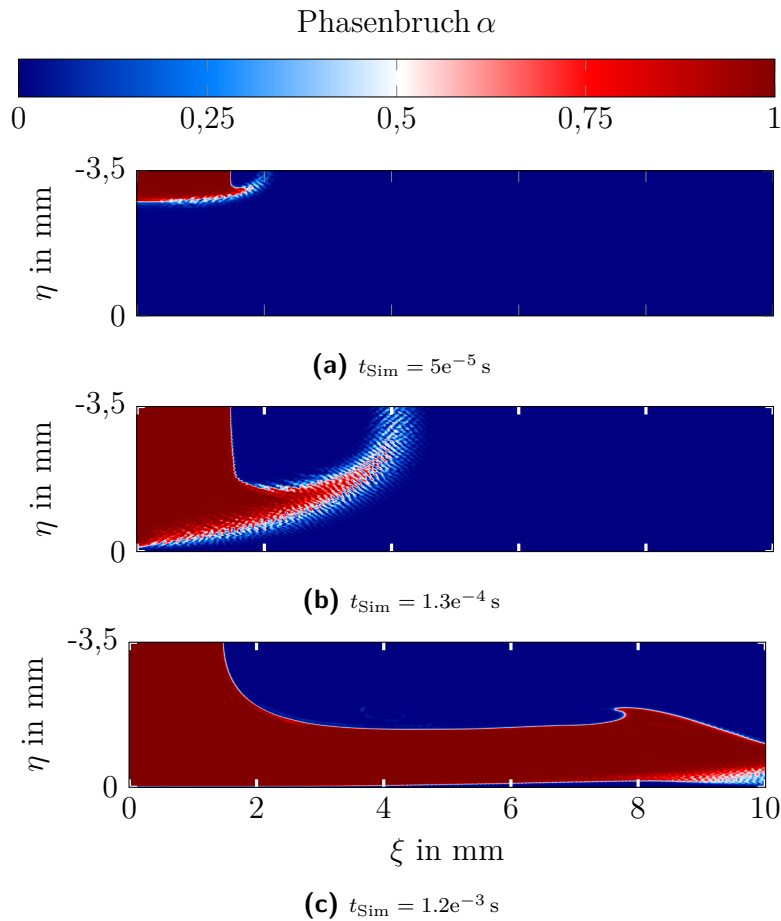
#### Anfangs- und Randbedingungen

Am Einlass wird für den Phasenbruch  $\alpha$  ein Wert von 1 vorgegeben, somit liegt reiner  $\text{LN}_2$  vor. Die mittlere Einstromgeschwindigkeit  $\bar{v}$  beträgt (0; -15) m/s, was den maximal zu erwartenden Geschwindigkeiten basierend auf den Untersuchungen aus Abschnitt 3.2.4 entspricht. Da teilweise Fluktuationen bei der Geschwindigkeit am Einlass durch den Parameter  $C_{fl}$  vorgegeben werden, ist es sinnvoll, ebenfalls in der Zeit gemittelte Größen zu betrachten. Diese werden im Folgenden mit einem horizontalen Balken „ $\bar{\quad}$ “ über der Größe gekennzeichnet.

Im gesamten Rechengebiet wurde die Anfangstemperatur, analog zur Einlassstemperatur, auf 76,15, K festgelegt. Zusätzlich wurde der Phasenbruch initial auf 0 gesetzt, wodurch zu Beginn ausschließlich reines Gas im gesamten Simulationsgebiet vorliegt. Durch Division der zu überströmenden Länge mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit lässt sich erkennen, dass das Rechengebiet bei der simulierten Realzeit von 0,05 s ungefähr 30 Mal durchströmt wird. Dadurch kann gewährleistet werden, dass die anfänglichen Effekte, die aufgrund der gewählten Anfangsbedingungen auftreten können, bereits abgeklungen sind.

#### Einströmvorgang

Die Abbildungen 5.26a-5.26c zeigen den Phasenbruch  $\alpha$  während des Einströmens für verschiedene Simulationszeitpunkte. Da die Viskosität von Gas und Flüssigkeit stark unterschiedlich sind, verformt sich das Interface während des Einströmens aufgrund der auftretenden Scherkräfte, sodass es zu einer Art Wirbelbildung kommt. Hierbei veranschaulicht Abbildung 5.26, dass die Anwendung der VOF-Methode nicht ohne Weiteres für jede beliebige vorliegende mehrphasige Problemstellung geeignet ist. Anstatt eines klar definierten Interfaces kommt es zu einer Art Verwaschung, die jedoch am Ende des Einlaufprozesses deutlich reduziert wird. Ist eine detaillierte Auflösung der Grenzflächen zu jeder Zeit notwendig, z. B. bei der Untersuchung einer



**Abbildung 5.26.:** Veranschaulichung des Phasenbruchs für den Einströmvorgang bei einer Einströmgeschwindigkeit von  $\bar{v} = (0; -15 \text{ m/s})$

einzelnen Tropfenverdampfung, so kann die Gitterauflösung verfeinert werden, was im Allgemeinen dazu führt, dass das Interface sich über einen kleineren Bereich streckt. Aus diesem Grund sind sogenannte „dynamic meshes“ bzw. ein an eine Bedingung geknüpfte lokale Gitterverfeinerung (adaptive mesh refinement) aktuell Bestandteil wissenschaftlicher Untersuchungen. In dieser Arbeit wird jedoch auf eine derartige Gitteranpassung verzichtet, da für die offenen Fragestellungen die  $\mu\text{m}$ -genaue Auflösung des Interfaces von untergeordneter Relevanz ist.

### Variation der Turbulenz am Einlass

In diesem Abschnitt soll auf die Variation der Einströmrandbedingung eingegangen werden. Als Gitter wird einheitlich in allen Simulationen eine Zellgröße von  $20 \mu\text{m}$  vorgegeben, wohingegen in wandnähe eine Gitterverfeinerung auf  $10 \mu\text{m}$  erfolgt. Inwiefern die Auflösung ausreichend ist wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Die Fluktuationen am Strömungseinlass werden mittels der vorgestellten Randbedingung modelliert. Untersucht werden  $C_{\text{fl}} = 0,01; 0,1; 0,3$  sowie  $0,6$ . Alle anderen Größen werden konstant gehalten. Als Temperatur bei  $\eta = 0$  wird zunächst der konstante Wert  $400^\circ\text{C}$  vorgegeben. Gezeigt wird im Folgenden

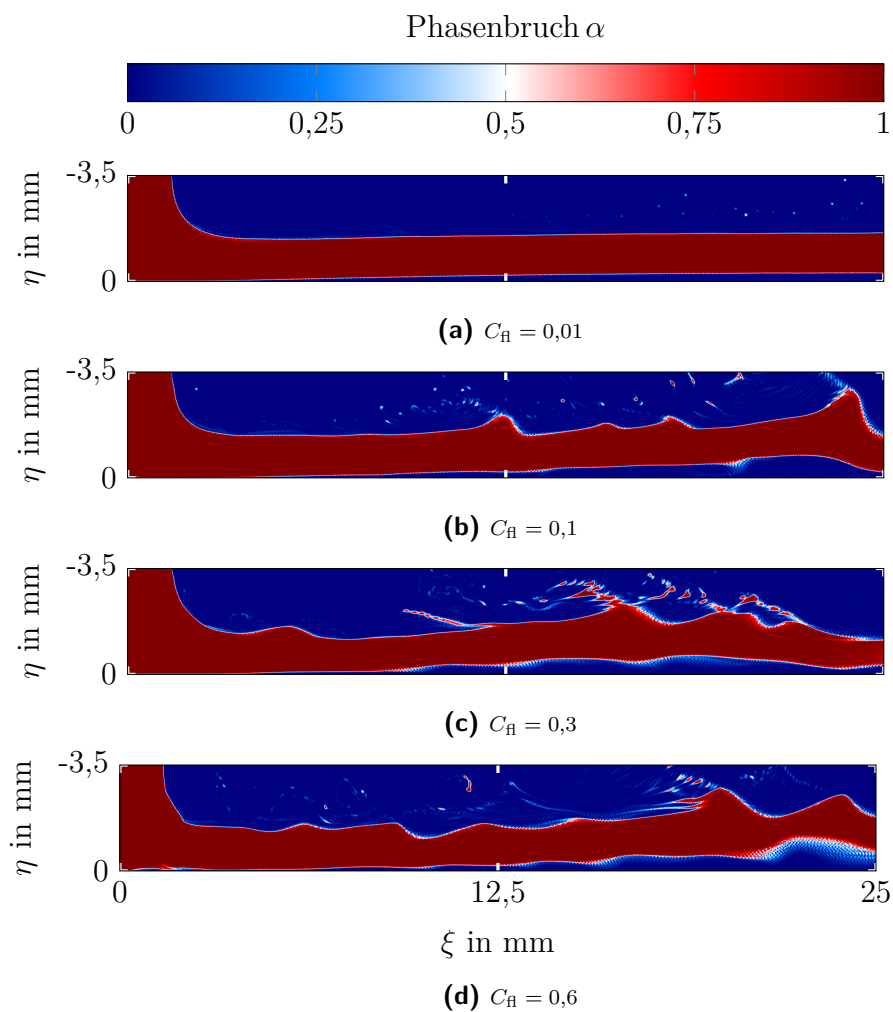
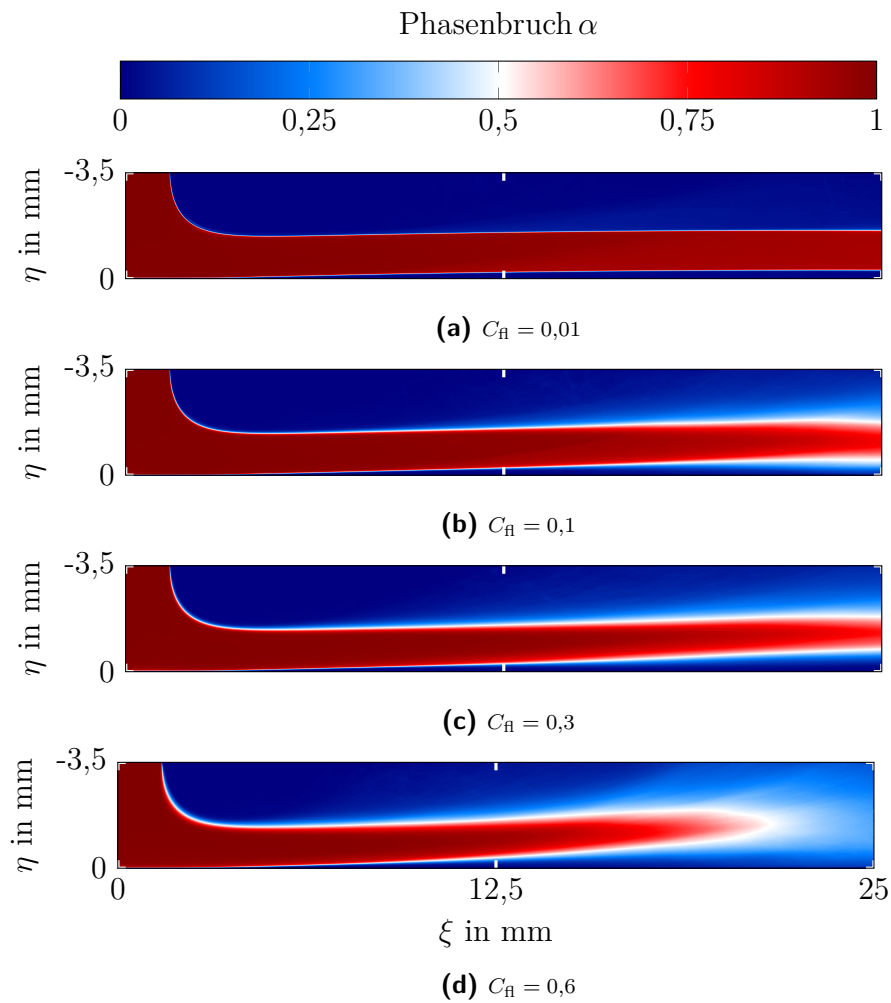
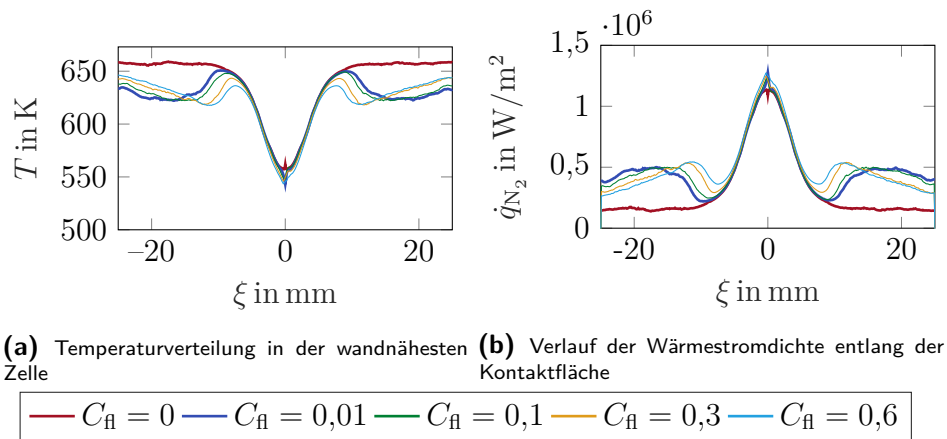


Abbildung 5.27.: Instantaner Phasenbruch zum Zeitpunkt  $t = 0,05 \text{ s}$



**Abbildung 5.28.:** Veranschaulichung des gemittelten Phasenbruchs über die gesamte betrachtete Simulationszeit von 0,05 s

das instantane Profil des Phasenbruchs zum Zeitpunkt  $t = 0,05$  s (Abbildung 5.27) sowie der mittlere Phasenbruch über der gesamten Simulationszeit (Abbildung 5.28). Es zeigt sich, dass die turbulente Einlassrandbedingung bei Variation von  $C_f$  zu einem veränderten Strömungsbild führt. Dies war so zu erwarten, da hierdurch ein über den Ort nicht konstantes Geschwindigkeitsprofil resultiert, das zu einer Verwirbelung der Grenzschicht beiträgt. Dies wird noch deutlicher anhand des über die Zeit gemittelten Phasenbruchs. Während für  $C_f = 0,01$  das gemittelte Profil nahezu identisch dem Profil zum Zeitpunkt  $t = 0,05$  s entspricht, wird mit Zunahme von  $C_f$  die zunehmende Turbulenz bzw. Durchmischung ersichtlich.



**Abbildung 5.29.:** Zeitlich gemittelter örtlicher Verlauf der Temperatur bzw. Wärmestromdichte an der Grenzfläche

Für die Berechnung des Wärmestromes  $\dot{q}_{N_2}$  ist die Bestimmung des wandnahen Temperaturgradienten notwendig. Abbildung 5.29a zeigt die zeitlich gemittelte Temperaturverteilung in der ersten Zelle entlang der gesamten Strömungslänge für die untersuchten Werte von  $C_{fl}$ . Für alle betrachteten Werte von  $C_{fl}$  liegt die Minimaltemperatur am Auftreffpunkt der Strömung vor, was so zu erwarten war. Werden keine Turbulenzen vorgegeben, so nimmt die Temperatur mit zunehmendem Abstand vom Strahlauftreffpunkt kontinuierlich zu. Nach einer Distanz von  $|\xi| = 1$  cm ändert sich die Temperatur mit zunehmender Strömungslänge nicht weiter maßgeblich, sodass annähernd ein konstanter Wert erreicht wird. Werden hingegen Fluktuationen am Einlass vorgegeben, so sieht für alle Werte von  $C_{fl}$  der charakteristische Verlauf des Temperaturprofils unterschiedlich aus. Während das globale Minimum wiederholt am Strahlauftreffpunkt auftritt, gibt es ein lokales Maximum der Temperatur im Bereich von  $\xi \approx \pm 1$  cm. Mit zunehmend größeren Werten von  $\xi$  nimmt die Temperatur wieder ab. Wohingegen für  $C_{fl} = 0,01$  die Temperaturdifferenz zwischen lokalem Maximum und dem Wert bei  $\xi \approx \pm 0,025$  m noch sehr groß ist, nimmt diese mit zunehmendem  $C_{fl}$  ab. Dieses Ergebnis wirkt zunächst überraschend und bedarf weiterer Erläuterung.

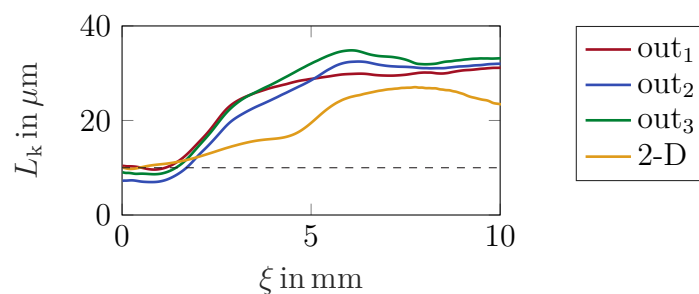
Da nun das Temperaturfeld in der ersten Zelle bekannt ist, kann der Temperaturgradient an der Wand durch Differenzenapproximation (die Wandtemperatur ist durch die gesetzte Dirichlet-Randbedingung ebenfalls bekannt) bestimmt werden. Durch den Nachweis der Gitterkonvergenz sowie dem direkten Vergleich des sich einstellenden adaptiven Gitters in der 1-D Simulation, kann davon ausgegangen werden, dass der Temperaturverlauf zwischen zwei

benachbarten Zellen linear verläuft, sodass Rückwärtsdifferenziation angewandt werden kann. Abbildung 5.29b veranschaulicht die berechneten Werte für  $\dot{q}_{N_2}$ . Aufgrund des Temperaturanstiegs im Bereich von  $|\xi| \approx 1$  kommt es dementsprechend zu einem Abfall der berechneten Wärmestromdichte. Der Maximalwert liegt im Bereich von  $1 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$ , was bereits eine aus wissenschaftlicher Sicht interessante Erkenntnis ist, da, wie in Abschnitt 2.5 bzw. in Tabelle 2.1 dargestellt, in der Literatur massive Abweichungen in den Totalwerten vorliegen. Die Beobachtung, dass der Koeffizient  $C_{\text{fl}}$  die Wärmestromdichte am Aufprallpunkt lediglich minimal verändert und somit keine hohe Sensitivität vorliegt, ist ebenfalls von großer Bedeutung, da der Punkt der maximalen Kühlleistung für die technische Anwendung von besonderer Relevanz ist.

### Vergleich 3-D und 2-D Simulation

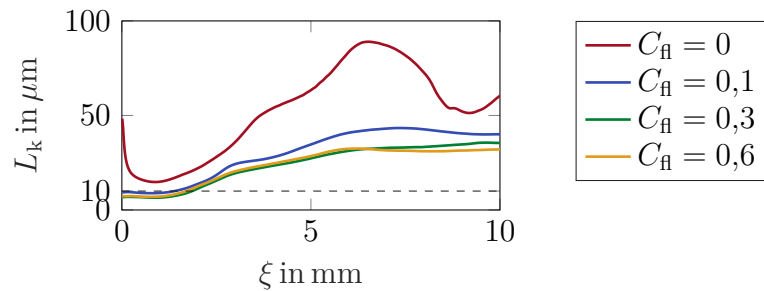
In diesem Abschnitt wird ein Vergleich zwischen einer 2-D und einer 3-D Simulation durchgeführt. Für die 3-D Simulation werden dabei 50 Gitterpunkte in die dritte Raumrichtung verwendet, was eine Ausdehnung von 0,5 mm zur Folge hat. Als Randbedingung in die dritte Dimension ( $\zeta$ ) wird einheitlich für alle Größen Symmetrie vorgegeben. Zur Modellierung der Turbulenz am Einlass wird  $C_{\text{fl}} = 0,6$  festgelegt, da es hinsichtlich der Turbulenz und Gitterauslegung den kritischsten Fall darstellt. Im Detail wird besonders auf  $L_k$  eingegangen. Für die 3-D Simulationen werden jeweils 3 Ebenen bei  $1/4 \zeta_{\text{max}}$  (out<sub>1</sub>),  $1/2 \zeta_{\text{max}}$  (out<sub>2</sub>) sowie  $3/4 \zeta_{\text{max}}$  (out<sub>3</sub>) festgelegt, um die Daten mit den 2-D Simulationen zu vergleichen.

Abbildung 5.30 zeigt einen Vergleich des örtlichen Verlaufs von  $L_k$  der 2-D sowie 3-D Simulation. Die gestrichelte Linie gibt die Zellgröße an der Wand an. Es zeigt sich, dass für out<sub>1</sub> -out<sub>3</sub> keine signifikanten Unterschiede



**Abbildung 5.30.:** Vergleich des örtlichen Verlaufs von  $L_k$  für die durchgeführten 2-D bzw. 3-D Simulationen mit  $C_{\text{fl}} = 0,6$ .

vorliegen. Zudem ergeben sich für die 2-D Simulation nahezu analoge Werte für  $L_k$ . Am Aufprallpunkt des Strahles liegen die berechneten Werte von  $L_k$  minimal unterhalb der gewählten Gitterauflösung. Dies bestätigt, dass der Aufprallpunkt der kritischste Bereich in Bezug auf die Gitterauflösung ist, was so zu erwarten war. Zusätzlich zeigt Abbildung 5.31 einen Vergleich des örtlichen Verlaufs von  $L_k$  für  $out_2$  bei variiertem Turbulenz am Einlass. Auch hier ist ersichtlich, dass die gewählte Auflösung sinnvoll ist. Es zeigt sich ebenfalls, dass für  $C_{fl} = 0$  eine deutlich gröbere Gitterauflösung möglich ist, was durch den geringeren Turbulenzgrad begründet werden kann.

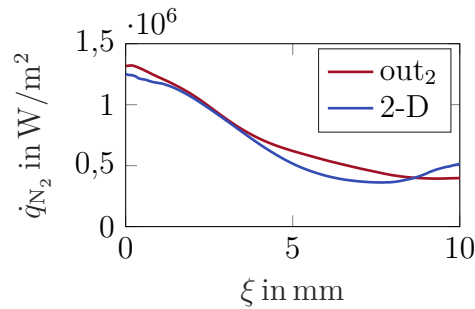


**Abbildung 5.31.:** Örtlicher Verlauf von  $L_k$  für  $out_2$  bei Variation der vorgegebenen Turbulenz am Einlass

Um sicherzustellen, dass die viskose Unterschicht ausreichend aufgelöst wird und keine Wandfunktionen benötigt werden, sollte der Wert von  $y^+$  idealerweise unterhalb von Eins liegen [115]. Für alle untersuchten Werte von  $C_{fl}$  ist dies gegeben. Analog zur Berechnung von  $L_k$  nimmt der Wert von  $y^+$  mit zunehmendem  $\xi$  ab. Der maximale Wert tritt bei  $\xi \approx 0$  auf und liegt bei  $y^+ \approx 1,1$ . Der mittlere Wert von  $y^+$  für  $C_{fl} = 0,6$  entlang der gesamten untersuchten Strömungslänge beträgt 0,305.

Da in dieser Arbeit ein besonderer Schwerpunkt auf der Bestimmung der Kühlleistung von  $LN_2$  liegt, wird im Folgenden auch die Vergleichbarkeit dieser Größe für 2-D und 3-D Simulationen untersucht. Die Gegenüberstellung der ermittelten Werte für  $\dot{q}_{N_2}$  in Abbildung 5.32, welche auf der Basis von zeitlich gemittelten örtlichen Temperaturverteilungen berechnet wurden, zeigt insgesamt eine gute Übereinstimmung sowohl in den Absolutwerten als auch im örtlichen Verlauf. Die Abweichungen bei  $|\xi| \approx 0$  betragen höchstens 5%. Auch die Abnahme von  $\dot{q}_{N_2}$  mit zunehmendem  $\xi$  verläuft nahezu identisch.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass eine Erweiterung des 2-D Modells in die dritte Dimension für den erläuterten Rechenfall keine wesentliche Auswirkung auf die relevanten Ergebnisse hat. Ein Vergleich der sich einstellenden Strömungsprofile, Druckprofile usw. führt zu einer analogen



**Abbildung 5.32.:** Vergleich des Verlaufs der Wärmestromdichte  $\dot{q}_{N_2}$  entlang der Kontaktfläche.

Schlussfolgerung, weshalb im Folgenden eine rein 2-D Betrachtung erfolgt. Dies hat insbesondere für die Durchführung von Parameterstudien extreme Vorteile, da dadurch die erforderliche Rechenleistung erheblich minimiert wird.

### Einfluss des Strömungsfeldes auf die sich einstellende Temperaturverteilung

Abbildung 5.33 zeigt die Wirbelstärke bzw. Rotation des Geschwindigkeitsfelds  $\text{rot}v$  für die durchgeführte 2-D Simulation. Ist diese null, so ist die Strömung wirbelfrei. Durch direkten Vergleich der drei Abbildungen 5.33a-5.33c zeigt sich, dass die Ausbildung des lokalen Temperaturmaximums im Bereich von  $0,7 \text{ cm} < \xi < 1,5 \text{ cm}$  stark mit der Rotation des Geschwindigkeitsfelds korreliert. Mit zunehmendem  $C_f$  steigt zwar global gesehen der Grad der Verwirbelung an, im Bereich von  $0,7 \text{ cm} < |\xi| < 1,2 \text{ cm}$  ist jedoch für keinen der gezeigten Berechnungen in Wandnähe eine Rotation des Geschwindigkeitsfeldes ersichtlich. Erst für  $|\xi| > 1,2 \text{ cm}$  nimmt der Wert von  $\text{rot}v$  für  $\eta \approx 0$  zu. Diese Erkenntnis lässt vermuten, dass das lokale Temperaturmaximum eine direkte Folge der Strömungscharakteristik ist. In Abschnitt 6 soll diese Beobachtung anhand experimenteller Daten verglichen und diskutiert werden.





## 6. Experimentelle und numerische Bestimmung des Wärmeübergangs

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse mit den numerischen verglichen. Um eine möglichst übersichtliche Darstellungsweise zu realisieren, werden unter Umständen nicht in jedem gezeigten Plot die Achsenbeschriftungen eingefügt. Ist dies der Fall, so gilt jeweils die vertikal/horizontal angegebene Beschriftung der danebenliegenden Darstellung.

Die Struktur dieses Abschnittes richtet sich nach einer systematischen Analyse der für die Kühlung relevanten Kenngrößen. Diese ist in erster Linie der sich einstellende Wärmeübergang  $\dot{q}_{N_2}$  in Abhängigkeit der vorliegenden Anströmbedingungen. Aber auch die zeitliche Entwicklung der Oberflächentemperatur des Festkörpers ist von Bedeutung, sodass hierauf ebenfalls eingegangen wird. Im Falle der numerischen Simulation sind weitere Kenngrößen von Bedeutung, die unter Umständen so im Experiment nicht detektiert werden können. Diese sollen, um eine abschließende ganzheitliche Bewertung zu ermöglichen, ebenfalls in diesem Abschnitt erläutert werden.

Anmerkung: Die experimentell bestimmten  $\dot{q}_{N_2}$  sind aufgrund der verwendeten Messtechnik mit einem Rauschen hinterlegt. Um die Daten entsprechend zu filtern, wird in Anhang D ein geeignetes Verfahren erläutert [28, 29]. Dies ermöglicht es die gewonnenen Daten ebenfalls zu fitten, was die Anwendbarkeit deutlich erhöht. Die in Abbildung 6.4 und 6.8 gezeigten experimentellen Ergebnisse entsprechen den gefitteten über jeweils mindestens drei Wiederholungen gemittelten Daten. Um die Übersichtlichkeit zu erhöhen, werden experimentelle Ergebnisse abschließend in der Bildunterschrift mit einem „Exp“ vermerkt, wohingegen numerische Ergebnisse durch ein „Sim“ gekennzeichnet werden.

## 6.1. Untersucher Parameterbereich

Der untersuchte Parameterbereich ist im Experiment und in der Simulation nicht vollständig identisch. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass sich im Experiment nicht jeder beliebige Anfangszustand ohne Weiteres einstellen lässt, wohingegen die Vorgabe einer Anfangsverteilung in der Simulation (z. B. vollständig homogene Temperaturverteilung im Körper) problemlos möglich ist. Weiterhin ergibt sich im Experiment die Strömungsgeschwindigkeit aus dem komplexen mehrphasigen Zustand in der Zuführung, wohingegen in der Simulation die Strömungsgeschwindigkeit vorgegeben wird. Folgender Parameterbereich wurde untersucht:

- Temperaturbereich:
  - Simulation: Variation Oberflächentemperatur von  $T_{\text{OF}} = 100 - 700\text{ °C}$
  - Experiment: Anfangstemperatur der Probe  $T_{\text{OF}} \approx 350 - 400\text{ °C}$ . Durch die kontinuierliche Abkühlung wird der ganze Temperaturbereich innerhalb des kalibrierten Bereichs untersucht.
- Anströmbedingung:
  - Simulation: Vorgabe von 2 der folgenden 3 Größen: Düsengeometrie  $d$ , mittlere Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$ , mittlerer Massenstrom  $\dot{m}$
  - Experiment: Bestimmung des mittleren Massenstroms  $\dot{m}$  sowie der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$  (siehe Kapitel 3)

## 6.2. Untersuchung der Kühlleistung von $\text{LN}_2$

### 6.2.1. Örtliche Abhängigkeit des Wärmeübergangs

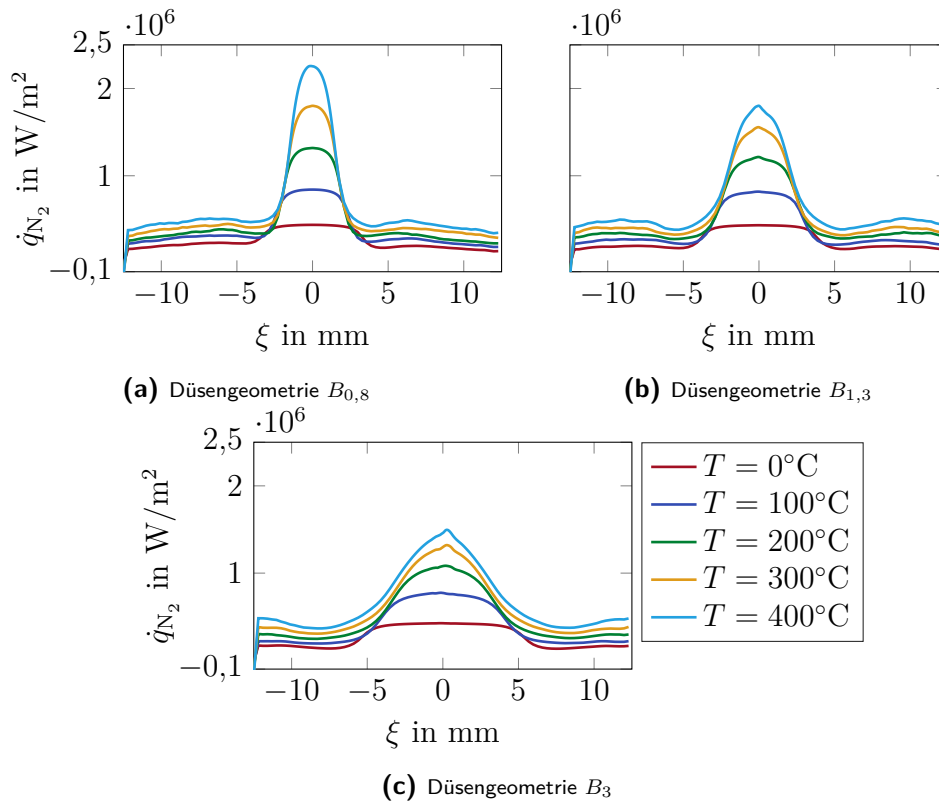
Bevor genauer auf die mittleren Größen eingegangen wird, soll in Abbildung 6.1 zunächst für eine Einströmgeschwindigkeit von  $\bar{v} = 15\text{ m/s}$  der örtliche Verlauf von  $\dot{q}_{\text{N}_2}$  für verschiedene Oberflächentemperaturen und Düsenquerschnittsflächen aufgezeigt werden. Zur Modellierung der Fluktuationen wurde der Faktor  $C_{\text{fl}} = 0,6$  gewählt. Folgende Erkenntnisse bzgl. der örtlichen Abhängigkeit können festgehalten werden:

- Die örtliche Verteilung ähnelt stark einer Gauß-Verteilung analog zu den experimentellen Ergebnissen in [29].

## 6. EXPERIMENTELLE UND NUMERISCHE BESTIMMUNG DES WÄRMEÜBERGANGS

---

- Der maximale Wärmeübergang findet am Auftreffpunkt statt, mit zunehmender Entfernung wird dieser deutlich kleiner.
- Ab ca.  $\xi = 5$  mm hängt der Wärmestrom  $\dot{q}_{N_2}$  kaum von der gewählten Geometrie ab. Die Abhängigkeit der Oberflächentemperatur nimmt ebenfalls mit einem größeren Wert von  $\xi$  ab.



**Abbildung 6.1.:** Räumlicher Verlauf der Wärmestromdichte  $\dot{q}_{N_2}$  in Abhängigkeit der gewählten Düsengeometrie und der vorliegenden Oberflächentemperatur; Sim

### 6.2.2. Parameterstudie

Um eine übersichtliche Analyse der numerischen Ergebnisse zu ermöglichen, werden zunächst folgende mittlere Kenngrößen für den Wärmeübergang definiert:

- $\dot{q}^5$ : mittlerer Wärmeübergang im Bereich von -5 bis 5 mm

- $\dot{q}^{10}$ : mittlerer Wärmeübergang im Bereich von -10 bis 10 mm
- $\dot{q}^{ind}$ : mittlerer Wärmeübergang entlang der Düsengeometrie.

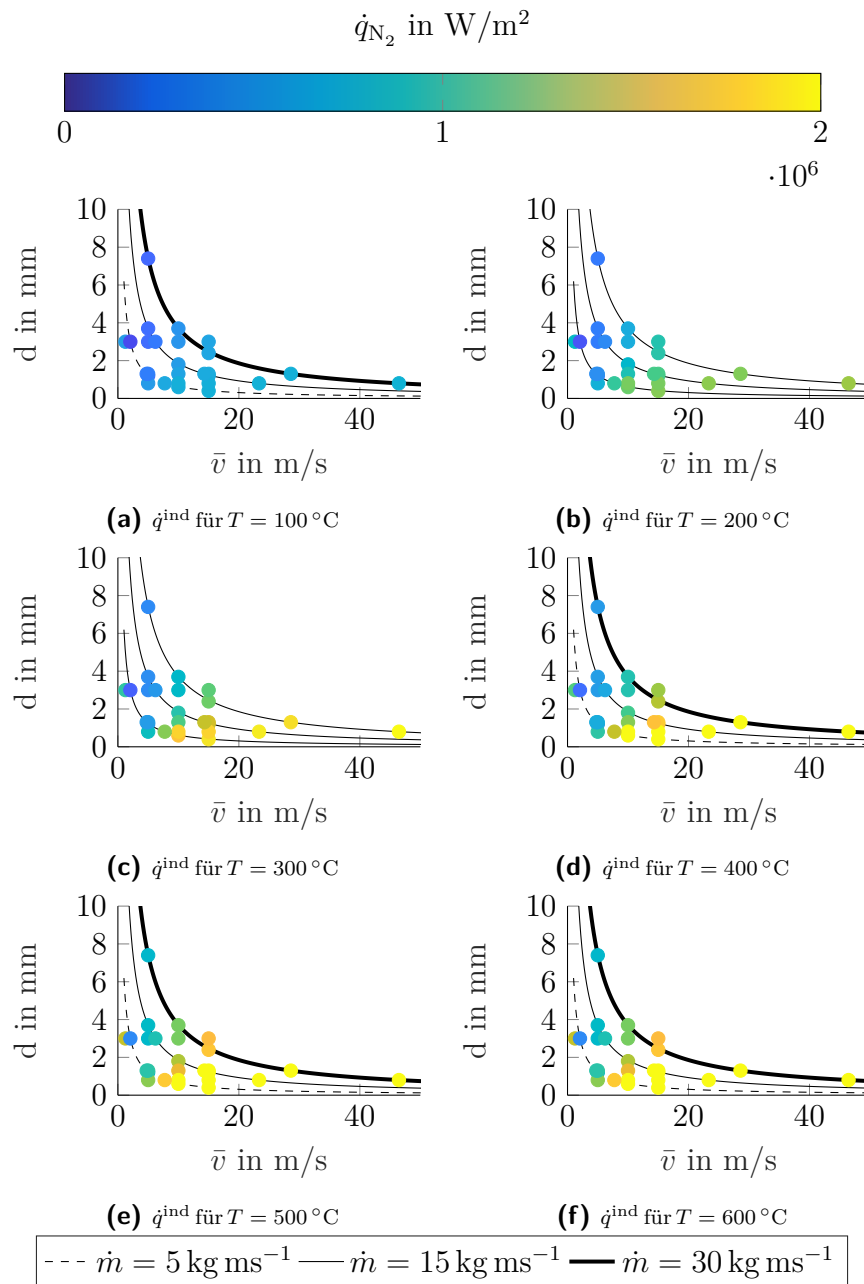
Im Folgenden liegt der Fokus auf  $\dot{q}^{ind}$ , da für die meisten Anwendungen eine gezielte Kühlung auf einer eher kleineren bzw. dem Düsendurchmesser entsprechenden Fläche benötigt wird. Die Ergebnisse für  $\dot{q}^5$  und  $\dot{q}^{10}$  können dem Anhang H entnommen werden. Eine Mittelung der experimentellen Daten ist nicht ohne Weiteres möglich, da während der Abkühlung die Oberflächentemperatur nicht konstant ist und der gesamte Temperaturbereich durchlaufen wird. Eine Vergleichbarkeit ist dennoch problemlos möglich.

Die Abbildungen 6.2 und 6.3 zeigen die bestimmten mittleren Wärmeübergänge  $\dot{q}^{ind}$  für die untersuchten Parameterkombinationen von  $d$  und  $\bar{v}$ . Um die Ergebnisse mit dem Stickstoffverbrauch in Verbindung zu bringen, sind Linien konstanten Massenstromes dargestellt. Bezüglich des mittleren Wärmeüberganges kann folgendes festhalten werden:

- Eine höhere Oberflächentemperatur führt grundsätzlich zu einem höheren mittleren Wärmeübergang.
- Eine kleinere Düsengeometrie resultiert in einem höheren maximalen Wärmeübergang.
- Eine höhere Strömungsgeschwindigkeit führt zu einem höheren mittleren Wärmeübergang, unabhängig von der gewählten Düsengeometrie.
- Bei konstantem Massenstrom nimmt der mittlere Wärmeübergang mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit zu.
- Ein höherer Massenstrom erhöht den mittleren Wärmeübergang im Falle einer konstanten Strömungsgeschwindigkeit lediglich gering.
- Der mittlere Wärmeübergang ist über die Düsenbreite am größten und nimmt mit zunehmender Größe des betrachteten Intervalls ab.

Abbildung 6.4 zeigt die entsprechenden experimentellen Ergebnisse für die Düsenquerschnittsfläche  $A_3$  sowie  $A_{ES}$ , wobei der Stickstoff nicht unterkühlt wurde, da eine stationäre Zufuhr bei entsprechender Vorkühlung möglich ist. Die Untersuchungen erfolgten mittels Setup 1 in einem Druckbereich von  $p_{Be} = 1 - 2$  bar. Für die Düsenquerschnittsfläche  $A_{1,3}$  wurde Setup 2 verwendet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.5 dargestellt. Aufgrund des kleinen Düsenquerschnitts ist eine Unterkühlung nötig, da sonst keine stationäre Zufuhr innerhalb des untersuchten Zeitraums möglich ist. Der untersuchte

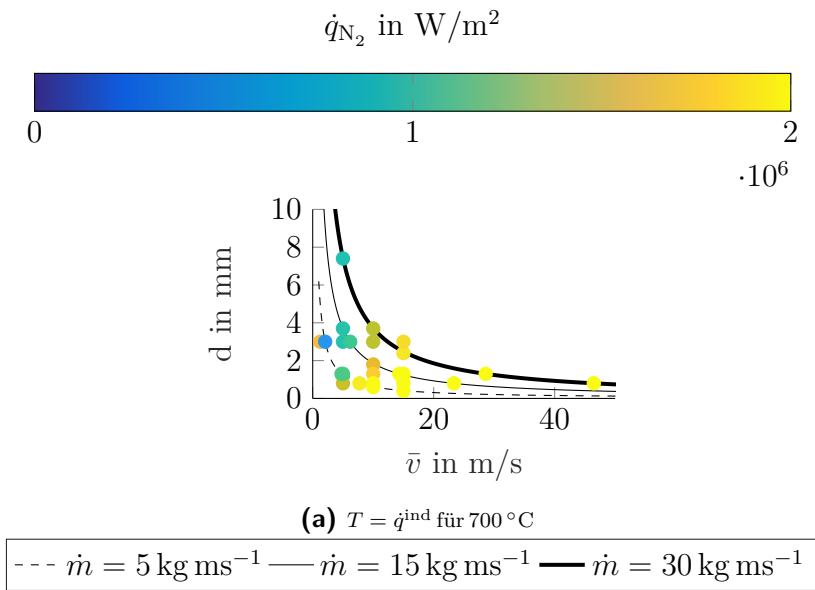
6. EXPERIMENTELLE UND NUMERISCHE BESTIMMUNG DES WÄRMEÜBERGANGS



**Abbildung 6.2.:** Berechnete Werte von  $\dot{q}^{ind}$  in Abhängigkeit der gewählten Anströmgeschwindigkeit  $\bar{v}$  und der Düsengeometrie  $d$ . Zusätzlich dazu sind Linien konstanten Massenstromes  $\dot{m}$  eingezeichnet, um den Ressourcenverbrauch zu kennzeichnen; Sim

## 6. EXPERIMENTELLE UND NUMERISCHE BESTIMMUNG DES WÄRMEÜBERGANGS

---



**Abbildung 6.3.:** Berechnete Werte von  $\dot{q}^{ind}$  in Abhängigkeit der gewählten Anströmgeschwindigkeit  $\bar{v}$  und der Düsengeometrie  $d$ . Zusätzlich dazu sind Linien konstanten Massenstromes  $\dot{m}$  eingezeichnet, um den Ressourcenverbrauch zu kennzeichnen; Sim

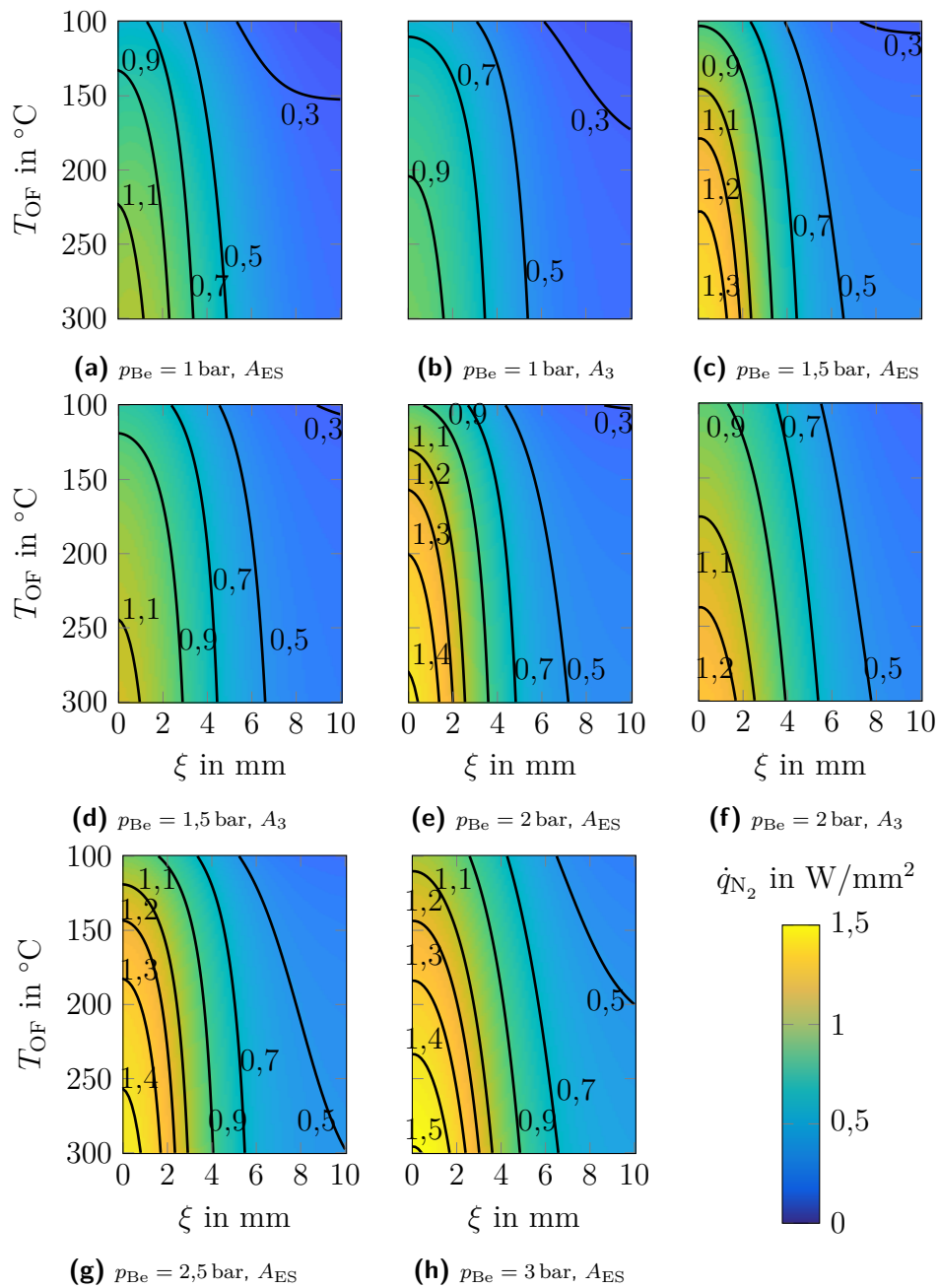
Druckbereich liegt im Bereich von  $p_{Be} = 3 - 6$  bar. Die experimentellen Daten wurden jeweils über vier Wiederholungen gemittelt. Die sich ergebenden mittleren Massenströme bzw. Strömungsgeschwindigkeiten können Abschnitt 3.2.2 sowie 3.1.2 entnommen werden. Die Distanz zwischen der Probe und dem Düsenauslass ist im Experiment und in der Simulation identisch zu 4,6 mm gewählt.

Folgendes lässt sich bei den experimentellen Ergebnissen beobachten:

- Eine höhere Strömungsgeschwindigkeit führt zu einer Erhöhung des Wärmestroms.
- Mit zunehmender Entfernung zum Strahlauftreffpunkt nimmt  $\dot{q}_{N_2}$  ab.
- Eine niedrigere Oberflächentemperatur verringert den Wärmeübergang.
- Der maximale Wärmeübergang am Auftreffpunkt nimmt mit kleiner werdendem Düsendurchmesser zu.

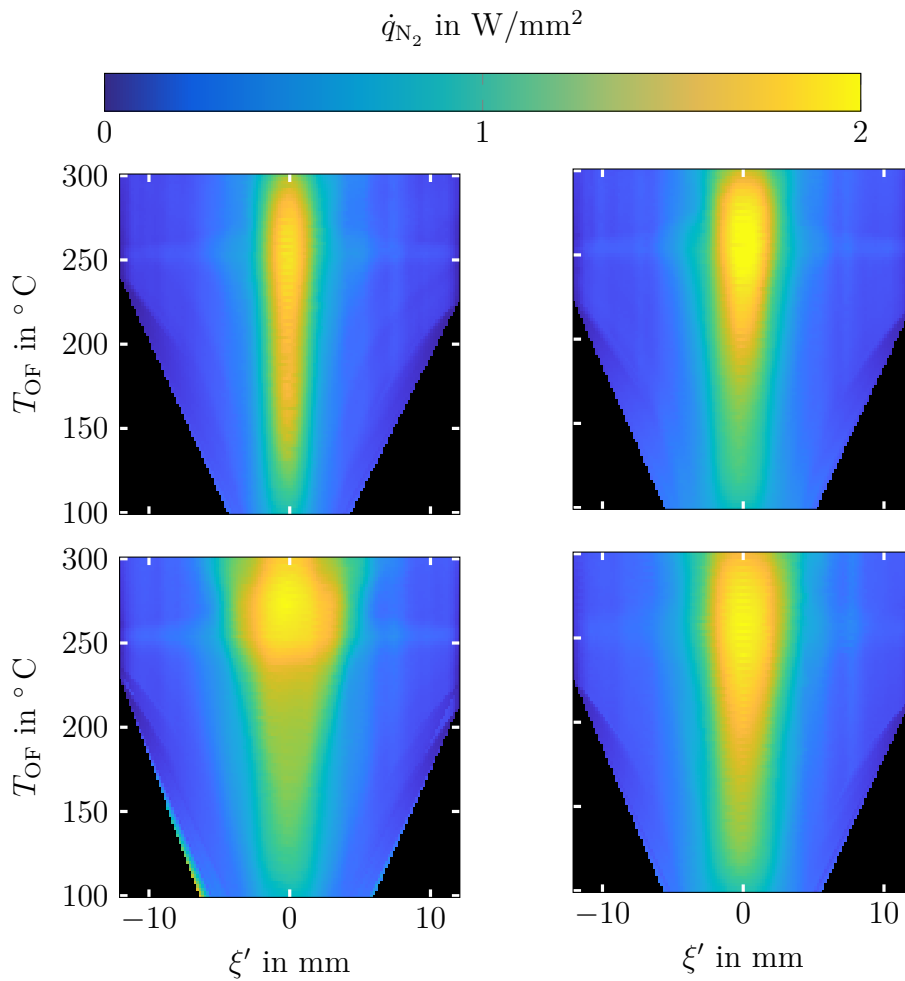
Ein Vergleich zwischen den Ergebnissen aus Simulation und Experiment zeigt:

6. EXPERIMENTELLE UND NUMERISCHE BESTIMMUNG DES WÄRMEÜBERGANGS



**Abbildung 6.4.:**  $\dot{q}_{N_2} = f(T_{OF}, \xi)$  für den Behälterdruck  $p_{Be} = 1; 1,5$  und  $2 \text{ bar}$  für die Düsenquerschnittsfläche  $A_{ES}$  sowie  $A_3$  im Falle der Prallstrahlströmung; Exp.





**Abbildung 6.5.:** Ermittelte Werte der Wärmestromdichte  $\dot{q}_{N_2}(T_{OF}, \xi')$  im Druckbereich  $p_{Be} = 3$  bis 6bar mit Unterkühlung und Düsenquerschnittsfläche  $A_{1,3}$ . Gemittelt wurde jeweils über vier Wiederholungen; Exp.

- Die Ortsabhängigkeit von  $\dot{q}_{N_2}$  wird nahezu identisch abgebildet.
- Die ermittelten Absolutwerte von  $\dot{q}_{N_2}$  sind ebenfalls nahezu identisch.
- Der Wärmeübergang  $\dot{q}_{N_2}$  nimmt mit abnehmender Oberflächentemperatur ebenfalls ab.
- Ein höherer Massenstrom führt nicht unweigerlich zu höheren maximalen Wärmeübergängen am Auftreffpunkt.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation für eine hohe Qualität der Ergebnisse spricht.

### 6.3. Interpretation der Ergebnisse

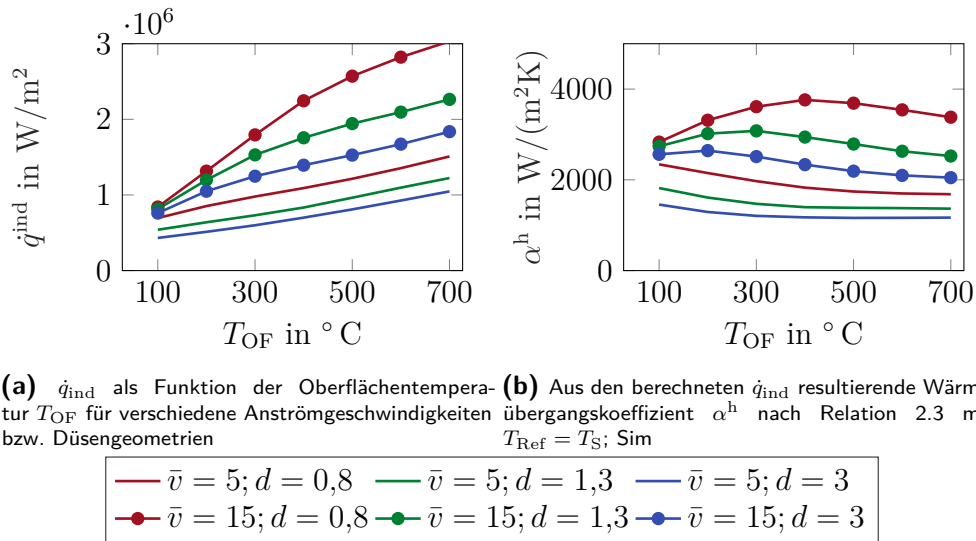
Auf den ersten Blick scheint es überraschend, dass der maximale Wärmeübergang bei  $\xi = 0$  mit zunehmend kleinerer Düsenquerschnittsfläche bei gleicher Anströmgeschwindigkeit zunimmt. Erklärt werden kann diese Beobachtung durch die Tatsache, dass der Wärmeübergang nicht durch die Flüssigphase, sondern durch die sich bildende isolierende Gasschicht bestimmt wird. Bei kleinerem Düsendurchmesser erhöht sich die Turbulenz in der Nähe der Aufprallstelle, was schlussfolgernd zu einer stärkeren Durchmischung führt. Vereinfacht ausgedrückt wird die Gasschicht lokal stärker gestört, was zu der erläuterten Zunahme führt. Diese Argumentation wird durch die Simulationsergebnisse bestärkt. Der Phasenbruch  $\alpha$  liegt in den wandnahen Zellen unter 0,01 %, sodass die Zelle aus nahezu reinem Gas besteht. Die Beobachtung zeigt somit, dass das Modell in der Lage ist, die Ausbildung des Leidenfrosteffekts korrekt abzubilden. Weiterhin ist es plausibel, dass mit zunehmender Entfernung zum Strahlauftreffpunkt der Wärmeübergang deutlich abnimmt, da der Impuls und somit die Störung der isolierenden Gasschicht orthogonal zur Oberfläche durch die Umlenkung der Strömung zunehmend minimiert wird. Dies wird auch mit einem direkten Vergleich der experimentellen Ergebnisse für den Fall der Überströmung (siehe Anhang I) bestätigt, da für große Werte von  $\xi$  die Wärmeübergänge für den Fall der Prallströmung in die Ergebnisse der Überströmung übergehen.

Dass der Wärmeübergang in hohem Maße von der Strömungsgeschwindigkeit und lediglich in untergeordneter Weise von dem zugeführten Massenstrom abhängt, ist zunächst eine überraschende Beobachtung, die sich aber durch die bereits aufgeführten Punkte erklären lässt. Dieses Erkenntnis kann genutzt werden, um bei der Auslegung der Stickstoffzufuhr den  $\text{LN}_2$ -Verbrauch zu minimieren und hierdurch eine Kostenoptimierung zu erzielen [9].

### 6.4. Vereinfachtes Modell zur Beschreibung des Wandwärmestroms

Die vorherigen Abschnitte haben gezeigt, dass der Wärmeübergang maßgeblich durch die Anströmbedingungen, die Entfernung zum Auftreffpunkt und

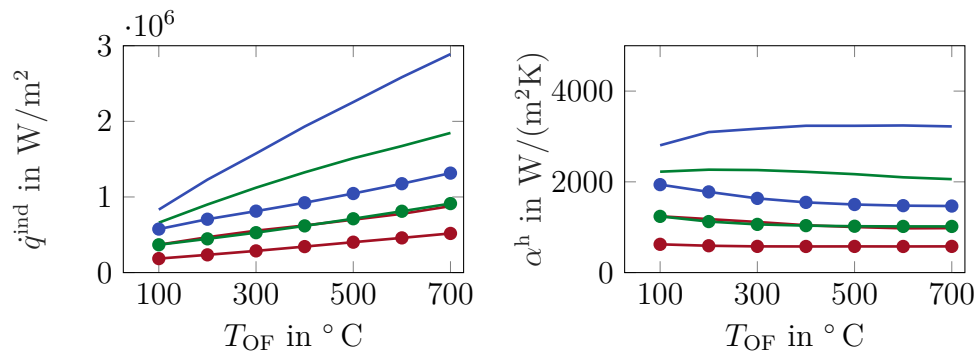
## 6. EXPERIMENTELLE UND NUMERISCHE BESTIMMUNG DES WÄRMEÜBERGANGS



**Abbildung 6.6.:** Variation der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$  und der Düsengeometrie  $d$ ; Sim

die Oberflächentemperatur beeinflusst wird. Dies hat zur Folge, dass die Anwendbarkeit der Ergebnisse unter Umständen sehr komplex ist. Besonders der Zusammenhang mit der Oberflächentemperatur ist stark praxisrelevant. Aus diesem Grund werden in diesem Abschnitt, basierend auf den experimentell sowie numerisch bestimmten Wärmeübergängen, die entsprechenden Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{\text{N}_2}^h$  mittels Relation 2.3 berechnet. Für  $T_{\text{ref}}$  wurde einheitlich die Siedetemperatur bei entsprechend vorliegendem Behälterdruck gewählt. Abbildung 6.6 und 6.7 zeigt die entsprechenden Ergebnisse aus den 2-D Simulationen für verschiedene Parameterkombinationen.

Wenn Relation 2.3 eine allgemeine Gültigkeit besitzt, so sollte keine Abhängigkeit von der Temperatur und den vorliegenden Anströmbedingungen vorhanden sein. Es zeigt sich jedoch, dass der berechnete Wärmeübergangskoeffizient keinesfalls konstant ist. Die errechneten Werte für  $\alpha^h$  im dargestellten Parameterbereich liegen zwischen  $600 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$  und  $4000 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ . Eine Abhängigkeit der Temperatur ist, wenn auch im geringen Maße, ebenfalls ersichtlich. Hierbei ist anzumerken, dass die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten bereits auf dem über den Düsenquerschnitt gemittelten Wärmestrom beruhen. Eine detaillierte Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten basierend auf den experimentellen Ergebnissen aus Abbildung 6.4, sind in Abbildung 6.8 dargestellt [28, 29]. Deutlich erkennbar ist die starke örtliche Abhängigkeit, was, basierend auf den vorherigen Ergebnissen, so zu erwarten war.



(a)  $\dot{q}_{\text{ind}}$  als Funktion der Oberflächentemperatur  $T_{\text{OF}}$  für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten bzw. Düsengeometrien. (b) Aus den berechneten  $\dot{q}_{\text{ind}}$  resultierende Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha^h$  nach Relation 2.3 mit  $T_{\text{Ref}} = T_{\text{S}}$

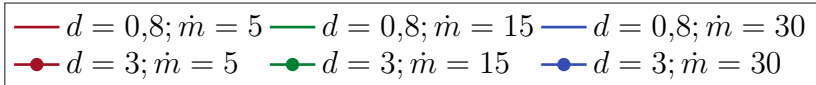


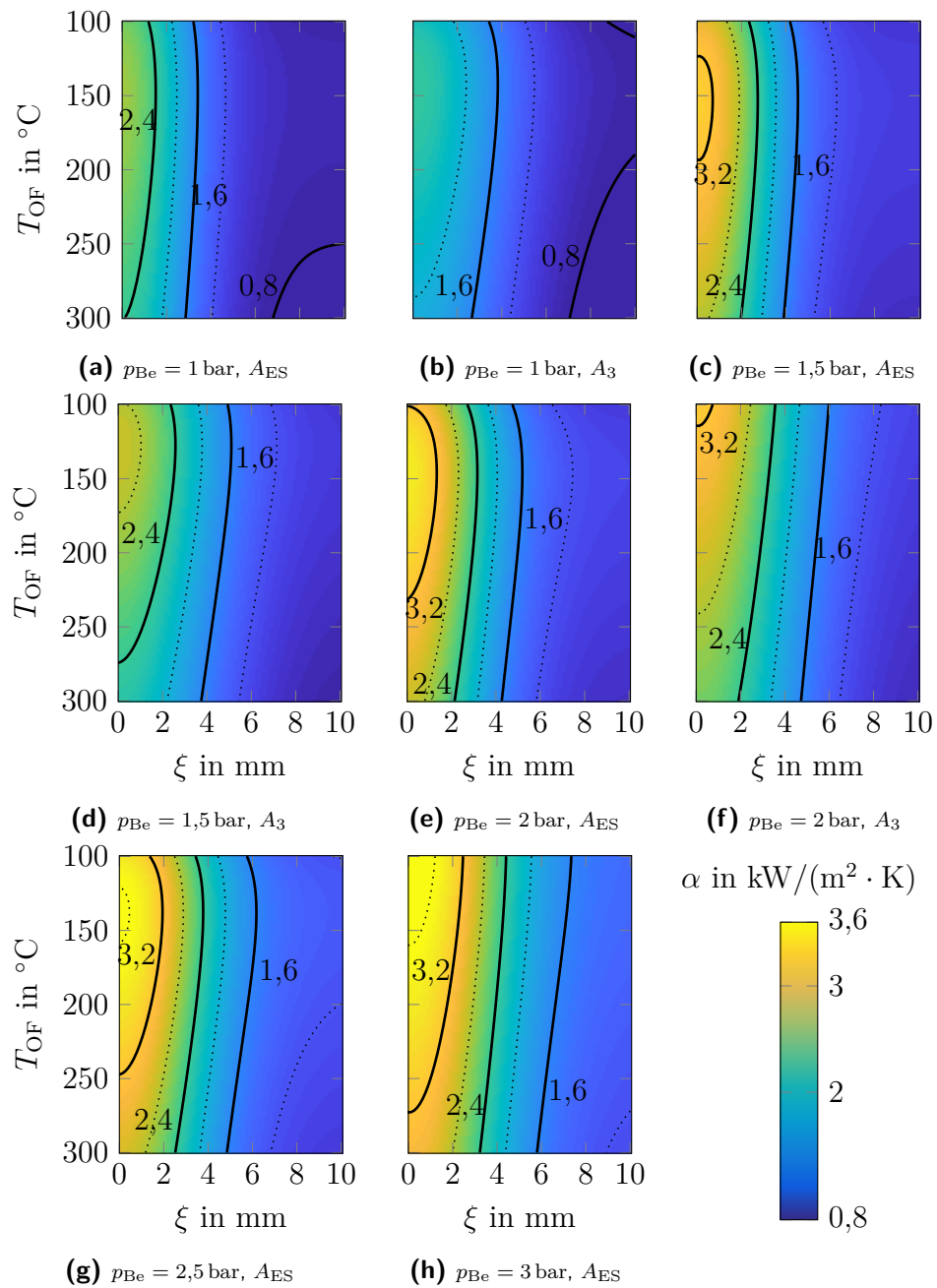
Abbildung 6.7.: Variation der Düsengeometrie  $d$  und des Massenstroms  $\dot{m}$ ;  
Sim

Sind genauere Randbedingungen wie z. B. die Anströmgeschwindigkeit unbekannt, so kann durch eine sinnvolle Wahl des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha^h$  eine grobe Abschätzung ermöglicht werden. Jedoch sind Abweichungen zum exakten Wert, selbst bei der Verwendung von gemittelten Größen, im Bereich von  $> 100\%$  ohne Weiteres möglich. Dies zeigt nochmals auf, welchen deutlichen Mehrwert die durchgeführten Untersuchungen liefern, sobald exakte Vorhersagen benötigt werden.

## 6.5. Untersuchung des Einflusses des Düsenabstandes

Für viele technische Anwendungen ist es entscheidend, inwieweit der Wärmeübergang durch eine Veränderung des Abstands Festkörper-Düsenauslass beeinflusst wird. So ist es durchaus denkbar, dass der Abstand beispielhaft durch vorgegebene Randbedingungen, wie z. B. baulicher Gegebenheiten, fest vorgegeben ist. Ist dies der Fall, so sind weitergehende Untersuchungen notwendig, da keinesfalls davon ausgegangen werden kann, dass der Abstand Festkörper-Düsenauslass den Wärmeübergang nicht beeinflusst. Um dies zu untersuchen, wurden im Zuge dieser Arbeit erste Voruntersuchungen getätigt. Hierfür wurde der Abstand für eine gegebene Konfiguration (Unterkühler,  $p_{\text{Be}} = 5 \text{ bar}$ ,  $A_{1,3}$ ) auf 1 mm bzw. 20 mm variiert. Die entsprechenden experi-

6. EXPERIMENTELLE UND NUMERISCHE BESTIMMUNG DES WÄRMEÜBERGANGS



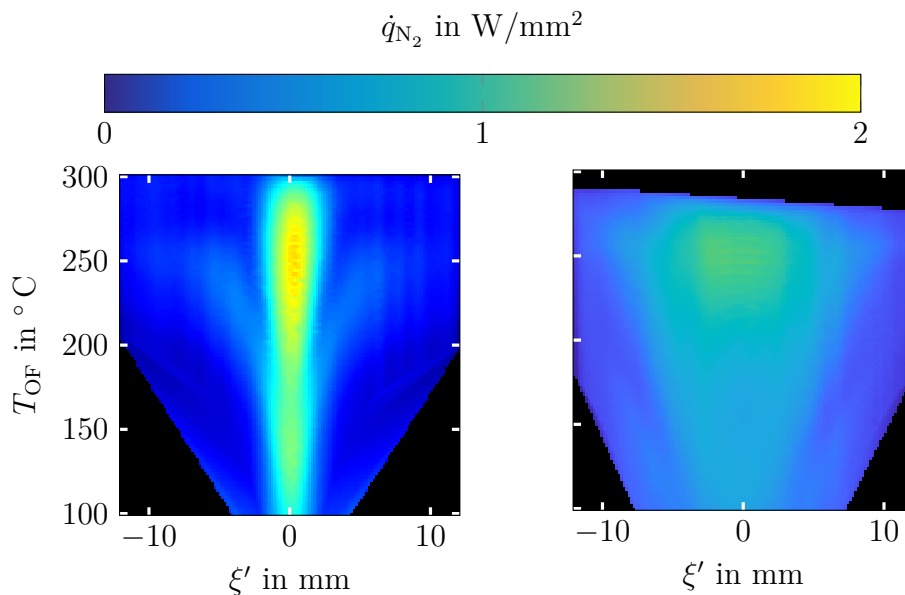
**Abbildung 6.8.:**  $\alpha_{\text{N}_2}^h = f(T_{\text{OF}}, \xi)$  für den Behälterdruck  $p_{\text{Be}} = 1; 1,5$  und  $2 \text{ bar}$  für die Düsenquerschnittsfläche  $A_{\text{ES}}$  sowie  $A_3$  im Falle der Prallstrahlströmung; Exp

## 6. EXPERIMENTELLE UND NUMERISCHE BESTIMMUNG DES WÄRMEÜBERGANGS

---

mentell gewonnenen Ergebnisse sind in Abbildung 6.9, ebenfalls über vier Wiederholungen gemittelt, dargestellt. Es zeigt sich, dass bei Verringerung des Abstands von 4,6 mm auf 1 mm der Wärmeübergang deutlich abnimmt. Er liegt in der Größenordnung von  $1,4 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2$ , was einer Abnahme von ca. 20 % entspricht. Dieses Ergebnis scheint auf den ersten Blick unerwartet. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die Kopplung zwischen dem Strömungsfeld und dem sich einstellenden Wärmestrom. Da eine derart geringe Entfernung zwischen Festkörper und Strömungsauslass in einer Art Stauströmung resultiert, kann der Wärmeübergang dadurch beeinflusst werden. Ein noch stärkeren Abfall des Wärmeüberganges (von über 50 %) kann bei einer Entfernung von 20 mm beobachtet werden. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass bereits ein gewisser Anteil des  $\text{LN}_2$  vor dem ersten Kontakt zwischen Fluid und Festkörper verdampft. Des Weiteren kommt es aufgrund der Scherkräfte zu einer Verringerung des Impulses orthogonal zur Oberfläche sowie zu einer Aufweitung des Strahls, weshalb die Ortsabhängigkeit deutlich abnimmt.

Zusammenfassend bleibt somit festzuhalten, dass in den durchgeführten experimentellen Untersuchungen nicht nur die Strömungsgeschwindigkeit bzw. der Arbeitsdruck im Behälter, die Oberflächentemperatur, der Abstand zum Strahlauftritt sowie der Dampfgehalt den Wärmeübergang beeinflussen,



**Abbildung 6.9.:** Ermittelte Werte der Wärmestromdichte  $\dot{q}_{\text{N}_2}(T_{\text{OF}}, \xi')$  bei  $p_{\text{Be}} = 5 \text{ bar}$  mit Unterkühlung und Düsenquerschnittsfläche  $A_{1,3}$  bei einer Variation des Abstandes Düse-Festkörper; Exp.

sondern ebenfalls der Abstand zwischen Festkörper und Strömungsaustritt eine entscheidende Rolle spielt. Dies gilt es bei der Auslegung der Kühlung zu berücksichtigen.

## 6.6. Untersuchung des konjugierten Wärmeübergangs

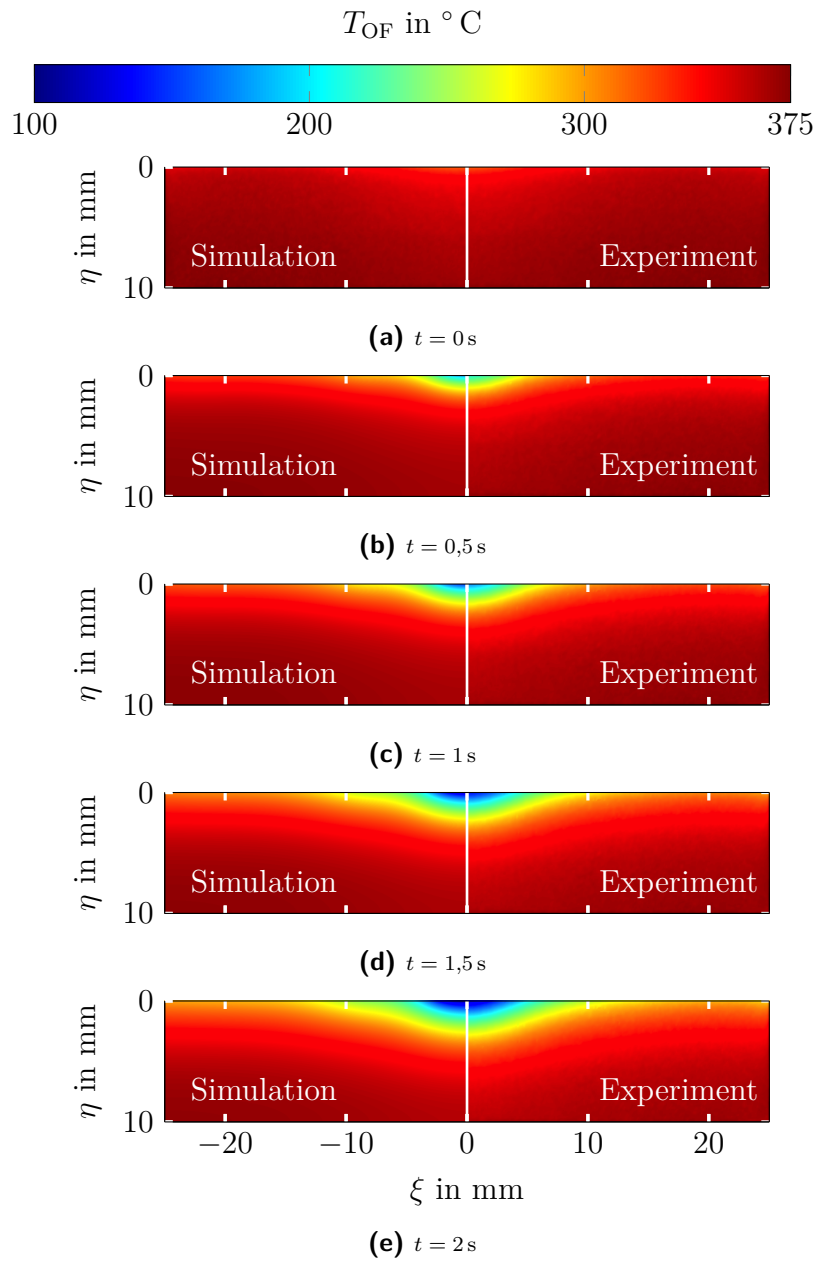
In diesem Abschnitt soll das in Abschnitt 4.3 vorgestellte gekoppelte Simulationsmodell direkt mit der experimentell gemessenen Abkühlung der Probe verglichen werden. Die Anfangs- bzw. Randbedingungen sowie die Gitterauflösung der Simulation bauen hierbei auf den Analysen aus Abschnitt 5.2.3 auf. Ein direkter Vergleich ist durch die durchgeführten Strömungsmessungen, und somit analogen Anströmbedingungen, gegeben. Abbildung 6.10 zeigt gegenübergestellt die zeitliche Entwicklung der Festkörpertemperatur für die Simulation und das Experiment. Da es sich um eine symmetrische Problemstellung handelt, wird für beide Fälle lediglich die Hälfte des Probenkörpers dargestellt, wodurch eine anschauliche Darstellungsweise gelingt. Während der Abkühlzeit von ca. 2 s wird die Temperaturrandbedingung bzw. der resultierende Wärmestrom in der Simulation zwanzig Mal aktualisiert, sodass die Simulationszeit einer einzelnen Berechnung für Fluid bzw. Festkörper  $dt = 0,1$  s beträgt.

Die Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Nicht nur die Endtemperatur nach  $t = 2$  s, sondern auch der zeitliche Verlauf wird nahezu identisch abgebildet. Der Verlauf der Isothermen ist ebenfalls kaum unterscheidbar. Das bedeutet, dass nicht nur die maximale Kühlleistung am Auftreffpunkt ( $\xi = 0$ ), sondern ebenfalls der charakteristische Verlauf entlang der Strömungslänge von der Simulation ausreichend abgebildet wird. Als notwendige Bedingung für eine derartige Übereinstimmung können die nahezu identischen Anfangs- und Randbedingungen von Simulation und Experiment festgehalten werden. Abbildung 6.11 veranschaulicht deren Relevanz anhand einer Variation der Strömungsgeschwindigkeit am Einlass. Alle weiteren Anfangs- bzw. Randbedingungen sind völlig identisch. Aufgezeigt werden jeweils die spezifische Wärmestromdichte  $\dot{q}_{N_2}$  über der Strömungslänge  $\xi$ . Die experimentell bestimmte Strömungsgeschwindigkeit im Experiment entsprach  $\bar{v} = 12$  m/s. Zum Vergleich wurde eine Berechnung mit 5, 10 sowie 15 m/s durchgeführt. Die roten Kurven zeigen jeweils die mittlere Wärmestromdichte im betrachteten Zeitintervall  $dt$ , wohingegen die schwarze Kurve den mittleren Wärmestrom über die gesamte Simulationszeit von 2 s aufzeigt.

## 6. EXPERIMENTELLE UND NUMERISCHE BESTIMMUNG DES WÄRMEÜBERGANGS

---

Da die Oberflächentemperatur  $T_{\text{OF}}$  mit zunehmender Abkühlung abnimmt, ist es naheliegend, dass der Wärmestrom für kleinere Temperaturen eben-



**Abbildung 6.10.:** Direkter Vergleich der experimentell bzw. simulativ bestimmten Abkühlung der Probe für eine Prallstrahlanordnung bei einer Anströmgeschwindigkeit von 15 m/s

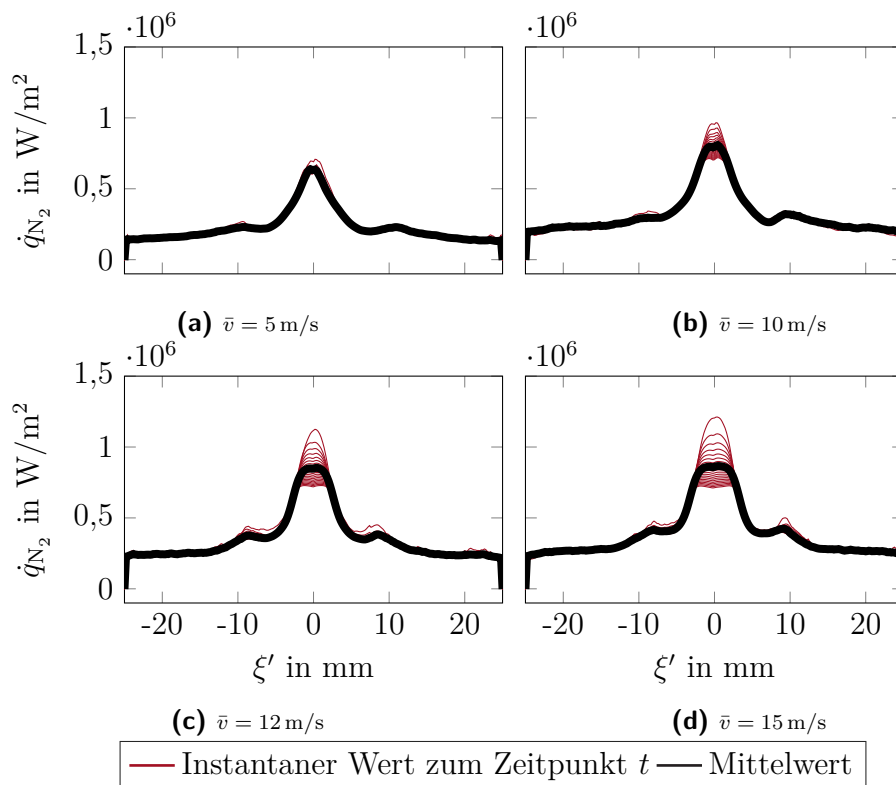


## 6. EXPERIMENTELLE UND NUMERISCHE BESTIMMUNG DES WÄRMEÜBERGANGS

---

falls abnimmt. Während für  $\bar{v} = 5 \text{ m/s}$  kaum merkliche Unterschiede im zeitlichen Verlauf von  $\dot{q}_{N_2}$  erkennbar sind, werden diese mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit immer deutlicher. Im Falle von  $\bar{v} = 15 \text{ m/s}$  nimmt der Wärmeübergang am Auftreffpunkt von seinem Maximalwert zu Beginn der Kühlung um nahezu 50 % ab. Des Weiteren nimmt die zeitliche Abhängigkeit der Wärmestromdichte mit zunehmendem  $\xi$  ab.

Im Hinblick auf den mittleren Wärmestrom über der Gesamtkühldauer von 2 s zeigt sich, dass mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit der mittlere Wärmestrom leicht zunimmt. Für eine Geschwindigkeit von 10 bzw. 15 m/s ändert sich zusätzlich zu den Maximalwerten ebenfalls die Charakteristik der Kurve. Während für  $\bar{v} = 5 \text{ m/s}$  der maximale Wärmeübergang lediglich in der Nähe von  $\xi = 0 \text{ m/s}$  beobachtet werden kann, bildet sich für  $\bar{v} = 10 \text{ m/s}$  bzw. noch deutlicher für  $\bar{v} = 15 \text{ m/s}$  ein Plateau aus, das den maximalen Wärmeübergang über einen deutlich größeren Bereich streckt.



**Abbildung 6.11.:** Örtliche Verteilung des Wärmeübergangs  $\dot{q}_{N_2}$  in Abhängigkeit von der Anströmbedingung

Zusammenfassend lässt sich somit festhalten, dass sich das gekoppelte Simulationsmodell für eine genaue Vorhersage des zeitlich und örtlich aufgelösten Wärmeübergangs sehr gut eignet. Die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Oberflächentemperatur wird korrekt abgebildet. Es zeigt sich jedoch auch, dass eine möglichst exakte Beschreibung der Problemstellung notwendig ist, da die Resultate durchaus sensitiv im Hinblick auf Rand- bzw. Anfangsbedingungen sind. Diese Erkenntnis ist eine wichtige Kernaussage der vorliegenden Arbeit. Sie bestärkt die zuvor getroffenen Aussagen, dass eine Modellierung des kryogenen Wärmeübergangs unter Umständen grob mittels empirischer Gesetzmäßigkeiten abgeschätzt werden kann, eine genaue Beschreibung jedoch detaillierte Untersuchungen mit bekannten Randbedingungen erfordert.

## 7. Zusammenfassung

Die Verwendung von flüssigem Stickstoff ( $\text{LN}_2$ ) als Kühlmittel ist aus technischer Sicht hochkomplex. Dies ist hauptsächlich der Tatsache geschuldet, dass für die meisten relevanten Bereiche die Siedetemperatur von flüssigem Stickstoff über  $200^\circ\text{C}$  unter der vorliegenden Umgebungstemperatur liegt. Dies hat unweigerlich zur Folge, dass es zu einem Phasenübergang kommt und dadurch ein Mehrphasen-Gemisch vorliegt. Diese sind häufig deutlich schwieriger zu untersuchen, da Eigenschaften wie beispielsweise die Dichte sich lokal stark unterscheiden können oder unter Umständen sogar unbekannt sind. Erschwerend kommt hinzu, dass bei den vorliegenden kryogenen Temperaturen häufig Standardverfahren, wie z.B. die Messung des Volumenstromes mittels Durchflussmessgeräten nicht eingesetzt werden können. Aus diesem Grund ist es notwendig spezielle Verfahren zu entwickeln, welche eine möglichst exakte Bestimmung der Zielgröße erlauben. Um dies zu erreichen, wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene experimentelle Untersuchungen entwickelt. Zusätzlich wurden numerische Simulationsmodelle erarbeitet, welche durch die experimentell gewonnenen Daten erfolgreich validiert werden konnten.

Eine Voraussetzung, damit  $\text{LN}_2$  überhaupt als Kühlmedium eingesetzt werden kann, ist die Realisierung einer kontinuierlichen Zuführung. Dies ist für ein kryogenes Medium mit einer derart niedrigen Siedetemperatur nicht ohne Weiteres gegeben, da es durch den Wärmeeintrag aus der Umgebung in der Zuleitung zu einer vorzeitigen Verdampfung kommt. Dies hat zur Folge, dass die Strömung zeitlich nicht konstant ist und ein pulsierender Strömungsausstritt beobachtet werden kann. Um diesem unerwünschten Effekt entgegenzuwirken, wurde in dieser Arbeit ein Zuführungssystem vorgestellt, welches zuverlässig für beliebige Arbeitsdrücke größer 1 bar und unabhängig von der gewählten Zuführungslänge sowie Düsengeometrie eine zeitlich konstante Ausströmung ermöglicht. Basierend darauf erfolgte eine detaillierte experimentelle Untersuchung des ausströmenden Stickstoffs. Hierbei konnten die mittleren Ausströmgeschwindigkeiten für den interessierenden Parameterraum bestimmt werden. Zusätzlich dazu konnten mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera und entsprechend geeigneter Beleuchtungstechnik hochauflösende Fotoaufnahmen der Düseninnenströmung erzielt werden, welche eine Einordnung der vorliegenden Strömung in bekannte Strömungs-

muster ermöglichte. Mittels der Bildgebung konnte nachgewiesen werden, dass der Dampfgehalt der Strömung in der Zuführung durch die Unterkühlung im Vergleich zu einer standardmäßigen Zuführung drastisch reduziert werden konnte. Da es nun möglich war, die zugeführte Strömung nicht nur anhand der Kontrollparameter, wie z.B. dem Behälterüberdruck, sondern ebenfalls durch strömungsspezifische Eigenschaften zu charakterisieren, konnte ein experimenteller Aufbau entwickelt werden, welcher die gezielte Untersuchung der Kühlleistung ermöglicht. Der entwickelte Probenkörper bestand zusätzlich zur eigentlichen Probe noch aus einem zweiten Teil, dem sogenannten Stickstofftunnel. Dieser verhindert, dass durch die Dampfschwadenbildung des in der Luft kondensierenden Wassers eine optische Bildgebung beeinträchtigt wird.

Die eigens entwickelte Postprocessing Methode ermöglichte die genaue Bestimmung der Kühlleistung (Abweichungen  $< 5\%$ ) als Funktion des Ortes sowie der vorliegenden Oberflächentemperatur basierend auf gemessenen Temperaturdaten, welche mit Hilfe einer Thermografiekamera gewonnen werden konnten. Da Ausströmgeschwindigkeit sowie der Dampfgehalt aus vorherigen Untersuchungen bekannt waren, konnte mittels einer detaillierten Studie festgestellt werden, inwiefern sich die Kühlleistung durch die Kontrollparameter der Zuführung sowie den lokal physikalischen Gegebenheiten gezielt einstellen lässt. Als finale Erkenntnis konnte festgehalten werden, dass die höchste Kühlleistung mittels einer Prallstrahlanordnung am Auftreffpunkt erreicht werden kann. Durch eine Vergrößerung des Arbeitsdruckes wird bei gleichzeitiger Anwendung des Unterkühlers die Strömungsgeschwindigkeit gezielt eingestellt. Wird diese größer, so nimmt der Wärmeübergang zu. Weiterhin zeigte sich, dass eine Verringerung des Düsendurchmessers den Wärmeübergang am Auftreffpunkt vergrößert. Dieser nimmt jedoch mit zunehmender Entfernung stärker ab als bei größeren Durchmessern, weshalb aus anwendungstechnischer Sicht zunächst die Frage geklärt werden muss, wie groß die zu kühlende Fläche sein soll. Voruntersuchungen für einen weitergehenden Aufbau zeigten, dass zusätzlich dazu der Abstand zum kühlenden Körper von immenser Bedeutung ist. Die ersten Ergebnisse legen nahe, dass es einen optimalen Abstand gibt, bei welchem die maximal zu erwartende Kühlleistung auftritt. Anders als vielleicht zunächst angenommen, liegt dieses Maximum nicht bei minimalem Abstand vor, da weitere Faktoren eine Rolle spielen. So beeinflusst beispielsweise die Umlenkung der Strömung nach Auftreffen des Strahles auf den Festkörper bei zu geringem Abstand den Strömungsausstritt massiv.

Experimentelle Untersuchungen sind aus wissenschaftlicher Sicht von hoher Bedeutung, jedoch haben Sie den Nachteil, dass z.B. Parameterstudien

zeit- und kostenintensiv sind. Des Weiteren können meist zwar die gesuchten Kenngrößen bestimmt werden, jedoch lassen sich die physikalischen Prozesse teilweise nur schwer charakterisieren, da die verwendeten Messmethoden eine begrenzte Auflösung besitzen. Aus diesem Grund wurden in dieser Arbeit zusätzlich numerische Simulationsmodelle entwickelt, welche basierend auf den gewonnenen experimentellen Daten erfolgreich validiert wurden. Die entwickelten Modelle bestätigten nicht nur die durch die experimentellen Untersuchungen gewonnenen Erkenntnisse, sondern ermöglichten mittels geeigneter Postprocessing-Verfahren weitere Schlussfolgerungen. So konnte beispielsweise gezeigt werden, dass das für den Wärmeübergang relevante Medium nicht der flüssige Stickstoff, sondern der gasförmige Stickstoff ist, da es aufgrund des vorliegenden starken Temperaturunterschieds zwischen Kühlfluid und Festkörper zur Ausbildung des Leidenfrost-Effektes kommt. Diese Erkenntnis ist von hoher Bedeutung, da hierdurch in weiteren Untersuchungen mögliche technische Verfahren entwickelt werden können, die gezielt die Ausbildung einer derart isolierenden Gasschicht verhindern, um somit den Wärmeübergang immens zu steigern. Des Weiteren konnte eine erweiterte Parameterstudie durchgeführt werden, um einen größeren Parametrierungsbereich als im Experiment abzudecken. Eine interessante Erkenntnis hierbei war, dass die weitere Steigerung der Strömungsgeschwindigkeit den Wärmeübergang zunehmend erhöht, sodass kein Sättigungsverhalten vorliegt. Dies gilt es in weiterführenden Studien genauer zu analysieren und experimentell ebenfalls nachzuweisen.

Abschließend kann somit festgehalten werden, dass die vorliegende Arbeit eine systematische Auslegung der flüssigen Stickstoffkühlung ermöglicht, wobei der Wärmeübergang in Abhängigkeit der vorliegenden Strömungsbedingungen, bzw. für die technische Anwendung von hoher Bedeutung in Abhängigkeit der vorliegenden Kontrollparameter, je nach Wunsch eingestellt werden kann. Eine Anwendung der entwickelten Strömungszuführung im Bereich der kryogenen Zerspanung zeigte das hohe Potential auf. Somit konnten die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse bereits praxisrelevant eingesetzt werden, wodurch eine deutliche Optimierung des Drehprozesses erzielt werden konnte. Einer erweiterten technischen Anwendung steht nichts im Wege, da durch die gezielte Unterkühlung nahezu jedes benötigte Anforderungsprofil abgedeckt werden kann. Als weiteres mögliches technisches Einsatzgebiet soll zeitnah das kryogene Fräsen untersucht werden. Der Fokus liegt hierbei auf der Auslegung eines optimalen Abstands zwischen dem zu bearbeitenden Werkstücks und der Stickstoffausströmung. Diese Arbeit zeigt hierfür erste mögliche Ansätze mittels der durchgeführten Voruntersuchungen.

## 8. Liste eigener Veröffentlichungen, Konferenzbeiträge sowie betreuter studentischer Arbeiten

### Eigene Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

- Philipp GOLDA, Benedict STAMPFER, Robert SCHIESSL, Frederic ZANGER, Volker SCHULZE und Ulrich MAAS, Hrsg. *Beschreibung des Wärmeüberganges bei der kryogenen Zerspanung von Ti-6Al-4V in einem gekoppelten Simulationsmodell*. Thermodynamik-Kolloquium 2017; TU Dresden; VDI, 2017.
- Noah LETTNER, Philipp GOLDA, Robert SCHIESSL und Ulrich MAAS, Hrsg. *Experimentelle Untersuchung des Wärmeüberganges bei kryogener Abkühlung einer Ti-6Al-4V-Probe für eine Prallstrahlanordnung*. Thermodynamik-Kolloquium 2021; Online-Konferenz; VDI, 2021.
- Philipp GOLDA, Robert SCHIESSL und Ulrich MAAS. »Heat transfer simulation of a cryogenic cooling stream in machining operation«. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 144 (2019), S. 118616.
- Philipp GOLDA, Andreas. BLATTMANN, Alexander NEAGOS, Viatcheslav BYKOV und Ulrich MAAS. »Implementation problems of manifolds-based model reduction and their generic solution«. In: *Combustion Theory and Modelling* 191.2 (2019), S. 1–30.
- Benedict STAMPFER, Philipp GOLDA, Frederik ZANGER, Robert SCHIESSL, Ulrich MAAS und Volker SCHULZE. »Thermomechanically coupled nu-

merical simulation of cryogenic orthogonal cutting«. In: *Procedia CIRP* 82 (2019), S. 438–443.

- Benedict STAMPFER, Philipp GOLDA, Robert SCHIESSL, Ulrich MAAS und Volker SCHULZE. »Cryogenic orthogonal turning of Ti-6Al-4V«. In: *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology* 111.1-2 (2020), S. 359–369.
- Philipp GOLDA, Robert SCHIESSL, Benedict STAMPFER, Volker SCHULZE und Ulrich MAAS. »Experimental determination of the cooling performance of liquid nitrogen for machining conditions«. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 164 (2021), S. 120588.
- Philipp GOLDA, Noah LETTNER, Robert SCHIESSL und Ulrich MAAS. »Experimental investigation of the cryogenic LN<sub>2</sub> -cooling performance for an impinging jet configuration for different inflow conditions«. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 180 (2021), S. 121776.

## Betreute studentische Arbeiten

- Noah LETTNER. »Experimentelle Untersuchung des Wärmeüberganges bei kryogener Abkühlung einer Ti-6Al-4V-Probe für eine Prallstrahlanordnung«. Bachelorarbeit. Karlsruhe, Germany: Universität Karlsruhe, 2020.  
Auszeichnung mit dem Watt-Studierendenpreis 2021 für eine der besten Bachelorarbeiten im Bereich der Thermodynamik
- Franziska EMMENDÖRFER. »CFD-Simulation zur Bestimmung des Wärmeüberganges bei der kryogenen Zerspanung mit flüssigem Stickstoff«. Masterarbeit. Universität Karlsruhe, 2019.  
Auszeichnung mit dem Dr.-Ing. W. Höfler-Preises für die beste Masterarbeit des Jahres 2019 im Bereich der Thermodynamik
- Justin LEE. »Experimental investigation of the heat transfer during cryogenic cooling of a Ti-6Al-4V sample for an impinging jet arrangement«. Bachelorthesis. Karlsruhe, Germany: Universität Karlsruhe, 2021.
- Mert TOLGAY. »Untersuchung des Wärmeüberganges Festkörper-LN<sub>2</sub> mittels eines gekoppelten Simulationsmodells«. Masterarbeit. Karlsruhe, Germany: Universität Karlsruhe, 2022.

# Literatur

- [1] Frank HENNING und Elvira MOELLER, Hrsg. *Handbuch Leichtbau: Methoden, Werkstoffe, Fertigung*. München und Wien: Hanser, 2011.
- [2] Chris BECKE. »Prozesskrafttrichtungsangepasste Frässtrategien zur schädigungsarmen Bohrungsbearbeitung an faserverstärkten Kunststoffen«. Dissertation. Karlsruhe, Germany: Karlsruher Institut für Technologie, 2011.
- [3] Nenad MILOŠEVIĆ und Ivana ALEKSIĆ. »Thermophysical properties of solid phase Ti-6Al-4V alloy over a wide temperature range«. In: *International Journal of Materials Research* 103.6 (2012), S. 707–714.
- [4] Manfred PETERS und Christoph LEYENS. *Titan und Titanlegierungen*. Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2002.
- [5] Alokesh PRAMANIK und Guy LITTLEFAIR. »Machining of Titanium Alloy (Ti-6Al-4V) —Theory to Application«. In: *Machining Science and Technology* 19.1 (2015), S. 1–49.
- [6] THOMAS JUNGMANN. *In der Luftfahrt haben wir den Durchbruch bereits geschafft*. Interview. 2009.
- [7] Frederik ZANGER. »Segmentspanbildung, Werkzeugverschleiß, Randschichtzustand und Bauteileigenschaften: Numerische Analysen zur Optimierung des Zerspanungsprozesses am Beispiel von Ti-6Al-4V«. Dissertation. Karlsruhe, Germany: Universität Karlsruhe, 2013.
- [8] Benedict STAMPFER, Philipp GOLDA, Frederik ZANGER, Robert SCHIESSL, Ulrich MAAS und Volker SCHULZE. »Thermomechanically coupled numerical simulation of cryogenic orthogonal cutting«. In: *Procedia CIRP* 82 (2019), S. 438–443.
- [9] Benedict STAMPFER, Philipp GOLDA, Robert SCHIESSL, Ulrich MAAS und Volker SCHULZE. »Cryogenic orthogonal turning of Ti-6Al-4V«. In: *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology* 111.1-2 (2020), S. 359–369.



- 
- [10] I. S. JAWAHIR, H. ATTIA, D. BIERMANN, J. DUFLOU, F. KLOCKE, D. MEYER, S. T. NEWMAN, F. PUSAVEC, M. PUTZ, J. RECH, V. SCHULZE und D. UMBRELLO. »Cryogenic manufacturing processes«. In: *CIRP Annals* 65.2 (2016), S. 713–736.
- [11] Randall F. BARRON und Gregory F. NELLIS. *Cryogenic heat transfer*. Second edition. Boca Raton, London und New York: CRC Press, 2016.
- [12] Ampara ARAMCHAROEN. »Influence of Cryogenic Cooling on Tool Wear and Chip Formation in Turning of Titanium Alloy«. In: *Procedia CIRP* 46 (2016), S. 83–86.
- [13] S. RAVI und M. Pradeep KUMAR. »Experimental Investigation of Cryogenic Cooling in Milling of AISI D3 Tool Steel«. In: *Materials and Manufacturing Processes* 27.10 (2012), S. 1017–1021.
- [14] Sabine TRABELSI, Anne MOREL, Guenael GERMAIN und Zoubeir BOUAZIZ. »Tool wear and cutting forces under cryogenic machining of titanium alloy (Ti17)«. In: *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology* 91.5-8 (2017), S. 1493–1505.
- [15] P. J. ARRAZOLA, T. ÖZEL, D. UMBRELLO, M. DAVIES und I. S. JAWAHIR. »Recent advances in modelling of metal machining processes«. In: *CIRP Annals* 62.2 (2013), S. 695–718.
- [16] J. Paulo DAVIM. *Machining of Hard Materials*. London: Springer London, 2011.
- [17] Shane Y. HONG und Yucheng DING. »Cooling approaches and cutting temperatures in cryogenic machining of Ti-6Al-4V«. In: *International Journal of Machine Tools and Manufacture* 41.10 (2001), S. 1417–1437.
- [18] M. J. BERMINGHAM, J. KIRSCH, S. SUN, S. PALANISAMY und M. S. DARGUSCH. »New observations on tool life, cutting forces and chip morphology in cryogenic machining Ti-6Al-4V«. In: *International Journal of Machine Tools and Manufacture* 51.6 (2011), S. 500–511.
- [19] Fritz KLOCKE, Luca SETTINERI, Dieter LUNG, Paolo CLAUDIO PRARONE und Martin ARFT. »High performance cutting of gamma titanium aluminides: Influence of lubricoolant strategy on tool wear and surface integrity«. In: *Wear* 302.1-2 (2013), S. 1136–1144.
- [20] A. BORDIN, S. IMBROGNO, G. ROTELLA, S. BRUSCHI, A. GHIOTTI und D. UMBRELLO. »Finite Element Simulation of Semi-finishing Turning of Electron Beam Melted Ti6Al4V Under Dry and Cryogenic Cooling«. In: *Procedia CIRP* 31 (2015), S. 551–556.
-

- [21] Martin DIX, Rafael WERTHEIM, Gerhard SCHMIDT und Carsten HOCHMUTH. »Modeling of drilling assisted by cryogenic cooling for higher efficiency«. In: *CIRP Annals* 63.1 (2014), S. 73–76.
- [22] C. SWENSON, L. SWÄRD und J. KARLSSON. »Cryotherapy in sports medicine«. In: *Scandinavian journal of medicine & science in sports* 6.4 (1996), S. 193–200.
- [23] Alexander H. JINNAH, Tianyi David LUO, Christopher MENDIAS und Michael FREEHILL. »Cryotherapy duration is critical in short-term recovery of athletes: a systematic review«. In: *Journal of ISAKOS: Joint Disorders & Orthopaedic Sports Medicine* 4.3 (2019), S. 131–136.
- [24] M. SHELLEY, T. J. WILT, B. COLES und M. D. MASON. »Cryotherapy for localised prostate cancer«. In: *The Cochrane database of systematic reviews* 3 (2007), S. CD005010.
- [25] Bruce D. GREENWALD, John A. DUMOT, Julian A. ABRAMS, Charles J. LIGHTDALE, Donald S. DAVID, Norman S. NISHIOKA, Patrick YACHIMSKI, Mark H. JOHNSTON, Nicholas J. SHAHEEN, Alvin M. ZFASS, Jenny O. SMITH, Kanwar Rupinder S. GILL, J. Steven BURDICK, Damien MALLAT und Herbert C. WOLFSSEN. »Endoscopic spray cryotherapy for esophageal cancer: safety and efficacy«. In: *Gastrointestinal endoscopy* 71.4 (2010), S. 686–693.
- [26] R. M. GEORGE. »Freezing processes used in the food industry«. In: *Trends in Food Science & Technology* 4.5 (1993), S. 134–138.
- [27] Zhiwei ZHU, Wenhua LUO und Da-Wen SUN. »Effects of liquid nitrogen quick freezing on polyphenol oxidase and peroxidase activities, cell water states and epidermal microstructure of wolfberry«. In: *LWT* 120 (2020), S. 108923.
- [28] Philipp GOLDA, Robert SCHIESSL, Benedict STAMPFER, Volker SCHULZE und Ulrich MAAS. »Experimental determination of the cooling performance of liquid nitrogen for machining conditions«. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 164 (2021), S. 120588.
- [29] Philipp GOLDA, Noah LETTNER, Robert SCHIESSL und Ulrich MAAS. »Experimental investigation of the cryogenic LN<sub>2</sub>-cooling performance for an impinging jet configuration for different inflow conditions«. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 180 (2021), S. 121776.
- [30] Philipp GOLDA, Robert SCHIESSL und Ulrich MAAS. »Heat transfer simulation of a cryogenic cooling stream in machining operation«. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 144 (2019), S. 118616.

- 
- [31] Christian DAY. »Kryotechnik und Kryopumpen«. In: *Handbuch Vakuumtechnik*. Hrsg. von Karl JOUSTEN. Bd. 8. Springer Reference Technik. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2018, S. 595–634.
- [32] N. KURTI. »Low temperature terminology«. In: *Cryogenics* 10.3 (1970), S. 183–185.
- [33] Richard T. JACOBSEN und Richard B. STEWART. »Thermodynamic Properties of Nitrogen Including Liquid and Vapor Phases from 63K to 2000K with Pressures to 10,000 Bar«. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 2.4 (1973), S. 757–922.
- [34] *VDI-Wärmeatlas*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin, Heidelberg, 2013.
- [35] R. G. SCURLOCK. »A matter of degrees: A brief history of cryogenics«. In: *Cryogenics* 30.6 (1990), S. 483–500.
- [36] Thomas P. SHEAHEN. *Introduction to high temperature superconductivity*. Selected topics in superconductivity. New York: Plenum Pr, 1994.
- [37] Michio KAKU. *Visions: How science will revolutionize the twenty-first century*. Oxford: Oxford University Press, 1999.
- [38] R. G. ROSS. *Cryocoolers 11*. Boston, MA: Springer US, 2002.
- [39] S. CHANDRA und S. D. AZIZ. »Leidenfrost Evaporation of Liquid Nitrogen Droplets«. In: *Journal of Heat Transfer* 116.4 (1994), S. 999–1006.
- [40] Matthias KIND, Yasushi SAITO, Oliver HERBST und Anastassios KATSAOUNIS. »H3 Strömungssieden«. In: *VDI-Wärmeatlas*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin, Heidelberg, 2013, S. 895–1010.
- [41] G. Guido LAVALLE, P. CARRICA, V. GAREA und M. JAIME. »A boiling heat transfer paradox«. In: *American Journal of Physics* 60.7 (1992), S. 593–597.
- [42] Jason HARTWIG, Hong HU, Jeremy STYBORSKI und J. N. CHUNG. »Comparison of cryogenic flow boiling in liquid nitrogen and liquid hydrogen chilldown experiments«. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 88 (2015), S. 662–673.

- 
- [43] Lucia RUEDA VILLEGAS, Sébastien TANGUY, Guillaume CASTANET, Ophélie CABALLINA und Fabrice LEMOINE. »Direct numerical simulation of the impact of a droplet onto a hot surface above the Leidenfrost temperature«. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 104 (2017), S. 1090–1109.
- [44] Reid SHAEFFER, Hong HU und J. N. CHUNG. »An experimental study on liquid nitrogen pipe chilldown and heat transfer with pulse flows«. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 67 (2013), S. 955–966.
- [45] H. LINKE, B. J. ALEMÁN, L. D. MELLING, M. J. TAORMINA, M. J. FRANCIS, C. C. DOW-HYGELUND, V. NARAYANAN, R. P. TAYLOR und A. STOUT. »Self-propelled Leidenfrost droplets«. In: *Physical review letters* 96.15 (2006), S. 154502.
- [46] Franziska EMMENDÖRFER. »CFD-Simulation zur Bestimmung des Wärmeüberganges bei der kryogenen Zerspanung mit flüssigem Stickstoff«. Masterarbeit. Universität Karlsruhe, 2019.
- [47] Geoffrey F. HEWITT und George YADIGAROGLU. »Modelling Strategies and Two-Phase Flow Models«. In: *Introduction to Multiphase Flow*. Hrsg. von George YADIGAROGLU und Geoffrey F. HEWITT. Cham: Springer International Publishing, 2018, S. 39–77.
- [48] Clayton T. CROWE. *Multiphase Flow Handbook*. Second Edition. CRC Press, 2005.
- [49] Baojiang SUN, Yanli GUO, Wenchao SUN, Yonghai GAO, Hao LI, Zhiyuan WANG und Hongkun ZHANG. »Multiphase flow behavior for acid-gas mixture and drilling fluid flow in vertical wellbore«. In: *Journal of Petroleum Science and Engineering* 165 (2018), S. 388–396.
- [50] F. HOLLAND und R. BRAGG. *Fluid flow for chemical engineers*. 2nd ed. London: Edward Arnold, 1995.
- [51] J. F. LEA, J. ROWLAN und L. ROWLAN. *Gas Well Deliquification*. Elsevier, 2019.
- [52] P. ZHANG und X. FU. »Two-phase flow characteristics of liquid nitrogen in vertically upward 0.5 and 1.0mm micro-tubes: Visualization studies«. In: *Cryogenics* 49.10 (2009), S. 565–575.
- [53] NICHOLAS P. CHEREMISINOFF und RAMESH GUPTA. *Handbook of fluids in motion: Edited by Nicholas P. Cheremisinoff, Ramesh Gupta*. Ann Arbor, Mich.: Ann Arbor Science, 1983.

- 
- [54] Byung Suh PARK und Sang Yong LEE. »An Experimental Investigation Of The Flash Atomization Mechanism«. In: *Atomization and Sprays* 4.2 (1994), S. 159–179.
- [55] Shiro NUKIYAMA. »The maximum and minimum values of the heat  $Q$  transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure«. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 9.12 (1966), S. 1419–1433.
- [56] Heinz HERWIG und Andreas MOSCHALLSKI. *Wärmeübertragung*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2019.
- [57] Daniel S. CHRISTEN. *Praxiswissen der chemischen Verfahrenstechnik: Handbuch für Chemiker und Verfahrensingenieure*. 2. bearbeitete und ergänzte Auflage. VDI-Buch. Berlin und Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [58] Diethelm SCHROEDER-RICHTER und Diethelm Schroeder RICHTER. *Ein analytischer Beitrag zur Anwendung der Thermodynamik irreversibler Prozesse auf Siedephänomene: Zugl.: Berlin, Techn. Univ., Diss. : 1991*. Als Ms. gedr. Bd. Nr. 251. Fortschritt-Berichte / VDI Reihe 3, Verfahrenstechnik. Düsseldorf: VDI-Verl., 1991.
- [59] H. YAMAMOTO. »Multichip module packaging for cryogenic computers«. In: 1991., *IEEE International Symposium on Circuits and Systems*. IEEE, 11-14 June 1991, S. 2296–2299.
- [60] L. BOGDANIC, H. AURACHER und F. ZIEGLER. »Two-phase structure above hot surfaces in jet impingement boiling«. In: *Heat and Mass Transfer* 45.7 (2009), S. 1019–1028.
- [61] M. GRADECK, A. KOUACHI, M. LÉBOUCHÉ, F. VOLLE, D. MAILLET und J. L. BOREAN. »Boiling curves in relation to quenching of a high temperature moving surface with liquid jet impingement«. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52.5-6 (2009), S. 1094–1104.
- [62] A. BORDIN, S. SARTORI, S. BRUSCHI und A. GHIOTTI. »Experimental investigation on the feasibility of dry and cryogenic machining as sustainable strategies when turning Ti6Al4V produced by Additive Manufacturing«. In: *Journal of Cleaner Production* 142 (2017), S. 4142–4151.
- [63] Volker SCHULZE und Frederik ZANGER. »Development of a Simulation Model to Investigate Tool Wear in Ti-6Al-4V Alloy Machining«. In: *Advanced Materials Research* 223 (2011), S. 535–544.
-

- 
- [64] V. SCHULZE und F. ZANGER. »Numerical Analysis of the Influence of Johnson-Cook-Material Parameters on the Surface Integrity of Ti-6Al-4V«. In: *Procedia Engineering* 19 (2011), S. 306–311.
- [65] Volker SCHULZE, Julius OSTERRIED, Harald MEIER und Frederik ZANGER. »Simulation of Multiple Chip Formation when Broaching SAE 5120 Low Alloy Steel«. In: *Advanced Materials Research* 223 (2011), S. 37–45.
- [66] V. SCHULZE, J. OSTERRIED, T. STRAUSS und F. ZANGER. »Analysis of surface layer characteristics for sequential cutting operations«. In: *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* 67.6 (2012), S. 347–356.
- [67] Volker SCHULZE, Nikolay BOEV und Frederik ZANGER. »Simulation of Metal Cutting Process with Variable Cutting Thickness During Broaching«. In: *Procedia CIRP* 1 (2012), S. 437–442.
- [68] V. SCHULZE, F. ZANGER und N. BOEV. »Numerical Investigations on Changes of the Main Shear Plane while Broaching«. In: *Procedia CIRP* 8 (2013), S. 246–251.
- [69] A. DAVOUDINEJAD, E. CHIAPPINI, S. TIRELLI, M. ANNONI und M. STRANO. »Finite Element Simulation and Validation of Chip Formation and Cutting Forces in Dry and Cryogenic Cutting of Ti-6Al-4V«. In: *Procedia Manufacturing* 1 (2015), S. 728–739.
- [70] Alfred BÖGE. *Handbuch Maschinenbau: Grundlagen und Anwendungen der Maschinenbau-Technik ; mit 412 Tabellen*. 20., überarb. und aktualisierte Aufl. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2011.
- [71] Dieter MESCHÉDE. *Gerthsen Physik*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin, Heidelberg, 2015.
- [72] Günter CERBE und Hans-Joachim HOFFMANN. *Einführung in die Thermodynamik: Von den Grundlagen zur technischen Anwendung ; mit 38 Tafeln, 130 Beispielen, 135 Aufgaben und 175 Kontrollfragen*. 13., verb. und erw. Aufl. München und Wien: Hanser, 2002.
- [73] Horst HERR. *Wärmelehre*. 3. Aufl. Bd. 3. Technische Physik. Haan-Gruiten: Verl. Europa-Lehrmittel, 2001.
- [74] Horst KUCHLING. *Taschenbuch der Physik: Mit zahlreichen Tabellen*. 21., aktualisierte Aufl., Jub.-Ausg. 50 Jahre. München: Fachbuchverl. Leipzig im Carl-Hanser-Verl., 2014.

- [75] Erich HAHNE. *Technische Thermodynamik: Einführung und Anwendung*. 5., völlig überarb. Aufl. München: Oldenbourg, 2010.
- [76] Jan LÖSER, Marco KLEMM und Andreas HILLER. *Technische Thermodynamik in ausführlichen Beispielen: Mit 57 Bildern und einem Anhang mit zahlreichen Tabellen und Diagrammen*. Hanser eLibrary. München: Fachbuchverlag Leipzig, 2018.
- [77] Jürgen ZIEREP und Karl BÜHLER. *Grundzüge der Strömungslehre: Grundlagen, Statik und Dynamik der Fluide : mit 202 Abbildungen und zahlreichen Übungen*. 11., überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2018.
- [78] Hans Dieter BAEHR und Karl STEPHAN. *Wärme- und Stoffübertragung*. 9., aktualisierte Auflage. Berlin und Heidelberg: Springer Vieweg, 2016.
- [79] Alfred BÖGE und Wolfgang BÖGE, Hrsg. *Handbuch Maschinenbau: Grundlagen und Anwendungen der Maschinenbau-Technik ; mit 424 Tabellen*. 22., überarb. und erw. Aufl. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2015.
- [80] Y. SUN, B. HUANG, D. A. PULEO und I. S. JAWAHIR. »Enhanced Machinability of Ti-5553 Alloy from Cryogenic Machining: Comparison with MQL and Flood-cooled Machining and Modeling«. In: *Procedia CIRP* 31 (2015), S. 477–482.
- [81] Giovanna ROTELLA und Domenico UMBRELLO. »Finite element modeling of microstructural changes in dry and cryogenic cutting of Ti6Al4V alloy«. In: *CIRP Annals* 63.1 (2014), S. 69–72.
- [82] Tao JIN, Jian-ping HONG, Hao ZHENG, Ke TANG und Zhi-hua GAN. »Measurement of boiling heat transfer coefficient in liquid nitrogen bath by inverse heat conduction method«. In: *Journal of Zhejiang University-SCIENCE A* 10.5 (2009), S. 691–696.
- [83] A. H. KHEIREDDINE, A. H. AMMOURI, T. LU, O. W. DILLON, R. F. HAMADE und 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«. In: *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology* 78.1-4 (2015), S. 269–279.
- [84] George YADIGAROGLU und G. F. HEWITT. *Introduction to multiphase flow: Basic concepts, applications and modelling*. Zurich lectures on multiphase flow. Cham: Springer Berlin Heidelberg, 2018.

- 
- [85] Shane Y. HONG. »Economical and Ecological Cryogenic Machining«. In: *Journal of Manufacturing Science and Engineering* 123.2 (2001), S. 331–338.
- [86] F. ZANGER und V. SCHULZE. »Investigations on Mechanisms of Tool Wear in Machining of Ti-6Al-4V Using FEM Simulation«. In: *Procedia CIRP* 8 (2013), S. 158–163.
- [87] Noah LETTNER. »Experimentelle Untersuchung des Wärmeüberganges bei kryogener Abkühlung einer Ti-6Al-4V-Probe für eine Prallstrahlanordnung«. Bachelorarbeit. Karlsruhe, Germany: Universität Karlsruhe, 2020.
- [88] Berend DENKENA und Hans Kurt TÖNSHOFF. »Spanbildung«. In: *Spanen*. Hrsg. von Berend DENKENA und Hans Kurt TÖNSHOFF. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin, Heidelberg, 2011, S. 21–36.
- [89] K. JAMBUNATHAN, E. LAI, M. A. MOSS und B. L. BUTTON. »A review of heat transfer data for single circular jet impingement«. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 13.2 (1992), S. 106–115.
- [90] N. T. OBOT, W. J. M. DOUGLAS und Arun S. MUJUMDAR. »EFFECT OF SEMI-CONFINEMENT ON IMPINGEMENT HEAT TRANSFER«. In: *Proceeding of International Heat Transfer Conference 7*. Connecticut: Begellhouse, 9/6/1982 - 9/10/1982, S. 395–400.
- [91] ULRICH MAAS. »Mathematische Modellierung instationärer Verbrennungsprozesse unter Verwendung detaillierter Reaktionsmechanismen«. Dissertation. Heidelberg: Ruprecht-Karls-Universität, 1988.
- [92] R. STAUCH, S. LIPP und U. MAAS. »Detailed numerical simulations of the autoignition of single n-heptane droplets in air«. In: *Combustion and Flame* 145.3 (2006), S. 533–542.
- [93] Marcus STEIN, Viatcheslav BYKOV und Ulrich MAAS. »The Effect of Evaporation Models on Urea Decomposition from Urea-Water-Solution Droplets in SCR Conditions«. In: *Emission Control Science and Technology* 3.4 (2017), S. 263–274.
- [94] M. STEIN, V. BYKOV, A. BERTÓTINÉ ABAI, C. JANZER, U. MAAS, O. DEUTSCHMANN und M. OLZMANN. »A reduced model for the evaporation and decomposition of urea–water solution droplets«. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 70 (2018), S. 216–225.



- 
- [95] Marcus STEIN, Viatcheslav BYKOV und Ulrich MAAS. »Reduced simulation of the evaporation and decomposition of droplets and films of urea-water solution in exhaust gas environment«. In: *Proceedings of the Combustion Institute* (2020).
- [96] THE OPENFOAM FOUNDATION. *OpenFOAM*: <https://openfoam.org>.
- [97] Jürgen WARNATZ, Ulrich MAAS und Robert W. DIBBLE. *Combustion: Physical and chemical fundamentals, modeling and simulation, experiments, pollutant formation ; with 22 tables*. 4. ed. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [98] RAINER STAUCH. »Detaillierte Simulation von Verbrennungsprozessen in Mehrphasensystemen«. Dissertation, Karlsruhe, Germany. Karlsruhe, Germany: Universität Karlsruhe, 2007.
- [99] Anthony J. MARCHESE und Frederick L. DRYER. »The effect of liquid mass transport on the combustion and extinction of bicomponent droplets of methanol and water«. In: *Combustion and Flame* 105.1-2 (1996), S. 104–122.
- [100] Herbert Martin HOFMANN. »Wärmeübergang beim pulsierenden Prallstrahl«. Dissertation. Karlsruhe, Germany: Universität Karlsruhe, 2005.
- [101] R. VISKANTA. »Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets«. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 6.2 (1993), S. 111–134.
- [102] V. V. RAO und Olev TRASS. »Mass transfer from a flat surface to an impinging turbulent jet«. In: *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 42.3 (1964), S. 95–99.
- [103] S. V. GARIMELLA und R. A. RICE. »Confined and Submerged Liquid Jet Impingement Heat Transfer«. In: *Journal of Heat Transfer* 117.4 (1995), S. 871–877.
- [104] D. T. VADER, F. P. INCROPERA und R. VISKANTA. »Local convective heat transfer from a heated surface to an impinging, planar jet of water«. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 34.3 (1991), S. 611–623.
- [105] P. J. GIARRATANO und R. V. SMITH. »Comparative Study of Forced Convection Boiling Heat Transfer Correlations for Cryogenic Fluids«. In: *Advances in Cryogenic Engineering*. Hrsg. von K. D. TIMMERHAUS. Boston, MA: Springer US, 1966, S. 492–506.
-

- 
- [106] E. G. BRENTARI, P. J. GIARRATANO und R. V. SMITH. *Boiling Heat Transfer for Oxygen, Nitrogen, Hydrogen and Helium*. National Bureau of Standards, 1965.
- [107] J. EHLERS, K. HEPP, H. A. WEIDENMÜLLER, J. ZITTARTZ, W. BEIGLBÖCK, Adriaan I. VAN DE VOOREN und Pieter J. ZANDBERGEN, Hrsg. *Proceedings of the Fifth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics June 28 – July 2, 1976 Twente University, Enschede*. Lecture Notes in Physics. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin, Heidelberg, 1976.
- [108] C.W HIRT und B.D NICHOLS. »Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries«. In: *Journal of Computational Physics* 39.1 (1981), S. 201–225.
- [109] OPENCFD LTD. *OpenFOAM*. 2020.
- [110] F. MOUKALLED, L. MANGANI und M. DARWISH. *The finite volume method in computational fluid dynamics: An advanced introduction with OpenFOAM and Matlab*. Bd. volume 113. Fluid mechanics and its applications. Cham u. a.: Springer Berlin Heidelberg, 2016.
- [111] R.I ISSA. »Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting«. In: *Journal of Computational Physics* 62.1 (1986), S. 40–65.
- [112] T. HOLZMANN. *Mathematics, numerics, derivations and OpenFOAM*. Holzmann CFD, 2016.
- [113] Suraj S. DESHPANDE, Lakshman ANUMOLU und Mario F. TRUJILLO. »Evaluating the performance of the two-phase flow solver interFoam«. In: *Computational Science & Discovery* 5.1 (2012), S. 014016.
- [114] PRASHANT SHROTRIYA. »Large eddy simulation of turbulent partially-premixed flame based on redim chemistry table«. PhD. Zhenjiang, Jiangsu, China, 2021.
- [115] Joel H. FERZIGER, Milovan PERIĆ und Robert L. STREET. *Numerische Strömungsmechanik*. 2., aktualisierte Auflage. Berlin und Heidelberg: Springer Vieweg, 2020.
- [116] Thorsten ZIRWES, Feichi ZHANG, Peter HABISREUTHER, Maximilian HANSINGER, Henning BOCKHORN, Michael PFITZNER und Dimosthenis TRIMIS. »Quasi-DNS Dataset of a Piloted Flame with Inhomogeneous Inlet Conditions«. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 104.4 (2020), S. 997–1027.
-

- [117] Stephen B. POPE. *Turbulent flows*. 1. publ. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.
- [118] Muhsin M. AMEEN und John ABRAHAM. »Are 2D DNS results of turbulent fuel/air mixing layers useful for assessing subgrid-scale models?« In: *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications* 69.1 (2016), S. 1–13.
- [119] Ardeshir GOSHTASBY. »Piecewise linear mapping functions for image registration«. In: *Pattern Recognition* 19.6 (1986), S. 459–466.
- [120] Ardeshir GOSHTASBY. »Image registration by local approximation methods«. In: *Image and Vision Computing* 6.4 (1988), S. 255–261.
- [121] G. BYRONS und J. Bell KENNETH. »Film boiling of spheroidal droplets: The Leidenfrost Phenomenon«. In: *Annual Meeting, American Instituts of Chemical Engineers* 42 (1961).
- [122] Philipp GOLDA, Benedict STAMPFER, Robert SCHIESSL, Frederic ZANGER, Volker SCHULZE und Ulrich MAAS, Hrsg. *Beschreibung des Wärmeüberganges bei der kryogenen Zerspannung von Ti-6Al-4V in einem gekoppelten Simulationsmodell*. Thermodynamik-Kolloquium 2017; TU Dresden; VDI, 2017.
- [123] Noah LETTNER, Philipp GOLDA, Robert SCHIESSL und Ulrich MAAS, Hrsg. *Experimentelle Untersuchung des Wärmeüberganges bei kryogener Abkühlung einer Ti-6Al-4V-Probe für eine Prallstrahlanordnung*. Thermodynamik-Kolloquium 2021; Online-Konferenz; VDI, 2021.
- [124] Philipp GOLDA, Andreas. BLATTMANN, Alexander NEAGOS, Viatcheslav BYKOV und Ulrich MAAS. »Implementation problems of manifolds-based model reduction and their generic solution«. In: *Combustion Theory and Modelling* 191.2 (2019), S. 1–30.
- [125] Justin LEE. »Experimental investigation of the heat transfer during cryogenic cooling of a Ti-6Al-4V sample for an impinging jet arrangement«. Bachelorthesis. Karlsruhe, Germany: Universität Karlsruhe, 2021.
- [126] Mert TOLGAY. »Untersuchung des Wärmeüberganges Festkörper-LN2 mittels eines gekoppelten Simulationsmodells«. Masterarbeit. Karlsruhe, Germany: Universität Karlsruhe, 2022.
- [127] MATLAB. *MATLAB:2019*. Natick, Massachusetts: The MathWorks Inc., 2019.

- [128] Tilo ARENS. *Mathematik*. 2. korrigierter Nachdruck. Heidelberg: Spektrum Akad. Verl., 2010.
- [129] Christopher J. GREENSHIELDS. »OpenFOAM Programmer's Guide: Version 3.0.1, the OpenFOAM Foundation«. <https://foam.sourceforge.net/docs/Guides-a4/ProgrammersGuide.pdf>. 2015.
- [130] Christopher J. GREENSHIELDS. »OpenFOAM User Guide: Version 9, The OpenFOAM Foundation«. <http://foam.sourceforge.net/docs/Guides-a4/OpenFOAMUserGuide-A4.pdf>. 2021.
- [131] SANTIAGO MÁRQUEZ DAMIÁN. »An extended mixture model for the simultaneous treatment of short and long scale interfaces«. Santa Fe, Argentinien, 2013.

# A. Validierung der Thermografiemessungen mittels Thermoelementmessungen

Maßgeblich für die Qualität eines experimentellen Versuchs ist die entsprechende Genauigkeit, mit der die gesuchte Größe bestimmt werden kann. Darüber hinaus ist die Reproduzierbarkeit ein weiteres wichtiges Kriterium, da unter analog vorliegenden Anfangs- und Randbedingungen auch ein reproduzierbares Ergebnis folgen sollte. Für den in Abschnitt 4.1.1 gezeigten Aufbau stellen sich in erster Linie die folgenden Fragen:

- Ist die getroffene Annahme eines Emissionskoeffizienten von  $\varepsilon = 1$  valide, sodass eine möglichst exakte Bestimmung der Oberflächentemperaturverteilung ermöglicht wird?
- Ergeben sich für analoge Anfangs-/Rand- und Anströmbedingungen reproduzierbare Ergebnisse?

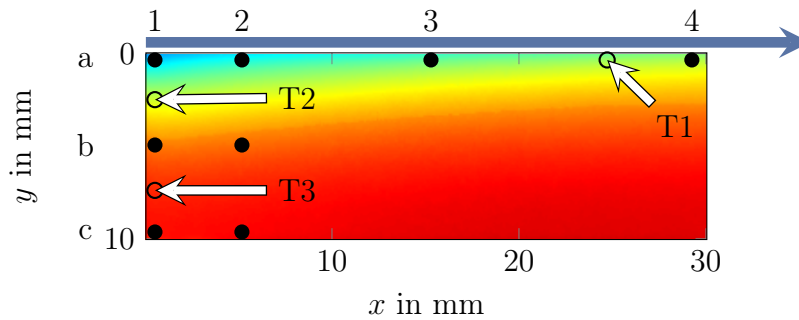
Beide Fragestellungen werden detailliert in der Arbeit [28] untersucht und sollen hier nochmals kurz ausgeführt werden.

## Genauigkeit der Messung

Um beurteilen zu können, inwiefern die mittels Strahlungsmessung ermittelten Daten valide sind, wurde eine zweite baugleiche Probe gefertigt, welche an den Stellen T1-T3 (siehe Abbildung A.1) mit Bohrungen mit einem Durchmesser von 0,6 mm sowie einer Tiefe von 1 mm versehen wurden. Die entsprechenden Stellen sind mittels eines schwarzen Kreises markiert. Diese befinden sich in unmittelbarer Nähe zur Kontaktfläche (a1 bis a4) sowie mit einem entsprechendem Abstand von 5 (b1 und b2) sowie 9.75 mm (c1 und c2). In diese wurden Thermoelemente des Types Omega TJC1-NNIN-IMO50U-300 angebracht, welche der DIN Güteklasse 1 entsprechen und eine

A. VALIDIERUNG DER THERMOGRAFIEMESSUNGEN MITTELS  
THERMOELEMENTMESSUNGEN

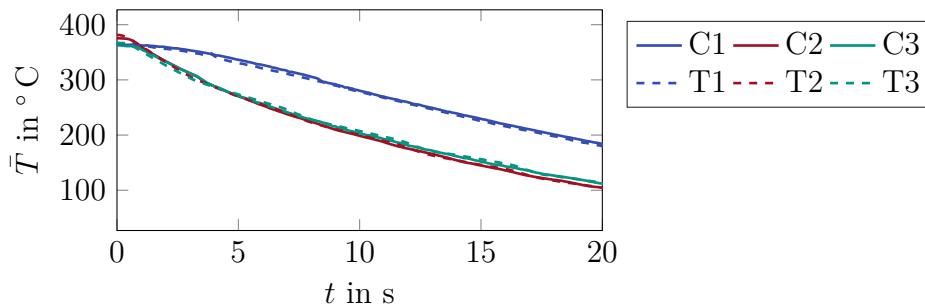
---



**Abbildung A.1.:** Ausgewählte Messstellen sowie Positionierung der Thermoelemente zur Validierung der Thermografiemessung.

maximale Abweichung von  $\pm 1,5^\circ\text{C}$  im interessierenden Temperaturbereich besitzen. Da, wie gezeigt, eine geringe Temperaturabhängigkeit in  $z$ -Richtung vorliegt, unterscheiden sich die Messergebnisse an der Oberfläche von denen im Probenvolumen kaum. Somit ist es möglich, die mittels Thermografie detektierten Temperaturdaten mit den Thermoelementmessungen direkt zu verglichen werden. Die Untersuchungen wurden für den Fall der Überströmung (siehe Abbildung 4.3b) durchgeführt.

In Abbildung A.2 ist die zeitliche Temperaturentwicklung für T1-T3 aufgezeigt. Die Verläufe C1-C3 entsprechen den gemessenen Temperaturen mittels Thermografie. Hierfür wurde an entsprechender Stelle der Mittelwert von jeweils fünf auf fünf Pixelpunkte bestimmt. Für alle drei charakteristischen Punkten liegen die Kurven fast identisch aufeinander. Die maximale Abweichung beträgt 9 K, die mittlere Abweichung 2,8 K. Da die Thermografiemessung durch die an der Oberfläche verlaufenden Thermoelemente beeinflusst wird, wurden die Ergebnisse für C1-C3 und T1-T3 in zwei un-

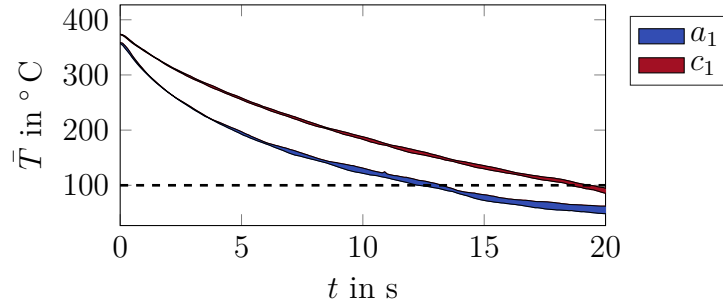


**Abbildung A.2.:** Vergleich zwischen dem zeitlichen gemessenen Temperaturverlauf  $\bar{T}(t)$  mittels Thermoelementen (T1-T3) und der Thermografiekamera (C1-C3) an den in Abbildung A.1 markierten Messpunkte T1-T3 [28].

abhängig voneinander durchgeführten Versuchswiederholungen erzielt. Aus diesem Grund verifiziert diese Art der Darstellung nicht nur die valide Wahl für  $\varepsilon = 1$ , sondern lässt erste Rückschlüsse zu, dass auch eine hohe Güte der Reproduzierbarkeit vorliegt.

### Reproduzierbarkeit

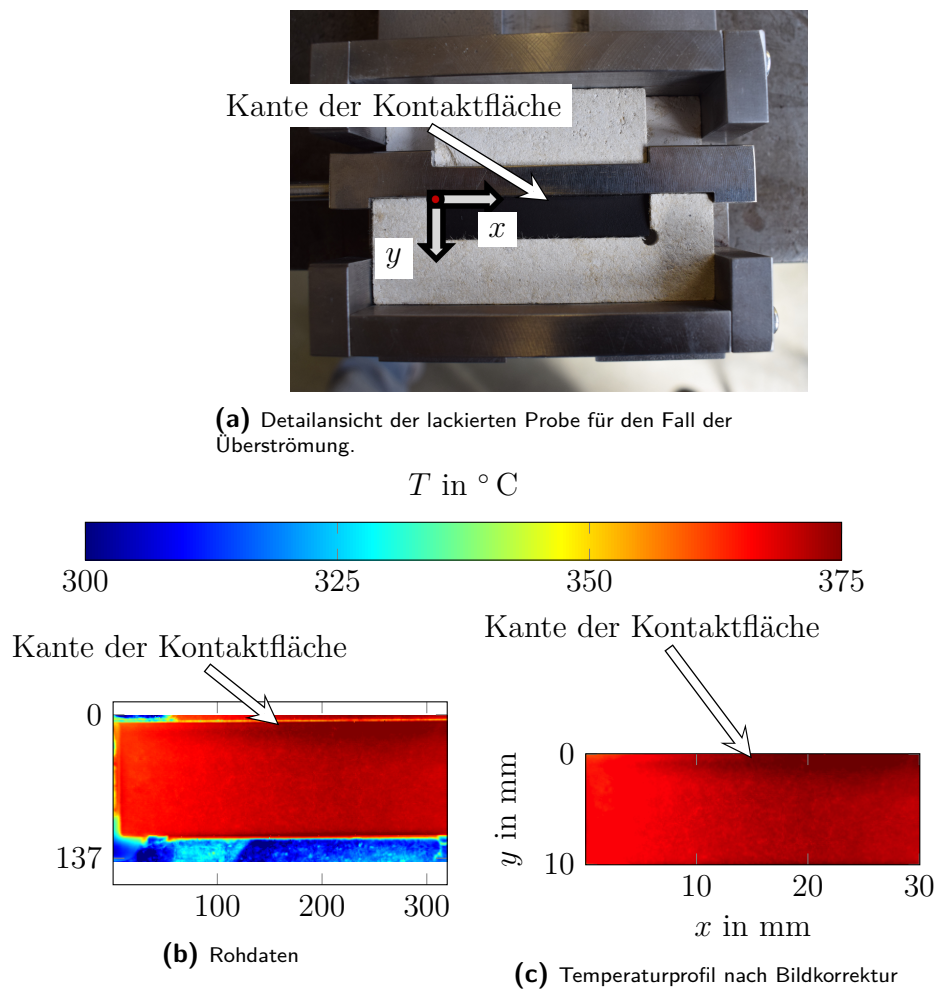
Unabhängig durchgeführte Wiederholungen eines Experiments mit identischen Anfangs- und Randbedingungen sollten im Normalfall zu analogen Ergebnissen führen. Ist dies nicht der Fall, so liegen hohe Unsicherheiten zwischen den einzelnen Versuchsreihen vor, was eine systematische Untersuchung und somit eine physikalische Interpretation der Ergebnisse erschwert bzw. nicht ermöglicht. Abbildung A.3 zeigt den zeitlichen Verlauf der maximal bzw. minimal bestimmten Temperaturen für die Bereiche a1 und c1 für drei unabhängig durchgeführte Versuchswiederholungen, ebenfalls für den Fall der Überströmung [28]. Ist die Fläche zwischen der Maximal- und Minimalkurven klein, so ist das gleichbedeutend mit einer hohen Reproduzierbarkeit, da kaum Unterschiede zwischen den einzelnen Wiederholungen erkennbar sind. Dadurch ist es möglich für die gewonnenen Daten eine Mittelung über die durchgeführten Wiederholungen durchzuführen, was besonders im Hinblick auf spätere Postprocessing-Verfahren von Nutzen ist, da hierdurch das Signalrauschen der verwendeten Messtechnik sinnvoll verringert werden kann.



**Abbildung A.3.:** Zeitlicher Verlauf der gemessenen Temperaturen in den Bereichen a1 und c1 für drei unabhängige Versuchswiederholungen. Die untere/obere Kurve zeigt jeweils die minimale/maximale gemessene Temperatur innerhalb der drei durchgeführten Wiederholungen [28].

## B. Bildkorrekturverfahren

Abbildung B.1b zeigt die Rohdaten, welche durch die Anwendung der Thermografie nach erfolgter Aufheizung detektiert wurden. Die Achsen entsprechen hierbei einer fortlaufenden Nummerierung der Pixelnummer. Um die gespei-



**Abbildung B.1.:** Verarbeitung der Rohdaten mittels der kommerziellen Software MATLAB

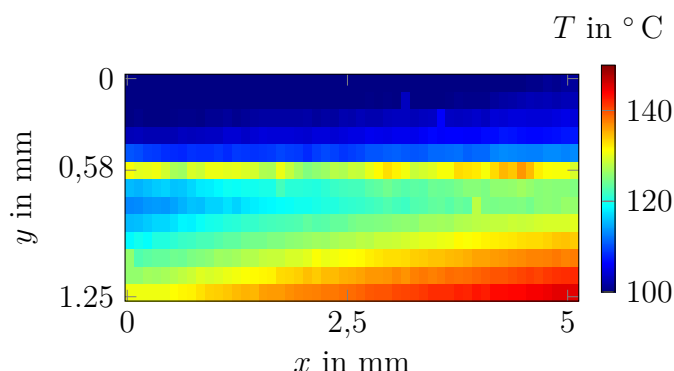


cherten Datenmengen so gering wie möglich zu halten, wird bereits im Voraus die Größe des Ausschnittes in  $y$ -Richtung auf den interessierenden Bereich limitiert. Zur besseren Orientierung ist in Abbildung B.1a eine vergrößerte Ansicht der Probe mit dem verwendeten Koordinatensystem dargestellt. Da eine exakte parallele Ausrichtung des Objektivs zur detektierten Oberfläche nicht möglich ist, verläuft die Kante Probe/Stickstoff-Tunnel nicht parallel zur Bildkante. Dies hat zur Folge, dass die Datenverarbeitung extrem komplex wird. Für eine effiziente Datenauswertung wäre es wünschenswert die detektierte Oberfläche als eine exakte Rechteckgeometrie vorliegen zu haben. Dies kann z. B. durch eine lineare Abbildung erreicht werden [119]. Für das gesamte Postprocessing kommt die kommerzielle Software MATLAB zum Einsatz [127]. Durch die Funktion *fitgeotrans* kann besagte lineare Abbildung gefunden werden. Hierfür müssen die Eckpunkte der Probenoberfläche entsprechend detektiert werden. Sind diese bekannt, so ist ebenfalls die Lage der „zu detektierenden Kante“ bekannt, die der Kante der Kontaktfläche entspricht. Im Laufe der Datenauswertung zeigt sich, dass eine vereinfachte Detektierung möglich ist, wenn zusätzlich zur Probe ebenfalls der Stickstoff-Tunnel schwarz lackiert wird, um abschließend lediglich die besagte Kante minimal freizulegen. Die Lackierung am Tunnel erfüllt hierbei keine weitere technische Funktion. Das Ergebnis der Projektion der Probenoberfläche aus Abbildung B.1b ist in Abbildung B.1c dargestellt.

## C. Probleme bei der Bestimmung des Wärmeübergangs mittels Gradientenberechnung

In diesem Abschnitt soll darauf eingegangen werden, warum die Entwicklung von Postprocessingverfahren, wie der IGIM, notwendig sind und warum keine direkte Berechnung des Wärmeübergangs basierend auf den gemessenen Temperaturgradienten möglich ist. Als im Zuge dieser Arbeit der experimentelle Aufbau entwickelt werden sollte, war zunächst das Design der Probe eine elementare Fragestellung. Die in Abschnitt 4.1.1 vorgestellte Probengeometrie wurde vor allem dadurch motiviert, dass die detektierte Fläche orthogonal zur Kontaktfläche liegt und somit die Bestimmung des Temperaturgradienten  $\partial T/\partial y|_{y=0}$  eine Berechnung von  $\dot{q}_{N_2}$  als Funktion des Ortes möglich ist. Vereinfacht ausgedrückt liegt somit der für die Berechnung des Wärmestroms relevante Eintrag des Temperaturgradienten in der detektierten  $x, y$ -Ebene.

Eine exakte Bestimmung des Gradienten durch Differenziation ist jedoch nicht ohne weiteres möglich. Hierfür wäre zum Beispiel die Kenntnis des Temperaturfelds als analytische Funktion notwendig. Da dieses nicht bekannt ist, kann als alternative Vorgehensweise eine indirekte Berechnung über die bestimmten Messwerte erfolgen. Für die Genauigkeit der auf diese Weise berechneten Ableitung spielen mehrere Punkte eine entscheidende Rolle. Der wohl wichtigste Faktor ist die limitierte örtliche Auflösung der Thermografiekamera. Trotz Hinzunahme eines Close-Up Objektivs liegt der Abstand zweier detektierter Pixelpunkte bei ca.  $100 \mu\text{m}$ . Unter Verwendung der Messdaten kann der Differenzenquotient gebildet werden. Hierbei wird beispielsweise zwischen der Vorwärts-, Rückwärts- oder auch Zentraldifferenziation unterschieden. Stimmt die durch Differenziation berechnete Ableitung mit dem tatsächlichen Gradienten überein, so liegt zwischen den betrachteten Messpunkten üblicherweise ein linearer Verlauf vor. Für die hier betrachtete Berechnung bedeutet dies, dass der Differenzenquotient genau

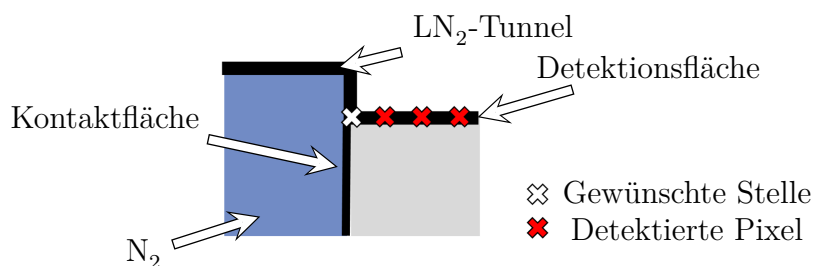


**Abbildung C.1.:** Detailansicht des Übergangsbereichs Probe/Isolator zum Zeitpunkt  $t = 2\text{ s}$  für den Fall der Überströmung

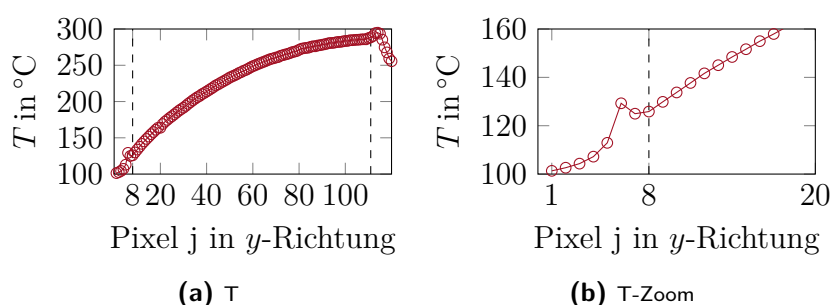
dann eine adäquate Näherung des gesuchten Gradienten liefert, wenn der Temperaturverlauf im betrachteten Bereich annähernd linear verläuft.

Bevor hierauf genauer eingegangen wird, soll zunächst eine weitere Problematik angesprochen werden, welche sich aufgrund der endlichen Auflösung ergibt: die exakte Bestimmung der Stelle, an der der entsprechende Gradient berechnet werden soll. Abbildung C.1 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der Rohdaten zum Zeitpunkt  $t = 10\text{ s}$ . Die markierte Stelle  $y \approx 0,058\text{ mm}$  entspricht dem sechsten detektierten Pixelpunkt in  $y$ -Richtung. Es wird aber schnell deutlich, dass die gesuchte Kante auch am fünften oder siebten Pixelpunkt verlaufen könnte. Der Gradient ist im Allgemeinen eine stark sensitiv vorliegende Größe, weshalb davon auszugehen ist, dass das Ergebnis stark von der Lage der detektierten Kante abhängt.

Erschwerend kommt hinzu, dass durch die Restwandstärke zwischen Probenkörper und  $\text{LN}_2$ -Tunnel nicht exakt die Temperatur an der Kontaktfläche bestimmt werden kann, da die Oberfläche an der entsprechenden Stelle durch



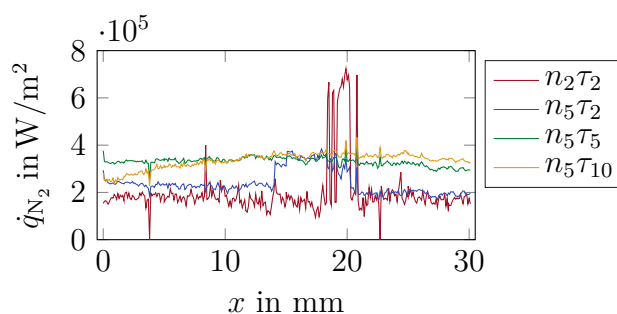
**Abbildung C.2.:** Veranschaulichung der Problematik bei der Gradientenbestimmung am Probenrand (siehe auch Abbildung 4.2).



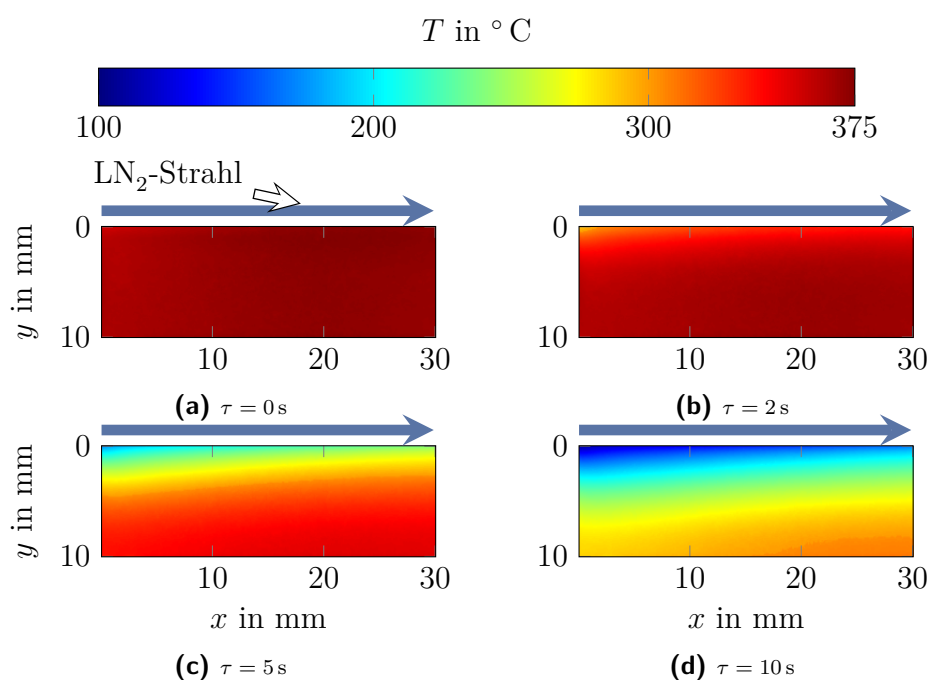
**Abbildung C.3.:** Veranschaulichung des Temperaturprofils für  $t = 10$  s an der Stelle  $x = 5$  mm.

die Wand selbst verdeckt wird. Dies ist schematisch in Abbildung C.2 aufgezeigt. Das weiße Kreuz zeigt die Stelle, an der basierend auf dem Gradienten der gesuchte Wärmestrom berechnet werden soll. Die roten Kreuze kennzeichnen die einzelnen detektierten Pixel. Im Zusammenspiel mit der örtlich begrenzten Auflösung lässt dies vermuten, dass die Bestimmung der lokalen Gradienten keineswegs trivial ist.

Abbildung C.3 zeigt das sich einstellende Temperaturprofil zum Zeitpunkt  $t = 10$  s an der Stelle  $x = 5$  mm. Die gestrichelten Linien kennzeichnen jeweils die detektierte Kante an der Kontaktfläche bzw. an der gegenüberliegenden wärmeisolierten Fläche. Auch in dieser Art der Darstellung wird deutlich, dass die Kante ebenso bei Pixel 7 oder auch Pixel 9 verlaufen könnte. Jedoch sieht der örtliche Temperaturverlauf zumindest aus rein optischer Sicht annähernd linear aus, was auf der ersten Blick für eine adäquate Auflösung spricht. Ist somit die Lage der Kante festgelegt, so kann durch die Anwendung des Differenzialoperators der Gradient an dieser berechnet werden.



**Abbildung C.4.:** Örtlicher Verlauf der Wärmestromdichte, welche mittels der Gradientenmethode bestimmt wurde.  $n$  = Ordnung Polynom,  $t$  = Zeit nach Zuführung der Kühlung



**Abbildung C.5.:** Zeitliche und örtliche Temperaturentwicklung nach Zuführung des Stickstoffstromes

Abbildung C.4 zeigt beispielhaft die sich ergebenden Werte für die Wärmestromdichte zu unterschiedlichen Zeitpunkten, wobei  $n$  der Anzahl an verwendeten Punkten zur Berechnung des Temperaturgradienten entspricht. Es ist ersichtlich, dass der globale Verlauf keineswegs dem erwarteten Verlauf entspricht. So lässt der Verlauf der Isothermen in Abbildung C.5 die Schlussfolgerung zu, dass  $\dot{q}_{\text{N}_2}$  mit zunehmender Entfernung zur Düse abnimmt. Dieses Verhalten wird so keineswegs in Abbildung C.4 abgebildet. Selbst bei der Verwendung von 5 Punkten zur Gradientenbestimmung (was einem Abstand von 0.5 mm entspricht) ist der Kurvenverlauf nicht erklärbar. Des Weiteren ist es zumindest fraglich, warum die Wärmestromdichte mit der Zeit derart zunimmt. Dies würde bedeuten, dass der Wärmestrom umgekehrt proportional zur Oberflächentemperatur verläuft. Dies widerspricht den erwarteten Beobachtung, da mit zunehmender Oberflächentemperatur der lokal vorliegende Temperaturgradient ebenfalls zunehmen sollte.

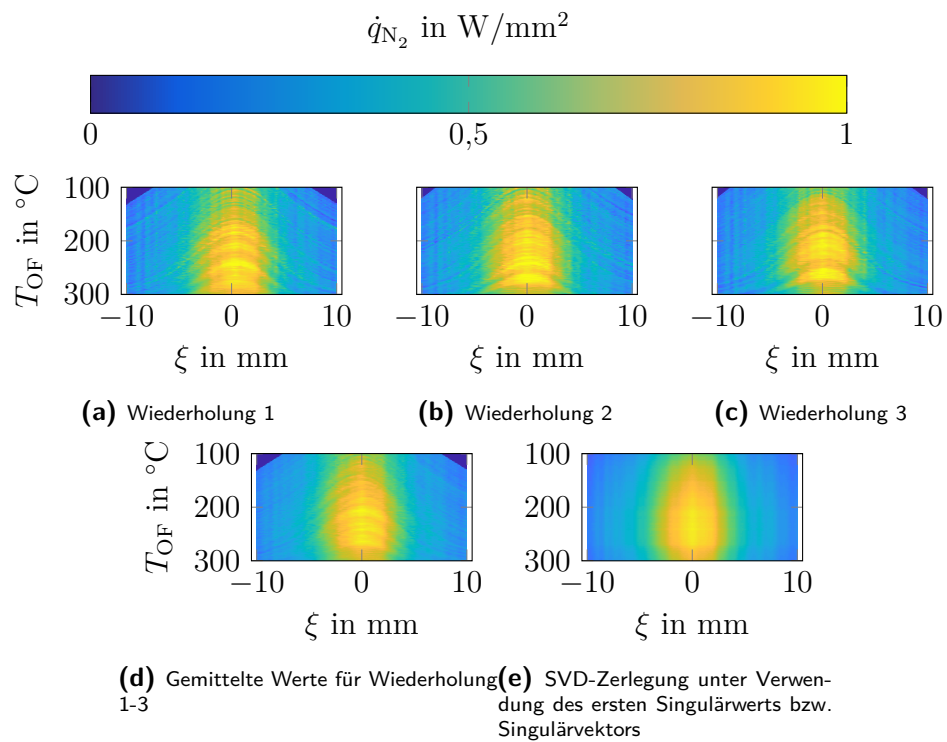
## D. Postprocessingverfahren zur weiteren Datenverarbeitung

Da die Resultate lediglich in einer Art Tabellenform vorliegen (Wärmestromdichte als Funktion der Zeit und des Orts) ist nicht direkt ersichtlich, inwieweit eine z.B. analytische Formel gefunden werden kann, um den Wärmeübergang über einen großen Temperaturbereich zu beschreiben. Aus diesem Grund wird in dem im folgenden vorgestellten Verfahren eine Singulärwertzerlegung durchgeführt. Hierdurch kann die bivariate Funktion  $(T_{\text{OF}}, x)$  als Produkt der univarianten Funktionen  $U_i(T_{\text{OF}})$ ,  $V_i(x)$  sowie  $\sigma_i$  ausgedrückt werden [128]:

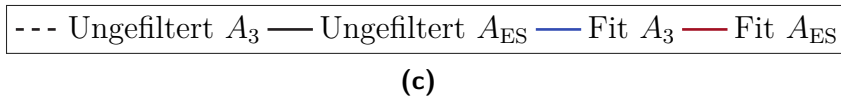
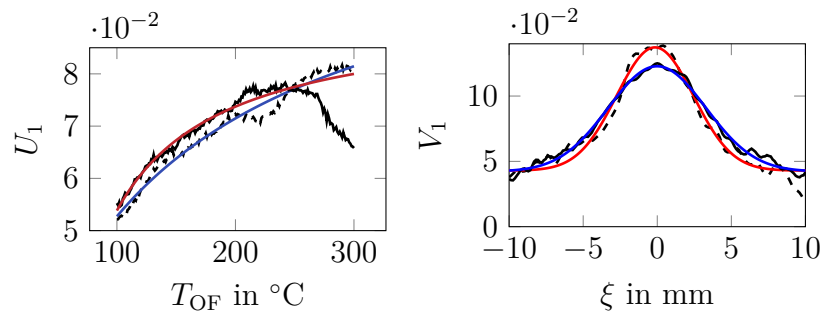
$$\dot{q}_{\text{N}_2}(T_{\text{OF}}, x) = \sum_i U_i(T_{\text{OF}}) \sigma_i V_i(x) \approx U_1(T_{\text{OF}}) \sigma_1 V_1(x), \quad (\text{D.1})$$

wobei  $\sigma_1 \gg \sigma_{2, \dots, \text{end}}$  gilt. Der Index  $i$  entspricht dem  $i$ -ten Singulärvektor bzw. Singulärwert. Somit entsprechen  $U_1(T_{\text{OF}})$  bzw.  $V_1(x)$  dem ersten linken bzw. rechten Eigenvektor. Der entsprechende Eigenwert ist  $\sigma_1$ . Nach erfolgter Singulärwertzerlegung von  $\dot{q}_{\text{N}_2}(T_{\text{OF}}, x)$  zeigt sich, dass der Eigenwert  $\sigma_1$  über 20 Mal größer ist als  $\sigma_2$  bzw. folgende  $\sigma_3, \sigma_4, \dots$  (dies gilt für alle untersuchten Parameterkombinationen). Das hat zur Folge, dass nahezu die ganze relevante Information in den ersten Eigenvektoren bzw. Eigenwerten enthalten ist. Für den Fall der Prallstrahlanordnung wird im Folgenden das beschriebene Vorgehen beispielhaft für einen Arbeitsdruck von 1 bar vorgestellt. Die Vorgehensweise für alle weiteren Konstellationen ist analog.

Die Abbildungen D.1a-D.1c zeigen jeweils die ungefilterten Ergebnisse von drei Wiederholungen, die unter analogen Bedingungen durchgeführt wurden und durch Anwendung der IGIM berechnet wurden. Es zeigt sich, dass der Versuch unter den Bedingungen reproduzierbar ist. Bei höheren Arbeitsdrücken (siehe Abschnitt 6) wird die Reproduzierbarkeit nochmals deutlich gesteigert. Durch die Mittelung wird das Rauschen bereits minimiert. Nach Durchführung der Singulärwertzerlegung und der Bildung des Produktes  $U_1(T_{\text{OF}}) \sigma_1 V_1(x)$  ergibt sich das in Abbildung D.1e dargestellte Bild, das ein deutlich geringeres Rauschen aufweist. Abbildung D.2 zeigt die zugrundeliegenden Eigenvektoren  $U_1(T_{\text{OF}})$  bzw.  $V_1(x)$  für Abbildung D.1b.



**Abbildung D.1.:** Veranschaulichung der Reproduzierbarkeit/Postprocessingverfahren der berechneten Wärmeströme



**Abbildung D.2.:** Veranschaulichung der zeitlichen/örtlichen Abhängigkeit des ersten Singulärvektors

Die gezeigten Kurven entsprechen jeweils Versuchen mit 1 bar Arbeitsdruck. Für einen direkten Vergleich sind ebenfalls die Daten abgebildet, die bei einer Verkleinerung des Strahlquerschnittes erzielt wurden. Es zeigt sich deutlich, dass, mit zunehmender Temperatur, der Wert  $U_1$  zunimmt und somit auch der Wärmeübergang. Der Abfall bei ca. 250 °C für den Versuch mit Einlegescheibe kann dadurch erklärt werden, dass die Strömung trotz Vorkühlung eine gewisse Zeit benötigt, bis sie voll entwickelt ist. Während dieser Zeit kommt es jedoch schon zu einer Abkühlung des Festkörpers. Das bedeutet somit nicht, dass für höhere Temperaturen ein niedrigerer Wärmestrom vorliegt, sondern dass keine vollentwickelte Strömung direkt zu Messbeginn vorliegt. Dieses Verhalten wird für  $A_3$  nicht beobachtet. Der Grund hierfür ist der deutlich geringere Strömungswiderstand im Vergleich zu  $A_{ES}$ . Wäre bei den Untersuchungen der Unterkühler zum Einsatz gekommen, so wäre auch für die Querschnittsfläche  $A_{ES}$  ein monoton steigender Verlauf als Abhängigkeit von der Oberflächentemperatur beobachtet worden.

Die Ortsabhängigkeit ist in Abbildung D.2b dargestellt. Deutlich erkennbar ist die bereits angesprochene charakteristische Gausskurve, die sich für beide Geometrien aufzeigt. Durch Betrachtung von  $U_1$  sowie  $V_1$  kann nun eine Fitfunktion abgeleitet werden, die eine adäquate Abbildung der Ergebnisse ermöglicht.



# E. Erläuterungen zum FE-Simulationsmodell

In dieser Arbeit wird für verschiedene Untersuchungen ein 2-D Simulationsmodells des Festkörpers benötigt. Im Folgenden sollen kurz die wesentlichen Bestandteile der Simulation erläutert werden. Die zu lösende 2-D Energieerhaltungsgleichung für den Festkörper lautet:

$$\rho c_v(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda \text{grad}(T)). \quad (\text{E.1})$$

Zur Vernetzung und zum Lösen wurde die Matlab-interne pde Toolbox verwendet. Diese erlaubt die Vernetzung mittels Elementen mit quadratischen Ansatzfunktionen. Da in der vorliegenden Arbeit neben Dirichlet auch Neumann-Randbedingungen vorgegeben werden, ist dies von hoher Wichtigkeit, da eine quadratische Ansatzfunktion einen linearen Verlauf des Gradienten im Element zur Folge hat. Hierdurch wird die Genauigkeit signifikant erhöht. Die Dichte von Ti-6Al-4V wird für den relevanten Temperaturbereich von  $100 - 400 \text{ C}^\circ$  als konstant angenommen. Die Wärmeleitfähigkeit sowie die spezifische Wärmekapazität wurden als Funktion der Temperatur basierend auf den Messwerten implementiert [3, 34].

## IGIM

Bei der IGIM wird für alle Randbedingungen des Festkörpers  $\text{grad}(T) = 0$  gesetzt. Somit ist der Festkörper vollständig wärmeisoliert. Als Anfangstemperaturprofil wird das entsprechend gemessene Temperaturprofil zum Zeitpunkt  $t$  mittels Interpolation aus den experimentell bestimmten Temperaturdaten vorgegeben.

## Validierungsrechnung

In der Validierungsrechnung wurde an allen Kanten, welche im Experiment mit dem Isolator in direktem Kontakt stehen,  $\text{grad}(T) = 0$  gesetzt. An der Kontaktkante  $\tilde{l}_1$  werden die mit Hilfe der IGIM bestimmten Wärmeströme

als Funktion des Ortes und der Zeit vorgegeben. Da die örtliche Auflösung der experimentellen Ergebnisse begrenzt ist, werden die Wärmeströme an den jeweiligen benötigten Eckpunkten mittels linearer Interpolation berechnet. Als Anfangstemperaturprofil wurde das zum Zeitpunkt  $t = 0$  s gemessene Temperaturprofil auf das FE-Gitter interpoliert.

### **Diskretisierung und Lösungsverfahren für das 2-D Simulationsmodell**

Zur numerischen Lösung des beschriebenen Systems aus partiellen Differentialgleichungen ist es notwendig, die einzelnen Gleichungen in Raum und Zeit zu diskretisieren. Während die zeitliche Diskretisierung durch die schrittweise Integration erfolgt, wird die örtliche Diskretisierung durch das Finite-Volumen Verfahren realisiert. Somit ergibt sich ein zu lösendes Gleichungssystem analog zu Beziehung F.1. Für ein sogenanntes konsistentes Diskretisierungsverfahren wird die Beschreibung für einen unendlich kleinen Gitterabstand exakt. Da dies in der Praxis nicht möglich ist, entsteht ein sogenannter Abbruchfehler [115]. Dieser wird durch eine geeignete Wahl von Gitterabstand und Zeitschrittweite klein, was für eine hohe Genauigkeit der Lösung spricht. In OpenFOAM©[109] gibt es hierfür verschiedene Wahlmöglichkeiten. So lassen sich Zeitableitungen, der Gradientenoperator, der Divergenzoperator sowie der Laplaceoperator mittels unterschiedlicher Diskretisierungsverfahren beschreiben, welche verschiedene Genauigkeitsordnungen besitzen [114, 129, 130].

Nach erfolgter örtlicher Diskretisierung, welche in OpenFOAM mittels finiten Volum erfolgt, kann das System zeitlich integriert werden. Hierfür sind gängige Lösungsverfahren in OpenFOAM© implementiert. Da der Volumenbruch  $\alpha$  lediglich Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann, ist es notwendig Lösungsschemata zu verwenden, welche die Lösung auf den physikalisch gültigen Bereich beschränken. Im Falle des verwendeten Solvers kommt das sogenannte MULES (Multidimensional Universal Limiter with Explicit Solution) Verfahren zum Einsatz [131].

In OpenFOAM©[109] stehen zur Berechnung des Lösungsvektors unterschiedliche iterative Lösungsverfahren zur Verfügung. Detaillierte Erläuterungen sowie mathematische Ableitungen der Algorithmen finden sich in [112, 130, 131].

### **Berechnung stoffspezifischer Größen**

In analoger Weise zu den Berechnungen mit dem 1-D detaillierten Modell ist es notwendig, stoffspezifische Größen wie die spezifische Wärmekapazität  $c_p$ , die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  oder die Viskosität  $\nu$  zu definieren. Standardmäßig werden die genannten Größen im verwendeten Solver als eine Konstante für jede einzelne Phase definiert. Um jedoch einen direkten Vergleich zu den Berechnungen mit INSFLA zu ermöglichen, erfolgten weiterführende Codeänderungen, sodass die benannten Größen als Polynom in Abhängigkeit der lokal vorliegenden Temperatur berechnet werden können. Daten hierfür sind in der Literatur vorhanden und können beispielsweise [33, 34] bzw. die Art der Implementierung [30, 91, 97] entnommen werden.

# F. Numerische Lösungsverfahren

Das aus partiellen und algebraischen Gleichungen bestehende gekoppelte System für die Gas-/Flüssigphase sowie das Interface enthalten die beiden unabhängigen Variablen  $t$  und  $\psi$ . Mit dem verwendeten numerischen Löser LIMEX können lediglich gewöhnliche Differentialgleichungssysteme gelöst werden. Durch Verwendung der vertikalen Linienmethode (engl.: method of lines) werden parabolische Anfangs-Randwertprobleme zunächst im Ort ( $\psi$ ) diskretisiert. In Vektornotation ergibt sich somit das folgende zu lösende System

$$\mathbf{B}(t) \frac{\partial \mathbf{Y}}{\partial t} = \mathbf{F}(t, \mathbf{Y}), \quad (\text{F.1})$$

wobei  $\mathbf{B}(t)$  die entsprechenden Vorfaktoren der zeitlichen Differentiale beinhaltet und  $\mathbf{Y}$  den Zustandsvektor beschreibt. Die Matrix  $\mathbf{F}(t, \mathbf{Y})$  entspricht somit der rechten Seite des Systems. Durch die örtliche Diskretisierung können die Differentialquotienten mittels Differenzenapproximation beschrieben werden. Jedoch ist hierdurch ersichtlich, dass die Lösung an einem gegebenen Punkt  $l$  ebenfalls von den Werten an den benachbarten Punkten abhängt. So sind z.B. im Falle von Dreipunkt-Schemata [97] ebenfalls die Werte bei  $l - 1$  sowie  $l + 1$  relevant. Für einen beliebigen Gitterpunkt  $l$  ergibt sich somit

$$\mathbf{B}(t) \frac{\partial \mathbf{Y}^l}{\partial t} = \mathbf{F}(t, \mathbf{Y}^l, \mathbf{Y}^{l-1}, \mathbf{Y}^{l+1}). \quad (\text{F.2})$$

Da LIMEX ein impliziter Löser ist, wird die Berechnung der Jacobi-Matrix [128] benötigt. Durch die Berechnung von Differenzenquotienten mit Dreipunktformeln besitzt die entsprechende Jacobi-Matrix eine block-tridiagonale Struktur. Dies bedeutet, dass die Diagonale und entsprechende Nebendiagonale mit Werten ungleich 0 besetzt sind, wobei alle anderen Werte den Wert 0 annehmen. Diese sogenannte dünnbesetzte Struktur der Jacobi-Matrix hat Auswirkungen auf deren numerische Behandlung und auf die Lösung der bei impliziten Verfahren resultierenden linearen Gleichungssysteme. Da typischerweise ein Großteil der Simulationszeit für die Berechnung der Jacobi-Matrix

gebraucht wird, werden dünnbesetzte Matrizen häufig durch eine Blockfaktorisierung zerlegt und mit Hilfe sogenannter „ $LU$ “-Verfahren numerisch gelöst. Eine derartige numerische Behandlung verringert die benötigte Simulationszeit enorm. Dies ermöglicht die Implementierung weiterer rechenintensiver Verfahren, wie zum Beispiel einer Fehlerkontrolle während der zeitlichen Lösung des Gleichungssystems. Zusätzlich dazu ist eine Gitterpunktsteuerung implementiert, welche während der Integration eine möglichst optimale Gitterpunktverteilung im Ort ermöglicht [91, 97]. Dies ist für die in dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen essentiell, da für die exakte Bestimmung der Wärmestromdichte, insbesondere in Wandnähe, die genaue Berechnung von Temperaturgradient bedeutsam ist.

# G. Diskretisierung und Lösungsverfahren für das 2-D Simulationsmodell

Zur numerischen Lösung des in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Systems aus partiellen Differentialgleichungen ist es notwendig, die einzelnen Gleichungen in Raum und Zeit zu diskretisieren. Während die zeitliche Diskretisierung durch die schrittweise Integration erfolgt, wird die örtliche Diskretisierung durch das Finite-Volumen Verfahren realisiert. Somit ergibt sich ein zu lösendes Gleichungssystem analog zu Beziehung F.1. Für ein sogenanntes konsistentes Diskretisierungsverfahren wird die Beschreibung für einen unendlich kleinen Gitterabstand exakt. Da dies in der Praxis nicht möglich ist, entsteht ein sogenannter Abbruchfehler [115]. Dieser wird durch eine geeignete Wahl von Gitterabstand und Zeitschrittweite klein, was für eine hohe Genauigkeit der Lösung spricht. In OpenFOAM®[109] gibt es hierfür verschiedene Wahlmöglichkeiten. So lassen sich Zeitableitungen, der Gradientenoperator, der Divergenzoperator sowie der Laplaceoperator mittels unterschiedlicher Diskretisierungsverfahren beschreiben, welche verschiedene Genauigkeitsordnungen besitzen [114, 129, 130].

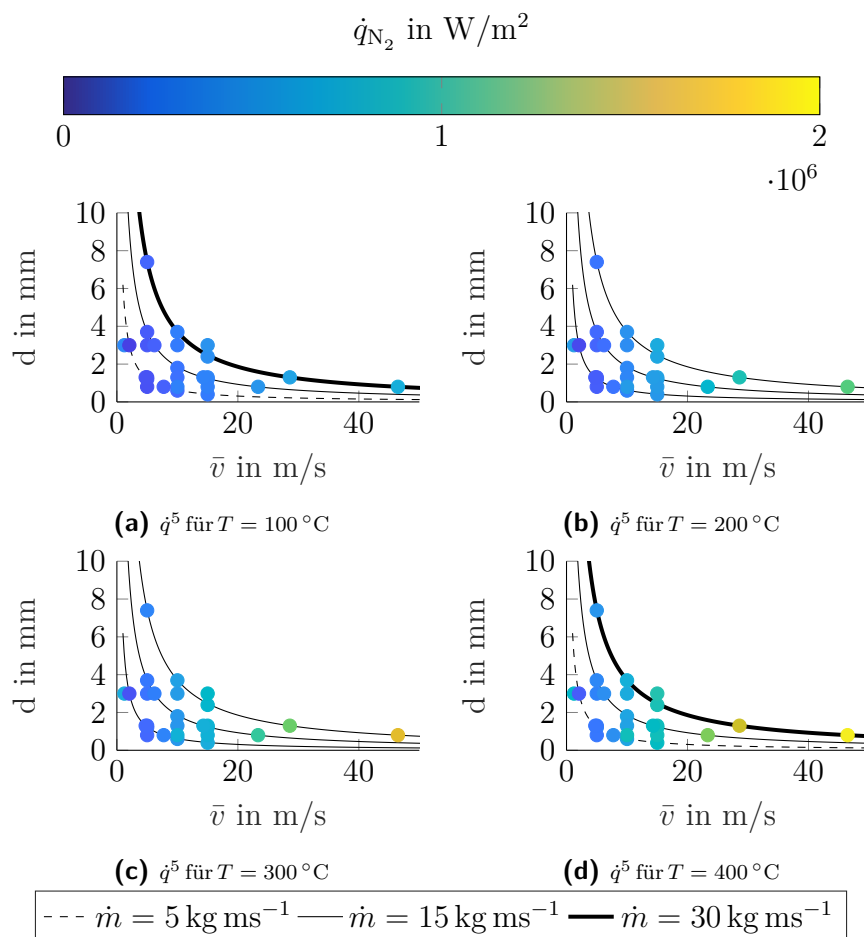
Nach erfolgter örtlicher Diskretisierung, welche in OpenFOAM mittels finiten Volum erfolgt, kann das System zeitlich integriert werden. Hierfür sind gängige Lösungsverfahren in OpenFOAM® implementiert. Da der Volumenbruch  $\alpha$  lediglich Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann, ist es notwendig Lösungsschemata zu verwenden, welche die Lösung auf den physikalisch gültigen Bereich beschränken. Im Falle des verwendeten Solvers kommt das sogenannte MULES (Multidimensional Universal Limiter with Explicit Solution) Verfahren zum Einsatz [131].

In OpenFOAM®[109] stehen zur Berechnung des Lösungsvektors unterschiedliche iterative Lösungsverfahren zur Verfügung. Detaillierte Erläuterungen sowie mathematische Ableitungen der Algorithmen finden sich in [112, 130, 131].

## H. Experimentell bestimmte Wärmeübergänge (Prallstrahlströmung)

In den folgenden Abbildungen sind die mit dem 2-D Simulationsmodell berechneten mittleren Wärmeströme  $\dot{q}^5$  und  $\dot{q}^{10}$  für den untersuchten Parameterbereich dargestellt. Diese Daten sind vor allem nützlich, wenn die gewonnenen Erkenntnisse für die Kühlung großflächiger Bereiche verwendet werden soll. Im Vergleich zu  $\dot{q}^{\text{ind}}$  zeigt sich eine deutliche Abnahme des Wärmeübergangs, was in Kapitel 6 ausführlich diskutiert wird.

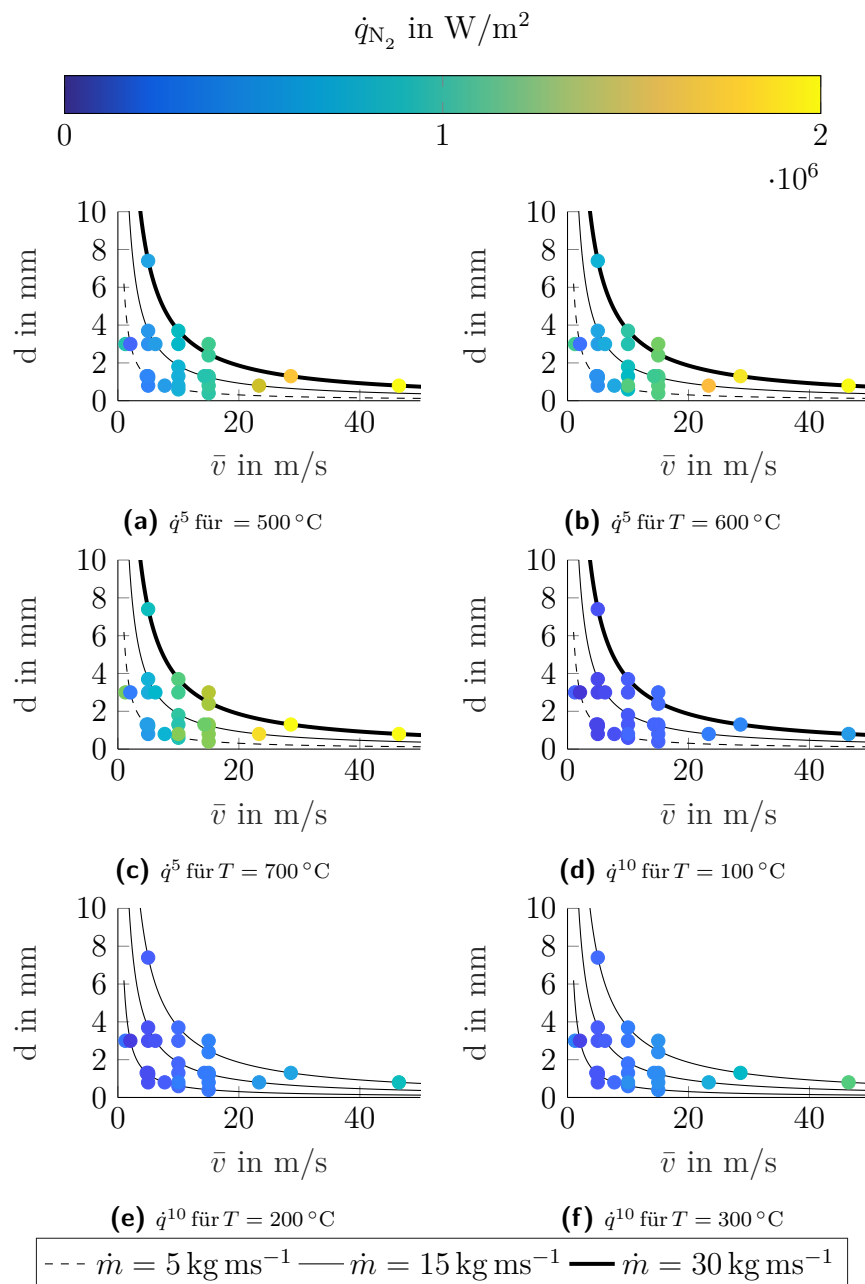
H. EXPERIMENTELL BESTIMMTE WÄRMEÜBERGÄNGE  
(PRALLSTRAHLSTRÖMUNG)



**Abbildung H.1.:** Gemittelte Wärmeströme  $\dot{q}^5$  und  $\dot{q}^{10}$  als Funktion der Düsenbreite  $d$  sowie der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$ ; Sim.

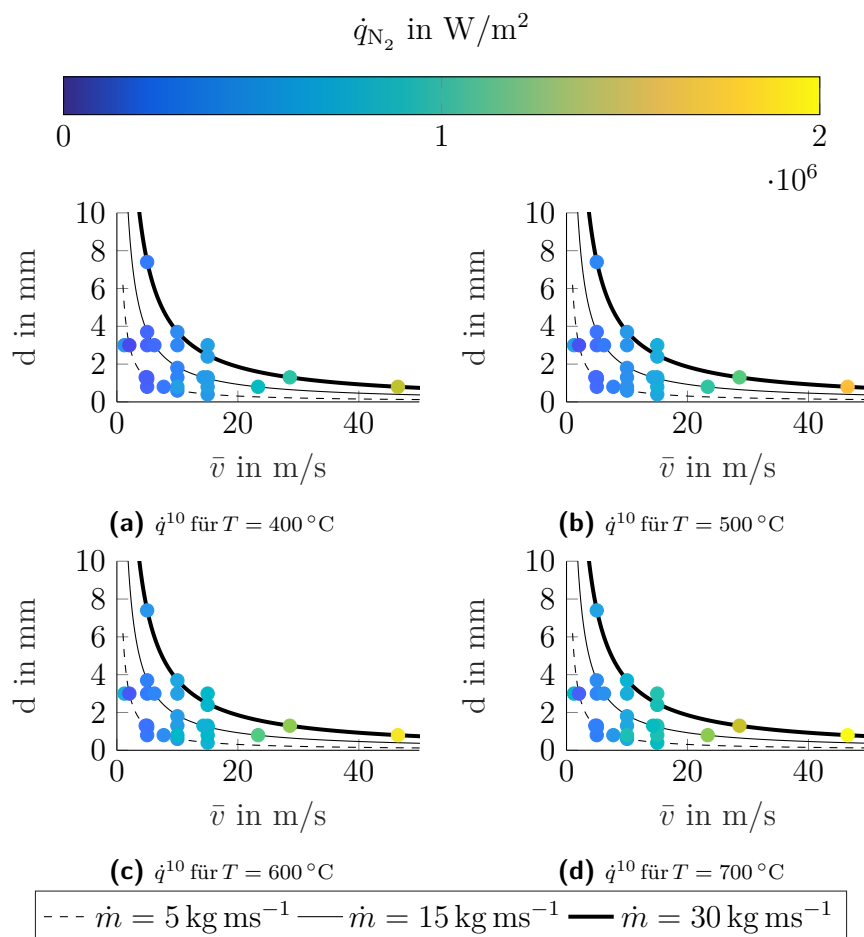


H. EXPERIMENTELL BESTIMMTE WÄRMEÜBERGÄNGE  
(PRALLSTRAHLSTRÖMUNG)



**Abbildung H.2.:** Gemittelte Wärmeströme  $\dot{q}^5$  und  $\dot{q}^{10}$  als Funktion der Düsenbreite  $d$  sowie der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$ ; Sim.

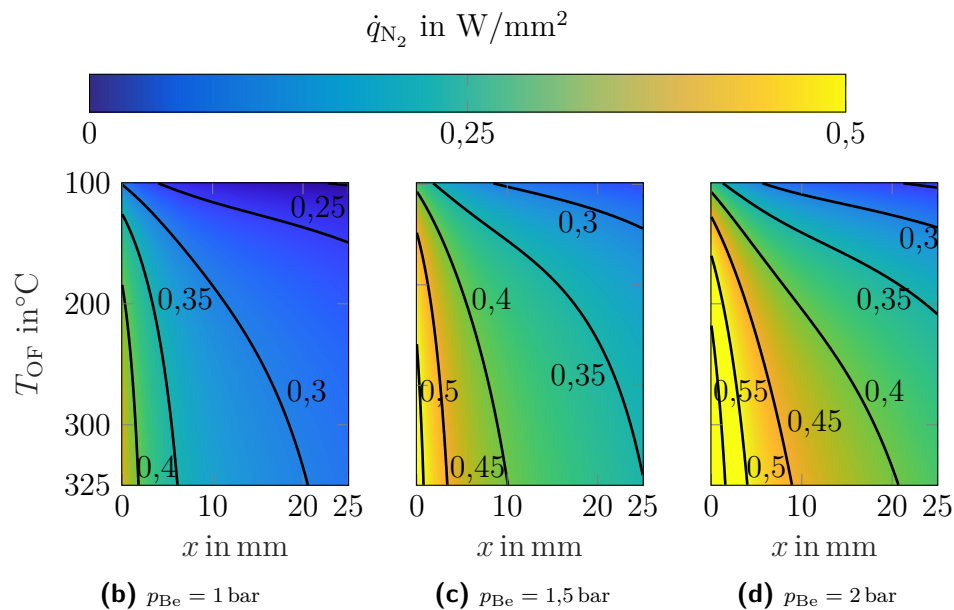
H. EXPERIMENTELL BESTIMMTE WÄRMEÜBERGÄNGE  
(PRALLSTRAHLSTRÖMUNG)



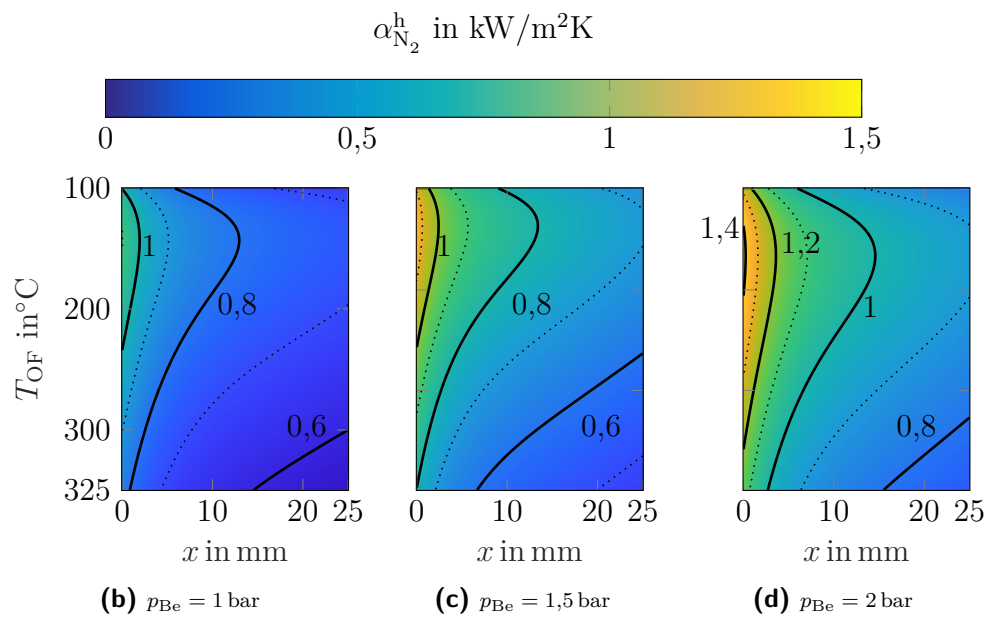
**Abbildung H.3.:** Gemittelte Wärmeströme  $\dot{q}^5$  und  $\dot{q}^{10}$  als Funktion der Düsenbreite  $d$  sowie der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$ ; Sim.

# I. Experimentell bestimmte Wärmeübergänge (Überströmung)

Für die meisten Anwendungen hat die Prallstrahlkühlung eine höhere Relevanz, da bei Verwendung von LN<sub>2</sub> als Kühlmittel der Wärmeübergang maximiert werden soll. Es gibt jedoch auch Anwendungsfälle, z.B. kryogenes Zerspanen, bei der es ebenfalls zu einer Überströmung gewisser Flächen durch den LN<sub>2</sub> kommt (z.B. bei dem sich ausbildenden Span). In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse gezeigt, welche für den Fall der Überströmung mit Setup 1 im Bereich von  $p_{Be} = 1 - 2$  bar erzielt werden konnten. Anhand der Ergebnisse wird ersichtlich, dass bei der Prallstrahlanordnung und ei-



**Abbildung I.1.:** Spezifische Wärmestromdichte  $\dot{q}_{N_2}$  als Funktion der Oberflächentemperatur  $T_{OF}$  sowie der überströmten Länge  $x$  bei Variation des Behälterdruckes  $p_{Be}$  für die Düsenquerschnittsfläche  $A_3$ .

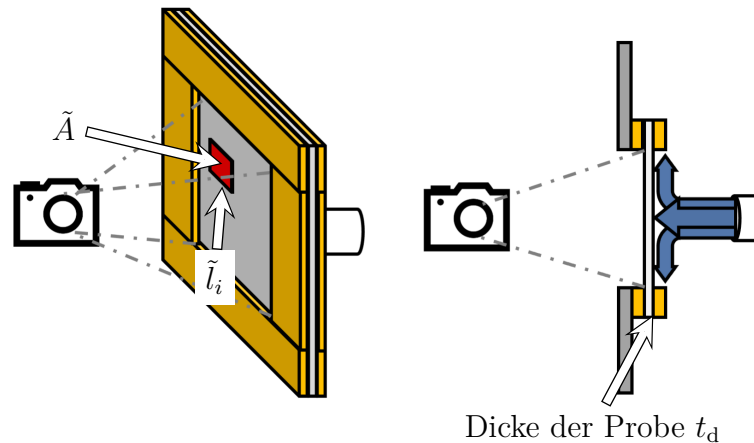


**Abbildung I.2.:** Berechneter Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha^h$  als Funktion der Oberflächentemperatur  $T_{OF}$  sowie der überströmten Länge  $x$  bei Variation des Behälterdruckes  $p_{Be}$  für die Düsenquerschnittsfläche  $A_3$ .

ner entsprechend überströmten Länge die Wärmeübergänge in die Werte der reinen Überströmung übergehen. Dies bestätigt die hohe Qualität der Resultate. Die Abbildungen zeigen, dass der Wärmestrom  $\dot{q}_{N_2}$  mit zunehmender Überströmungslänge  $x$  deutlich abnimmt. Des Weiteren führt eine niedrigere Oberflächentemperatur  $T_{OF}$  zu einem niedrigeren Wärmestrom. Eine Druckerhöhung erhöht diesen wiederum. Im Vergleich zu den gezeigten Simulationsergebnissen der Prallstrahlströmung wird ersichtlich, dass der maximale Wärmeübergang um bis zu 75 % kleiner ist, was durch den veränderten Anströmwinkel erklärt werden kann. Abbildung I.2 zeigt den berechneten Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion des Ortes und der Oberflächentemperatur. Dieser hängt für die Überströmung ebenfalls in komplexer Weise von den vorliegenden Anströmbedingungen, der Strömungslänge und der Oberflächentemperatur ab. Für den Fall eines linearen Zusammenhangs zwischen  $\dot{q}_{N_2}$  und  $T_{OF}$  wäre der Wert für  $\alpha_{N_2}^h$  für ein konstantes  $x$  ebenfalls konstant. Es zeigt sich, dass diese Annahme für kleine Werte von  $x$  deutlich zutreffender ist als für größere.

## J. Ableitung der IGIM für den alternativen Versuchsaufbau

Im Falle des alternativen Versuchsaufbaus liegt eine 3-D Problemstellung vor, da der Freistrahel orthogonal auf die Messfläche trifft. Aus diesem Grund ist die Ableitung zur Berechnung der Wärmestromdichte zu der in Abschnitt 5.1.1 vorgestellten Vorgehensweise minimal abweichend.



**Abbildung J.1.:** Skizze des alternativen Versuchsaufbaus zur Ableitung der IGIM.

Die Energieerhaltung für das in rot markierte Volumen (unter Vernachlässigung des Wärmeüberganges durch Strahlung und Konvektion mit der Luft) ergibt sich zu:

$$t_d \int \rho c_v(T) \frac{\partial T}{\partial t} d\tilde{A} = - \int \dot{q}_{N_2} d\tilde{A} + \int \dot{q}_i d(\tilde{l}_i t_d), \text{ mit } i = 1 \dots 4. \quad (\text{J.1})$$

wobei  $t_d$  die Dicke der Probe und  $l_i$  die entsprechende Kante der Fläche  $\tilde{A}$  beschreibt. Durch Anwendung der IGIM gilt:

$$\begin{aligned}
 & \left( t_d \int \rho \frac{c_v(t + \Delta t)T(t + \Delta t) - c_v(t)T(t)}{\Delta t} d\tilde{A} \right)^{\text{exp}} \\
 & - \left( t_d \int \rho \frac{c_v(t_{\text{sim},0} + \Delta t_{\text{sim}})T(t_{\text{sim},0} + \Delta t_{\text{sim}}) - c_v(t_{\text{sim},0})T(t_{\text{sim},0})}{\Delta t_{\text{sim}}} d\tilde{A} \right)^{\text{sim}} \\
 & = - \int \dot{q}_{N_2} d\tilde{A} + \left( \int \dot{q}_{\tilde{l}_i} d(\tilde{l}_i t_d) \right)^{\text{exp}} - \left( \int \dot{q}_{\tilde{l}_i} d(\tilde{l}_i t_d) \right)^{\text{sim}}, \text{ mit } i = 1 \dots 4.
 \end{aligned} \tag{J.2}$$

Nun ist es möglich, als betrachtete Fläche  $d\tilde{A}$  lediglich die Fläche eines einzelnen Pixelpunkts zu betrachten. Hierdurch ergibt sich:

$$\dot{q}_{N_2} = - \frac{\rho t_d}{\Delta t_{\text{sim}}} c_v(\bar{T}) \underbrace{\left( T^{\text{exp}}(t + \Delta t_{\text{sim}}) - T^{\text{sim}}(t + \Delta t_{\text{sim}}) \right)}_{\Delta T^{N_2}}. \tag{J.3}$$