

**Experimentelle Validierung eines analytischen Modells zur Beschreibung der
Kondensation schubspannungsgetriebener Wasserfilme**

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften, Abteilung Maschinenbau und
Verfahrenstechnik der

Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

Dr.-Ing.

genehmigte Dissertation

von

Florian Felix Lapp

aus

Zweibrücken

Tag der mündlichen Prüfung: 17.01.2024

1. Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dieter Brillert
2. Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Markus Schatz

Erklärung Eigenzitate

Teile dieser Arbeit wurden zuvor vom Autor veröffentlicht und sind unter folgenden Quellen zu finden:

- Lapp, F. F., Hecker, S., Schuster, S. und Brillert, D. “The Multi-Phase Flow Test Facility “EMMA” to Investigate Local Heat Transfer Coefficients and Liquid Water Films at Wet Steam Conditions.”. *ASME Turbo Expo 2020, Volume 9: Oil and Gas Applications; Organic Rankine Cycle Power Systems; Steam Turbine*. Virtual, Online, 21.09.2020 - 25.09.2020. DOI 10.1115/GT2020-16307.
- Universität Duisburg-Essen, Lehrstuhl für Strömungsmaschinen, Siemens Energy Global GmbH & Co. KG und Lapp, F. F. “Bestimmung von Wärmeübergangskoeffizienten in Turbinenseitenräumen unter Nassdampfbedingungen Abschlussbericht Verbundprojekt: ECOFLEX-turbo, Vorhaben-Nr.: 4.3.4b Zeitraum: 01.11.2017-30.06.2021.”, Duisburg (2021). DOI 10.2314/KXP:1837008078.
- Lapp, F. F., Schuster, S., Hecker, S. und Brillert, D. “Experimental validation of an analytical condensation model for the improvement of steam turbine design regarding flexibility requirements.” *Proceedings of 14th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics and Thermodynamics, ETC 14*, April 12-16, Gdansk, Poland (2021)
- Lapp, F. F., Schuster, S., Hecker, S. und Brillert, D. “Experimental Validation of an Analytical Condensation Model for Application in Steam Turbine Design.” *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power* Vol. 7 No. 1 (2022): p. 9. DOI 10.3390/ijtp7010009.

Kurzfassung

Bedingt durch den Anstieg der Volatilität in den Stromverteilnetzen, verursacht durch den wachsenden Anteil der regenerativen Stromerzeugungsanlagen, sind konventionelle Kraftwerksanlagen vermehrt dynamischen Fahrweisen unterlegen. Die führt dazu, dass Komponenten, wie die Dampfturbine zusätzlichen Belastungen ausgesetzt sind. Hierzu zählen u.a. Kondensationseffekte innerhalb des Turbinengehäuses, deren Vorhersagbarkeit für den Betrieb und die Beurteilung der Lebensdauer der Maschinen unerlässlich sind. Zur Beurteilung der Konstruktion und Widerstandsfähigkeit des Turbinengehäuses wird der Kondensatmassenstrom und der dadurch verursachte Wärmeeintrag in die Struktur benötigt. Hierzu kann unter anderem ein bisher nicht validiertes Kondensationsmodell genutzt werden, das in den 1960er-Jahren von Cess und Koh zur Vorhersage der Filmdicke des Kondensatmassenstromes und des Wärmeüberganges entwickelt wurde.

Das Ziel dieser Arbeit ist die experimentelle Validierung und Anpassung dieses Modells zur Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit und -zuverlässigkeit der Kondensationsmodellierung. Zunächst wird das Modell in einer Übersicht der relevantesten Kondensationsmodelle eingeordnet. Ergänzend dazu werden die bisherigen experimentellen Untersuchungen auf dem Gebiet präsentiert und zum Modell in Bezug gesetzt. Im Anschluss wird das Cess/Koh-Modell hergeleitet. Auf dieser Basis wird die eigens entwickelte, experimentelle Versuchsanordnung sowie die eingesetzte Messtechnik erläutert. In mehreren Versuchskampagnen werden die strömungsseitigen Modellgrößen wie Filmdicke und Filmgeschwindigkeit an der Phasengrenze sowie die Wärmeübergangsgrößen wie Wärmestromdichte und Wärmeübergangskoeffizient unter Variation der Dampfgeschwindigkeit untersucht. Die vorhergesagten Modellgrößen werden dann mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Hierbei wird offensichtlich, dass die Modellvorhersagen qualitativ bestätigt werden können, jedoch quantitativ zu hohe Werte vorausgesagt werden, was auf eine zu hoch angenommene Schubspannung zwischen Dampf- und Flüssigphase zurückgeführt werden kann. Schlussendlich werden die Modellgleichungen mithilfe der experimentellen Daten optimiert, sodass durch diese Arbeit ein experimentell validiertes und direkt anwendbares Modell bereitgestellt wird.

Abstract

Due to the increase in volatility in the power distribution grids caused by the growing share of renewable power generation plants, conventional power plants are increasingly subject to dynamic operating patterns. Thus, a fundamental understanding of the associated physical effects, such as condensation effects within the turbine casings, on the operation and lifetime of the machines is essential. To assess the design and durability of the turbine housing, a prediction of the condensate mass flow and the resulting heat transfer into the structure is necessary. One of the models that can be used for this purpose is a yet unvalidated horizontal condensation model developed in the 1960s by Cess and Koh for the prediction of film thickness, condensate mass flow, and heat transfer.

The objective of this work is to experimentally validate and adapt this model to improve the predictive accuracy and reliability of the condensation modeling. Initially, the model is classified in a review of the most relevant condensation models. To complement this, previous experimental studies in the field are presented and related to the model. Subsequently, the Cess/Koh model is derived. On this basis, the developed experimental set-up as well as the applied instrumentation including uncertainty considerations will be presented. In several experimental campaigns, the flow-side model variables such as film thickness and film velocity at the interface as well as the heat transfer variables such as heat flux and heat transfer coefficient are investigated with variation of the steam velocity. The predicted model variables are then compared with the experimental results. It becomes obvious that the model predictions can be qualitatively confirmed, but quantitatively too high values are predicted, which can be attributed to a too high assumed shear stress transfer from the vapor to the liquid phase. Finally, the model equations are optimized with the experimental data, so that an experimentally validated and applicable model can be provided by this dissertation.

Inhalt

Erklärung Eigenzitate.....	I
Kurzfassung	II
Abstract	III
Inhalt	IV
Abbildungen.....	VI
Nomenklatur	IX
1 Einleitung und Aufgabenstellung.....	1
2 Stand der Forschung.....	5
2.1 Kondensationsmodelle.....	5
2.2 Experimentelle Untersuchungen.....	10
3 Modell der horizontalen Kondensation.....	14
4 Experimentelle Untersuchung.....	23
4.1 Filmdicke	27
4.2 Filmgeschwindigkeit.....	31
4.3 Wärmeübergang.....	38
4.4 Sekundäre Messgrößen	47
5 Validierung.....	50
5.1 Filmdicke	52
5.2 Filmgeschwindigkeit.....	62
5.3 Wärmeübergang.....	67
5.4 Sonstige Einflussparameter.....	76
6 Modelloptimierung.....	78
6.1 Modellumstrukturierung	80

6.2	Anpassung der Schubspannungsübertragung	84
6.3	Neuformulierung der Filmgeschwindigkeit.....	87
6.4	Auswirkungen auf den Wärmeübergang	90
6.5	Nicht validierte Größen.....	93
7	Zusammenfassung.....	96
8	Ausblick	97
9	Literatur.....	99
10	Anhang	110
10.1	Temperaturmessungen Messplatte.....	110
10.2	Sonstige Einflussparameter.....	112
10.3	Cauchy Faktoren	117

Abbildungen

Abbildung 1.1: Veränderung der Stromerzeugung Deutschlands 2010 vs. 2020	1
Abbildung 1.2: Darstellung der Gehäusekavitäten der Niederdruckturbine	2
Abbildung 2.1: Klassifizierung der Kondensationseffekte	5
Abbildung 3.1: 2D-Schnittdarstellung der Filmkondensation inkl. Randbedingungen	14
Abbildung 3.2: Struktur des Cess/Koh-Modells	22
Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Prüfstands EMMA	24
Abbildung 4.2: Detaildarstellung der Messkammer.....	26
Abbildung 4.3: Infrarot-interferometrisches Messprinzip nach Jakob [74] und Schuth [75]	28
Abbildung 4.4: Streuung der Filmdickenmessung bei einer Dampfgeschwindigkeit von $12,5 \text{ m/s}$ und einem Approximationsfaktor von $a = 3,115 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{0,5}$	30
Abbildung 4.5: Abbildung der eingebauten Kanüle zu Injektion der Graphitpartikel	32
Abbildung 4.6: Mikroskopische Untersuchung der Graphitpartikel	33
Abbildung 4.7: a) Bildbereich b) Isolierte Graphitpartikel c) Axiale Partikelverteilung	34
Abbildung 4.8: Detaillierter Messaufbau der Filmgeschwindigkeit	35
Abbildung 4.9: Messaufbau Wärmeübergang	39
Abbildung 4.10: Einfluss einer Kontakttemperaturmessung nach Bernhard [83]	42
Abbildung 4.11: a) Halbinendliches Kontaktmodell einer Temperaturmessprobe b) Endliches Kontaktmodell einer Temperaturmessprobe nach [83].....	43
Abbildung 4.12: Aufbau des Kalibrierversuchs	45
Abbildung 5.1: Streuung der diskreten Messwerte vgl. Lapp et. al [85]	53

Abbildung 5.2: Lokale approximierte Filmdicke über der Dampfgeschwindigkeit mit dem Approximationskoeffizienten a in $m^{0,5}$	54
Abbildung 5.3: Untersuchung des Anfangsbereiches der Filmkondensation beispielhaft für $5 m/s$ (Blau, $a = 3,115 \cdot 10^{-4} m^{0,5}$) und $12,5 m/s$ (Rot, $a = 1,581 \cdot 10^{-4} m^{0,5}$)	55
Abbildung 5.4: Frequenzanalyse der Filmwellen.....	56
Abbildung 5.5: Wellenamplituden in Anhängigkeit von der Dampfgeschwindigkeit	58
Abbildung 5.6: Lokale Filmwachstumsrate in Abhängigkeit von der Dampfgeschwindigkeit	59
Abbildung 5.7: Vergleich der Filmdicke von Modell (Gl. 3.26) und Experiment.....	60
Abbildung 5.8: Experimentelle Ergebnisse der lokalen Filmgeschwindigkeit	62
Abbildung 5.9: Vergleich der Filmgeschwindigkeit zwischen Modell (Gl. 3.28) und Experiment mit a in m^3/s	63
Abbildung 5.10: Experimentelle Ergebnisse der Wärmestromdichte mit a in $kWm^2 - b$	67
Abbildung 5.11: Lokale Wärmestromdichte Modell (Gl. 3.30) vs. Experiment.....	69
Abbildung 5.12: Lokale Wandtemperaturverteilung für alle Dampfgeschwindigkeiten	71
Abbildung 5.13: Experimentell ermittelter WÜK mit a in $kWm^2 - bK$	72
Abbildung 5.14: Vergleich Wärmeübergangskoeffizient Modell (Gl. 3.30) vs. Experiment.....	73
Abbildung 5.15: Experimentelle Wandtemperaturen vs. gemittelte Wandtemperaturrandbedingung des Modells	74
Abbildung 6.1: Angepasste Modellstruktur	81
Abbildung 6.2: Betrag der prozentualen Abweichung der Modellfilmdicke zum Experiment.....	84

Abbildung 6.3: Filmdicke Grundmodell vs. angepasstes Modell vs. Experiment.....	86
Abbildung 6.4: Filmgeschwindigkeit Grundmodell vs. angepasstes Modell vs. Experiment.....	88
Abbildung 6.5: Wärmestromdichte: Grundmodell vs. angepasstes Modell vs. Experiment mit Messunsicherheiten analog zu Abbildung 5.10.....	91
Abbildung 6.6: Wärmeübergangskoeffizient: Grundmodell vs. angepasstes Modell vs. Experiment mit Messunsicherheiten analog zu Abbildung 5.13.....	92
Abbildung 6.7: Nicht validierte Veränderung der Schubspannung	93
Abbildung 6.8: Nicht validierte Veränderung der Massenstromdichte.....	94
Abbildung 10.1 Experimentelle Temperaturen auf der mittleren Höhe der Messplatte	110
Abbildung 10.2 Experimentelle Temperaturen auf der Kühlseite der Messplatte	111
Abbildung 10.3 Experimentelle Filmdicke bei 10 <i>m/s</i> und 1,1 <i>bar</i> , 10 °C Kühlwassertemperatur unter Variation der Dampftemperatur	112
Abbildung 10.4 Experimentelle WÜK bei 10 <i>m/s</i> und 1,1 <i>bar</i> , 10 °C Kühlwassertemperatur unter Variation der Dampftemperatur	113
Abbildung 10.5 Experimentelle Filmdicke bei 10 <i>m/s</i> und 200 °C, 10 °C Kühlwassertemperatur unter Variation des Drucks in der Dampfströmung	114
Abbildung 10.6 Experimentelle WÜK bei 10 <i>m/s</i> und 200 °C, 10 °C Kühlwassertemperatur unter Variation des Drucks in der Dampfströmung	115
Abbildung 10.7 Experimentelle Filmdicke bei 10 <i>m/s</i> , 1,1 <i>bar</i> und 200 °C, unter Variation der Kühlwassertemperatur	116
Abbildung 10.8 Experimentelle WÜK bei 10 <i>m/s</i> , 1,1 <i>bar</i> und 200 °C, unter Variation der Kühlwassertemperatur	117

Nomenklatur

Alphabethische Gleichungzeichen

Zeichen	Name/Beschreibung	Einheit
a	Abstand	m
A	1. Cauchy Faktor	–
b	Breite	m
B	2. Cauchy Faktor	m^2
c	Spezifische Wärmekapazität	$\frac{J}{kg \cdot K}$
c_p	Spezifische isobare Wärmekapazität	$\frac{J}{kg \cdot K}$
C	3. Cauchy Faktor	m^4
D	4. Cauchy Faktor	m^6
f	Funktion	–
F	Frequenz	Hz
e	Korrekturfaktor	–
h_v	Verdampfungsenthalpie	$\frac{J}{kg}$
I	Intensität	$\frac{W}{m^2}$
j	Temperaturleitfähigkeit	$\frac{m^2}{s}$

k	Wärmeleitfähigkeit	$\frac{W}{m \cdot K}$
K	Kopplungsfaktor	—
l	Länge	m
\dot{m}	Massenstromdichte	$\frac{kg}{s \cdot m^2}$
n	Brechungsindex	—
p	Druck	Pa
P	Leistung	W
\dot{q}	Wärmestromdichte	$\frac{W}{m^2}$
r	Radius	m
R	Koh-Koeffizient	—
Re_x	lokale Reynoldszahl der Flüssigphase	—
S	Strahlengang	—
T	Temperatur	$^{\circ}C$
u	Geschwindigkeit in x -Richtung	$\frac{m}{s}$
v	Geschwindigkeit in y -Richtung	$\frac{m}{s}$
w	Geschwindigkeit in z -Richtung	$\frac{m}{s}$
x	Parallel zur Fläche, in Strömungsrichtung	m

y	Parallel zur Fläche, senkrecht zur Strömungsrichtung	m
z	Senkrecht zur Fläche, senkrecht zur Strömungsrichtung	m

Griechische Gleichungzeichen

Zeichen	Name/Beschreibung	Einheit
α	Wärmeübergangskoeffizient	$\frac{W}{m^2K}$
β	Einfallswinkel	°
γ	Ausfallswinkel	°
δ	Dicke des flüssigen Films	m
$\hat{\delta}$	Amplitude der Dicke des flüssigen Films	m
η^+	Ähnlichkeitsvariable	—
θ	dimensionslose Temperatur	—
λ	Wellenlänge	m
μ	dynamische Viskosität	$Pa \cdot s$
ν	kinematische Viskosität	$\frac{m^2}{s}$
ρ	Dichte	$\frac{kg}{m^3}$
τ	Schubspannung	Pa
ψ	Stromfunktion	—

Indizes

Zeichen	Name/Beschreibung
<i>a</i>	Umgebung
<i>air</i>	Luft
<i>br</i>	Brechung
<i>c</i>	Kühlung
<i>cond</i>	Kondensation
<i>conv</i>	Konvektion
<i>exp</i>	Messgröße
<i>ext</i>	Extrapoliert
<i>f</i>	Messfehler
<i>fit</i>	Kurvenanpassung
<i>g</i>	Glas
<i>i</i>	Phasengrenze
<i>k</i>	Kamera
<i>L</i>	Flüssigphase
<i>m</i>	Mitte
<i>r</i>	Reflexion
<i>rev</i>	Angepasste Größe

<i>sat</i>	Sättigungszustand
<i>scat</i>	Streuung
<i>TC</i>	Thermoelement
<i>V</i>	Gasphase
<i>w</i>	Wand
<i>x, y, z</i>	Lokale Größe abhängig von <i>x, y, z</i>
∞	Dampfströmung

Abkürzungen

GuD	Gas- und Dampfkraftwerk
IAPWS-IF 97	International Association for the Properties of Water and Steam – Industrial Formulation 1997
IST-90	International Temperature Scale 1990
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
PT100	Platin-Widerstandsthermometer 100Ω
TC	Thermoelement

1 Einleitung und Aufgabenstellung

Der Anteil regenerativer Stromerzeugungsanlagen im Strommix der Bundesrepublik Deutschland hat in den vergangenen Jahren rasant zugenommen. Wie die vom Fraunhofer ISE [1] veröffentlichten Daten in Abbildung 1.1 zeigen, ist allein im Zeitraum von 2010 – 2020 der Anteil der erneuerbaren Stromerzeugungsanlagen von 18,9 % auf 50,2 % gestiegen. Einhergehend mit dieser Entwicklung ist gleichzeitig eine deutliche Zunahme der Volatilität innerhalb der Stromverteilungsnetze zu beobachten. Darunter fallen nicht nur Unter-, sondern auch Überproduktionskapazitäten der erneuerbaren Energiewandlungsanlagen. Unabdingbar für einen sicheren und stabilen Betrieb der Netzinfrastruktur sind dabei flexibel und schnell regelbare Kraftwerke, die die zunehmende volatile Leistungsbereitstellung kompensieren können. Dazu zählen in Zeiten von kurzfristiger Stromknappheit und lokalen temporären Engpässen „besondere netztechnische Betriebsmittel“ oder auch „Peaker“-Anlagen, bei denen es sich in der Regel um mehrere kleinere Gasturbineneinheiten handelt, die kurzfristig das Netz stabilisieren können. Im Falle von länger anhaltenden Dunkelflautephasen, die überwiegend in der kalten Jahreszeit auftreten, stehen vor allem Gas- und Dampf-Kombikraftwerke mit Abhitzeesseln zur Abfederung der Spitzen und Mittellastbedarfe zur Verfügung. Dabei sinkt die Schnellstartfähigkeit dieser Anlagen mit steigender Produktionsleistung.

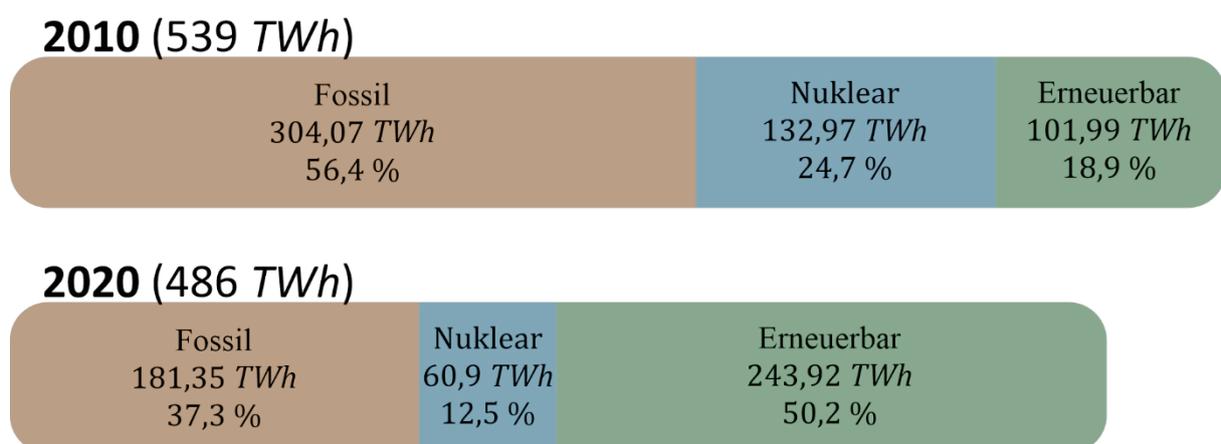


Abbildung 1.1: Veränderung der Stromerzeugung Deutschlands 2010 vs. 2020

Grund dafür sind die wandstärkebedingten sinkenden Lastgradienten, deren Einhaltung eine thermische Überbelastung des Materials verhindern. Besondere Belastungen erfährt bei Lastwechseln die Niederdruckstufe der Dampfturbine, da mit der Zunahme der Betriebszyklen gleichzeitig ein verstärktes Auftreten von Kondensationseffekten innerhalb der Turbine einhergeht. Somit wird die Dienstleistung der Netzstabilisierung bei gleichzeitiger Gewährung des Vorranges der regenerativen Quellen vordringlich mit einem Verbrauch der Turbinenlebenszeiten erkaufte. Um diese Auswirkungen der erhöhten thermischen Belastungen, die größtenteils im ursprünglichen Anlagendesign nicht vorgesehen waren, verstehen zu können, ist es notwendig, ein grundlegendes Verständnis der Kondensationsprozesse innerhalb der Maschine zu erlangen. Dabei kommt es bei An- und Abfahrvorgängen sowie bei Lastwechseln vermehrt zum Anfall von Kondensat in den baubedingten ringförmigen Gehäusekavitäten. Im bisherigen stationären Betrieb der Anlagen konnten die auftretenden Kondensatmengen vernachlässigt werden. Die in Abbildung 1.2 dargestellten Kavitäten „W“ und „S“ sind im Regelbetrieb ohne Anpassung der Kammer mit vergleichsweise niedrigen Dampfströmungsgeschwindigkeiten bis zu 15 m/s beaufschlagt.

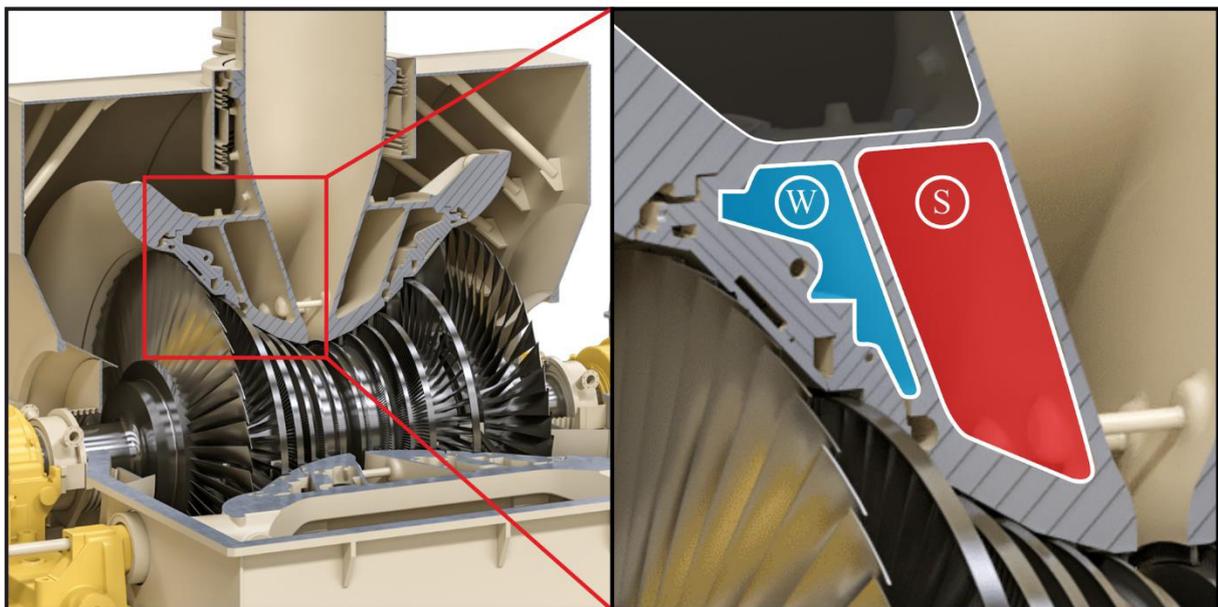


Abbildung 1.2: Darstellung der Gehäusekavitäten der Niederdruckturbine

Durch die expansionsbedingte Temperaturabsenkung über den Schaufelpfad kommt es zu unterschiedlichen Zuständen innerhalb der Kavitäten. Eine mögliche Kombination dabei kann sein, dass in Kammer *S* überhitzter Dampf mit einer Temperatur bis zu $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ bei ca. 3 bar und in der stromabwärts liegenden Kammer *W* Nassdampf mit einem Flüssigphasenanteil bis zu 10% vorliegt. Die Temperatur der Zwischenwand spielt eine zentrale Rolle zur Bewertung der mechanischen Belastung des Niederdruckgehäuses. Dabei ist die Temperatur maßgeblich durch die sich einstellenden Wärmeübergangskoeffizienten an den jeweiligen Oberflächen innerhalb der Kammern beeinflusst. Diese sind wiederum von den expansionsbedingten Temperaturgradienten und den vorherrschenden Dampfzuständen inklusive der auftretenden Phasenübergangseffekte abhängig. Sollte dabei die Wandtemperatur, bedingt durch den Einfluss der Nassdampfkammer *W*, deutlich unter die Satttdampftemperatur der überhitzten Kammer *S* fallen, kann es an der Zwischenwand innerhalb von Kammer *S* zur Oberflächenkondensation kommen. Dieser Phasenübergang seinerseits hat wiederum, abhängig von der auftretenden Intensität, eine starke Auswirkung auf den Wärmeübergang. Es ist ein grundlegendes Verständnis der Kondensationsvorgänge innerhalb der Kavitäten erforderlich, die durch einen vermehrt transienten Anlagenbetrieb hervorgerufen werden und damit Auswirkungen auf die mechanische Integrität der Gehäusestruktur haben. Durch die komplexen Geometrien und Strömungszustände innerhalb der Seitenräume kommt es zu verschiedenartigen Kondensationsverhältnissen, die durch unterschiedliche Modelle beschrieben werden können. An senkrechten und stark geneigten Oberflächen, bei denen die Gravitationskraft eine Hauptantriebskomponente der Filmströmung darstellt, können experimentell validierte Modelle auf Basis der Nusselt'schen Wasserhauttheorie angewandt werden. Für horizontale und schwach geneigte Oberflächen, auf denen die maßgebliche Antriebskomponente des Kondensatfilms durch die Dampfströmung bereitgestellt wird, existiert ein analytisches Modell von Cess und Koh aus dem Jahre 1960. Dieses Modell wurde bisher experimentell noch nicht validiert.

Ziel dieser Arbeit ist die Bereitstellung qualitativ hochwertiger Messdaten zur erstmaligen experimentellen Validierung dieses Modells. Die dabei auftretenden Abweichungen der verschiedenen Modellgrößen, wie Filmdicke, Filmgeschwindigkeit an der Phasengrenze und Wärmestromdichte sowie Wärmeübergangskoeffizient sollen erörtert werden und in einem optimierten Modell anhand der experimentellen Ergebnisse angepasst werden. Damit wird ein ganzheitliches, experimentell validiertes Modell als Basis zur Beschreibung der Kondensationsvorgänge innerhalb der Turbinenkavitäten bei geschlossenen Flüssigkeitsfilmen auf horizontalen Oberflächen bereitgestellt. Nicht berücksichtigt werden dabei Vorgänge wie Filmaufriss oder tropfenförmige Filmdesintegration an überhängenden Oberflächen.

2 Stand der Forschung

2.1 Kondensationsmodelle

Die Kondensation ist ein zentraler Wärmeübergangsmechanismus, der in weiten Teilen der Maschinen- und Verfahrenstechnik auftritt. Vor allem in thermischen Kraftwerken zur Stromerzeugung wird die Kondensation von Wasserdampf bei Anlagenteilen wie Kondensatoren und Wärmeübertragern aktiv genutzt. Die durch die frei werdende latente Wärme induzierten Wärmeströme sind um mehrere Größenordnungen größer als die Wärmeübertragung auf konvektiver Basis. Neben dem erwünschten und gezielten Einsatz der Kondensation kommt es innerhalb des Wasserdampfkreislaufes auch zu unerwünschtem und unvermeidbarem Anfall von Kondensat bei transienter Fahrweise sowie bei An- und Abfahrzyklen. Aufgrund der weiten Verbreitung, sowie dem hohen thermischen Einfluss der Kondensation, ist eine verlässliche Modellierung der Kondensationseffekte unerlässlich, um thermische Kraftwerksanlagen entwickeln, betreiben und beurteilen zu können. Zur systematischen Erarbeitung des aktuellen Standes der Forschung im Bereich der Kondensationsmodellierung bietet sich eine Einteilung des Phänomens nach Tanasawa [2] gemäß Abbildung 2.1 an.

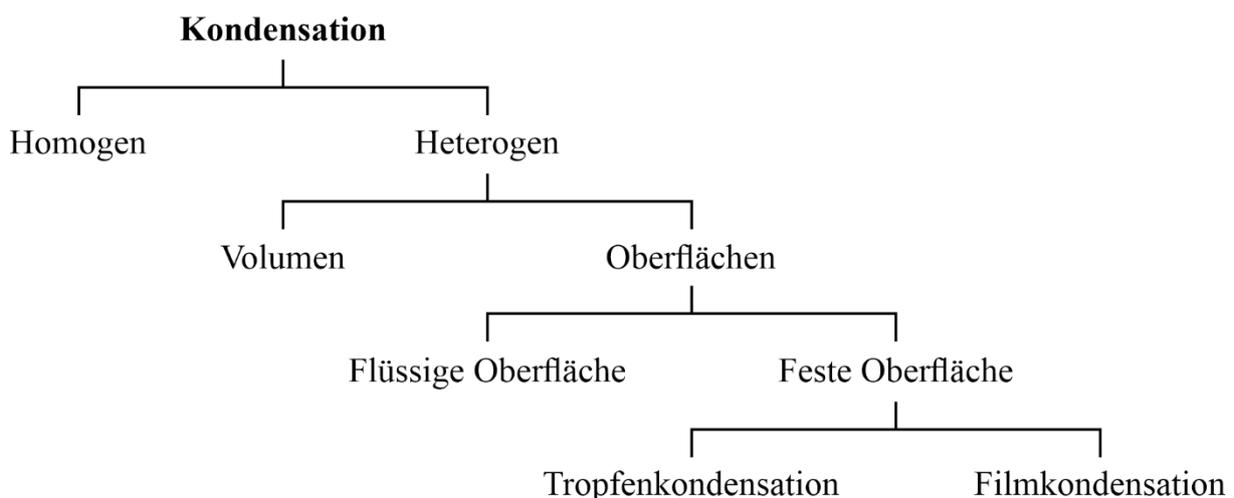


Abbildung 2.1: Klassifizierung der Kondensationseffekte

Kondensation kann im Allgemeinen zunächst in heterogene und homogene Kondensation unterschieden werden. Dabei handelt es sich um den Phasenübergang von gasförmig nach flüssig eines Reinstoffes ohne jegliche Anwesenheit einer weiteren Komponente oder Oberfläche. Die technisch anwendbare Kategorie stellt die heterogene Kondensation dar, bei der die Moleküle entweder an einer Oberfläche oder innerhalb eines Volumens an flüssigen oder festen Nukleationskernen kondensieren. Im Fokus dieser Arbeit steht die Kondensation an Oberflächen. Bei dieser kann wiederum unterschieden werden zwischen der Kondensation auf einer flüssigen oder festen Oberfläche. Im Falle der festen Oberflächen lässt sich der auftretende Phasenwechsel in Tropfen- und Filmkondensation unterscheiden. Der maßgebliche Unterschied zwischen Tropfen- und Filmkondensation besteht in der Intensität der frei werdenden latenten Wärme. Wärmeübergangskoeffizienten bei reiner Tropfenkondensation sind ca. eine Größenordnung höher als bei Filmkondensation. Das entscheidende Kriterium, welches die beiden Kondensationsmechanismen voneinander trennt, ist die Oberflächenbenetzbarkeit, wie von Kast [3] näher beschrieben. Eine physikalische Formulierung hierzu liefert Young [4] durch den Vergleich der Oberflächenspannungen der Kontaktfläche und der kondensierenden Flüssigkeit. Zur Erreichung hoher Wärmeübergangskoeffizienten bei Wärmeübertragungsprozessen mit Phasenübergang stellt die Tropfenkondensation, aufgrund des höheren Wärmeübergangs, den favorisierten Mechanismus dar. Um Tropfenkondensation dauerhaft zu erzwingen, existieren technische Methoden wie die von Koch [5] beschriebene Oberflächenbeschichtung oder die von Rausch [6] untersuchte Ionenimplantation von Metalloberflächen. Eine weitere Möglichkeit Filmkondensation zu vermeiden, ist die von Hitchcock [7] beschriebene Reduzierung der Oberflächenrauigkeit sowie die Vermeidung des Einflusses von Verschmutzungen, wie von Woodruff [8] untersucht.

Wie zuvor beschrieben, findet die Tropfenkondensation aufgrund der hohen Wärmeübergangskoeffizienten weitverbreitete technische Anwendung, die eines zusätzlichen technischen Aufwandes bedarf. Bei vielen Maschinenteilen, deren primäre Funktion nicht die Wärmeübertragung ist, wird keine aufwendige Konditionierung der Oberflächen vorgenommen, die ihrerseits einen Effekt auf den Kondensationsmechanismus hat. Bei dem im Fokus stehenden Anwendungsfall der Turbinenkavitäten kann aufgrund der

Oberflächenbeschaffenheit generell vom Auftreten reiner Filmkondensation ausgegangen werden. Bei der Filmkondensation kommt es zu einer vollständigen Benetzung der Oberfläche mit Kondensat. Nach Tanasawa [2] wechselt der Kondensationseffekt im Aufbau des stabilen Kondensatfilms von der Kondensation auf einer festen zu einer flüssigen Oberfläche, da sich die Phasengrenze mit der anwachsenden Filmdicke verschiebt. Den auftretenden Kondensationsprozessen innerhalb von energieverfahrenstechnischen Anlagen ist in der Regel gemein, dass sich bei einer stationären Betriebsweise auch ein stationärer Kondensationszustand einstellt. Ein solcher Zustand kann sich dann einstellen, wenn ein kontinuierlicher Abtransport der Flüssigphase aufgrund von geometrischen und/oder strömungsmechanischen Randbedingungen gewährleistet ist. Erstmals wurde dabei eine vertikale, ebene und unterkühlte Wand von Nusselt [9] untersucht. Mit der Vorhersage der laminaren Filmströmung, ohne Berücksichtigung der Schubspannung an der Phasengrenze, stellt die Arbeit von Nusselt den Grundstein der analytischen Kondensationsbeschreibung reiner Dämpfe dar. Aufbauend darauf untersucht Rohsenow [10] das Temperaturprofil innerhalb des Films auf Basis der Energieerhaltung. Sparrow und Gregg [11] präsentieren weiterhin eine Ähnlichkeitslösung der 2D-Navier-Stokes-Gleichungen. Eine analytische Erweiterung für ebene Platten durch Anpassung der Geschwindigkeitsrandbedingungen für reine Dämpfe liefert Chen [12]. Formulierungen der Kondensation auf axial-symmetrischen Körpern und neigungsbedingt variierender Gravitationsbeschleunigung werden von Dhir und Lienhard [13] bereitgestellt. Weitere Ansätze zur Beschreibung der turbulenten Filmströmung liefern Numrich [14] und Müller [15], die wiederum durch die experimentellen Untersuchungen von Yüksel [16] bestätigt werden. Der überlagerte Einfluss der auftretenden Welligkeit des Kondensatfilms erhöht den Wärmeübergang und wird von Kutateladze und Gogonin [17] beschrieben. Mit der experimentellen Untersuchung der Kondensation auf einer ebenen Platte bei freier Konvektion steuert Al-Divany [18] eine zusätzliche Erweiterung zur Wasserhauttheorie Nusselts bei. Eine übersichtliche Betrachtung der Untersuchungen des Kondensationsvorganges bei transienten Temperaturprofilen wird von Mills [19] beschrieben.

Neben dem elementaren Anwendungsfall der vertikalen Wand stellt die Kondensation am horizontalen Rohr eine der zentralen Applikationen zur technischen Ausführung von Kondensatoren und Wärmeübertragern dar. Auch in diesem Fall liefert die Theorie von Nusselt [9] einen Ansatz zur analytischen Beschreibung. Analog zur ebenen vertikalen Wand des Nusselt'schen Rieselfilms stellt die Gravitation auch im Falle der Kondensation an einem horizontalen Rohr die Hauptantriebskraft der abtropfenden Kondensatfilmströmung dar. Geometrisch bedingt unterscheidet sich jedoch der Beschleunigungsvorgang durch die Änderung der Kraftangriffswinkel mit zunehmender Lauflänge des Kondensatfilms. Eine weitere Erweiterung zur Kondensation an einer ebenen Wand stellt der komplexe Abtropfeffekt des Kondensats an der Rohrsohle dar. Da in technischen Anlagen oft mehrere Rohre in Rohrbündeln zum Einsatz kommen, hat das abtropfende Kondensat einen hemmenden Einfluss auf das Kondensationsgeschehen niedrig liegender Rohre, wie von Chen [20] beschrieben. Weitere experimentelle Untersuchungen hierzu liefert Fujii [21]. Eine Erhöhung des Wärmeübergangs kann durch die berippte Ausführung der Rohre erreicht werden. Eine theoretische Beschreibung dieses Effektes wird erstmalig von Beatty und Katz [22] bereitgestellt, die wiederum durch die Untersuchungen von Webb [23], Rudy [24], Honda und Nozu [25] präzisiert werden. Experimentelle Daten hierzu liefern unter anderem Belgahzi [26] und Steinhoff [27].

Die von Rohsenow [10], Sparrow und Gregg [11] erarbeiteten Ansätze der vertikalen Platte dienen Cess [28] und Koh [29] als Grundlage zur Beschreibung des Sonderfalles einer horizontalen Platte. Im horizontalen Fall wird das anfallende Kondensat ausschließlich durch die Dampfströmung beschleunigt. Die Antriebskraft wird dabei durch die Schubspannung an der Phasengrenzfläche zwischen Gas und Flüssigkeit auf das Kondensat übertragen. Cess [28] entwickelte das Grundmodell auf Basis eines Ähnlichkeitsansatzes zur Beschreibung des lokalen Wärmeübergangs und der Schubspannung an der Phasengrenze. Koh [29] erweiterte dieses Modell um die Kondensationsgeschwindigkeit und die lokale Filmdicke. Das Cess/Koh-Modell stellt die Arbeitsgrundlage dieser Arbeit dar und wird in Kapitel 3 detailliert hergeleitet. Chung [30] und Rose [31] erweiterten das Modell unter Berücksichtigung der Anwesenheit einer nicht-kondensierenden Gaskomponente. Neuere Veröffentlichungen von Narain [32], Phan [33] und Kulkarni [34] erweitern das Modell um die Beschreibung von auftretender

Welligkeit und Schallempfindlichkeit der Flüssigphase und stellen damit den aktuellsten Beitrag zur Modellierung horizontaler Filmkondensation dar.

Im Rahmen der vorangegangenen Literaturrecherche konnten keine Quellen gefunden werden, die eine experimentelle Validierung des Cess/Koh-Modells beschreiben. Zusätzlich wird dieses Ergebnis von Kulkarni [34] direkt durch die Aussage

„One reason why this similarity solution for the shear-driven condensate case [29] has not been experimentally verified is, perhaps, significant differences exist between shear-driven and gravity-driven flows with regard to ease of attainment of filmwise or annular condensation and another reason is the difficulty in implementing a suitable experiment that meets the requirements of the theory [28],[29]“

bestätigt. Daraus abgeleitet definiert sich eine Aufgabenstellung dieser Arbeit, die in der Entwicklung einer geeigneten experimentellen Methode, zur Bereitstellung von Messdaten als Basis einer Validierung des Modelles, liegt.

2.2 Experimentelle Untersuchungen

Eine wichtige Grundlage der experimentellen Untersuchung ist die Überprüfung der verfügbaren und thematisch relevanten Forschungsergebnisse. Ziel dieser Arbeit ist unter anderem die Bereitstellung qualitativ hochwertiger Messdaten der horizontalen Filmkondensation, die einerseits hinsichtlich ihrer strömungsmechanischen Eigenschaften wie Filmdicke und -geschwindigkeit untersucht wird. Andererseits wird der Wärmeübergang aufgrund der frei werdenden latenten Wärme betrachtet. Allgemein lässt sich die verfügbare Literatur analog in die beiden Bereiche Strömungsmechanik und Wärmeübergang aufteilen.

Den experimentellen Untersuchungen der strömungsmechanischen Filmeigenschaft ist über alle Quellen gemein, dass die Flüssigkeitsfilme durch verschiedene Filmlegemethoden künstlich auf die horizontale Platte aufgelegt werden und keine Filmentstehung durch Kondensation betrachtet wird. Des Weiteren wird die überlagerte Schubspannung zum Antrieb des Flüssigkeitsfilms durch eine Luftströmung realisiert. Demnach liegt der Fokus der bisherigen Forschung in diesem Bereich hauptsächlich auf der Filmdynamik ohne Berücksichtigung von Wärmeübergangsprozessen.

Der experimentelle Aufbau der Messstrecke von Wurz [35] ähnelt, mit einem quadratischen Querschnitt von 60 mm Kantenlänge und einem optischen Zugang aus Glas, dem Messaufbau dieser Arbeit. Der Fokus der Untersuchung von Wurz liegt auf den Welleneffekten im Flüssigkeitsfilm bei transsonischer Luftströmung von $Ma = 0,2 - 2,4$. Ein weiterer Unterschied besteht in der eingesetzten Messtechnik. Über den optischen Zugang wird die Reflexion eines Stroboskops mittels Oszilloskop aufgezeichnet, um die auftretende Wellenamplitude und -frequenz des Flüssigkeitsfilms zu bestimmen. Bohn [36] untersucht die wellenförmige Filmströmung mit Fokus auf die Absaugung durch Schlitze. Mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera wird die Wellenbewegung ebenfalls über einen optischen Zugang untersucht. Die Filmdicke wird indirekt global über die Bilanzierung des Flüssigkeitsmassenstromes bestimmt. Shinan [37] untersucht ebenfalls die Wellenbewegung mithilfe einer laserinduzierten Fluoreszenzmethode. In derselben Versuchsanordnung verwendet Leng [38] einen chromatisch-konfokalen Messkopf zur Untersuchung der Filmdicke sowie -wellen in einem aufgelegten Wasserfilm.

Durch den oberhalb des Films angeordneten Sensorkopf ist der Messaufbau sehr ähnlich zur experimentellen Anordnung dieser Arbeit mit dem Unterschied, dass der Sensor bei Leng fest verbaut ist und somit keine lokale Untersuchung der Filmdicke bei einem stationären Zustand zulässt. Auch Okui [39] nutzt ein Konzept eines stationär eingebauten Sensors zur Messung der Filmdicke. Dieser ist in der Platte auf der Unterseite des Films angeordnet und arbeitet auf Basis der Lichtreflexion, welche an der Phasengrenze zwischen Flüssigkeit und Gas auftritt. Auch hier wird eine Hochgeschwindigkeitskamera zur Untersuchung der Filmwellen genutzt. Analog dazu nutzen Ambrosini et al. [40] eine Sensoranordnung innerhalb der Platte. Zur Untersuchung der Filmdicke eines Wasserfilms auf einer 45° geneigten Fläche kommt hier ein kapazitiver Sensorkopf zum Einsatz. Da die verfügbaren Quellen durchgängig aufgelegte Filme betrachten, stehen keine direkt gemessenen Daten zum Filmwachstum während des horizontalen Kondensationsvorganges bereit. Einen Unterschied zu allen Filmuntersuchungen zuvor stellt die Veröffentlichung von Kang [41] dar. Diese macht sich die Tropfenkondensation von gelöstem Wasser in einer Luftströmung zunutze, um mittels LDA-System das Geschwindigkeitsprofil der Grenzschicht in der Nähe einer unterkühlten horizontalen Wand zu vermessen. Somit wird ein Kondensationseffekt ohne Betrachtung des Wärmeübergangs genutzt, um die wandnahe Strömung zu untersuchen.

Die hier zitierten Veröffentlichungen, die sich auf den Wärmeübergang bei Kondensation fokussieren, berücksichtigen nicht die entsprechenden strömungsmechanischen Filmeigenschaften des Kondensats. Hasan und Rhodes [42] sowie Kosky [43] betrachten den Wärmeübergang der einkomponentigen Kondensation einer Zweiphasenströmung in einem horizontalen Rohr. Die Messung des globalen Wärmeübergangskoeffizienten über die gesamte Versuchsanordnung wird dabei durch die Enthalpiebilanz des Kühlmittelmassenstromes realisiert. Ähnliche Untersuchungen führen Berber [44] und Lee [45] an der Außenseite eines horizontalen Rohres durch. Auch Hammerschmidt und Scholl [46], wie auch Kim et al. [47] betrachten die Kondensation an der Außenseite eines Rohres. In diesem Fall wird der Wärmeübergang global über die Enthalpiebilanz des Kondensates bestimmt. Die globale Massenbilanz der Kondensation auf einer variabel geneigten Fläche wird von Suryanarayana und Malchow [48] präsentiert. Die Versuche werden mit reinem Wasserdampf innerhalb einer Kammer ohne Durchströmung

durchgeführt. Eine ähnliche Untersuchung wird von Chung und Kim [49] präsentiert, wobei hier die Kondensation wasserbeladener Luft betrachtet wird. Analog zu dieser Arbeit nutzen Bhanawat et al. [50] eine Messmethode auf Basis einer Temperaturdifferenz. Hierbei ist die mit Thermoelementen instrumentierte Messkammer drehbar gelagert, sodass verschiedene Neigungswinkel untersucht werden können. Weitere Untersuchungen der Kondensation an einer geneigten Platte sind von Czubinski et al. [51] sowie Tan et al. [52] beschrieben. Hierbei wird der Wärmeübergang der Kondensation wasserbeladener Luft auf glatten und profilierten, nach unten gewandten Oberflächen untersucht. Eine der wenigen experimentellen Untersuchungen an einer vollständig horizontalen Oberfläche liefern Gerstmann und Griffith [53], jedoch findet die Kondensation ohne überlagerte Strömung und an der Unterseite einer Platte statt. Neben dem Wärmeübergang steht hier vor allem das Abtropfverhalten des Kondensats im Fokus.

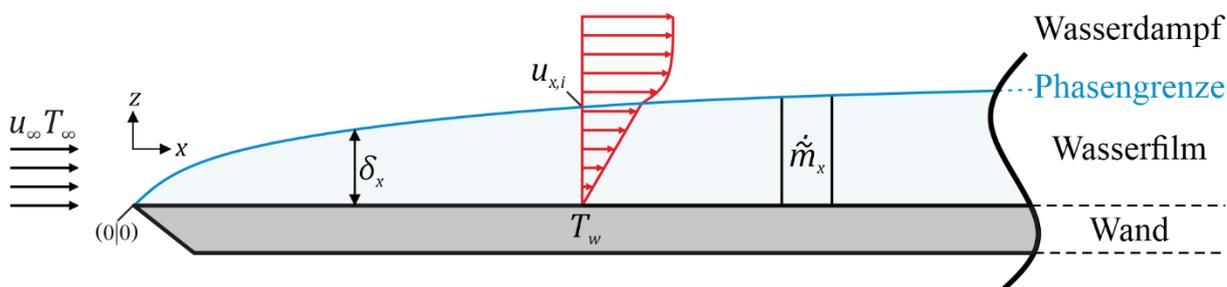
Die verfügbaren Quellen zeigen einen Ausschnitt der bisherigen experimentellen Forschung. Hauptsächlich liegt der Fokus auf einem der beiden Bereiche Filmdynamik oder Wärmeübergang bei Filmkondensation. Die gleichzeitige örtlich aufgelöste Untersuchung beider Effekte auf einer horizontalen Oberfläche mit überlagerter Gasströmung ist so bisher noch nicht veröffentlicht worden. Dieses Ergebnis deckt sich mit der Aussage von Kulkarni [34], dass das Cess/Koh-Modell bisher noch nicht experimentell validiert wurde. Weiterhin sind über viele Quellen hinweg vergleichbare messtechnische Konzepte beschrieben, die auch in dieser Arbeit Anwendung finden.

Diese Arbeit ist im Rahmen des Verbundprojektes ECOFLEX der Forschungsvereinigung AG Turbo durch öffentliche Mittel sowie der Unterstützung der Siemens Energy AG, Mülheim an der Ruhr entstanden. Genauer sind die Versuchseinrichtung sowie die experimentellen Untersuchungsergebnisse im Teilvorhaben ECOFLEX 4.3.4 B („Wärmeübergang in Turbinenseitenräumen unter Nassdampfbedingungen“, FKZ 03ET7092I, [54]) entstanden. Weitere thematisch relevante Forschungsergebnisse im Bereich der Wärmeübergangsstudien in Dampfturbinenkavitäten sind dabei in den vorangegangenen bzw. parallel verlaufenden AG Turbo Teilvorhaben erarbeitet worden, mit denen es während der Bearbeitungszeit zu regem fachlichem Austausch gekommen ist.

Das Teilvorhaben COOREFLEX-turbo 4.3.6 („Thermisches und mechanisches Verhalten von Turbinengehäusen“, FKZ 03ET7021H, [55]) sowie das Teilvorhaben ECOFLEX 4.3.4 A („Untersuchung von Wärmeübergang in Dampfturbinenkomponenten – Generisch variable Geometrien von Turbinenseitenräumen“, FKZ 03ET7092N, [56]) sind hierbei von der Professur für Thermische Energiemaschinen und -anlagen (TEA) der TU Dresden bearbeitet worden. Hierbei werden die Wärmeübergänge innerhalb der Dampfturbinengehäusekavitäten mithilfe eines generischen Prüfstandes sowie numerischer Methoden untersucht. Dabei liegt der Fokus, in Abgrenzung zu dieser Arbeit, vor allem auf der detaillierten Variation der Gehäusegeometrien ohne Berücksichtigung von Kondensationseffekten. Eine umfassende Übersicht der Ergebnisse, Methoden und zusammenhängenden Veröffentlichungen kann Spura [57] entnommen werden. Beim ECOFLEX-Teilprojekt 4.3.4 C („Untersuchung von Wärmeübergang in Dampfturbinenkomponenten – Messungen in realer Dampfturbine“, FKZ 03ET7092L, [58]) untersucht die Professur für Magnetfluidodynamik der TU Dresden den Wärmeübergang in einer realen Versuchsdampfturbine der Fa. MAN in Oberhausen. Hierzu werden speziell entwickelte Sensoren zur Messung von Wärmeübergangskoeffizienten eingesetzt.

3 Modell der horizontalen Kondensation

In Abbildung 3.1 ist ein 2D-Schnitt des von Cess [28] und Koh [29] untersuchten physikalischen Modells der Kondensation auf einer horizontalen ebenen Platte dargestellt. Dabei handelt es sich um eine halbunendliche unterkühlte Platte der Temperatur T_w , die mit einer Sattdampfströmung der Dampfgeschwindigkeit u_∞ bei einer Dampftemperatur T_∞ parallel überströmt wird. Aufgrund der Unterkühlung kommt es zur Kondensation des Wasserdampfs und zur Bildung eines kontinuierlichen, glatten Flüssigkeitsfilms an der Wand. An der Phasengrenze zwischen Flüssigkeits- und Gasphase liegt die Phasengrenztemperatur vor, die aufgrund des Kondensationsvorganges der Sattdampf Temperatur des Dampfes T_{sat} entspricht. Innerhalb des Films wird dabei ein linearer Temperaturverlauf zwischen Wandtemperatur und Phasengrenztemperatur angenommen. Direkt an der Wand wird aufgrund der Haftbedingungen eine Geschwindigkeit von $u_w = 0 \text{ m/s}$ angenommen. Innerhalb des Films geht das Modell von einem linearen Geschwindigkeitsanstieg bis zur Phasengrenze aus.



Randbedingungen: laminare Filmströmung; inkompressibel; zeitunabhängig;
 $u_\infty, T_\infty, T_w, p_\infty = \text{konst.}; v=0$; keine Volumenkräfte; Sattdampf

Abbildung 3.1: 2D-Schnittdarstellung der Filmkondensation inkl. Randbedingungen

Zur Beschreibung des Kondensationsvorganges auf einer ebenen horizontalen Platte wird nach Cess und Koh ein analytisches Modell genutzt. Dieses basiert auf den klassischen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie, die auch während des Kondensationsvorganges erfüllt sein müssen. Da es sich bei dem betrachteten Modell um eine 2D-Strömung handelt, wird der y -Teil der Kontinuitätsgleichung nicht betrachtet und es ergibt sich die Kontinuitätsgleichung der Form:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

Dies berücksichtigt die Massenstromänderung durch Kondensation. Analoges gilt für die Impulserhaltungsgleichung, bei der auch die y -Teil vernachlässigt wird. Unter Anwendung der, in Abbildung 3.1 aufgelisteten Randbedingungen ergibt sich folgende Gleichung:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (3.2)$$

Analog zur Herleitung der Impulserhaltungsgleichung lässt sich die Energieerhaltungsgleichung nach Schlichting [59] unter Vernachlässigung der Dissipation mit folgender Gleichung beschreiben:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = j \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (3.3)$$

Mit der Temperaturleitfähigkeit j , bestehend aus der Wärmeleitfähigkeit k , der Dichte ρ und der isobaren Wärmekapazität c_p :

$$j = \frac{k}{\rho c_p} \quad (3.4)$$

Bei der Impuls- und Energieerhaltungsgleichung handelt es sich um eine partielle Differenzialgleichung zweiter Ordnung. In dieser Form sind die Erhaltungsgleichungen nicht analytisch lösbar. Zur Lösung der Erhaltungsgleichungen wird auf eine Substitutionsmethode zurückgegriffen. Hierbei werden die lokalen Ortskoordinaten x und z durch eine Ähnlichkeitsvariable η^+ ersetzt, womit die Erhaltungsgleichungen lediglich von einer Variable abhängig werden und so zu gewöhnlichen Differenzialgleichungen umgewandelt werden. Die Einführung der Ähnlichkeitsvariable η^+ geht auf die einphasige Grenzschichtbetrachtung nach Schlichting [59] zurück. Das System der ebenen, parallel überströmten Platte besitzt keine ausgezeichnete definierte Länge. Somit liegt der Schluss nahe, dass die Geschwindigkeitsprofile $u(z)$ in verschiedenen Abständen zur Vorderkante bzw. dem Nullpunkt ähnlich zueinander sind. Ähnlich bedeutet in

diesem Zusammenhang, dass die Profile deckungsgleich sind, wenn ein entsprechender Maßstabsfaktor für u und z gewählt wird. Bei der Betrachtung der zweiphasigen Grenzschicht nach Schlichting werden als Maßstabsfaktoren einerseits die Grenzschichtdicke $\delta(x)$ für z und andererseits die Anströmgeschwindigkeit u_∞ für die lokale Grenzschichtgeschwindigkeit $u_{x,i}$ gewählt. Nach Schlichting wird die Stromfunktion ψ als Hilfsmittel zur Lösung der Impulserhaltung eingeführt. Die Stromfunktion ist dabei wie folgt für die Flüssigphase L und die Gasphase V definiert:

$$\psi_L = \sqrt{2\nu_L x u_\infty} f(\eta_L^+) ; \quad \psi_V = \sqrt{2\nu_V x u_\infty} f(\eta_V^+) \quad (3.5)$$

$f(\eta^+)$ beschreibt hierbei die dimensionslose Stromfunktion in Abhängigkeit von der Ähnlichkeitsvariable η^+ . Im weiteren Verlauf wird aus Gründen der Lesbarkeit bei der Notation von $f(\eta^+)$ sowie deren Ableitungen auf die Darstellung von η^+ verzichtet. Definitionsgemäß resultiert aus der Ableitung der Stromfunktion nach z die Geschwindigkeitskomponente u in x -Richtung. Analog dazu entspricht die negative Ableitung der Stromfunktion nach x der Geschwindigkeitskomponente w in z -Richtung. Entsprechend dieser Definition erfüllt die Stromfunktion immer die Kontinuitätsgleichung. Die beiden angeführten Ableitungen nach x bzw. z resultieren nach Koh [29] in den folgenden beiden Funktionen:

$$u_L = \frac{\partial \psi_L}{\partial z} = \frac{\partial \psi_L}{\partial \eta_L^+} \frac{\partial \eta_L^+}{\partial z} = u_\infty f_L' ; \quad (3.6)$$

$$u_V = \frac{\partial \psi_V}{\partial z} = \frac{\partial \psi_V}{\partial \eta_V^+} \frac{\partial \eta_V^+}{\partial z} = u_\infty f_V'$$

$$w_L = -\frac{\partial \psi_L}{\partial x} = \frac{\partial \psi_L}{\partial \eta_L^+} \frac{\partial \eta_L^+}{\partial x} = \sqrt{\frac{\nu_L u_\infty}{4x}} (\eta_L^+ f_L' - f_L) ; \quad (3.7)$$

$$w_V = -\frac{\partial \psi_V}{\partial x} = \frac{\partial \psi_V}{\partial \eta_V^+} \frac{\partial \eta_V^+}{\partial x} = \sqrt{\frac{\nu_V u_\infty}{4x}} (\eta_V^+ f_V' - f_V)$$

Durch Einsetzen dieser Geschwindigkeitsdefinitionen in die Navier-Stokes-Gleichung 3.2 ergibt sich die Blasius-Impulsgleichung [60] nach folgender Form:

$$f_L''' + \frac{1}{2}f_L f_L'' = 0 ; f_V''' + \frac{1}{2}f_V f_V'' = 0 \quad (3.8)$$

Durch die Einführung der Stromfunktion ψ , die wiederum von der Ähnlichkeitsvariable η^+ abhängig ist, kann die nicht lineare partielle Impulserhaltungsgleichung in die gewöhnliche, nicht lineare Blasius-Impulsgleichung überführt werden. Analog zur Lösung der Impulserhaltungsgleichung, deren Lösung unter anderem das lokale Geschwindigkeitsfeld sowie das Schubspannungsfeld liefert, wird auch die Energieerhaltungsgleichung durch Substitution von einer partiellen in eine gewöhnliche Differenzialgleichung überführt. Hierzu wird die dimensionslose Temperatur θ_L eingeführt, die wie folgt definiert ist:

$$\theta_L(\eta_L^+) = \frac{T(f(\eta_L^+)) - T_{sat}}{T_w - T_{sat}} \quad (3.9)$$

Hierbei ist die dimensionslose Temperatur wieder eine Funktion der Ähnlichkeitsvariable η^+ . Durch Einsetzen der dimensionslosen Temperatur in Gleichung 3.3 resultiert die Blasius-Energiegleichung nach folgender Form:

$$\theta_L'' + \frac{1}{2}Pr \cdot f_L \cdot \theta_L' = 0 \quad (3.10)$$

Zur Lösung der Blasius-Impuls- sowie Energiegleichung existieren verschiedene numerische Ansätze, wie von Schlichting [61], Emmons [62] und Howarth [63] publiziert. Allen diesen Ansätzen ist gemein, dass grundsätzliche Vereinfachungen bezüglich der Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung innerhalb des Films getroffen werden müssen. Andernfalls wäre eine mathematische Lösung der Differenzialgleichungen nicht möglich. Es wird eine lineare Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung angenommen, was zu den folgenden Randbedingungen an der Phasengrenze i führt:

$$f_i''' = 0 \quad (3.11)$$

$$\theta_i'' = 0 \quad (3.12)$$

Das existierende Cess/Koh-Modell basiert grundlegend auf diesen Annahmen und lässt sich somit durch die zuvor beschriebenen Verfahren lösen. Die numerische Lösung der Blasius-Impulsgleichung beschreibt die dimensionslose Stromfunktion nach:

$$f(\eta_i^+) = \frac{0,166}{R} (\eta_i^+)^2 \quad (3.13)$$

Mit dem von Koh eingeführten Koh-Koeffizienten:

$$R = \sqrt{\frac{\rho_L \mu_L}{\rho_V \mu_V}} \quad (3.14)$$

Definitionsgemäß entspricht die Ableitung der dimensionslosen Stromfunktion der dimensionslosen Geschwindigkeitsfunktion, welche durch folgenden Ausdruck beschrieben wird:

$$f'(\eta_i^+) = \frac{0,332}{R} (\eta_i^+) \quad (3.15)$$

Die Ableitung der dimensionslosen Geschwindigkeitsfunktion wiederum ergibt den dimensionslosen Geschwindigkeitsgradienten, der ein Maßstab für die Schubspannungsverteilung ist und wie folgt beschrieben werden kann:

$$f''(\eta_i^+) = \frac{0,332}{R} \quad (3.16)$$

Abschließend ergibt sich aus der Lösung der Blasius-Energiegleichung die Formulierung des Temperaturgradienten wie folgt:

$$\theta'_L(\eta_i^+) = \frac{1}{\eta_i^+} \quad (3.17)$$

Schlussendlich können die Erhaltungsgleichung durch Substitution der Ortskoordinaten durch die Ähnlichkeitsvariable und der zusätzlichen Annahme linearer Geschwindigkeits- und Temperaturverteilungen innerhalb des Flüssigkeitsfilms gelöst werden. Das Resultat besteht in der von der Ähnlichkeitsvariable abhängigen Stromfunktion,

Geschwindigkeitsfunktion, Schubspannungsfunktion und Wärmestromfunktion. Um diese 4 Funktionen in dimensionsbehaftete Größen formulieren zu können, muss nun die Ähnlichkeitsvariable bestimmt werden.

Zur Bestimmung der Ähnlichkeitsvariable wird eine lokale Massen- und Energiebilanz während des Kondensationsvorgangs betrachtet. Zunächst wird die Massenbilanz an der Phasengrenze des flüssigen Wasserfilms aufgestellt. Hierbei wird der flächenbezogene Massenstrom bilanziert und im Folgenden weiterhin als Massenstromdichte \dot{m} bezeichnet. Nach Marschall und Moresco [64] ergibt sich die Massenstromdichte aus einer Massenbilanz in x - und z -Richtung nach der Gleichung:

$$\dot{m} = (\rho u \frac{\partial \delta}{\partial x} - \rho w)_{L,i} = (\rho u \frac{\partial \delta}{\partial x} - \rho w)_{V,i} \quad (3.18)$$

Wie von Marschall und Moresco [64] weiter beschrieben, ergibt sich durch Einsetzen der Geschwindigkeitsfunktionen aus der Herleitung der Stromfunktion (3.4), (3.5) und (3.6) die Beschreibung der Massenstromdichte \dot{m} wie folgt:

$$\dot{m} = \frac{1}{2} f(\eta_i^+) \sqrt{\frac{\rho_L \mu_L u_\infty}{x}} \quad (3.19)$$

Im Folgenden wird die Massenstromdichte \dot{m} durch die Betrachtung der Energiebilanz an einem infinitesimalen Wandelement ersetzt. Die zu übertragende Wärmestromdichte aufgrund des Kondensationsvorganges \dot{q}_{cond} entspricht dem Produkt aus der Massenstromdichte und der Verdampfungsenthalpie. Die Wärmestromdichte muss entsprechend durch das Wandelement übertragen werden, was innerhalb dieses Modells rein durch Konduktion beschrieben wird. Aufgrund der geringen Filmdicke werden Konvektionseffekte in der Betrachtung vernachlässigt. Die durch Konduktion übertragene Wärmestromdichte entspricht dem Produkt aus der Wärmeleitfähigkeit und dem Temperaturgradienten in z -Richtung nach folgender Gleichung:

$$\dot{q}_{cond} = \dot{m} h_v = \lambda_L \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_L \quad (3.20)$$

Aus (3.19), (3.18) und (3.8) ergibt sich folgende Formulierung:

$$\frac{c_L(T_i - T_w)}{Pr \cdot h_v} = \frac{f(\eta_i^+)}{2\theta'(\eta_i^+)} \quad (3.21)$$

Mit der Prandtl-Zahl Pr :

$$Pr = \frac{\nu}{j} \quad (3.22)$$

Mit den Lösungen der Blasius-Energiegleichung 3.16 sowie der Blasius-Impulsgleichung 3.12 eingesetzt in 3.20 resultiert:

$$\frac{c_L(T_i - T_w)R}{Pr \cdot h_v} = \frac{1}{4}f''(\eta_i^+) \cdot (\eta_i^+)^3 \quad (3.23)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 3.15 und auflösen nach der Ähnlichkeitsvariable η^+ ergibt sich:

$$\eta_i^+ = \sqrt[3]{\frac{4c_L(T_i - T_w)R}{Pr \cdot h_v f''(\eta_i^+)}} \quad (3.24)$$

Somit ist die Ähnlichkeitsvariable η_i^+ bestimmt und kann nach Cess [28] in die dimensionsbehaftete Filmdicke nach Gleichung 3.24 umgerechnet werden. Hierzu wird zusätzlich die lokale Reynoldszahl Re_x benötigt, die wie folgt definiert ist:

$$Re_x = \frac{u_\infty x}{\nu_L} \quad (3.25)$$

Weiterhin kann die Lösung der Ähnlichkeitsvariable η_i^+ in die Lösung der Stromfunktion bzw. Massestromdichtefunktion 3.18, der Geschwindigkeitsfunktion 3.14, der Schubspannungsfunktion 3.15 und der Wärmestromdichtefunktion 3.16 eingesetzt werden. Daraus ergeben sich abschließend die zentralen Gleichungen des Cess/Koh-Modells zur Beschreibung der Filmkondensation wie folgt:

$$\delta_x = \eta_i^+ \frac{x}{\sqrt{Re_x}} \quad (3.26)$$

$$\tilde{m}_x = \frac{0,166}{R} (\eta_i^+)^2 \sqrt{\frac{\rho_L \mu_L u_\infty}{4x}} \quad (3.27)$$

$$u_{x,i} = \frac{0,332 u_\infty \eta_i^+}{R} \quad (3.28)$$

$$\tau_{x,i} = \frac{0,322 \rho_L u_\infty^2}{R \sqrt{Re_x}} \quad (3.29)$$

$$\dot{q}_{x,w} = \frac{\lambda_L \sqrt{Re_x}}{\eta_i^+ x} (T_i - T_w) \quad (3.30)$$

$$\alpha_{x,w} = \frac{\dot{q}_{x,w}}{(T_{sat} - T_w)} \quad (3.31)$$

Durch diese Gleichungen nach Koh [29], welche die Modellgrößen formulieren und die gleichzeitig den Kern des Cess/Koh-Modells darstellen, lässt sich die horizontale, rein schubspannungsgetriebene Filmkondensation beschreiben. Die grundsätzlichen Annahmen, die getroffen wurden, um eine Herleitung der Gleichungen aus den Erhaltungsgleichungen zu ermöglichen, sind eine konstante Wandtemperatur T_w , eine lineare Geschwindigkeitsverteilung $u(z)$ sowie eine lineare Temperaturverteilung $T(z)$ innerhalb des Flüssigkeitsfilms.

Zur Veranschaulichung der Modellstruktur sind in Abbildung 3.2 die Zusammenhänge und Abhängigkeiten der verschiedenen Größen innerhalb des Modells dargestellt. Grundsätzlich werden alle Modellgrößen unabhängig aus den 3 Zwischengrößen berechnet. Lediglich die Wärmestromdichte stellt eine abgeleitete Größe des Wärmeübergangskoeffizienten dar. Die Zwischengrößen wiederum basieren auf den festgelegten physikalischen Randbedingungen des Modells.

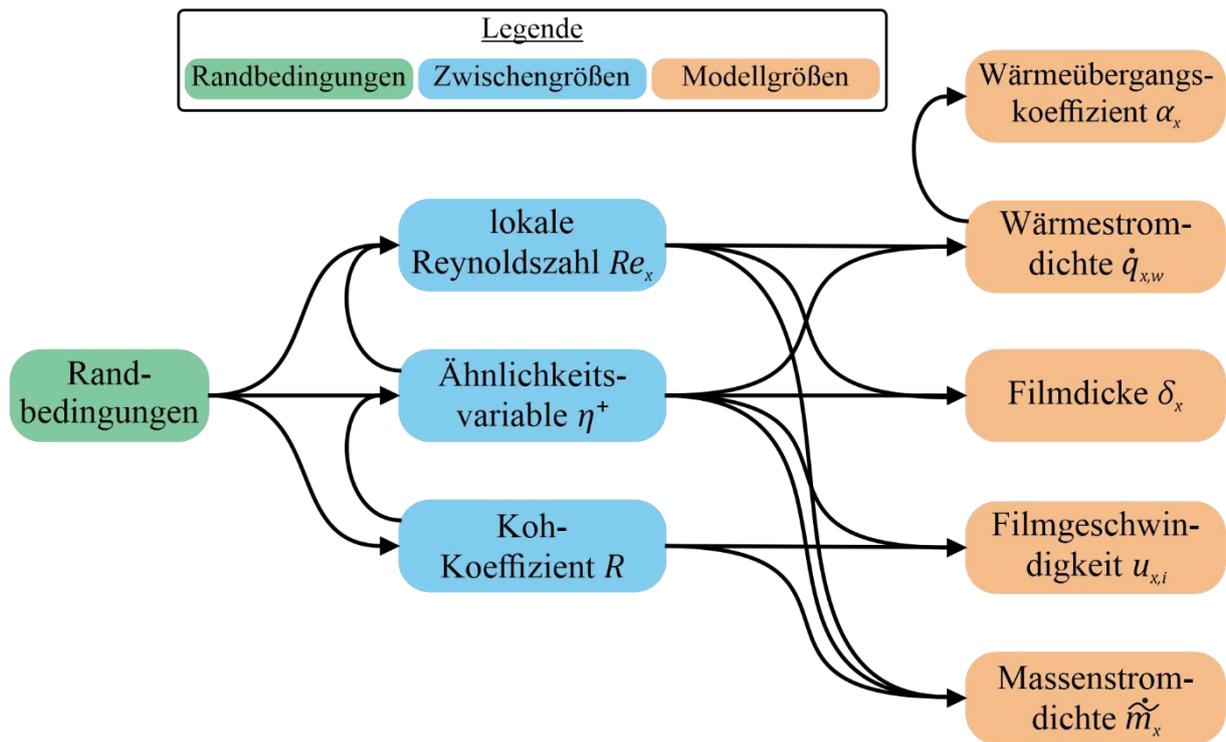


Abbildung 3.2: Struktur des Cess/Koh-Modells

4 Experimentelle Untersuchung

Die beiden primären Messgrößen, die zur Untersuchung der rein schubspannungsgetriebenen Filmkondensation von zentralem Interesse sind, sind einerseits die lokale Dicke des Kondensatfilms und andererseits die Intensität des Wärmeübergangs, hervorgerufen durch die frei werdende, latente, spezifische Enthalpie des Phasenübergangs. Zur experimentellen Untersuchung der beiden primären Messgrößen kommt ein eigens entwickelter Prüfstand zum Einsatz. Hierin werden kommerzielle sowie auch individuell entwickelte Messsysteme eingesetzt, deren Funktionsweise und Messungenauigkeit im Folgenden diskutiert werden. Zusätzlich werden analog auch die sekundären Messgrößen wie Temperatur-, Druck- und Massenstrommessungen thematisiert, die für den Prüfstandsbetrieb unerlässlich sind.

Der prinzipielle Aufbau der Versuchsanordnung wird von Lapp et al. [65] erläutert. Dabei handelt es sich um den Prüfstand EMMA – *Experimental Multiphase Measurement Application*, dessen schematischer Aufbau in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Mithilfe eines elektrischen Sattdampferzeugers mit einer Gesamtleistung von 55 kW wird der für die Untersuchungen benötigte Dampf mit einem maximalen Massenstrom von 55 kg/h in einem Druckbereich von 100 kPa bis 500 kPa bereitgestellt. Nachdem der erforderliche Sattdampfmassenstrom von einem pneumatisch betriebenen Massenstromregelventil eingeregelt wurde, wird der Dampf im elektrischen Durchlauferhitzer mit einer Leistung von 20 kW überhitzt. Die maximal erreichbare Dampftemperatur hierbei beträgt ca. 250 °C . Der Dampfmassenstrom wird durch eine Ringkammerblende mit Kondensatvorlage bei einer Auslegungsdruckdifferenz von 20 kPa aufgezeichnet. Um rein schubspannungsgetriebene Kondensatfilme erzeugen zu können, wird der Kanalquerschnitt von einem Kreisquerschnitt DN50 in einen quadratischen Querschnitt mit Kantenlänge 50 mm überführt. Nach Durchströmung der 1 m langen Einlaufstrecke wird innerhalb der Messkammer ein Kondensatfilm durch Kühlung der modularen Messplatte erzeugt. Abbildung 4.2 zeigt eine detaillierte Schnittdarstellung der Messkammer.

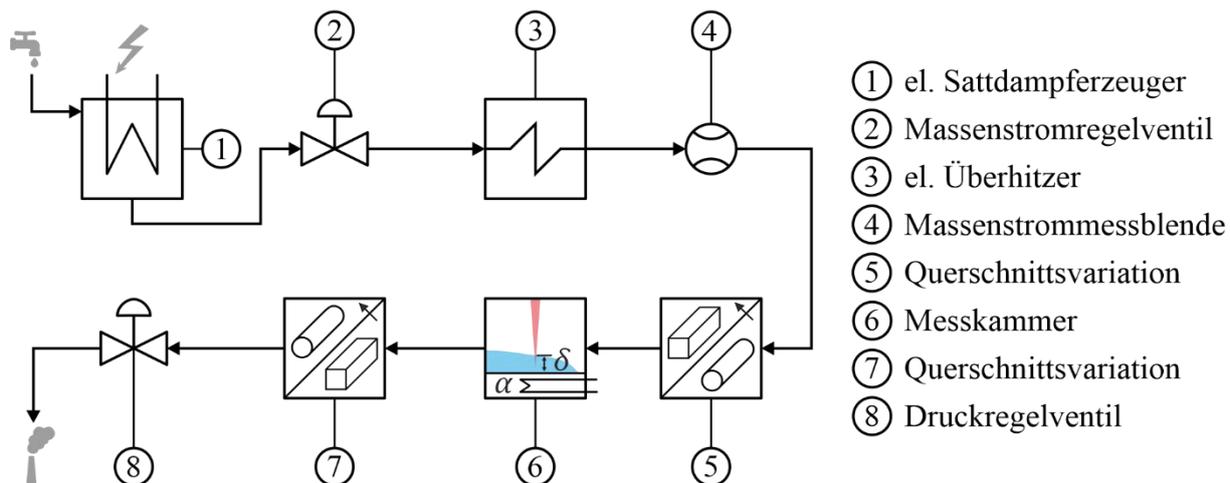


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Prüfstands EMMA

Die Messplatte, die modular ausgeführt ist und ausgetauscht werden kann, besteht aus Edelstahl 1.4571 mit einer Wärmeleitfähigkeit von $k_w = 15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [66] und wird durch eine Gegenstromwärmeübertragungsplatte aus Aluminium 3.1645 mit einer Wärmeleitfähigkeit von $k_c = 145 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [67] gekühlt. Zur Reduzierung von Luftspalten und zur Verbesserung des Wärmeübergangs sind die Kontaktflächen zwischen Mess- und Kühlplatte geschliffen und mit Kupferpaste auf Ölbasis versehen. Die Kühlung der Platte wird durch einen wassergekühlten Umlaufkühler mit einer Leistung von $10,9 \text{ kW}$ bereitgestellt. Die einstellbare Kühlmitteltemperaturspanne liegt zwischen $10 \text{ }^\circ\text{C}$ und $15 \text{ }^\circ\text{C}$. Die lokale Verteilung der Wärmestromdichte wird in axialer Richtung durch 15 Messstellen in einem Abstand von 25 mm unter den Messstellen aufgezeichnet. Wie im Detailausschnitt in Abbildung 4.2 zu erkennen ist, besteht jede Messstelle

jeweils aus 3 Thermoelementen Typ T, die in funkenrodierten Löchern verschiedener Tiefe inkl. einer Kupferleitpaste eingebracht sind. Das Modul aus Mess- und Kühlplatte kann durch 4 Zugstangen in die Montageposition gebracht werden. Hierbei wird die Messplatte durch eine Kombination aus EPDM-Dichtschnur und flächiger Hochtemperaturpapierdichtung gegen den Messkammersitz abgedichtet. Die EPDM-Dichtung stellt dabei das dauerhaft stabile und wiederverwendbare Dichtsystem dar. Die Aufgabe der Papierdichtung besteht in der thermischen Entkopplung von Messplatte und Messkammer. An den Auflagepunkten der Innensechskantschrauben, die das Plattenpaket fixieren, werden ebenfalls Papierdichtungselemente in Scheibenform zur Verringerung der Wärmeleitung eingesetzt.

Zur Untersuchung der lokalen Filmdicke des Kondensatfilms wird ein infrarot interferometrischer Sensor zur unmittelbaren Schichtdickenmessung eingesetzt. Der Sensorkopf ist in einer Traversiereinheit eingebaut und kann die Messoberfläche über einen optischen Zugang aus Borosilikatglas in x - und y -Richtung mit variabler Geschwindigkeit verfahren werden. Der optische Zugang limitiert dabei den einsehbaren Messbereich auf eine Distanz von 250 mm von $x = 65\text{ mm}$ bis $x = 315\text{ mm}$. Zur Überwachung des Dampfzustandes ist an der axialen Position $x = 20\text{ mm}$ ein Thermoelement Typ T mit einem Durchmesser von $0,25\text{ mm}$ im Zentrum des Strömungskanals eingebracht. Die Messung des statischen Druckes wird an derselben axialen Position mithilfe eines Absolutdrucksensors mit Kondensatvorlage vorgenommen.

Die Membran des Sensors befindet sich hierbei auf der identischen Höhe wie die Druckbohrung im Kanal, um geodätische Messfehler auszuschließen. Zusätzlich ist ein Spülventil unmittelbar vor der Sensormembran angeordnet, um bei Erstinbetriebsetzung ein Entlüften bzw. nach längerem Stillstand einen Kondensataustausch zu ermöglichen. Nachdem der Dampf die Messkammer passiert hat, wird der Kanalquerschnitt wieder zu einem DN50 Kreisquerschnitt geändert. Bevor der Dampfmassenstrom schlussendlich an die Atmosphäre abgegeben wird, wird der erforderliche Druck in der Messkammer durch ein pneumatisch angetriebenes Ventil geregelt.

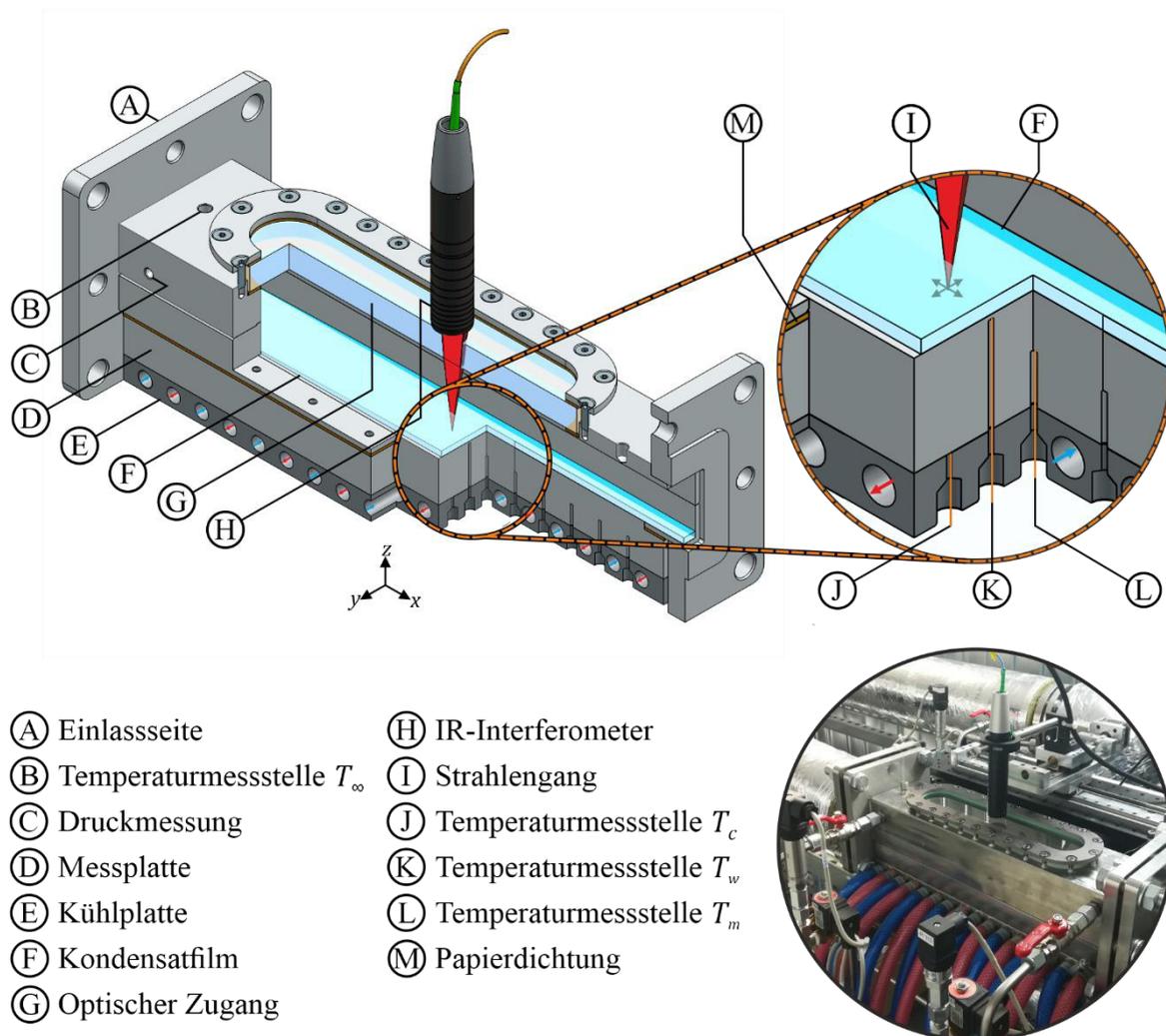


Abbildung 4.2: Detaildarstellung der Messkammer

Die Steuerung und Regelung der einzelnen Komponenten des Prüfstandes sowie die Aufzeichnung der primären und sekundären Messdaten wird mithilfe eines Programms auf Basis von LabVIEW 2018 von National Instruments durchgeführt.

In den folgenden Unterkapiteln wird detailliert auf die eingesetzte Messtechnik und die daraus resultierenden Unsicherheiten der primären sowie sekundären Messgrößen eingegangen. Eine ausführliche Beschreibung der experimentellen Ergebnisse erfolgt dann im Rahmen der Validierung bei der Gegenüberstellung mit den Modelldaten im anschließenden Kapitel 5.

4.1 Filmdicke

Eckertová [68] beschreibt verschiedene Messprinzipien zur Vermessung der Filmdicke des kondensierten Wasserfilms, die sich unterschiedlich gut zur Anwendung im Rahmen der experimentellen Untersuchung dieser Arbeit eignen. Hierbei scheiden die taktilen Verfahren aufgrund ihrer strömungsbeeinflussenden Eigenschaften aus. Elektromagnetische Verfahren auf Basis kapazitiver Messprinzipien wie von Yu et al. [69] oder Özgü et al. [70] vorgestellt sowie induktive Verfahren nach Hammitt et al. [71] können durch die Einbauposition der Sensoren nicht angewandt werden, da diese bündig in die Messplattenoberfläche eingebracht werden müssten. Aufgrund der Temperierung sowie der Instrumentierung zur Untersuchung des Wärmeübergangs sind auch diese Verfahren nicht einsetzbar. Somit kommen lediglich optische, nicht-intrusive Messverfahren für die experimentellen Untersuchungen in Betracht. Weiterhin beschränkt sich die Bandbreite ausschließlich auf reflektierende Verfahren. Für die Anwendung eines transmittierenden Verfahrens wie von Wittig et al. [72] angewandt, kann kein optischer Durchgang ermöglicht werden. Dies ist bedingt durch die Konstruktion der Mess- und Kühlplatte. Neupert [73] nutzt einen optischen Messaufbau zur Untersuchung der Filmdicke flüssigen Wassers auf der Oberfläche von Verdichterschäufeln, welches als Grundlage dieser Arbeit dient. Beim eingesetzten Messsystem handelt es sich um ein Weißlichtinterferometer der Fa. Precitec mit einem Messbereich von $3 \mu m - 180 \mu m$. Aufgrund des größeren Messbereichs wird in dieser Arbeit ein infrarot-interferometrisches Messsystem der Fa. Precitec eingesetzt, welches unmittelbar in der Lage ist, die transparente Schichtdicke in einem Bereich von $4 \mu m - 300 \mu m$ zu ermitteln. In Abbildung 4.3 ist die Funktionsweise des Messsystems schematisch dargestellt. Das Messsystem besteht aus einem Messcontroller mit integriertem Infrarot-Laser, einem Sensorkopf, der in dem zuvor beschriebenen Bereich traversiert wird und einer optischen Faser, die beide Komponenten miteinander verbindet. Das kohärente Infrarotlaserlicht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 830 \text{ nm}$ wird innerhalb des Messcontrollers über ein Linsensystem auf einen Strahlteiler geschickt.

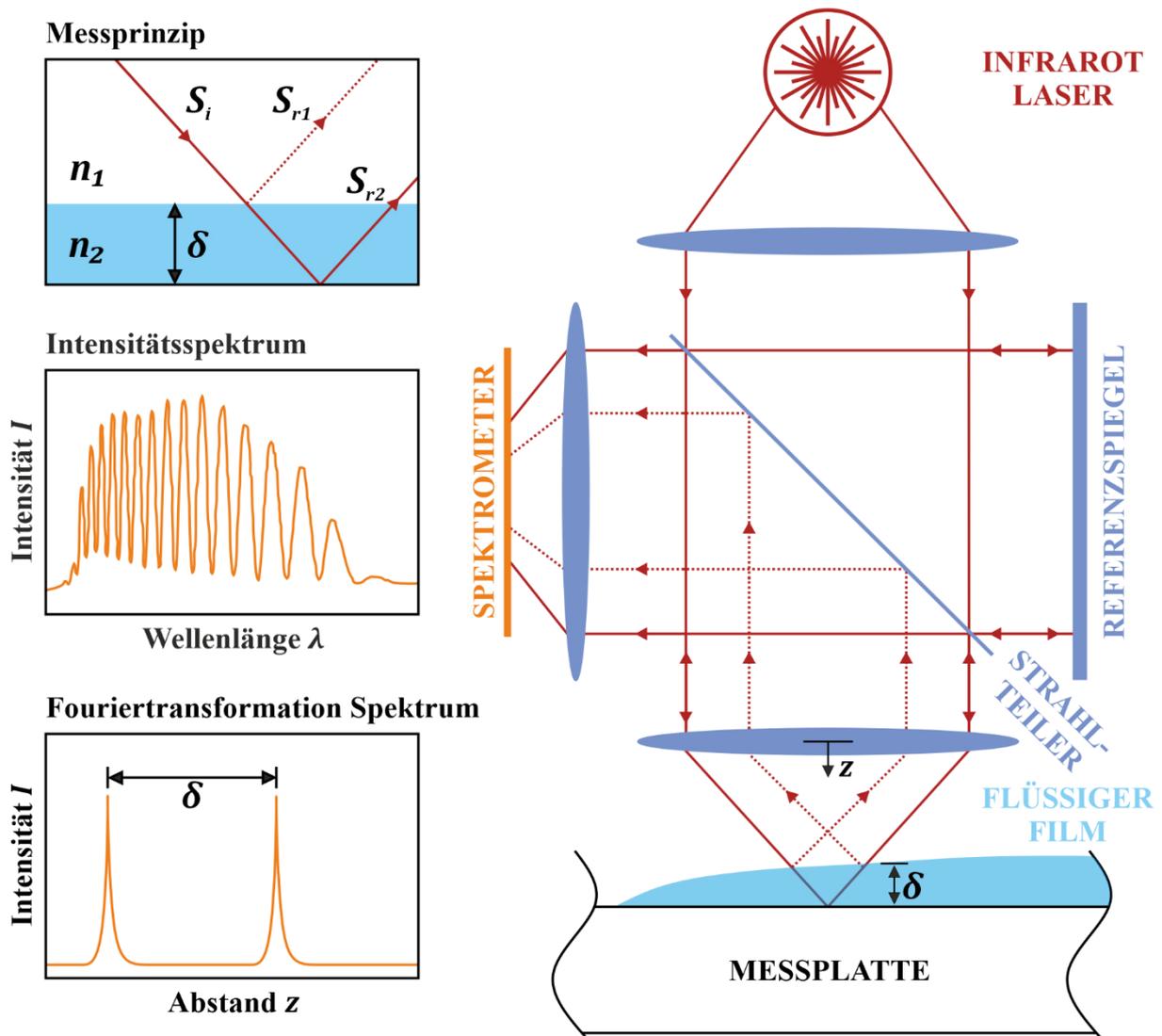


Abbildung 4.3: Infrarot-interferometrisches Messprinzip nach Jakob [74] und Schuth [75]

Ein Teil des Laserlichts wird über einen Referenzspiegel auf das Spektrometer geführt und stellt somit das Referenzsignal bereit. Der verbleibende Laseranteil wird über den Sensorkopf in das Messvolumen und in den zu vermessenden Film geschickt. Der einfallende Laserstrahl S_i trifft auf den flüssigen Film und wird jeweils an den Phasengrenzflächen Dampf-Flüssigkeit S_{r1} sowie Flüssigkeit-Wand S_{r2} reflektiert. Die reflektierten Strahlen S_{r1} und S_{r2} weisen einen Phasenversatz auf, der direkt von der Dicke δ des flüssigen Films abhängig ist. Der Sensorkopf detektiert die reflektierten Strahlen und leitet sie über die optische Faser zum Spektrometer weiter, wo es schließlich zur Interferenz aufgrund des Phasenversatzes kommt. Das daraus resultierende

Intensitätsspektrum wird anschließend fouriertransformiert und liefert darüber den Wert der flüssigen Filmdicke δ . Bei der Auswertung spielt der Brechungsindex des flüssigen Wasserfilms eine entscheidende Rolle, da die reflektierten Strahlen an den Phasengrenzen gebrochen werden. Wie von Schiebener et al. [76] beschrieben, weist der Brechungsindex eine Temperaturabhängigkeit auf, welche entsprechend den auftretenden Wandtemperaturen berücksichtigt werden muss. Die Software, die zur Auswertung der Messsignale genutzt wird, nimmt einen Brechungsindex von $n_{20^\circ\text{C}} = 1,33$ an, was einer Wassertemperatur von 20°C bei einer Wellenlänge von $\lambda = 632\text{ nm}$ entspricht. Somit ist es notwendig den Brechungsindex des flüssigen Wassers auf die auftretenden Wandtemperaturen anzupassen. Mithilfe der von Bashkatov und Genina [77] präsentierten Cauchy-Funktion (4.1), wird die temperaturabhängige Brechungskorrektur der Messwerte durchgeführt. Hierzu werden die entsprechenden Cauchy-Faktoren 4.2 - 4.5 benötigt, die Kapitel 10.3 des Anhangs entnommen werden können.

$$n(\lambda, T) = A(T) + \frac{B(T)}{\lambda^2} + \frac{C(T)}{\lambda^4} + \frac{D(T)}{\lambda^6} \quad (4.1)$$

Das Messsystem arbeitet mit einer Messfrequenz von bis zu 66 kHz , einem Messabstand in z-Richtung von 100 mm und einem Messpunktdurchmesser von $3\ \mu\text{m}$. Da der Wert der Filmdicke δ lediglich vom Phasenversatz der reflektierten Strahlen und nicht vom absoluten Abstand zur Messebene abhängt, unterliegt die Messung keiner Fehleranfälligkeit gegenüber Schwingung, Vibration oder thermischer Dehnung. Der Linearitätsfehler des Interferometers beträgt $\Delta\delta = \pm 0,429\ \mu\text{m}$ und wird als Messungenauigkeit der Messgröße genutzt. Ein weiterer Vorteil der punktuellen Messung besteht darin, dass der Strahlengang orthogonal zum Glasfenster des optischen Zugangs ausgerichtet werden kann. Somit hat die Lichtbrechung durch das optische Fenster keinen Einfluss auf die Messungenauigkeit. Bedingt durch die zyklische Abtaststrategie des Messsystems werden die Messergebnisse durch eine diskret verteilte Punkteschar, wie in Abbildung 4.4 dargestellt. Für die analytische Auswertung werden die Messdaten durch eine mathematische Funktion approximiert. Ein Punkt, der im Rahmen der Messungenauigkeitsbetrachtung behandelt werden muss, ist die dargestellte Streuung der Messwerte um die angenommene Fitfunktion. Bei der Streuung, vor allem im Bereich zunehmender

Filmdicke, handelt es sich, wie in Kapitel 5.1 näher untersucht, um einen zu beobachtenden physikalischen Effekt. Induziert durch die übertragene Schubspannung von Gas auf Flüssigkeitsströmung kommt es mit zunehmender Filmdicke zum Auftreten von Wellenbewegungen an der Phasengrenze. Folglich handelt es sich bei der Streuung nicht um ein messsystembedingtes Rauschen, welches in der Ungenauigkeitsbetrachtung berücksichtigt werden müsste. Somit wird, wie zuvor beschrieben, der Linearitätsfehler des Messsystems als Gesamtungenauigkeit der Filmdickenmessung angenommen. Aufgrund der Lage des optischen Zugangs ist nicht die gesamte Oberfläche der Messplatte durch das Messsystem einsehbar. Der optisch erreichbare Bereich ist in Abbildung 4.4 dargestellt und reicht von der axialen Position $x = 65 \text{ mm}$ bis $x = 315 \text{ mm}$.

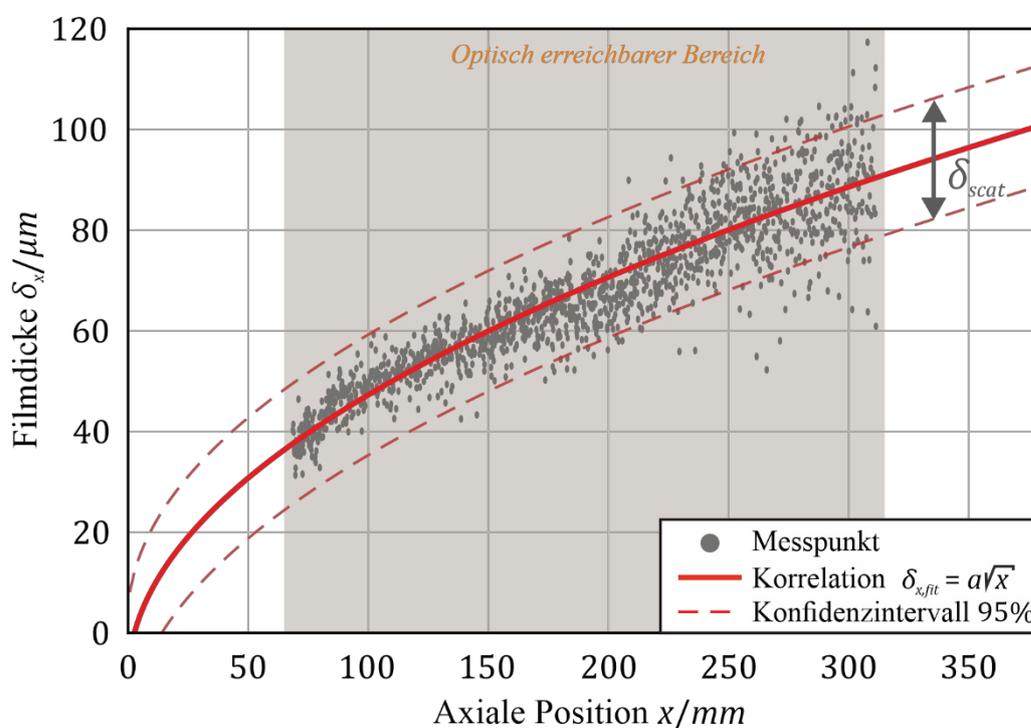


Abbildung 4.4: Streuung der Filmdickenmessung bei einer Dampfgeschwindigkeit von $12,5 \text{ m/s}$ und einem Approximationsfaktor von $a = 3,115 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{0,5}$

4.2 Filmgeschwindigkeit

Eine essenzielle Größe zur Bewertung der Wechselwirkung zwischen flüssigem Wasserfilm und Dampfströmung ist die Geschwindigkeit an der Phasengrenze, im Folgenden als Filmgeschwindigkeit bezeichnet. Sie gibt hier an, in welchem Maß die Dampfströmung den Flüssigkeitsfilm beschleunigt. Weiterhin wird sie benötigt, um den anfallenden Kondensatmassenstrom zu berechnen. Dieser ist wiederum ein Maß für die frei werdende latente Wärme, die schlussendlich in direktem Zusammenhang mit dem Wärmeübergang steht. Somit hat die experimentelle Bestimmung der Filmgeschwindigkeit eine hohe Bedeutung zum Verständnis des Kondensationsprozesses. Dabei stellt der Kondensationsvorgang eine besondere Komplexität für die messtechnische Erfassung dar. Durch den Phasenwechsel ist die Anwendung klassischer Messmethoden auf elektrischer Basis oder Massebilanzierung schwierig bis gar nicht anwendbar. Elektrische Prinzipien sind aufgrund der hohen Temperaturen und der vorliegenden Plattenkonstruktion bedingt durch die Zweiphasenströmung, nicht anwendbar. Eine Massenstrombilanz durch Trennung der Phasen und anschließendes Wiegen ist denkbar, jedoch durch das einkomponentige Zweiphasengemisch nicht valide einsetzbar. Dabei könnte nicht gewährleistet werden, dass zusätzliche Gasphase während der Messung kondensiert, weshalb mit hohen Ungenauigkeiten zu rechnen ist. Eine anwendbare Messmethode stellt die optische Partikelverfolgung dar. Die große Komplexität dieser Methode besteht darin, Partikel in die Flüssigkeitsströmung einzubringen. Da die Kondensation nur auf der gekühlten Messplatte innerhalb der Messkammer auftritt, müssen die Partikel unmittelbar, mit Hilfe einer Kanüle auf den Film aufgebracht werden. Durch den Phasenwechsel können die Partikel nicht über die generelle Einbringung in die Dampfströmung zur Phasengrenze des Flüssigkeitsfilms transportiert werden.

Nach Bewertung der verschiedenen Messmethoden wird aufgrund der guten optischen Zugänglichkeit der Messkammer ein Partikelverfolgungsansatz zur Untersuchung der Filmgeschwindigkeit angewendet. Hierzu werden, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, Partikel über eine Kanüle auf den Film aufgebracht. Daraufhin wird deren Bewegung auf dem Film mithilfe einer Kamera über den optischen Zugang aufgezeichnet und ausgewertet.

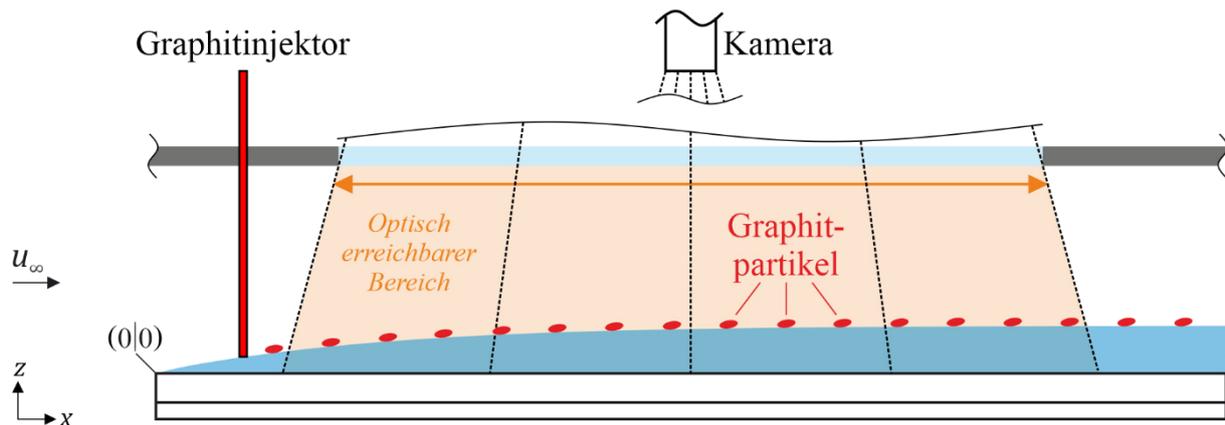


Abbildung 4.5: Abbildung der eingebauten Kanüle zu Injektion der Graphitpartikel

Hierbei werden feine Graphitpartikel genutzt, da sie sich farblich zur Oberfläche der Messplatte absetzen, sodass eine optische Auswertung möglich ist. Aufgrund ihrer Größe sowie der von Kozbial et al. [78] untersuchten hydrophobischen Eigenschaften schwimmen die Graphitpartikel auf der Wasseroberfläche auf. Da mithilfe der Partikel die Geschwindigkeit an der Phasengrenze gemessen wird, muss zwingend gewährleistet sein, dass das Graphitpulver nicht im Film absinkt. Ein Vergleich der Oberflächenspannung mit dem aufgebrachten Partikeldruck liefert hierzu eine theoretische Grundlage. Zunächst wird das Graphitpulver mittels eines Auflichtmikroskops genauer untersucht, um festzustellen, wie groß die Graphitpartikel sind. Abbildung 4.6 zeigt das Mikroskopbild einiger vereinzelter Graphitpartikel. Zur Bestimmung der Partikeldimensionen wird die längste Achse innerhalb eines Partikels bestimmt. Mithilfe dieser Größe wird das Partikelvolumen unter der Annahme eines kugelförmigen Partikels berechnet. Schlussendlich wird die Partikelmasse mithilfe der Dichte berechnet. Im Mittel liegen die Durchmesser der Partikel bei einem Wert von $6 \mu\text{m}$. Weiterhin lässt sich die Partikelmasse dann mithilfe der Dichte von 2300 kg/m^3 bestimmen. Unter der Annahme einer Kugel, deren Gewichtskraft auf eine kreisförmige Projektionsfläche ausgeübt wird, lässt sich somit ein gewichtsabhängiger Partikeldruck von $0,567 \text{ Pa}$ ermitteln.

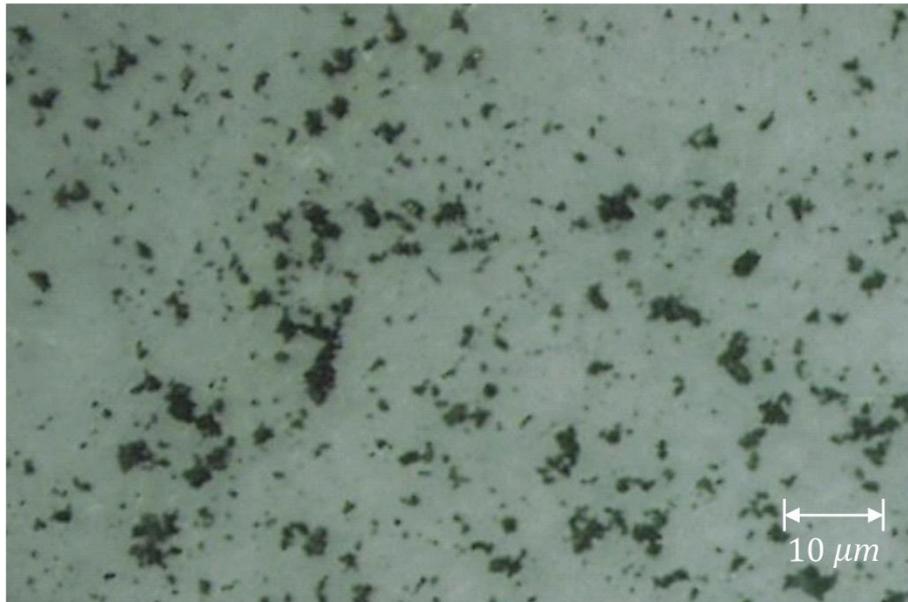


Abbildung 4.6: Mikroskopische Untersuchung der Graphitpartikel

Aus der Oberflächenspannung des Wassers ergibt sich ein theoretisch zu überwindender Druck von 626 Pa , um eine Durchdringung der Wasseroberfläche herbeizuführen. Somit liegt der vorliegende Partikeldruck 4 Größenordnungen unterhalb der notwendigen Schwelle zur Durchdringung der Flüssigkeitsoberfläche. Folglich ist bei dem verwendeten Graphitpulver sowohl durch die hydrophobischen Eigenschaften wie auch durch die Partikelgröße gewährleistet, dass die Partikel nicht im Film absinken. Diese theoretische Betrachtung wird von den experimentellen Beobachtungen bestätigt. Weder während der Messung noch im Anschluss daran konnten Graphitpartikel auf der Messoberfläche gefunden werden. Für den Fall, dass die Graphitpartikel absinken würden, müssten Spuren von Graphit auf der Messfläche zu finden sein.

Mithilfe einer fokussierbaren Kamera werden 30 Bilder pro Sekunde der Filmbewegung in einem Ausschnitt von 200×800 Pixeln aufgezeichnet. Der untersuchte Bildbereich hat eine Breite von 37 mm und eine Länge von 148 mm . Folglich liegt der auflösbare Abstand zweier benachbarter Pixel bei $184,5 \mu\text{m}$.

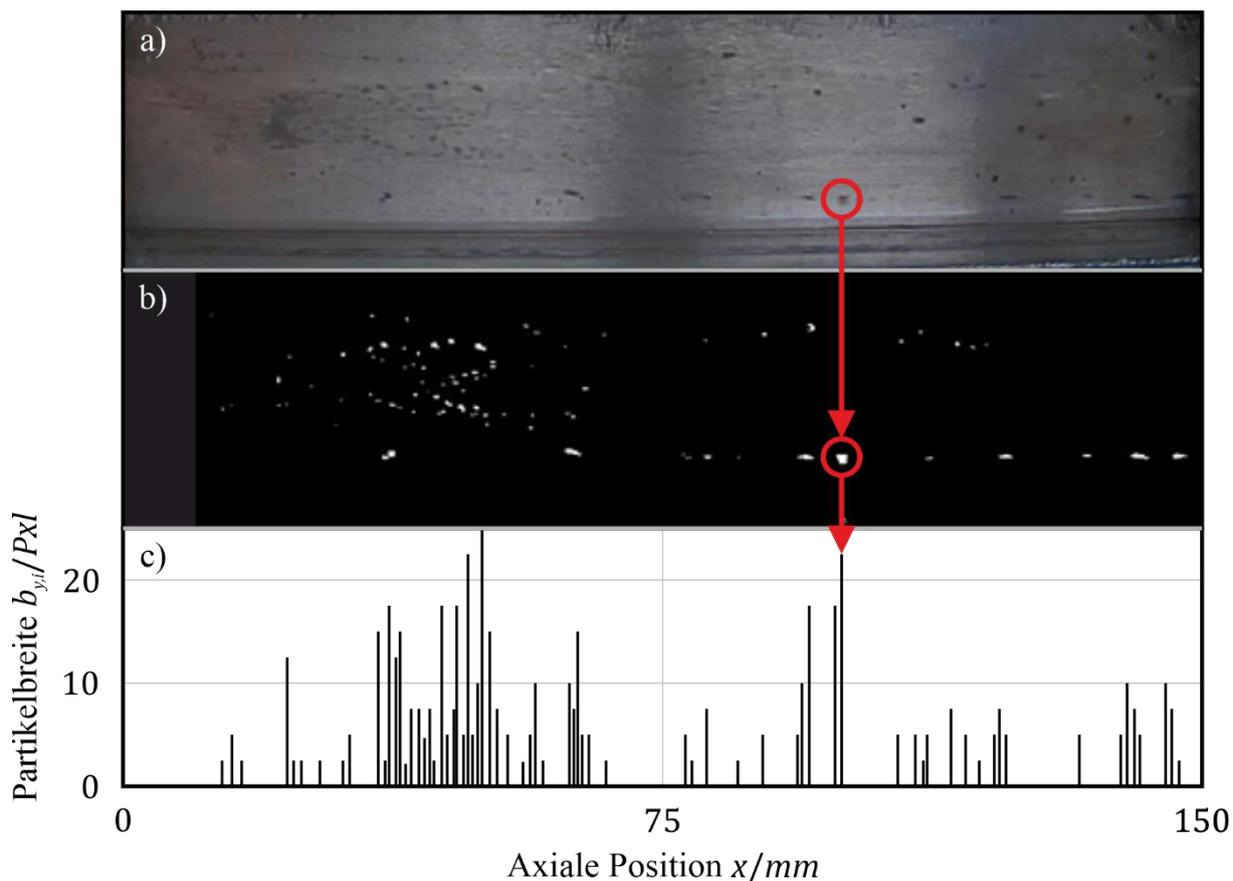


Abbildung 4.7: a) Bildbereich b) Isolierte Graphitpartikel c) Axiale Partikelverteilung

Abbildung 4.7 a) zeigt den untersuchten Bildbereich, welcher direkt zentral unterhalb der Kamera liegt. Zur Auswertung wird das aufgezeichnete Video einer Einzelauswertung unterzogen. Dabei werden 2 aufeinanderfolgende Bilder voneinander subtrahiert. So ist es möglich die Positionsänderung der Graphitpunkte von der restlichen Bildinformation zu isolieren. Zur Kontrasterhöhung und zur Vereinfachung der weiteren Auswertung wird die Bilddifferenz in ein Schwarz-Weiß-Bild konvertiert, was in Abbildung 4.7 b) zu erkennen ist. Zur Auswertung der Geschwindigkeit der einzelnen Graphitansammlungen ist es notwendig diese entsprechend identifizieren zu können. Hierzu wird die zweidimensionale Bildinformationen in einen eindimensionalen Vektor überführt, indem für jede aktuelle Position entsprechend alle weißen Pixel quer zur Strömungsrichtung addiert werden. Dieser Vektor enthält nun die Informationen über die axiale Verteilung der Breite der einzelnen Partikelansammlungen, die wiederum in

Abbildung 4.7 c) dargestellt sind. Da die Partikelansammlungen ihre Form und Ausrichtung aufgrund der laminaren Filmströmung über den Untersuchungsbereich nur unwesentlich verändern, kann diese Verteilung zur Identifikation der einzelnen Partikelansammlungen genutzt werden. Die von einer Partikelansammlung zurückgelegte Distanz von Bild zu Bild wird dann durch den zuvor genannten Zeitschritt dividiert und resultiert in der Filmgeschwindigkeit. Die Auswertung wird automatisiert für alle Partikelansammlungen durchgeführt und gemittelt. Bei der Auswertemethode kommt es aufgrund des Messaufbaus zu zwei systematischen optischen Ablesefehlern, die berücksichtigt und korrigiert werden. Der detaillierte Messaufbau zur Veranschaulichung der zu korrigierenden Ablesefehler ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Kamera zur Detektion der Messpartikel befindet sich stationär über der Mitte der Messkammer und zeichnet die Partikelbewegung auf dem Film durch das Glas des optischen Zuganges auf.

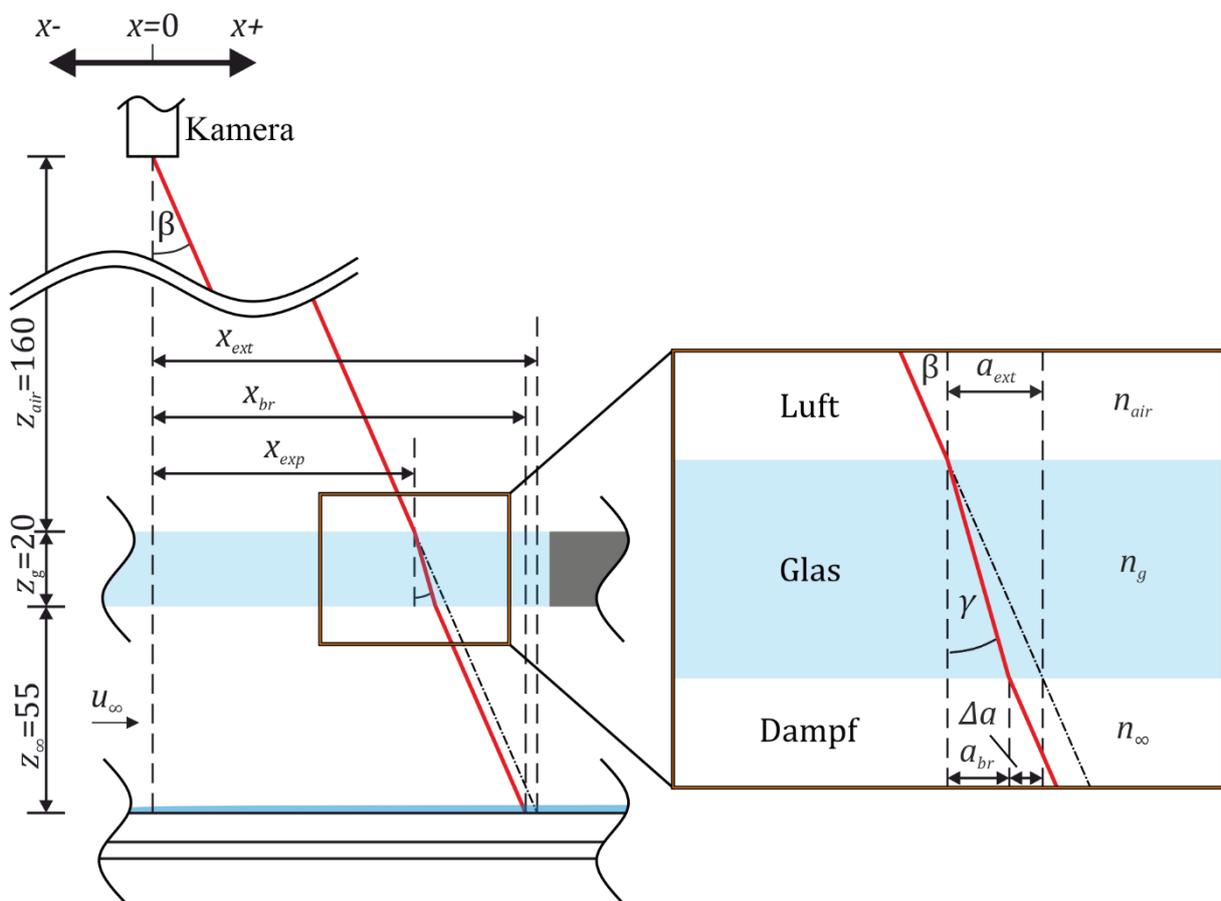


Abbildung 4.8: Detaillierter Messaufbau der Filmgeschwindigkeit

Da sich die Ablese skala zur Positionsbestimmung außerhalb der Messkammer befindet, muss bei der Bestimmung der realen Position der Blickwinkel der Kamera berücksichtigt werden. Weiterhin kommt es an den Phasengrenzen zwischen Luft und Glas beziehungsweise Glas und Dampf zu einem Lichtbrechungseffekt, der miteinbezogen werden muss. Die beiden systematischen Messfehler können durch die nachfolgend beschriebene geometrische Betrachtung berechnet und korrigiert werden.

Die Ableseposition x_{Exp} oberhalb des Glases entspricht der aufgenommenen Messgröße. Demnach kann der Blickwinkel β nach

$$\beta = \arctan\left(\frac{x_{Exp}}{z_{air}}\right) \quad (4.6)$$

berechnet werden. Unter der inkorrekten Annahme, dass keine Lichtbrechung an den Phasengrenzen des Glases auftritt, beschreibt die Ableseposition x_{Exp} unter dem Blickwinkel β die Position x_{ext} , welche sich nach

$$x_{ext} = (z_{air} + z_g + z_{\infty})\tan(\beta) \quad (4.7)$$

berechnen lässt. Da es in Realität jedoch zu Lichtbrechung an den Glasoberflächen kommt, muss x_{ext} um diesen Versatz korrigiert werden. Nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz kann der Brechungswinkel γ durch Vorgabe des Einfallswinkels β und der Brechungsindizes der beteiligten Materialien nach

$$\gamma = \arcsin\left(\sin(\beta)\frac{n_{air}}{n_g}\right) \quad (4.8)$$

bestimmt werden. Der Brechungsindex n_{air} von Luft beträgt dabei 1 und von Borosilikatglas entsprechend 1,473. Abschließend kann der Korrekturwert Δa nach

$$\Delta a = z_g(\tan(\beta) - \tan(\gamma)) \quad (4.9)$$

berechnet werden, der von x_{ext} subtrahiert wird. Wie der Darstellung zu entnehmen ist, wurde die Berechnung von Δa direkt an der zweiten Phasengrenze zwischen Glas und Dampf vorgenommen. Dies ist insofern valide, da die Brechungsindizes von Luft bei

Umgebungsbedingungen und Dampf bei ca. 1 *bar* und 200 °C bis auf die vierte Nachkommastelle identisch sind (vgl. Wagner [79]). Somit ist der Brechungseffekt an der zweiten Phasengrenze identisch mit der ersten Phasengrenze und die Strahlengänge zur Berechnung von x_{ext} und x_{br} können als parallel angenommen werden.

Zur Bewertung der Messgenauigkeit werden die Messgrößen, die der Filmgeschwindigkeit u_i zugrunde liegen, mithilfe einer Gauß'schen Fehlerfortpflanzung betrachtet. Dazu zählen die Bildwiederholungsrate bzw. der Zeitschritt Δt , der Ablesewert Δx_{Exp} , der Abstand der Kamera zum Glas Δz_{air} , die Glasdicke Δz_g und die Kanalhöhe Δz_∞ . Bei der Bildwiederholungsrate wird eine Abweichung von ± 1 Hz auf die Wiederholungsrate von 30 Hz angenommen, was in einer Abweichung des Zeitschritts von $\Delta t = \pm 0,001$ s resultiert. Bei der Ablesegenauigkeit von Δx_{Exp} wird die geringste Auflösung zweier benachbarter Pixel angenommen, was einem Wert von $\pm 0,1845$ mm entspricht. Bei der Ungenauigkeit des Abstandes der Kamera vom Glas Δz_{air} wird eine Ungenauigkeit von ± 1 mm angenommen. Für die Ungenauigkeit der Glasdicke Δz_g sowie der Kanalhöhe Δz_∞ , wird eine fertigungstoleranzbedingte Ungenauigkeit von $\pm 0,1$ mm angenommen. Im Mittel über alle untersuchten Dampfgeschwindigkeiten ergibt sich so eine mittlere Messunsicherheit der Filmgeschwindigkeit von $\Delta u_i = \pm 3,826$ mm/s.

$$\Delta u_i = \left| \frac{\partial u_i}{\partial t} \Delta t \right| + \left| \frac{\partial u_i}{\partial x_{Exp}} \Delta x_{Exp} \right| + \left| \frac{\partial u_i}{\partial z_{air}} \Delta z_{air} \right| + \left| \frac{\partial u_i}{\partial z_g} \Delta z_g \right| + \left| \frac{\partial u_i}{\partial z_\infty} \Delta z_\infty \right| \quad (4.10)$$

4.3 Wärmeübergang

Der Wärmeübergang ist untrennbar mit dem Kondensationsvorgang verbunden. Die frei werdende latente Wärme des kondensierenden Wassers wird dabei zunächst durch den Wasserfilm über den Mechanismus der Konduktion übertragen. Aufgrund der geringen Filmdicke werden hierbei konvektive Effekte vernachlässigt. Vom flüssigen Wasser wird der Wärmestrom weiter an die Messplatte, die im Folgenden auch als Wand bezeichnet wird, übertragen. Diese wird wiederum dauerhaft vom Kühlsystem unterkühlt, um einen kontinuierlichen Kondensationsprozess zu erzwingen. Entsprechend der Intensität des Kondensationsgeschehens resultiert schließlich die lokale Wärmestromdichte \dot{q}_x . Dabei handelt es sich jedoch um den flächenbezogenen Wärmestrom, der die Fluideigenschaften der Stoffe, die an der Kondensation beteiligt sind, nicht mit berücksichtigt. Hierzu wird zusätzlich der lokale Wärmeübergangskoeffizient α_x genutzt, bei dem die Wärmestromdichte auf den Temperaturgradienten zwischen Wandtemperatur $T_{w,x}$ und Sattdampftemperatur T_{sat} bezogen wird. Diese spezifische Kennzahl stellt dabei einen Proportionalitätsfaktor dar, der die Intensität des Wärmeübergangs beschreibt. Der Wärmeübergangskoeffizient α_x hängt von der Wärmestromdichte \dot{q}_x ab und ist eng mit ihr verknüpft. Nichtsdestotrotz hängen beide Größen von verschiedenen Messwerten ab und sind somit beide für die experimentelle Validierung von Interesse. Deshalb werden im Folgenden beide Größen unter dem Begriff Wärmeübergang zusammenfasst, da jede Größe für sich den Wärmeübergang unterschiedlich beschreibt. Zur Bestimmung des lokalen Wärmeübergangs kommt eine eigens entwickelte Messplatte zum Einsatz. Eine detaillierte Darstellung kann Abbildung 4.9 entnommen werden. Insgesamt ist die Messplatte mit 15 Messstellen, bestehend aus 3 Typ T Thermoelementen, mit einem Durchmesser von $0,5\text{ mm}$ in einem Abstand von 25 mm instrumentiert. Die Thermoelemente sind unter Vorspannung in funkenerodierten Löchern eingebaut und an ihrer Messspitze mit Kupferpaste auf Ölbasis versehen. Wie in Abbildung 4.9 dargestellt, wird die Wandtemperatur $T_{w,x}$ $0,5\text{ mm}$ unter der Plattenoberfläche gemessen. Die Temperaturmessstelle $T_{c,x}$ befindet sich an der Kontaktstelle zwischen Kühl- und Messplatte auf einer relativen Plattenhöhe von 0% . Entsprechend befindet sich die Messstelle $T_{m,x}$ auf der halben Höhe der Messplatte an einer

Position von $z_m = 17,5 \text{ mm}$. Die Sattdampf Temperatur T_{sat} wird mit der Messung des statischen Druckes am Eingang der Messkammer, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, berechnet. Hierzu, wie auch zur Berechnung weiterer Stoff- und Zustandsgrößen des Dampfes, kommen Stoffdatenbanken nach Kretzschmar [80], basierend auf der IAPWS-IF97, zum Einsatz.

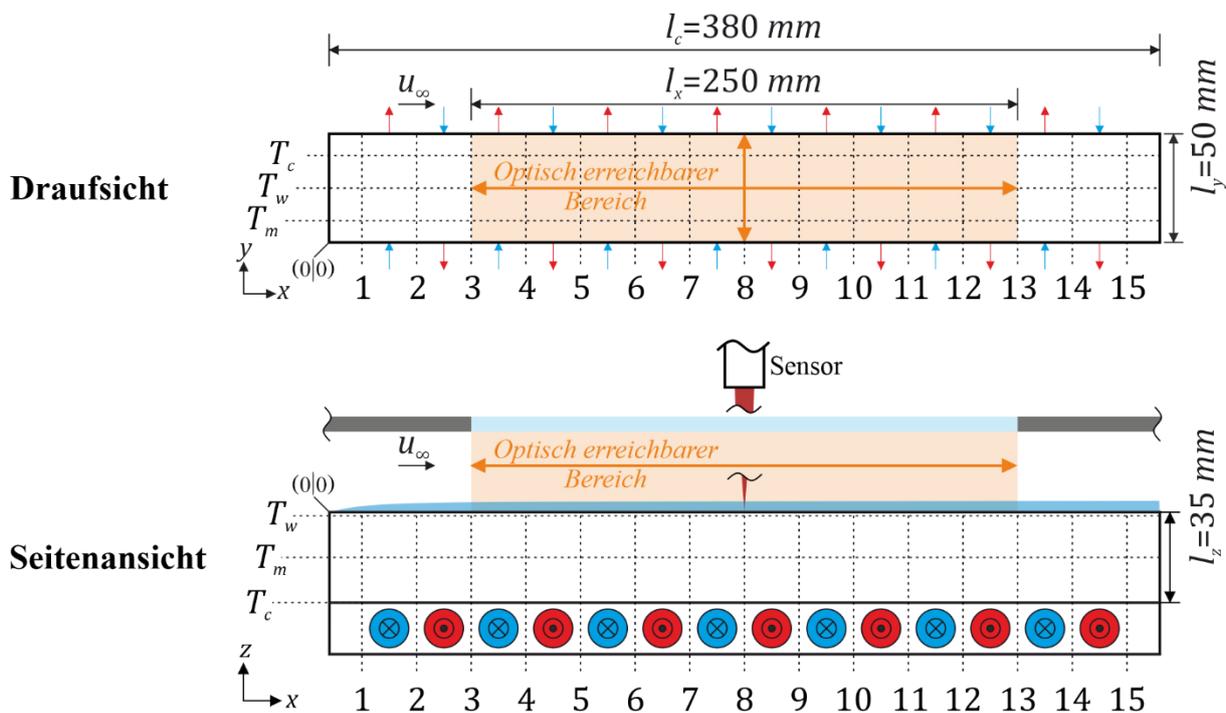


Abbildung 4.9: Messaufbau Wärmeübergang

Direkte Messmethoden mittels WÜK-Sensoren, wie beispielsweise von Uffrecht et al. [81] entwickelt, können bei Kondensation nicht genutzt werden, da das Messprinzip auf einer Übertemperaturmethode basiert. Deshalb wird zur Messung der lokalen Wandwärmestromdichte \dot{q}_x bei Kondensation die Temperaturdifferenzmethode nach Kaiser [82] angewandt. Die lokale Temperaturdifferenz wird mithilfe der Thermoelemente $T_{c,x}$ und $T_{m,x}$ jeder Messstelle gemessen. Eine Ermittlung des Sensorabstandes kann anhand der Lochtiefe in z -Richtung realisiert werden. Mit der Wärmeleitfähigkeit der Edelstahlplatte von $k_w = 15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ kann die lokale Wärmestromdichte nach Gleichung 4.11 berechnet werden.

$$\dot{q}_x = \frac{k_w(T_{m,x} - T_{c,x})}{l_z} \quad (4.11)$$

Zur Berechnung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten α_x werden neben der lokalen Wandwärmestromdichte \dot{q}_x noch die lokale Wandtemperatur $T_{w,x}$ sowie die Satt-dampf-temperatur T_{sat} benötigt. Daraus folgt die Formulierung des lokalen Wärmeüber-gangskoeffizienten α_x nach Gleichung 4.12

$$\alpha_x = \frac{\dot{q}_x}{(T_{sat} - T_{w,x})} \quad (4.12)$$

Zur Berechnung der statistischen Messungenauigkeit der Wärmestromdichte \dot{q}_x bzw. des Wärmeübergangskoeffizienten α_x werden Gleichung 4.13 bzw. Gleichung 4.14 nach dem Prinzip einer Gauß'schen Fehlerfortpflanzung verwendet. Auf Basis der durchgeführten Kalibrierung aller eingesetzten Thermo-elemente, die nachfolgend be-schrieben wird, kann eine Messungenauigkeit aller 45 Temperaturmessungen von $\Delta T_{w,x} = \Delta T_{m,x} = \Delta T_{c,x} = \pm 0,013 \text{ K}$, bei Betriebstemperaturen zwischen $93 \text{ }^\circ\text{C}$ an der Wand und $15 \text{ }^\circ\text{C}$ an der Kühlplatte, angenommen werden. Die Abweichung der Wärmeleitfähigkeit der Messplatte beträgt $\Delta k_w = \pm 0,15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ und wurde nach gängiger Praxis mit einem Prozent der Leitfähigkeit angenommen. Durch die Fun-ken-erodierung kann eine Positionierungsgenauigkeit von $\Delta l_z = \pm 0,01 \text{ mm}$ erreicht werden. Somit ergibt sich entsprechend eine mittlere Messungenauigkeit der Wär-mestromdichtmessung von $\pm 1121,07 \text{ W/m}^2$. Da das Modell von einer Sattdampfströ-mung ausgeht, im Experiment jedoch aus technischen Gründen eine überhitzte Dampf-strömung eingesetzt werden muss, wird der zusätzliche Enthalpiestrom zur Abkühlung des Dampfes auf Sattdampf-temperatur als Messfehler bewertet. Das Verhältnis der Ent-halpie zur Abkühlung des Dampfes um 100 K verglichen zur Verdampfungsenthalpie beträgt ca. $8,8 \%$. Dieser Fehler ist durch den experimentellen Aufbau bedingt und wird im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

$$\Delta \dot{q}_x = \left(\left| \frac{\partial \dot{q}_x}{\partial k_w} \Delta k_w \right| + \left| \frac{\partial \dot{q}_x}{\partial T_{m,x}} (\Delta T_{m,x}) \right| + \left| \frac{\partial \dot{q}_x}{\partial T_{c,x}} (\Delta T_{c,x}) \right| + \left| \frac{\partial \dot{q}_x}{\partial l_z} \Delta l_z \right| \right) \quad (4.13)$$

Die Messungenauigkeit des Drucksensors beträgt $\Delta p_{sat} = \pm 1 \text{ Pa}$, was zu einer Unge-
 nauigkeit der Sattdampf-temperatur von $\Delta T_{sat} = \pm 38,7 \text{ mK}$ führt. Zusammen mit der
 Messungenauigkeit der Wandtemperaturmessung von $\Delta T_{w,x} = \pm 0,013 \text{ K}$ ergibt sich
 eine Messungenauigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von $\pm 121,32 \text{ W/m}^2/\text{K}$ bei
 einer mittleren Wandtemperatur von $T_w = 82,74 \text{ }^\circ\text{C}$ und einer mittleren Wandtempera-
 turdifferenz von $T_{m,x} - T_{c,x} = 61,53 \text{ }^\circ\text{C}$.

$$\Delta\alpha_x = \left| \frac{\partial\alpha_x}{\partial\dot{q}_w} \Delta\dot{q}_w \right| + \left| \frac{\partial\alpha_x}{\partial T_{sat}} \Delta T_{sat} \right| + \left| \frac{\partial\alpha_x}{\partial T_w} (\Delta T_w) \right| \quad (4.14)$$

Kontakttemperatureinfluss der Thermoelemente

Wie von Bernhard [83] beschrieben, unterscheidet sich in der Regel die zu messende
 Oberflächentemperatur von der Umgebungstemperatur. Wird nun ein Temperatursensor
 mit der Oberfläche in Kontakt gebracht, kommt es zu einer Beeinflussung der Oberflä-
 chentemperatur durch Wärmeströme, die durch den auftretenden Temperaturgradienten
 zwischen Umgebung und Oberfläche bedingt sind. Wie in Abbildung 4.10 dargestellt,
 wird das Wärmestromfeld durch den Messsensor beeinflusst und eine gestörte Wand-
 temperatur aufgezeichnet. Die Nichtberücksichtigung dieses Effektes würde zu einem
 signifikanten Messfehler führen und somit eine erhebliche Auswirkung auf die Qualität
 der experimentellen Validierung des Kondensationsmodells darstellen.

Entsprechend den Ausführungen von Bernhard [83] kann dieser Messfehler berechnet
 und korrigiert werden, wenn die entsprechenden Randbedingungen der Messaufgabe
 bekannt sind. Hierzu zählen zunächst allgemein die geometrischen Daten wie der Radius
 $r_{TC} = 0,25 \text{ mm}$ des zylindrischen Thermoelements und die Dicke der Messplatte z_s
 oberhalb der Messstelle. Weiterhin werden die thermodynamisch relevanten Material-
 parameter wie die Wärmeleitfähigkeit der Edelstahlplatte $k_w = 15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ und des
 Thermoelements $k_{TC} = 25,14 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ benötigt. Für die konvektive Wärmeübertra-
 gung an der Mantelfläche des Thermoelementes zur Luft wird ein Wärmeübergangsko-
 effizient von $\alpha_a = 1 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ angenommen. Die gestörte Kontaktstellentemperatur
 $T_{w,f}$, $T_{m,f}$ bzw. $T_{c,f}$ sowie die Umgebungstemperatur T_a werden entsprechend bei jeder
 Messreihe aufgezeichnet.

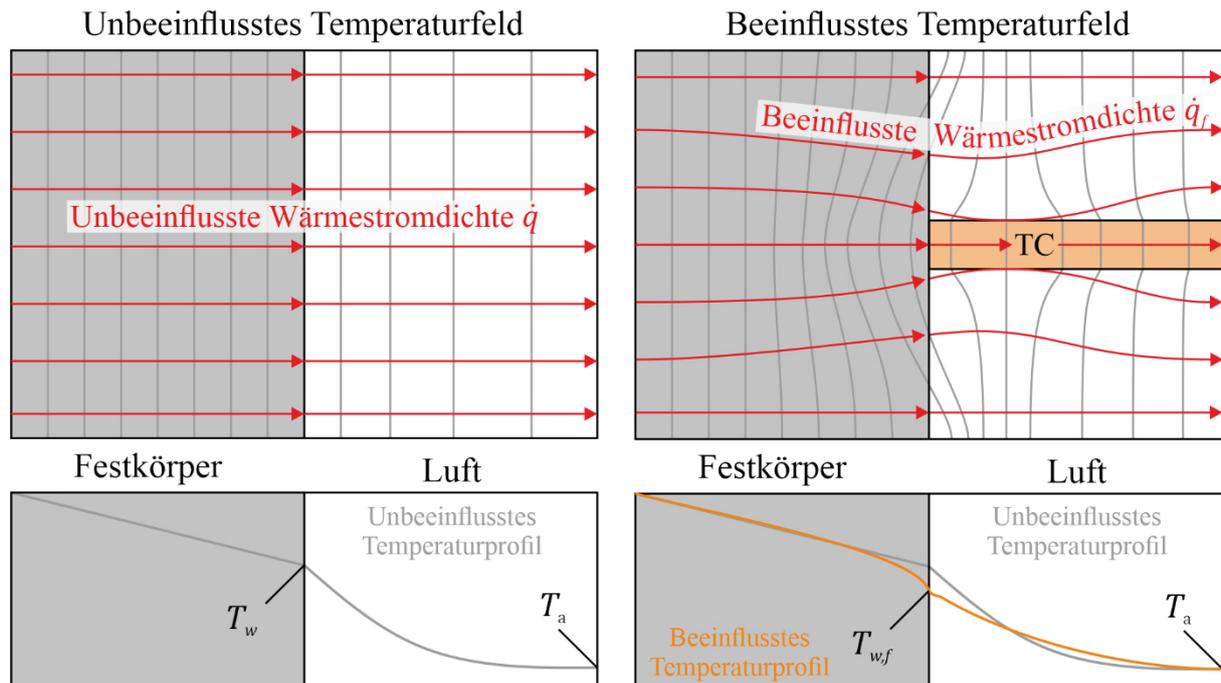


Abbildung 4.10: Einfluss einer Kontakttemperaturmessung nach Bernhard [83]

Zur Berechnung der Temperaturabweichung durch den Messsensor wird für die Messstellen $T_{c,x}$ und $T_{m,x}$ das in Abbildung 4.11a) dargestellte Kontaktmodell eines homogenen Zylinders auf einem halbumendlichen Festkörper nach Bernhard [83] genutzt. Bei den angesprochenen Messstellen beträgt das Verhältnis von Thermoelementdurchmesser $2r_{TC}$ zur Dicke der Platte z_s oberhalb der Messstelle einen Wert von 70 bzw. 140, weshalb die Annahme der Platte als halbumendlicher Körper als valide angenommen werden kann. Das Modell geht bei der Betrachtung der Kontaktstelle von einer materialschlüssigen Verbindung zwischen Platte und Thermoelement aus. Diese Annahme wird aufgrund der kraftschlüssigen Verbindung in Kombination mit der Verwendung einer Wärmeleitpaste auf Kupferbasis als valide betrachtet. Mittels der Gleichung

$$\dot{q}_{TC} = \sqrt{\frac{2 \cdot \alpha_{TC} \cdot k_{TC}}{r_{TC}}} (T_{TC} - T_a) \quad (4.15)$$

lässt sich die Wärmestromdichte durch das Thermoelement berechnen. Weiterhin lässt sich durch Verwendung des Korrekturfaktors

$$e = \sqrt{\frac{8 \cdot k_w^2}{\pi^2 \cdot k_{TC} \cdot \alpha_{TC} \cdot r_{TC}}} \quad (4.16)$$

der Kopplungsfaktor

$$K = \frac{1}{1 + e} \quad (4.17)$$

ermitteln. Schlussendlich folgt aus der Beziehung zwischen dem Kopplungsfaktor und dem Temperaturgradienten der verschiedenen Temperaturen die Gleichung zur Berechnung der ungestörten Oberflächentemperatur.

$$T_w = \frac{T_{TC} - KT_a}{1 - e} \quad (4.18)$$

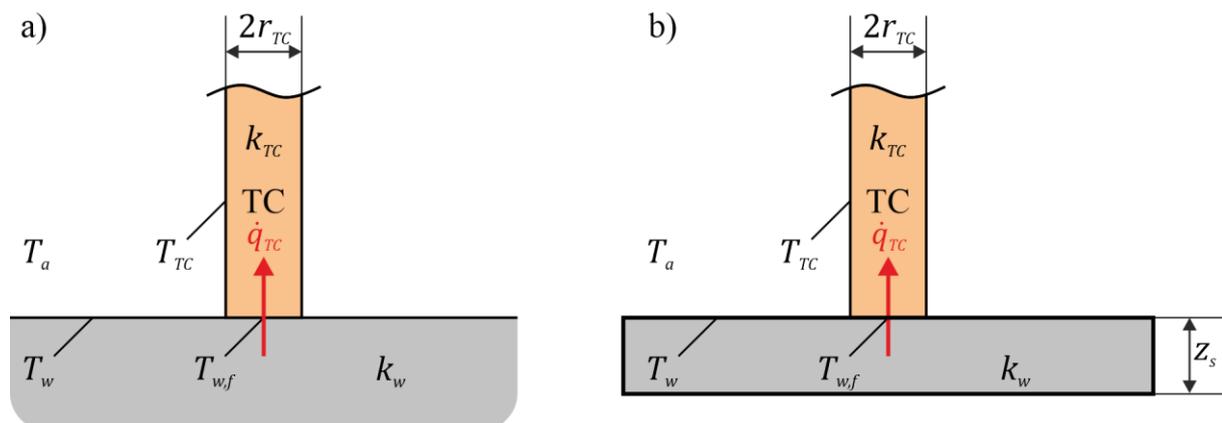


Abbildung 4.11: a) Halbunendliches Kontaktmodell einer Temperaturmessprobe

b) Endliches Kontaktmodell einer Temperaturmessprobe nach [83]

Im Falle der Wandtemperaturmessstelle $T_{W,x}$ kann das zuvor beschriebene Modell nur mit einer zusätzlichen Anpassung angewandt werden. Das Verhältnis zwischen Thermoelementdurchmesser $2r_{TC}$ und Dicke der Platte z_s oberhalb der Messstelle beträgt genau 1, wie in Abbildung 4.11b) dargestellt. Dadurch ist die Annahme einer halbunendlichen Platte nicht gegeben. Hierzu muss Gleichung 4.16 nach Bernhard [83] durch einen zusätzlichen Korrekturbeiwert von 0,86 erweitert werden, wodurch sich Gleichung 4.19 ergibt:

$$e = \sqrt{\frac{8 \cdot \lambda_w^2 \cdot 0,86}{\pi^2 \cdot \lambda_{TC} \cdot \alpha_{TC} \cdot r_{TC}}} \quad (4.19)$$

Die restliche Berechnung erfolgt analog zum halbumendlichen Modell nach den Gleichungen 4.17 und 4.18 und führt zu einer mittleren Anpassung der Temperaturwerte von 0,091 K.

Kalibrierung der Thermoelemente

Zur Messung der Wärmeübergangsgrößen werden Thermoelemente Typ T eingesetzt. Dabei handelt es sich um eine Materialpaarung von Kupfer und einer Kupfer-Nickel-Legierung, die auch als Konstantan bezeichnet wird. Dieser Thermoelementtyp weist im Mittel eine Ungenauigkeit von $\pm 0,25 K$ auf. Um die Auswirkungen auf die Berechnung der Wärmeübergangsgrößen zu verringern und somit die Genauigkeit der Messung zu erhöhen, werden alle TC mit Hilfe eines Kalibriersystems kalibriert. Bei diesem Kalibriersystem handelt es sich um eine temperaturgeregelte Heizeinheit, ein hochgenaues, extern kalibriertes PT100-Kalibriernormal und eine dazugehörige Steuereinheit, die auch zur Protokollierung der Messdaten genutzt wird. Das Kalibriernormal inkl. der gesamten Messstrecke ist an 5 Fixpunkten der IST-90 kalibriert. Dabei handelt es sich um den Tripelpunkt von Wasser sowie den Schmelzpunkten von Quecksilber, Gallium, Zinn und Indium. Insgesamt ergibt sich daraus ein Kalibrierbereich von $-38,834 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $231,928 \text{ }^\circ\text{C}$, indem das Normal inkl. Messkette eine maximale Messabweichung an den Stützstellen der Kalibrierung von 0,013 K aufweist.

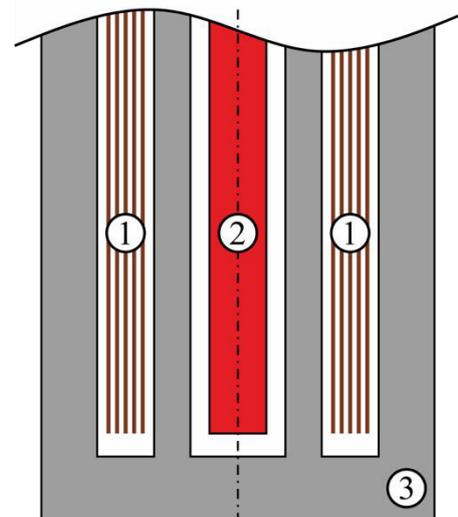
Mit dem Heizsystem Isotech Medusa ist ein maximaler Temperaturbereich von $30 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $550 \text{ }^\circ\text{C}$ bei einer Temperaturhaltegenauigkeit von 0,03 K einstellbar. Bei einer Temperaturänderung größer 10 K muss eine Temperaturhalteperiode von 120 min eingehalten werden. Zur Kalibrierung niedrigerer Temperaturen unterhalb von $30 \text{ }^\circ\text{C}$ wird das Heizsystem Isotech Oceanus mit einem Temperaturbereich von $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $80 \text{ }^\circ\text{C}$ genutzt. Die Haltegenauigkeit des Systems beträgt 0,03 K und bei einer Temperaturänderung größer 10 K muss eine Temperaturhalteperiode von 60 min eingehalten werden.

Zur Kalibrierung der Thermoelemente werden diese in den temperierten Kalibratorblock der entsprechenden Heizsysteme eingesteckt. Wichtig ist anzumerken, dass die Thermoelemente in Verbindung mit dem gesamten Messsystem, bestehend aus Steckern, Kabeln und Messkarten kalibriert werden, um eine möglichst hohe Genauigkeit erreichen zu können. Das Kalibriernormal, wie auch die zu kalibrierenden Thermoelemente, werden in einer Tiefe von 140 mm in den Kalibratorblock eingesteckt, was in Abbildung 4.12 dargestellt ist.

Kalibrier Aufbau



Schnittdarstellung Kalibrator



- ① Thermoelemente
- ② Pt100 Kalibriernormal
- ③ Isotherme Heizhülle

Abbildung 4.12: Aufbau des Kalibrierversuchs

Entsprechend ihrer Messposition innerhalb der Messplatte können die Thermoelemente in 3 Gruppen unterteilt werden, die jeweils im gleichen Temperaturbereich kalibriert werden müssen. Zur Bestimmung der entsprechenden Temperaturbereiche wurden in einer ersten Messreihe die Temperaturbereiche bestimmt. Die Thermoelemente $T_{m,x}$ der Gruppe 1, deren Messposition auf Mitte der Plattenhöhe liegt, müssen für einen Bereich von 50 °C bis 62 °C kalibriert werden. Begründet durch die Messposition der Gruppe 2, die $0,5\text{ mm}$ unterhalb der Plattenoberfläche liegt, sind die Thermoelemente $T_{w,x}$ dieser

Gruppe den höchsten Temperaturen ausgesetzt, was zu einem Kalibrierbereich von $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $95\text{ }^{\circ}\text{C}$ führt. Diese beiden Bereiche können mit dem zuvor beschriebenen Isotech Medusa System temperiert werden. Die Messposition mit dem niedrigsten Temperaturbereich von $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $35\text{ }^{\circ}\text{C}$ befindet sich an der Unterseite der Messplatte und wird von den Thermoelementen $T_{c,x}$ der Gruppe 3 vermessen. Aufgrund der niedrigen unteren Temperaturgrenze muss die 3. Gruppe mit dem Isotech Oceanus System temperiert werden. Alle Kalibrierbereiche werden in einer Schrittweite von 3 K vermessen. Jeder Temperaturmesspunkt wird für 60 min gehalten. Das auszuwertende Messintervall beträgt 5 min und wird 10 min vor Änderung der Temperatur aufgezeichnet und gemittelt. Anschließend wird für jedes Thermoelement ein Kalibrierpolynom fünften Grades berechnet, welches nur innerhalb des entsprechenden Temperaturbereichs der Kalibrierung Gültigkeit besitzt. Die einzelnen Kalibrierfaktoren, die hierzu genutzt werden, werden aus dem Verhältnis der gemessenen Thermospannung des betreffenden Thermoelements und der Temperatur des Kalibriernormals berechnet. Somit ist es möglich unter Anwendung der Kalibrierpolynome auf die Messwerte der Thermoelemente eine Messgenauigkeit von $0,013\text{ K}$ für alle Messpunkte zu gewährleisten.

4.4 Sekundäre Messgrößen

Bei den Messgrößen Filmdicke und Filmgeschwindigkeit sowie den Wärmeübergangsgrößen handelt es sich um primäre Messgrößen. Das bedeutet, die Messgrößen werden direkt mit dem analytischen Modell verglichen. Die Messungenauigkeit der primären Größen wurde in den vorangegangenen Kapiteln präsentiert. Neben den primären Größen sind noch zusätzlich sekundäre Messgrößen zur erfolgreichen Validierung des Modells erforderlich. Unter den sekundären Messgrößen sind Randbedingungen wie die Dampfgeschwindigkeit und Sattdampftemperatur oder aber auch Hilfsgrößen wie die axiale Position des Messkopfes zu verstehen. Zur vollständigen Bewertung der Validierungsgüte ist eine Betrachtung der Messungenauigkeiten und -prinzipien der sekundären Messgrößen erforderlich.

Die Sattdampftemperatur spielt eine elementare Rolle bei der Beschreibung von Kondensationsvorgängen. Dabei ist die Sattdampftemperatur direkt abhängig vom statischen Druck der Dampfströmung und kann über dessen Messung bestimmt werden. Wie in Abbildung 4.2 dargestellt, befindet sich die Messstelle des statischen Druckes an Position C der vertikalen Wand im vorderen Viertel der Messkammer. Der eingesetzte Drucksensor hat einen Messbereich von 100 kPa bis 250 kPa und ist zur thermischen Abschirmung mit einer Kondensatvorlage im U-Rohr ausgeführt. Die Sensormembran befindet sich auf der Höhe der Druckbohrung. Die Messungenauigkeit des Sensors beträgt $\pm 0,1\%$ des Messbereichs und somit 150 Pa . Zur Berechnung der Sattdampftemperatur aus den Werten des statischen Druckes wird die IAPWS [80] Stoffdatenbank eingesetzt. Umgerechnet aus der Messungenauigkeit des Sensors resultiert somit eine Messungenauigkeit der Sattdampftemperatur von $\Delta T_{sat} = \pm 38,7 \text{ mK}$.

Die Dampftemperatur wird als Größe zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten benötigt. Die Dampftemperatur wird an der gleichen axialen Position wie der statische Druck gemessen. Hierzu wird ein Thermoelement Typ T mit einem Durchmesser von $0,5 \text{ mm}$ über eine Prozessdurchführung von der Kanaloberseite vertikal in die Kanalmitte eingeführt. Der niedrige Durchmesser dient dabei einer möglichst geringen Beeinflussung der Dampfströmung. Das Thermoelement ist analog zu den Sensoren der Wärmeübergangsmessung innerhalb der Messplatte, nach der identischen

Vorgehensweise wie in Kapitel 4.3 beschrieben, kalibriert worden und weist somit eine Grundmessungsgenauigkeit von $\Delta T_{\infty, Basis} = 0,013 K$ auf. Da die Dampftemperatur innerhalb der Dampfströmung gemessen wird und der Sensor die Strömung beeinflusst bzw. abbremst, liegt der Messwert zwischen der Totaltemperatur und der statischen Temperatur. Dieser Effekt wird konservativ in der Messungsgenauigkeitsbetrachtung berücksichtigt. Hierzu wird der dynamischen Temperaturanteil der höchsten Geschwindigkeit von $\Delta T_{\infty, dyn, 12,5 m/s} = 0,039 K$ zur Grundmessungsgenauigkeit addiert. Somit ergibt sich eine Gesamtmessungsgenauigkeit von $\Delta T_{\infty} = 0,052 K$. Die Dampftemperatur stellt eine Randbedingung dar und muss folglich für alle untersuchten Messpunkte gleich gehalten werden.

Eine weitere elementare Randbedingung, die eingestellt und konstant gehalten werden muss, ist die Dampfgeschwindigkeit. Wie in Kapitel 4 beschrieben, wird die Dampfgeschwindigkeit mithilfe einer Zwischenflanschblende gemessen. Die definierte Querschnittsverengung, die durch die Blendenscheibe realisiert wird, führt zu einem geschwindigkeitsabhängigen Druckverlust, der mittels eines Differenzdrucksensors gemessen wird. Die Blende ist hierbei normgerecht nach DIN EN ISO 5167-1 [84] ausgeführt. Über die geometrischen Parameter der Blende, der gemessenen Druckdifferenz über die Scheibe sowie einer Temperatur- und statischen Druckmessung, die 30D stromaufwärts am Beginn der geraden Einlaufstrecke liegt, kann die Dampfgeschwindigkeit berechnet werden. Aufgrund der fertigungsbedingten geometrischen Toleranzen der Blendenscheibe sowie der Messungsgenauigkeit der eingesetzten Messsensoren liegt die durch den Hersteller kalibrierte Messungsgenauigkeit bei einem Wert von 0,69% des Messbereichs, was zu einer maximalen Unsicherheit der Dampfströmungsgeschwindigkeit von $\Delta u_{\infty} = \pm 0,104 m/s$ führt.

Die Filmdicke des flüssigen Wasserfilms wird mittels eines traversierten optischen Messkopfes lokal ermittelt. Zur vollständigen Betrachtung der Validierungsgüte ist neben der Ungenauigkeit der Messgröße selbst auch die Unsicherheit der Messposition entscheidend. Diese wird durch die Konstruktion des Traversierungssystems bestimmt. Das Antriebsdrehmoment zur Bewegung des Verschiebeschlittens wird durch einen Schrittmotor mittels Zahnrad auf eine Zahnstange übertragen. Die

Positionsungenauigkeit wird dabei zum einen durch den Zahnabstand und zum anderen durch den Schlupf des Schrittmotors bestimmt und liegt bei einem Wert von $\pm 0,11 \text{ mm}$. Bedingt durch die Haltegenauigkeit des Prüfstandes schwanken die eingestellten Betriebspunkte. Hierbei kommt es bei der Dampftemperatur zu einer mittleren Abweichung von $\pm 0,77 \text{ K}$, bei der eingestellten Dampfgeschwindigkeit im Mittel zu $\pm 0,24 \text{ m/s}$ und zu $\pm 3,13 \text{ kPa}$ beim eingestellten Druck der Dampfströmung.

5 Validierung

Im Folgenden wird die Durchführung der Messungen und die Auswertung der Messergebnisse präsentiert. Der Fokus liegt dabei auf den strömungsmechanischen Einflussparametern auf die horizontale Filmkondensation. Der zentrale Einflussparameter auf die Filmkondensation ist die Dampfgeschwindigkeit. Aufgrund der horizontalen Ausrichtung der Platte wird der kondensierende Film ausschließlich von der Dampfströmung angetrieben. Somit hat die Dampfgeschwindigkeit einen signifikanten Einfluss auf die Größen Filmdicke und Filmgeschwindigkeit sowie den Wärmeübergang, die schlussendlich das Kondensationsgeschehen beschreiben. Zur experimentellen Untersuchung dieser Auswirkung wird eine Variation der Dampfgeschwindigkeit vorgenommen. Der Messbereich liegt zwischen 5 m/s und $12,5 \text{ m/s}$ in Schritten von $2,5 \text{ m/s}$. Der Messbereichsanfang steht in Übereinstimmung mit Kulkarni et al [34], die eine Mindestgeschwindigkeit von 5 m/s als Grenze für die Gültigkeit des Modells angeben. Die Dampftemperatur beträgt $200 \text{ }^\circ\text{C}$, die Kühlwassertemperatur $10 \text{ }^\circ\text{C}$ und der Druck des Dampfs innerhalb der Messkammer beträgt 110 kPa . Alle Größen werden im Verlauf der Messung konstant gehalten. Zu Beginn einer jeden Messung wird der gesamte Prüfstand auf die Betriebstemperatur von $120 \text{ }^\circ\text{C}$ gebracht. So kann gewährleistet werden, dass keine Flüssigphase innerhalb des Prüfstandes vorliegt.

Die Auswirkungen der Dampf- und Kühlwassertemperatur sowie des Druckes des Dampfs auf das Kondensationsgeschehen sind signifikant kleiner als die der Dampfgeschwindigkeit und werden deshalb gesammelt in Kapitel 5.4 beschrieben.

Eines der Hauptziele dieser Arbeit ist die experimentelle Validierung des in Kapitel 3 hergeleiteten Cess/Koh-Modells. Im Folgenden müssen zur Validierung des Modells die experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen der Modellgleichungen verglichen werden. Hierzu können die Filmdicke sowie die Filmgeschwindigkeit als direkte Messgrößen mit den Modellgrößen verglichen werden. Die Wärmestromdichte sowie der Wärmeübergangskoeffizient sind wiederum abgeleitete Messgrößen, die aus Temperaturmessungen berechnet werden und den Wärmeübergang aufgrund der frei werdenden latenten Wärme infolge der Kondensation beschreiben. Auch diese Größen

können mit den vorhergesagten theoretischen Daten des Modells verglichen werden. Zur Erklärung der beobachteten Abweichungen der experimentellen und theoretischen Daten innerhalb dieses Kapitels wird eine Arbeitshypothese formuliert, die als Grundlage der darauffolgenden Modelloptimierung dient. Diese geht davon aus, dass die Übertragung der Schubspannung von Dampf- auf Flüssigphase in der Herleitung des Modells zu gering angenommen wird. Entsprechend geht das Modell lokal von höheren Filmdicken aus, da die Flüssigphase weniger stark beschleunigt und abtransportiert wird. Analog dazu wird auch die Filmgeschwindigkeit vom Modell zu gering angenommen.

5.1 Filmdicke

Zur Vermessung der Filmdicke kommt das in Kapitel 4.1 Filmdicke beschriebene infrarot-interferometrische Lasermesssystem zum Einsatz. Hierbei wird der Messkopf mit dem Traversiersystem entlang der axialen Strömungsrichtung in der Mitte des Kanals bei $y = 25 \text{ mm}$ mit einer Geschwindigkeit von $0,75 \text{ mm/s}$ verfahren. Gegeben durch den optischen Zugang kann der Messkopf einen Bereich zwischen $x = 65 \text{ mm}$ bis $x = 315 \text{ mm}$ erreichen und über eine Länge von 250 mm Messdaten aufnehmen. Das Messsystem arbeitet hierbei mit einer Messfrequenz von 30 Hz und wird für jede Messung einmal in positive sowie negative Strömungsrichtung verfahren um eine ausreichend hohe Messpunktdichte zu erreichen. Bei jeder durchgeführten Messung sind die Flüssigkeitsfilme durchgängig geschlossen und es kann kein Austrag von Flüssigphase zurück in die Gasphase beobachtet werden. Mit zunehmender Geschwindigkeit und axialer Position ist eine Wellenbewegung vor allem in der zweiten Hälfte des Messbereichs zu beobachten.

Bedingt durch die diskrete Abtastrate entsteht so eine ortsabhängige Messpunktverteilung, wie in Abbildung 5.1 dargestellt. Wie zu erkennen ist, folgt die Punkteschar einem ansteigenden Trend. Um diesen mathematisch formulieren und abbilden zu können, wird eine Kurvenanpassung anhand verschiedener Funktionstypen durchgeführt. Der Funktionstyp der Form $f(x) = a\sqrt{x}$ liefert dabei die besten Übereinstimmungen mit der Messpunkteschar. Wie Abbildung 5.1 weiterhin zeigt, streuen die Messpunkte um die eingeführte Fitfunktion $f(x)$. Bei diesem Effekt handelt es sich um eine Wellenbewegung, die im weiteren Verlauf experimentell nachgewiesen und genauer thematisiert wird. Somit können die Messdaten durch die eingeführte Funktion dargestellt werden. Zur besseren Veranschaulichung der Messpunktsteuung ist in Abbildung 5.1 für jeden Graph ein 95%-Konfidenzintervall dargestellt.

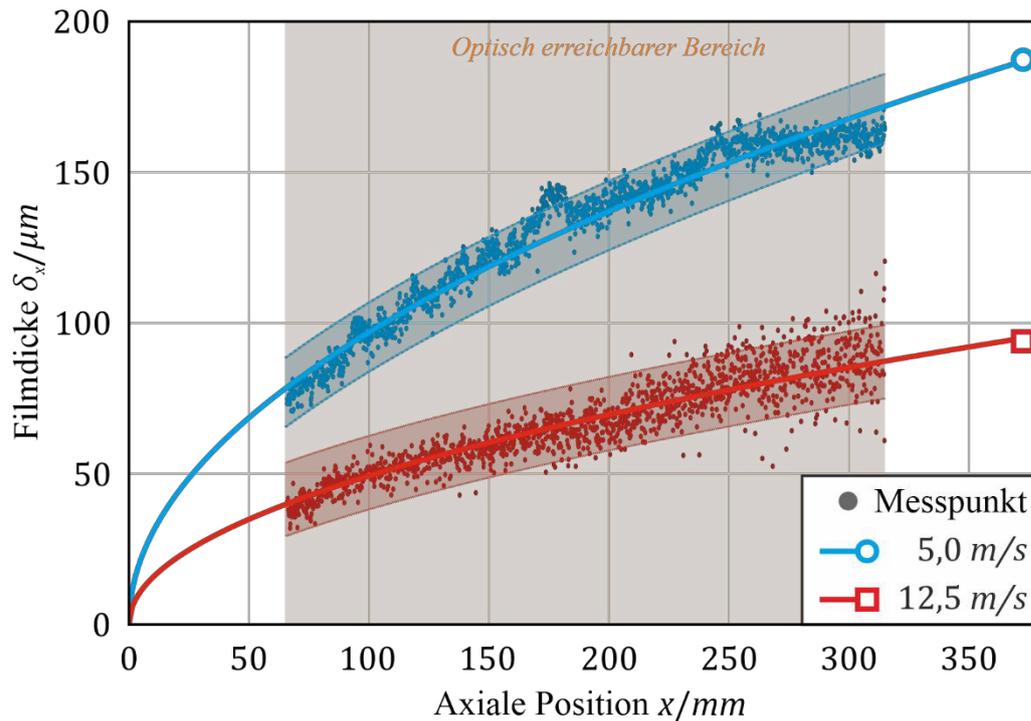


Abbildung 5.1: Streuung der diskreten Messwerte vgl. Lapp et. al [85]

Abbildung 5.2 zeigt die lokalen approximierten Messergebnisse der Filmdickenuntersuchung in Abhängigkeit von der Dampfgeschwindigkeit. Die Filmkondensation startet am Anfang der Messplatte an der Position $x = 0 \text{ mm}$ und der Film baut sich im weiteren axialen Verlauf kontinuierlich auf. Es ist zu erkennen, dass die Filmdicke mit zunehmender axialer Position ansteigt. Weiterhin kann eine klare Geschwindigkeitsabhängigkeit identifiziert werden. Bei Betrachtung einer definierten axialen Stelle kann beobachtet werden, dass mit höherer Dampfgeschwindigkeit die lokale Dicke des Flüssigkeitsfilms sinkt. Dies kann dadurch erklärt werden, dass mit zunehmender Dampfgeschwindigkeit das kondensierende flüssige Wasser stärker beschleunigt und abgetragen wird. Somit kann der Film bei steigender Dampfgeschwindigkeit weniger stark wachsen. Weiterhin ist zu erkennen, dass der Filmwachstumsgradient mit zunehmender Dampfgeschwindigkeit weniger stark ausgeprägt ist. Aufgrund des optischen Zugangs ist die Untersuchung des gesamten Wasserfilms ab Position $x = 0 \text{ mm}$ innerhalb dieser Messreihe nicht möglich. Um jedoch eine klare Aussage über die Güte des Messdatenfittings treffen zu können,

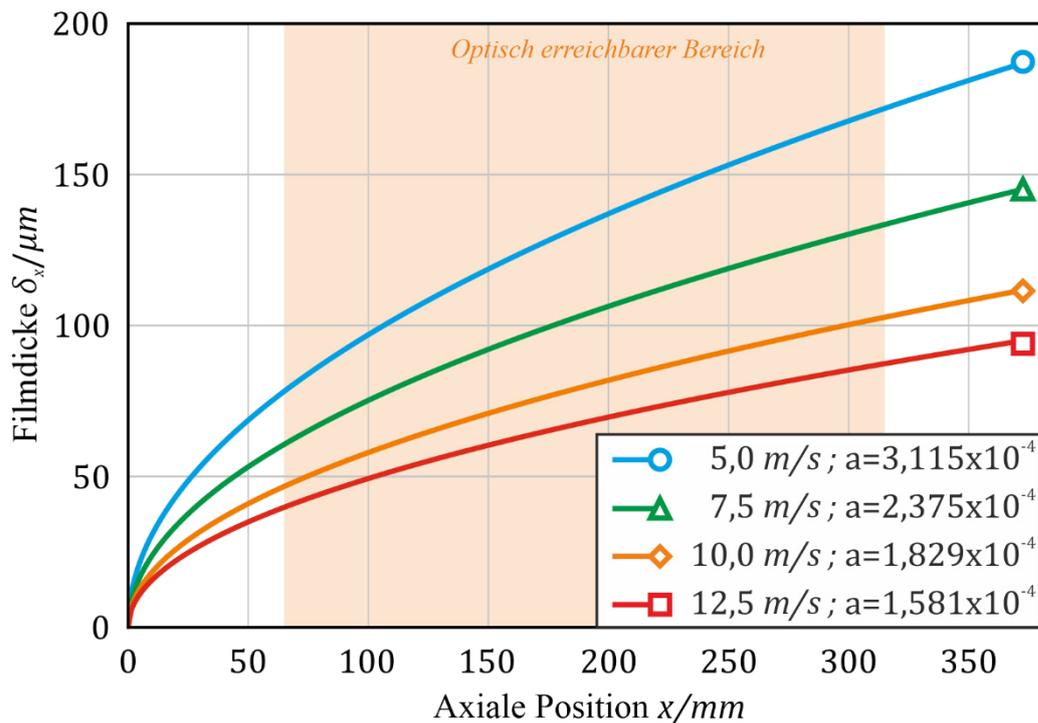


Abbildung 5.2: Lokale approximiert Film Dicke über der Dampfgeschwindigkeit mit dem Approximationskoeffizienten a in $m^{0,5}$

sind vor allem die ersten 65 mm, in denen der Kondensationsvorgang startet, von besonderem Interesse. Hierzu wird eine zusätzliche Messreihe durchgeführt, in der speziell der Anfangsbereich der Filmkondensation untersucht wird. Wie zuvor in Kapitel 4.3 beschrieben, wird eine Kühlplatte in Kombination mit einem Kühlsystem genutzt, um die Kondensation zu erzeugen. Hierbei ist jeder Kühlkanal der Kühlplatte durch Ventile einzeln zu- bzw. abschaltbar. Um den lokalen Beginn des Kondensationsgeschehens in den optisch erreichbaren Bereich zu verschieben, wird innerhalb dieser Messreihe die erste Hälfte der Kühlkanäle abgeschaltet. Somit startet das Kondensationsgeschehen in der Messkammermitte und kann analog zur zuvor beschriebenen Messreihe mit dem Filmdickenmesssystem untersucht werden. Abbildung 5.3 zeigt die Messergebnisse dieser Untersuchung repräsentativ für die Geschwindigkeit von $5 m/s$. Es ist zu erkennen, dass die Filmkondensation in der Mitte der Platte am Beginn des gekühlten Bereichs startet. Der Flüssigkeitsfilm baut sich von $x = 170 mm$ mit einem hohen Wachstumsgradienten auf. Um feststellen zu können,

ob der zuvor gewählte Fitfunktionstyp von $f(x) = a\sqrt{x}$ für den gesamten Kondensationsverlauf Gültigkeit besitzt, wird die Korrelationsfunktion für die Dampfgeschwindigkeit von 5 m/s durch Parallelverschiebung um 170 mm über die Messdaten dieser Messreihe gelegt. Es ist zu beobachten, dass die Messdaten in guter Übereinstimmung mit der verschobenen Korrelationsfunktion stehen. Folglich kann auf Basis dieses Ergebnisses, die in Abbildung 5.3 aufgetragenen Messkurven im optisch sichtbaren Bereich auf den Anfangsbereich der Platte erweitert werden. Für den optisch nicht erreichbaren Bereich am Plattenende wird eine Extrapolation der Fitfunktion angenommen.

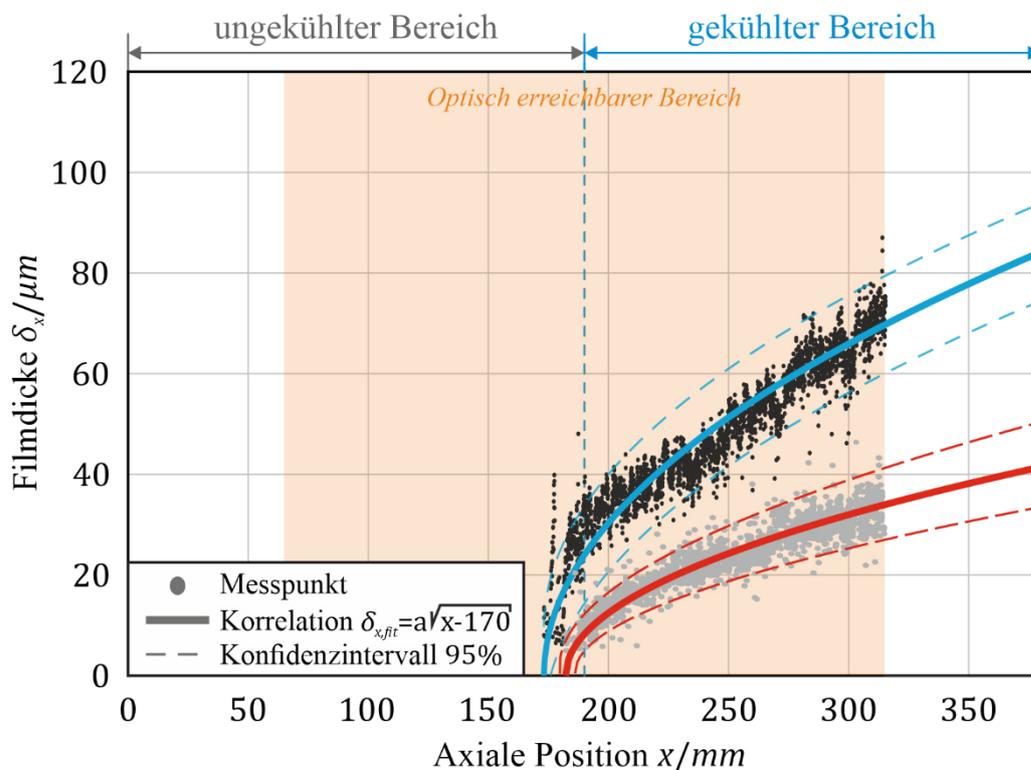


Abbildung 5.3: Untersuchung des Anfangsbereiches der Filmkondensation beispielhaft für 5 m/s (Blau, $a = 3,115 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{0,5}$) und $12,5 \text{ m/s}$ (Rot, $a = 1,581 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{0,5}$)

In einer dritten Messreihe wird der in Abbildung 5.1 beobachtete Streueffekt der diskreten Messwerte untersucht. Ziel dabei ist es herauszufinden, in welchem Maße die Filmdickenwerte streuen und ob es sich hierbei um ein Messrauschen oder um einen quantifizierbaren physikalischen Welleneffekt handelt. Dabei wird die Schwankung der Filmdicke zeitlich an einer definierten lokalen Stelle aufgelöst. Dabei wird der Film an

2 verschiedenen axialen Positionen mit einer Abtastfrequenz von 1 kHz untersucht. In Abbildung 5.4 sind hierzu die Zeitverläufe der Filmdicke für die Geschwindigkeit von 12,5 m/s dargestellt. Wie an der Messpunktverteilung in Abbildung 5.4 a) zu erkennen ist, handelt es sich bei den Abweichungen der Filmdicke an eine zunächst unregelmäßig erscheinende Wellenbewegung.

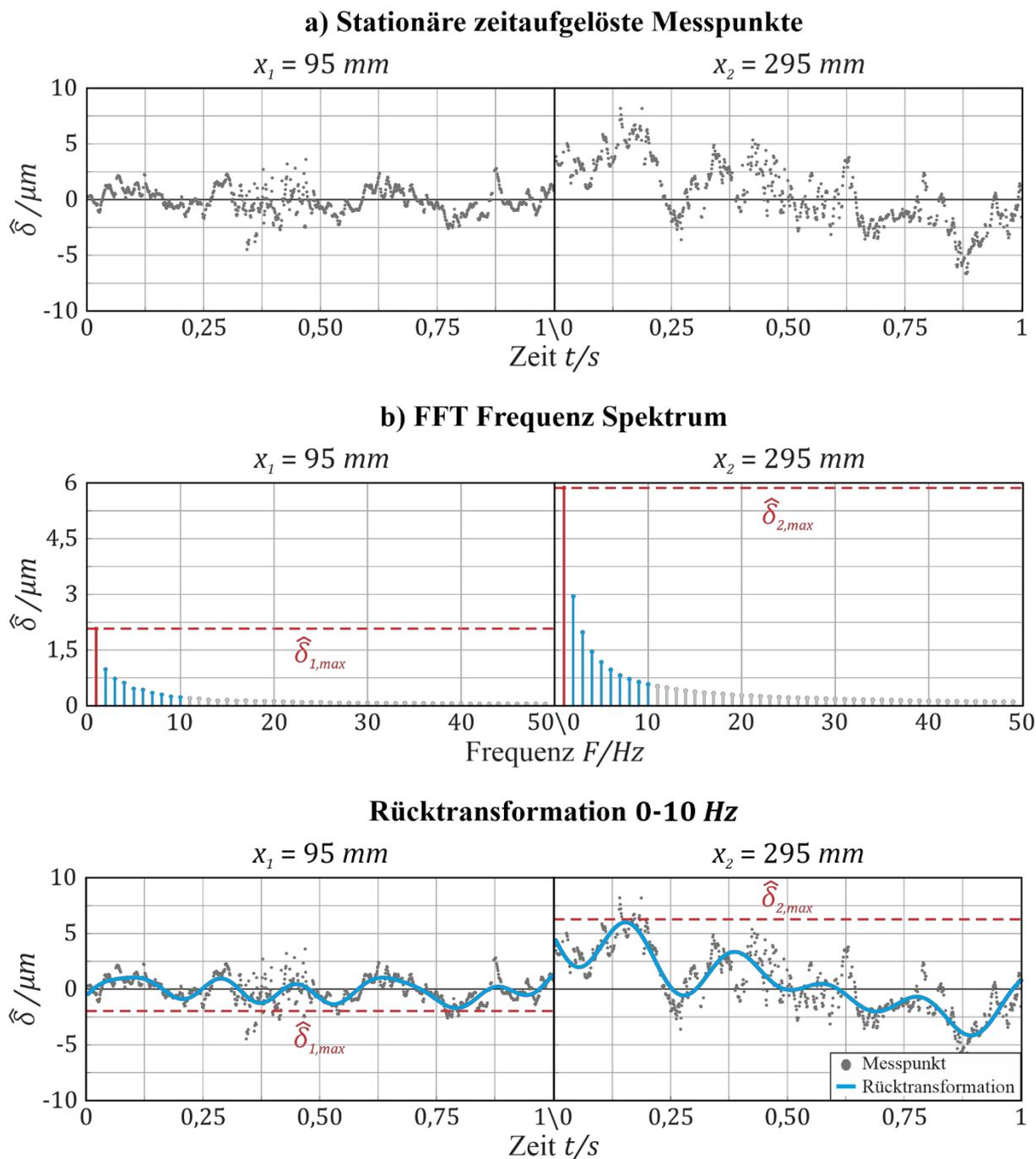


Abbildung 5.4: Frequenzanalyse der Filmwellen

Der Verlauf der Messpunkte legt nahe, dass es sich bei der Streuung der Messwerte um eine Auswirkung einer Wellenbewegung an der Phasengrenze des Flüssigkeitsfilms handelt, die auch optisch beobachtet werden kann. Zur näheren Untersuchung dieses Effektes werden die Messdaten einer schnellen Fouriertransformation (FFT) auf Grundlage der Beschreibungen von Werner [86] unterzogen. Hierbei wird die, in Matlab implementierte, FFT-Funktion genutzt, welche standadmäßig eine Rechteck-Fensterfunktion ohne Gewichtung über die gesamte Signalbreite anwendet. Das resultierende Frequenzspektrum ist in Abbildung 5.4 b) dargestellt. Anhand dieses Frequenzspektrums lässt sich festhalten, dass innerhalb der Messdaten eine harmonische Schwingung vorliegt, die durch eine Vielzahl von Anteilen aus Sinus bzw. Kosinus dargestellt werden kann. Weiterhin ist ersichtlich, dass die Amplitude der Wellenbewegung mit zunehmender Axialposition bzw. Filmdicke zunimmt. Zur finalen Überprüfung der Ergebnisse werden die ersten 10 Frequenzanteile der Fourier-Transformation genutzt, rücktransformiert und mit den Messpunkten verglichen. Das Ergebnis der Rücktransformation ist in Abbildung 5.4 c) dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass die Messpunkte in guter Übereinstimmung mit der rücktransformierten Funktion stehen und somit eine Wellenbewegung quantifizierbar nachgewiesen ist.

Im Hinblick auf die Betrachtung der Messungenauigkeit sowie den Auswirkungen auf die Modellvalidierung ist vor allem die Wellenamplitude von Interesse. Somit wird für jede untersuchte Dampfgeschwindigkeit ein Amplitudenmittelwert über alle Messpositionen gebildet. Die Ergebnisse dieser geschwindigkeitsabhängigen Wellenamplituden sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Es kann beobachtet werden, dass die mittlere Wellenamplitude mit zunehmender Dampfgeschwindigkeit linear zunimmt. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass das Auftreten von Wellen durch die Schubspannungsübertragung von Gasströmung auf den Flüssigkeitsfilm mit zunehmender Dampfgeschwindigkeit ansteigt. Abbildung 5.5 zeigt zusätzlich eine prozentuale mittlere Amplitudenzunahme, bezogen auf die Amplitude bei 5 m/s . Insgesamt kann über den gesamten untersuchten Geschwindigkeitsbereich eine Wellenamplitudenzunahme von circa 25% beobachtet werden.

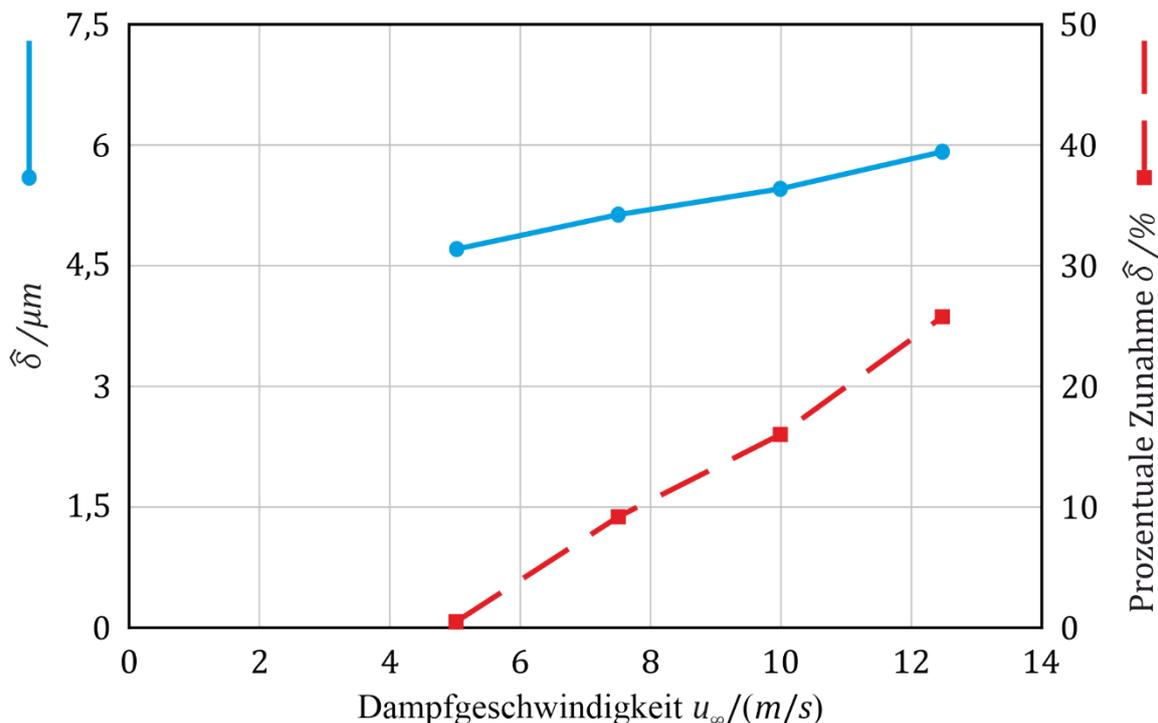


Abbildung 5.5: Wellenamplituden in Abhängigkeit von der Dampfgeschwindigkeit

Aus den Messdaten der Filmdickenmessung kann eine weitere Information abgeleitet werden, die zur Beschreibung der Filmkondensation und der damit einhergehenden Wärmeübertragung wichtig ist. Dabei handelt es sich um die Filmwachstumsrate, die mathematisch durch die Ableitung der Filmdicke in x -Richtung beschrieben wird. Abbildung 5.6 zeigt die Werte der Filmwachstumsrate, die aus den experimentell ermittelten Werten der Filmdicke abgeleitet sind. Dabei ist klar zu erkennen, dass vor allem im Anfangsbereich der Platte mit Beginn der Kondensation die höchsten Wachstumsraten vorliegen. Mit zunehmender Filmdicke flacht die Steigung in axialer Richtung ab und deutet darauf hin, dass die Intensität des Kondensationsgeschehens abnimmt, unter der Annahme, dass die Zunahme der Filmgeschwindigkeit diesen Effekt nicht kompensiert. Die Filmwachstumsraten zeigen eine umgekehrte proportionale Abhängigkeit von der Dampfgeschwindigkeit. Das heißt, mit zunehmender Dampfgeschwindigkeit ist ein geringeres absolutes Filmwachstum zu beobachten. Um nun den Kondensatmassenstrom berechnen zu können, muss zusätzlich zur Filmwachstumsrate die Geschwindigkeit des Wasserfilms an der Phasengrenze bekannt sein, die in Kapitel 5.2 präsentiert wird.

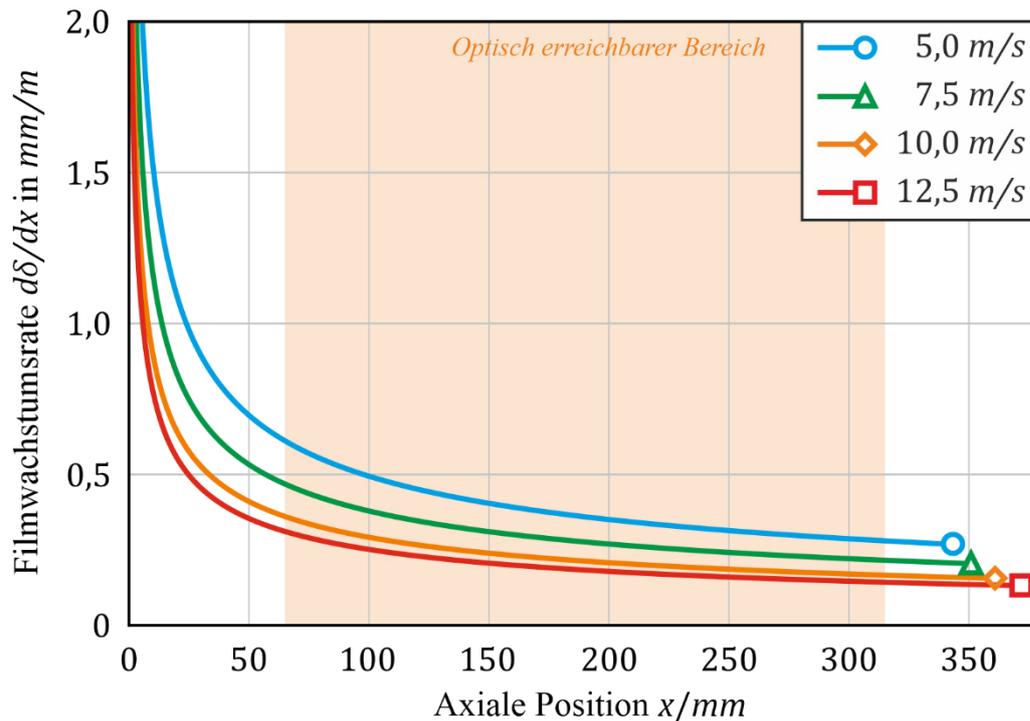


Abbildung 5.6: Lokale Filmwachstumsrate in Abhängigkeit von der Dampfgeschwindigkeit

Abbildung 5.7 zeigt die Gegenüberstellung von Modell und Experiment für die lokale Filmdicke. Es ist zu erkennen, dass der im Modell hergeleitete Filmdickenverlauf durch die experimentellen Daten qualitativ bestätigt werden kann. Weiterhin kann festgehalten werden, dass im Experiment, wie auch im Modell, die Filmdicke mit zunehmender Überstromlänge zunimmt. Folglich wird der theoretisch vorhergesagte Wachstumsverlauf des flüssigen Wasserfilms qualitativ bestätigt. Es ist eine klare Geschwindigkeitsabhängigkeit für Modell und Experiment zu beobachten, die darin besteht, dass eine höhere Dampfgeschwindigkeit lokal zu niedrigeren Filmdicken führt. Dieser Zusammenhang wird vom theoretischen Modell prognostiziert und kann durch die Messungen experimentell bestätigt werden. Lediglich die Intensität dieser Geschwindigkeitsabhängigkeit unterscheidet sich zwischen Modell und Experiment. Das Modell sagt ein deutlich stärkeres Filmwachstum voraus, als in den experimentellen Untersuchungen beobachtet werden kann. Das höhere Filmwachstum, das vom Modell prognostiziert wird, deutet auf die Annahme eines stärkeren Kondensationsgeschehens oder eine zu niedrige Schubspannungsübertragung hin.

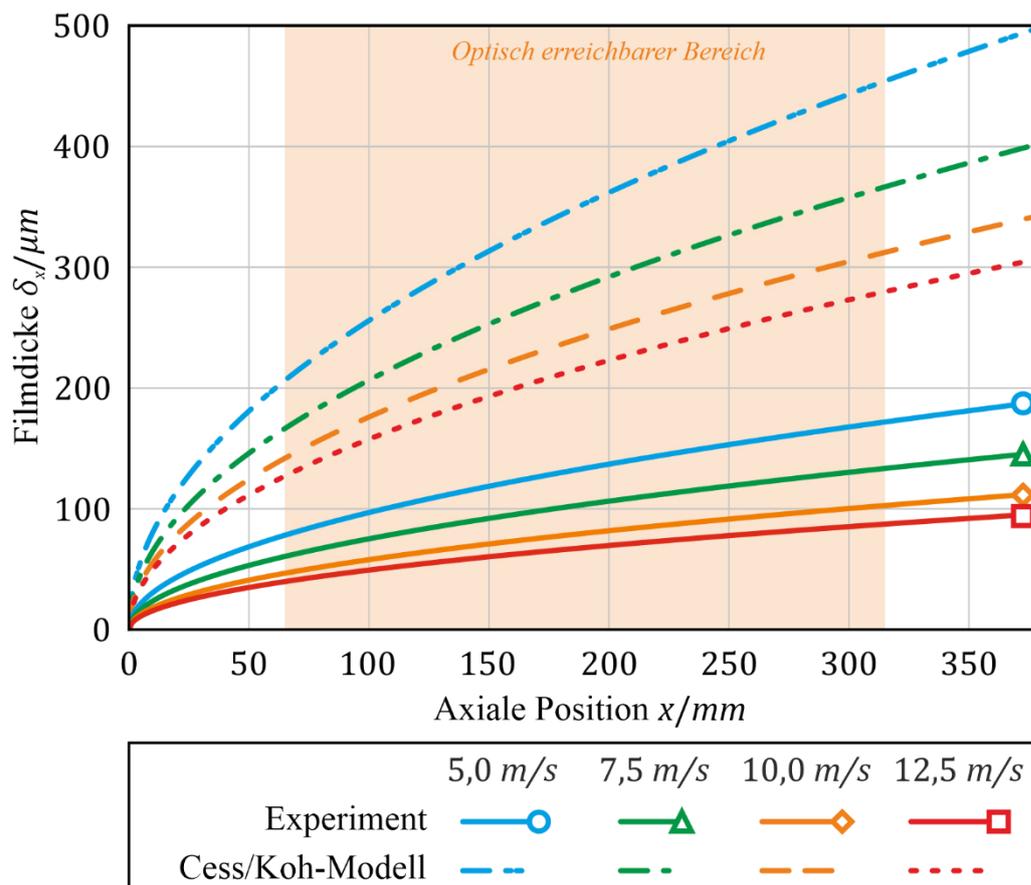


Abbildung 5.7: Vergleich der Filmdicke von Modell (Gl. 3.26) und Experiment

Lokal kommt es nach Modellvorhersage zu einem stärkeren Anfall von Flüssigphase, die damit einhergehend auch zu einer insgesamt höheren Dicke des Films im Vergleich zu den experimentellen Daten führt. Wie zuvor bereits diskutiert, kann eine mögliche Erklärung hierfür sein, dass das Modell von einer zu geringen Schubspannungsübertragung von Gas- auf Flüssigphase ausgeht. Die Schubspannungsübertragung, die gleichzeitig auch für die Beschleunigung des Flüssigkeitsfilms sorgt, transportiert die anfallende Flüssigphase in Stromrichtung ab. Unter Annahme der zuvor beschriebenen Hypothese einer Unterschätzung der Schubspannungsübertragung hätte die Flüssigphase lokal mehr Verweilzeit und würde zu höheren Filmdickenwerten führen, so wie es vom Modell vorhergesagt wird. Eine weitere Bestätigung der Schubspannungshypothese lässt sich aus den Messdaten direkt ablesen. Durch Variation der Dampfgeschwindigkeit wird direkt auch die davon abhängige Schubspannungsübertragung zwischen Gas- und Flüssigphase variiert. Hierbei ist direkt zu erkennen, dass eine Zunahme der

Schubspannungsübertragung zu einer geringeren absoluten Filmdicke führt. Durch die vom Modell vorhergesagten Verläufe der Filmdicke in Abhängigkeit von der aktuellen Position lässt sich ableiten, dass der Gradient der Filmdicke, welcher auch als Wachstumsrate bezeichnet wird, bei den vorhergesagten Modelldaten deutlich höhere Werte aufweist als im Vergleich zu den experimentellen Untersuchungen. Da die Wachstumsrate des Films direkt proportional zur frei werdenden latenten Wärme des Kondensationsprozesses ist, kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass aufgrund der festgestellten Abweichungen zwischen Modell und Experiment die vom Modell vorhergesagten Wärmestromdichten deutlich über den experimentell gemessenen Werten liegen werden. Diese Annahme ist an dieser Stelle nur zulässig unter Vernachlässigung der Filmgeschwindigkeit, die den zweiten Einflussfaktor darstellt. Da die an der Phasengrenze anliegende Schubspannung eine Funktion des Geschwindigkeitsgradienten in z-Richtung ist, muss im nächsten Schritt die Filmgeschwindigkeit untersucht werden. Ziel ist es, Anhaltspunkte zur Überprüfung der Hypothese der zu gering angenommenen Schubspannungsübertragung zwischen Gas- und Flüssigphase zu finden.

5.2 Filmgeschwindigkeit

Analog zur messtechnischen Untersuchung der Filmdicke wird auch die Filmgeschwindigkeit über den optischen Zugang ermittelt. Der Aufbau des Messsystems sowie das angewendete Messprinzip sind in Kapitel 4.2 beschrieben. Bedingt durch die Verfolgung der einzelnen Graphitpartikel, wird das Messergebnis der Filmgeschwindigkeitsmessung analog zur Filmdickenmessung durch eine lokal verteilte, diskrete Punkteschar beschrieben. Diese ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

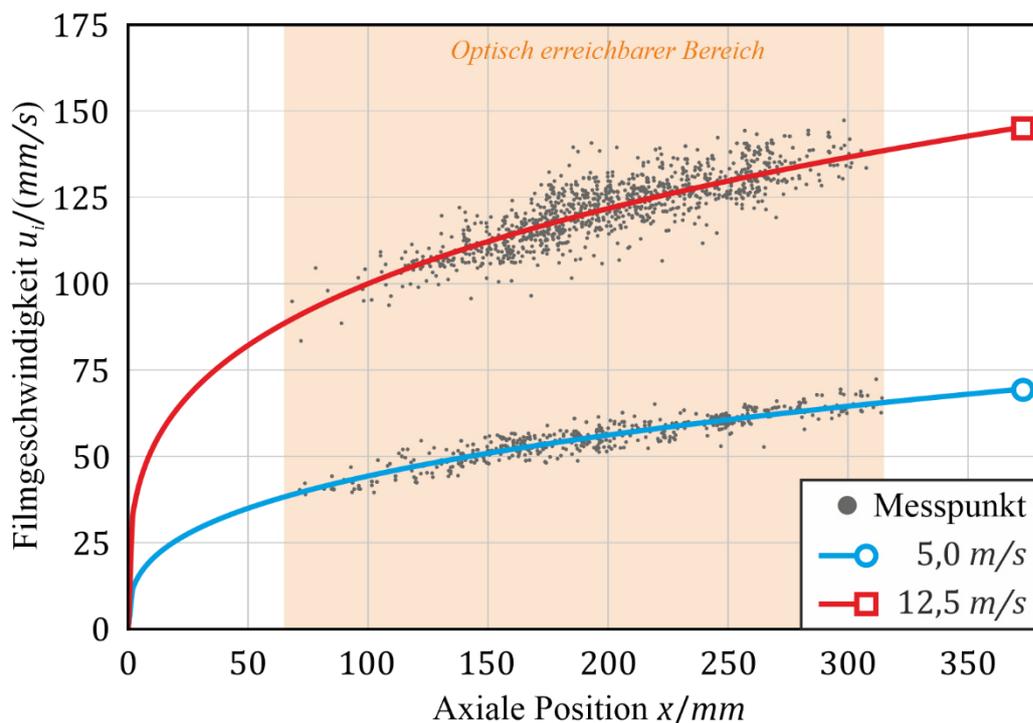


Abbildung 5.8: Experimentelle Ergebnisse der lokalen Filmgeschwindigkeit

Vergleichbar zur Filmdicke ist auch bei der Filmgeschwindigkeit wieder eine ortsabhängige Zunahme der Messwerte zu beobachten, die durch Anwendung einer Fitfunktion beschrieben werden kann. Nach Anwendung verschiedener Funktionen hat sich eine Funktion nach $f(x) = a\sqrt[3]{x}$ als die Variante mit der größten Übereinstimmung herausgestellt. Die entsprechenden Funktionsverläufe über alle untersuchten Geschwindigkeiten sind in Abbildung 5.9 inkl. der entsprechenden Kurvenkoeffizienten a dargestellt. Wie zuvor ist der Messbereich durch die optische Limitierung begrenzt. Anders als bei

der Untersuchung der Filmdicke in Kapitel 5.1 kann bei der Filmgeschwindigkeit keine weitere Messreihe zur Untersuchung des Bereichs, indem der Kondensationsvorgang startet, durchgeführt werden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Position der Graphitinjektion nicht verschoben werden kann, da der Zugang fest an der Stelle $x = 20 \text{ mm}$ liegt. Somit ist es nicht möglich, bei einer Verschiebung der Kondensationsfront in die Mitte des Messbereichs Graphit auf den Film aufzulegen.

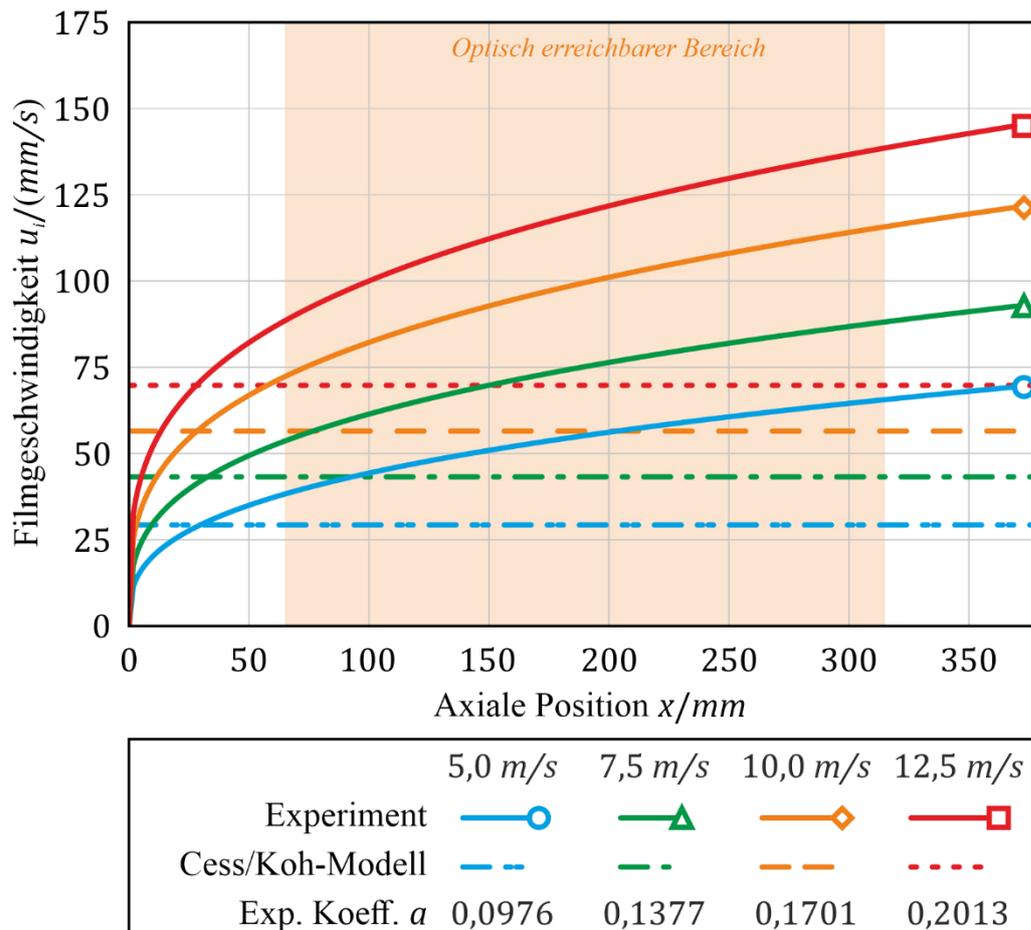


Abbildung 5.9: Vergleich der Filmgeschwindigkeit zwischen Modell (Gl. 3.28) und Experiment mit a in m^3/s

Folglich wird für die optisch unerreichbaren Bereiche eine Extrapolation der Fitfunktion angenommen. Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, startet der Kondensationsvorgang am Beginn der Messplatte. Analog dazu ist am Beginn der Kondensationsfront keine Geschwindigkeit zu beobachten. Mit zunehmender Filmdicke in axialer Richtung wird die Flüssigkeit kontinuierlich durch die Dampfströmung beschleunigt. Vor allem im

Anfangsbereich werden höhere Geschwindigkeitsgradienten erreicht, die kontinuierlich im weiteren axialen Verlauf sinken. Es ist eine Abhängigkeit der Filmgeschwindigkeit von der Dampfgeschwindigkeit zu beobachten. Mit zunehmender Dampfgeschwindigkeit steigt die Filmgeschwindigkeit, da die Dampfströmung direkt über die Schubspannungsübertragung an der Phasengrenze eine Beschleunigung der Flüssigkeit hervorruft. Die zu beobachtende Geschwindigkeitsabhängigkeit der Filmgeschwindigkeit ist mit zunehmender Dampfgeschwindigkeit konstant, was an den Abständen der einzelnen Kurven zueinander erkennbar ist.

Die Filmgeschwindigkeit ist die zweite strömungsseitige Größe, die den Kondensationsvorgang, über den Flüssigkeitsfilm und dessen Ausprägung, beschreibt. Zusammen mit der lokalen Filmdicke bzw. dem Filmwachstum lässt sich der Kondensatmassenstrom bestimmen. Über den Kondensatmassenstrom in Kombination mit der Verdampfungsenthalpie kann die lokale Wärmestromdichte aus den strömungsmechanischen Größen abgeleitet werden. Wie in Kapitel 5.1 beschrieben, muss anhand der Filmgeschwindigkeit überprüft werden, ob die Schubspannungsübertragung von Gas- auf Flüssigphase verantwortlich sein kann für die in Abbildung 5.7 gezeigte quantitative Diskrepanz der Filmdicke zwischen Modell und Experiment. Die Schubspannungsverläufe bzw. Geschwindigkeitsverteilungen in z -Richtung wurden im Rahmen der experimentellen Untersuchungen nicht gemessen, da dies aufgrund der örtlichen und technischen Gegebenheiten nicht möglich ist. Wie zuvor in Kapitel 4.2 beschrieben, wird die lokale Filmgeschwindigkeit experimentell untersucht, die gleichzeitig den Endpunkt der Geschwindigkeitsverteilung in z -Richtung bzw. senkrecht zu Platte darstellt. Somit ist dieser Wert ein einzelner Stützpunkt innerhalb der Geschwindigkeitsverteilung in z -Richtung und kann eine Indikation auf die Übereinstimmung von Modell und Experiment in Bezug auf die Schubspannung an der Phasengrenze geben. Abbildung 5.9 zeigt dabei auch die Gegenüberstellung der Filmgeschwindigkeitswerte von Modell und Experiment aufgetragen über der aktuellen Position. Wie anhand von Gleichung 3.28 direkt abgelesen werden kann, sagt das Modell einen konstanten Wert für die Filmgeschwindigkeit voraus, der unabhängig von der aktuellen Position und abhängig von der Dampfgeschwindigkeit ist. Dies steht im klaren Gegensatz zu den experimentell ermittelten

Filmgeschwindigkeitsverläufen. Die experimentellen Daten, die im gleichen axialen Bereich wie die Messdaten der Filmdicke aufgezeichnet wurden, zeigen eine Zunahme der Geschwindigkeitswerte mit fortschreitender axialer Position. Dieser Effekt kann plausibel durch die Zunahme der flüssigen Wasserfilmdicke erklärt werden. Mit anwachsender Filmdicke wandert die Phasengrenze immer weiter in Richtung Hauptströmung. Unter Annahme eines zunehmenden Geschwindigkeitsprofils der Gasgrenzschicht in z-Richtung muss mit Zunahme der flüssigen Wasserfilmdicke auch die Geschwindigkeit an der Phasengrenze zunehmen. Unabhängig von der axialen Abhängigkeit der Filmgeschwindigkeit kann die qualitative Kopplung zwischen Dampfgeschwindigkeit und Filmgeschwindigkeit des Modells durch die experimentellen Daten trotzdem bestätigt werden. Das bedeutet, dass mit zunehmender Dampfgeschwindigkeit auch die Filmgeschwindigkeit zunimmt. Dieser Zusammenhang ist grundsätzlich physikalisch plausibel, da die Dampfgeschwindigkeit den einzigen Antriebsmechanismus der Flüssigphase darstellt. Bis auf einen kurzen Bereich an Anfang der Platte sagt das Modell im überwiegenden Großteil der Überströmlänge eine zu geringe Filmgeschwindigkeit voraus im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen. Genau dieser Zusammenhang unterstützt die in Kapitel 5.1 aufgestellte Arbeitshypothese der zu gering angenommenen Schubspannungsübertragung von Gas- auf Flüssigphase durch das Cess/Koh-Modell. Der konstante Verlauf der modellierten Filmgeschwindigkeit wiederum kann auf die dem Modell zugrunde liegende Annahme einer linearen Geschwindigkeitsverteilung in z-Richtung innerhalb des flüssigen Films zurückgeführt werden. Die experimentellen Ergebnisse stellen diese Modellannahme infrage, weshalb der axiale Geschwindigkeitsverlauf innerhalb des Modells angepasst bzw. neu formuliert werden muss.

Die Wärmestromdichte kann aus dem Kondensatmassenstrom, der wiederum eine abgeleitete Größe der Filmwachstumsrate und der Filmgeschwindigkeit ist, berechnet werden. In Kombination mit den Beobachtungen aus Kapitel 5.1 stellt sich die Frage, welcher der beiden Effekte, Filmgeschwindigkeit oder Kondensation, den dominierenden Einfluss auf die Wärmestromdichtenverläufe hat.

Weiterhin kann experimentell beobachtet werden, dass es an der Phasengrenze zwischen Gas und Flüssigkeit zum Auftreten von Wellenbewegungen kommt, die auch durch das Modell nicht abgebildet werden. Das Modell sagt eine glatte ungestörte Filmoberfläche voraus. Wie von Phan et al. [33] beschrieben, verursacht eine Wellenbewegung an der Phasengrenzfläche tendenziell einen höheren Wärmeübergang. Wie Phan weiterhin beschreibt, hat das auftretende Wellenphänomen vor allem einen Verstärkungseffekt im konvektiven Bereich. Wie in Kapitel 4.3 bereits beschrieben, kann der konvektive Anteil am Wärmeübergang mit Phasenwechsel aufgrund des Unterschiedes mehrerer Größenordnungen vernachlässigt werden. Im Hinblick darauf und in Kombination damit, dass sich die Ergebnisse nicht auf die beobachteten Wellenamplituden und Frequenzen übertragen lassen, wird der Welleneffekt in der weiteren Betrachtung des Wärmeübergangs vernachlässigt.

5.3 Wärmeübergang

Der Wärmeübergang in die Messplatte wird, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, an 15 Messstellen, die in axialer Richtung verteilt sind, gemessen. Die Messdaten werden hierbei kontinuierlich und ohne aktive Messdurchführung innerhalb der Platte aufgezeichnet.

Zunächst werden die Ergebnisse der Wärmestromdichte betrachtet. Abbildung 5.10 zeigt die aufgezeichneten Messwerte an den 15 Messstellen. Dabei sind die Messpunkte eingetragen und mit Messungenauigkeitsintervallen versehen, deren Berechnung in Kapitel 4.3 vorgestellt wird. An Messstelle 1 und 9 ist es zum technischen Ausfall eines Thermoelements gekommen, sodass an diesen beiden Stellen keine Messwerte aufgezeichnet werden konnten. Zur mathematischen Beschreibung der einzelnen Messpunkte eignet sich in diesem Fall eine Funktion der Art $f(x) = ax^b$ deren Koeffizienten in Abbildung 5.10 dargestellt sind.

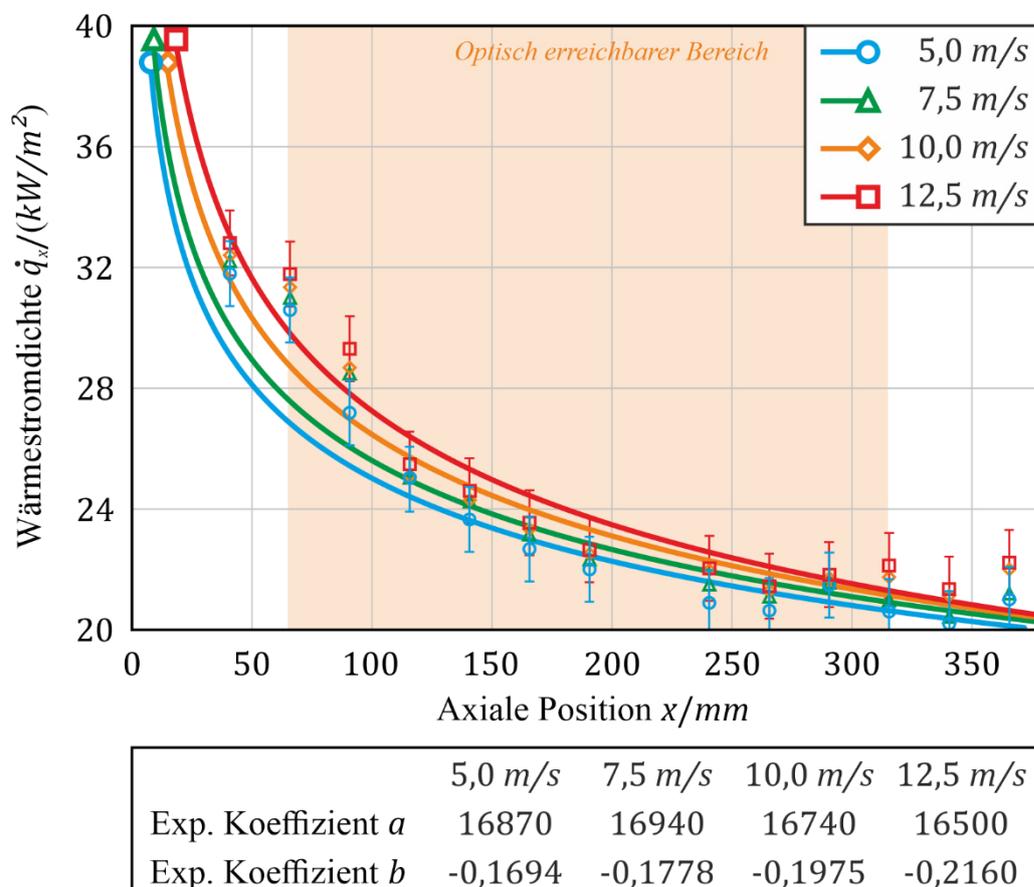


Abbildung 5.10: Experimentelle Ergebnisse der Wärmestromdichte mit a in $\frac{kW}{m^{2-b}}$

Zu Beginn der Messplatte ist eine besonders hohe Wärmestromdichte für alle untersuchten Geschwindigkeiten zu beobachten. Dies ist auf das starke Kondensationsgeschehen am Beginn der Platte zurückzuführen. Mit zunehmend fortschreitender axialer Position und der zuvor beschriebenen ansteigenden Filmdicke nimmt die Wärmestromdichte in Strömungsrichtung ab. Der flüssige Wasserfilm stellt durch seine Dicke einen thermischen Widerstand dar, mit dessen Ansteigen das Kondensationsgeschehen gehemmt wird und folglich die Wärmestromdichte absinkt. Weiterhin ist eine Abhängigkeit der Wärmestromdichte von der Dampfgeschwindigkeit zu erkennen. Mit zunehmender Dampfgeschwindigkeit sinkt die Filmdicke ab und damit einhergehend steigt die Wärmestromdichte an. Der Wärmeübergang ist direkt abhängig vom Kondensationsgeschehen. Wie zuvor beschrieben, sind die in Kapitel 5.1 vorgestellte Filmwachstumsrate und die in Kapitel 5.2 vorgestellte Filmgeschwindigkeit ein grundlegendes Maß für die Intensität des Kondensationsgeschehens und folglich auch des Wärmeübergangs. Abschließend kann anhand der Messungen festgehalten werden, dass der Einfluss der Filmgeschwindigkeit bzw. der Dampfgeschwindigkeit einen dominanteren Einfluss auf den Kondensatmassenstrom hat als die Filmwachstumsrate. Dies kann daran festgemacht werden, dass die Wachstumsrate eine umgekehrt proportionale Abhängigkeit von der Dampfgeschwindigkeit aufweist, was so wiederum nicht durch die Messungen der Wärmestromdichte bestätigt werden kann. Dies ist wiederum auf den dominanten Einfluss der Filmgeschwindigkeit zurückzuführen, da diese die einzige beschleunigende Krafteinwirkung auf den Film darstellt. Aufgrund der horizontalen Anordnung ist die Gravitationskraft keine beschleunigende Filmantriebskraft.

Analog zu den bereits validierten Messgrößen werden nun zunächst die Daten der Wärmestromdichte und im Anschluss dazu die Daten der Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Modell und Experiment miteinander verglichen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird im Folgenden auf die Darstellung der diskreten Messpunkte verzichtet und lediglich auf die Fitfunktionen zurückgegriffen. Abbildung 5.11 zeigt den Verlauf der Wärmestromdichte in Abhängigkeit von der axialen Position für Modell und Experiment für die 4 variierten Dampfgeschwindigkeiten. Wie in den beiden vorangegangenen Kapiteln vermutet, zeigen die experimentellen Daten, dass das Modell den real vorherrschenden Wärmeübergang deutlich überschätzt. Vor allem im Anfangsbereich liegen

die prognostizierten Modelldaten nahezu eine Größenordnung über den experimentellen Ergebnissen. Dies bestätigt die zuvor getroffene Annahme aus den Beobachtungen der vom Modell unterschätzten Filmgeschwindigkeit in Kapitel 5.2 bzw. überschätzten Filmwachstumsrate in Kapitel 5.1. Im weiteren axialen Verlauf nähern sich die vorhergesagten Modellwerte den experimentellen Ergebnissen deutlich an. Insgesamt liegen die Modellverläufe trotzdem immer noch über den Messdatenverläufen. Grundsätzlich kann jedoch analog zu der Validierung der Filmdicken festgehalten werden, dass der qualitative Verlauf in axialer Richtung durch das Modell korrekt vorhergesagt wird. Vor allem die Abhängigkeit von der Dampfgeschwindigkeit wird vom Modell qualitativ korrekt wiedergegeben. Bei der Messung der Wärmeübergangskoeffizientenverteilung wird die Wärmestromdichte zusätzlich auf das treibende Temperaturgefälle zwischen Sattdampf- und Wandtemperatur bezogen.

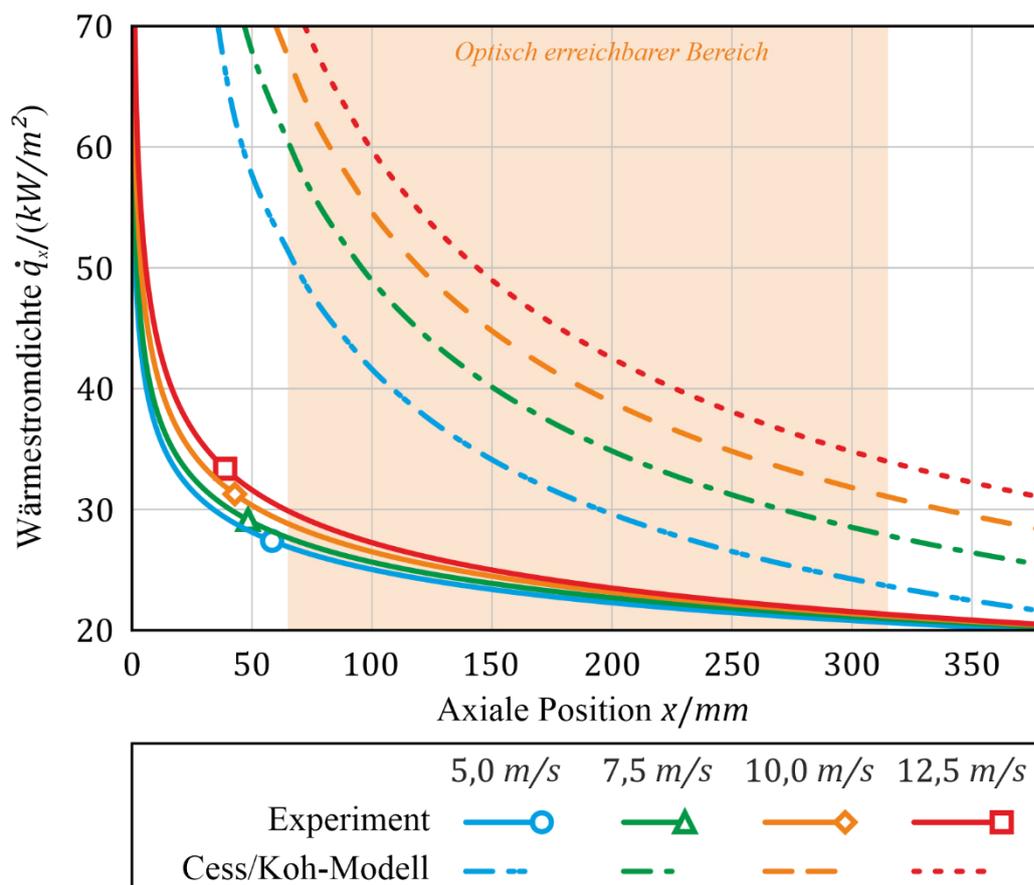


Abbildung 5.11: Lokale Wärmestromdichte Modell (Gl. 3.30) vs. Experiment

Die Dampftemperatur wird durch eine Messung des statischen Druckes im vorderen Teil der Messkammer über die Stoffdaten der IAPWS-IF 97 bestimmt. Die Druckmessung wird im hinteren Teil der Messkammer nochmals verifiziert. An dieser Stelle kann jedoch angemerkt werden, dass es zu keinem relevanten Druckabfall über die Messkammer kommt. Somit kann die Satttdampftemperatur für das gesamte Messvolumen mit $T_{sat} = 102,3^{\circ}C$ als konstant für alle Messungen angenommen werden. Wie zuvor beschrieben, werden die Wandtemperaturen an 15 verschiedenen Stellen gemessen. Aufgrund der bereits erwähnten Ausfälle von Messstelle 1 und 9 sind auch bei der Wandtemperaturverteilung bzw. der Wärmeübergangskoeffizientenverteilung lediglich die Messpunkte der 13 verbleibenden Messstellen aufgetragen. Anders als bei der Messung der Satttdampftemperatur weist die Wandtemperatur eine klare Ortsabhängigkeit auf mit einer Messunsicherheit von $0,013K$. Abbildung 5.12 zeigt die axiale Verteilung der Wandtemperaturen für alle 4 variierten Dampfgeschwindigkeiten. Die Messungenauigkeitsintervalle sind kleiner als die Darstellung der Messpunkte und können somit nicht dargestellt werden. An den Ergebnissen ist zu erkennen, dass sich in der Mitte der Messplatte eine Temperatursenke bildet. Zu den Rändern der Messplatte hin steigen die Wandtemperaturen an. Dieser Effekt ist auf die Beschaffenheit der Messanordnung bzw. die Konstruktion des Kühlsystems zurückzuführen. Wie zuvor in Kapitel 4.3 beschrieben, besteht die Wärmeübertragungsplatte des Kühlsystems aus einer Aluminiumplatte mit 16 Kühlkanälen, die alle mit dem identischen Kühlmittelmassenstrom beaufschlagt sind. Die Kanäle 2 bis 15 haben dabei jeweils immer zwei benachbarte Kühlkanäle. Zu den Rändern der Kühlplatte hin haben Kanal 1 am Beginn und Kanal 16 am Ende der Platte keine benachbarten Kühlkanäle, was zu einer Minderung der Kühlleistung führt. Weiterhin steht die Messplatte am Beginn und Ende der Messplatte an der Dichtstelle auf der vollen Kanalbreite in direktem metallischen Kontakt mit dem restlichen ungekühlten Kanal. Dies führt wiederum zu einem erhöhten Wärmeeintrag an den Plattenrändern. Die auf diesen beiden Effekten beruhende axiale Temperaturverteilung ist für alle untersuchten Dampfgeschwindigkeiten zu beobachten. Zusätzlich ist eine Abhängigkeit von der Dampfgeschwindigkeit selbst erkennbar. Diese Abhängigkeit schlägt sich jedoch nicht im axialen Verlauf der Temperaturverteilung, sondern lediglich in ihrem absoluten Niveau nieder.

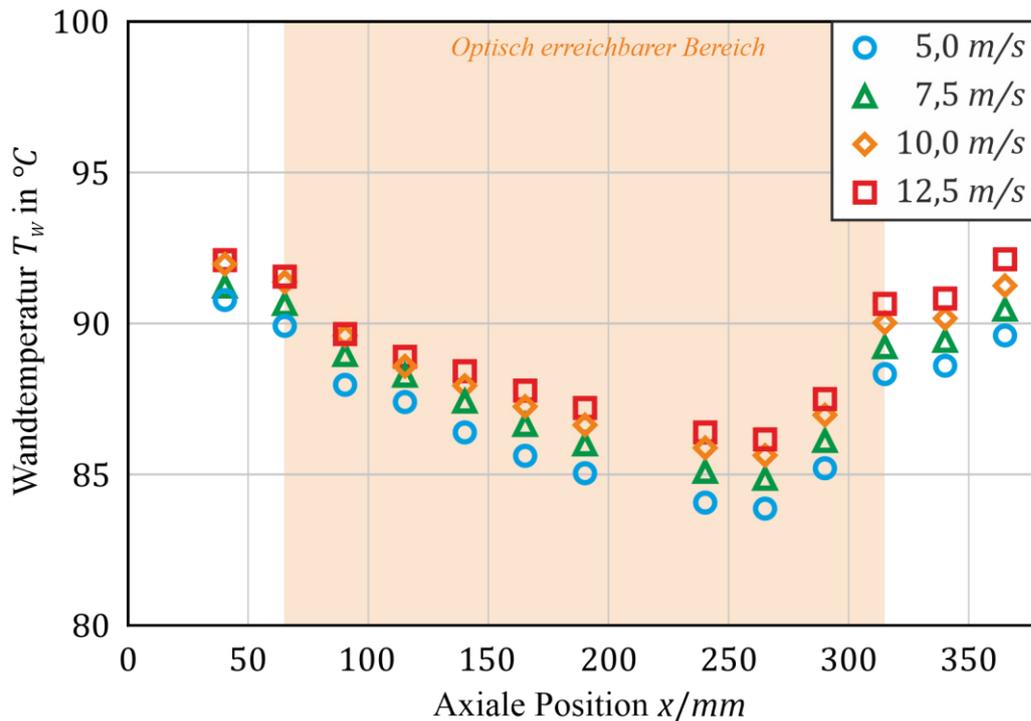


Abbildung 5.12: Lokale Wandtemperaturverteilung für alle Dampfgeschwindigkeiten

Abbildung 5.13 zeigt die Verteilung der Wärmeübergangskoeffizienten aus den zuvor präsentierten Messwerten der Wärmestromdichte und der Wandtemperaturverteilung. Die aufgezeichneten Messpunkte sind zusammen mit den in Kapitel 4.3 berechneten Messunsicherheitsintervallen aufgetragen und können durch eine Funktion der Art $f(x) = ax^b$ approximiert werden. Es ist zu erkennen, dass die axiale Verteilung der Wärmeübergangskoeffizienten eine starke Ähnlichkeit zu den Ergebnissen der Wärmestromdichte ausweist. Der Effekt der zuvor beschriebenen, nicht isothermen Wandtemperaturverteilung hat dabei einen Einfluss auf den Verlauf der Wärmeübergangskoeffizienten. Wie zuvor bei der Wärmestromdichte ist auch bei den Wärmeübergangskoeffizienten eine proportionale Anhängigkeit von der Dampfgeschwindigkeit zu beobachten. Lediglich im extrapolierten Anfangsbereich der Platte kommt es zu einem Wechsel der Verläufe von 10 m/s und 12,5 m/s. Aufgrund der Extrapolation ist diese jedoch nicht direkt durch die Messwerte belegt und kann auch durch die Messunsicherheit begründet sein.

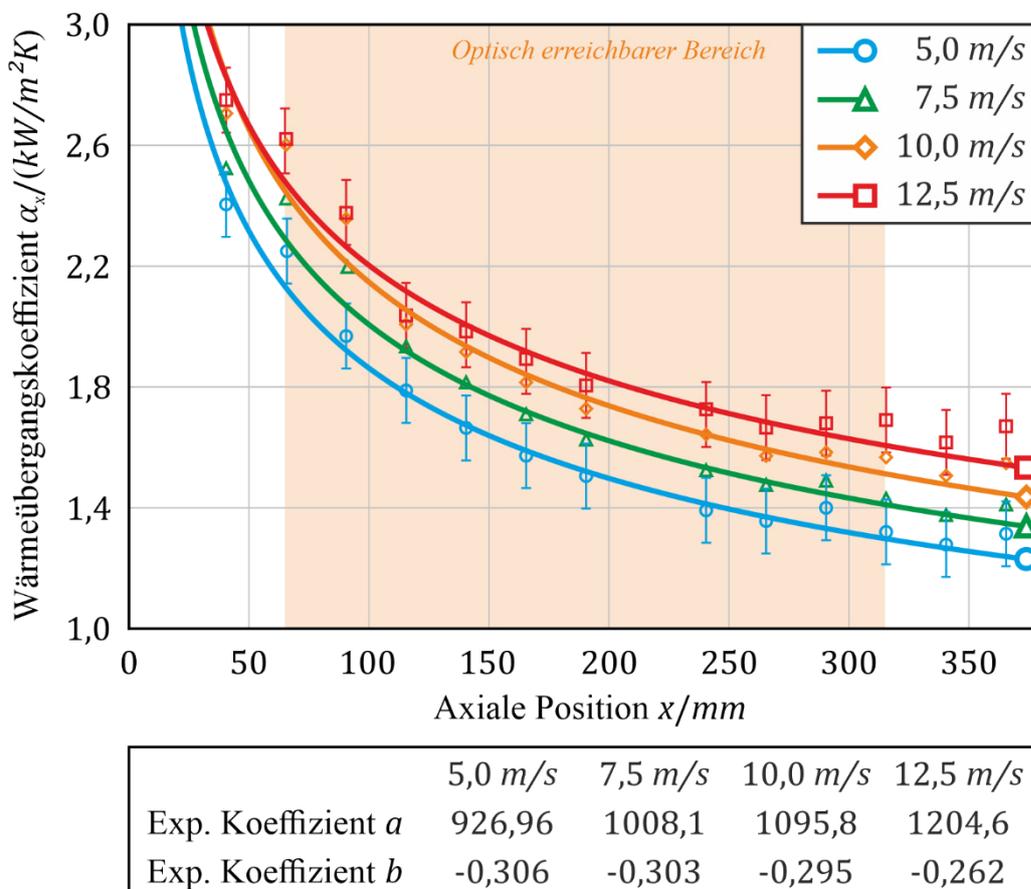


Abbildung 5.13: Experimentell ermittelter WÜK mit a in $\frac{kW}{m^{2-b}K}$

Zusammenfassend zeigen die experimentellen Ergebnisse der Wärmeübergangsunter-suchungen eine proportionale Abhängigkeit von der variierten Dampfgeschwindigkeit. Weiterhin ist vor allem im Anfangsbereich der Platte ein sehr starker Wärmeübergang zu beobachten, der mit zunehmender axialer Position exponentiell abfällt. Die Ergeb-nisse der Wandtemperaturmessung zeigen eine Temperatursenke im Zentrum der Platte. Dieser Verlauf führt in Kombination mit einer konstanten Sattdampf-temperatur über alle Messpunkte zu keiner signifikanten qualitativen Diskrepanz zwischen Wär-mestromdichten und Wärmeübergangskoeffizienten.

Abbildung 5.14 zeigt den Vergleich der experimentellen und modellierten Wärmeüber-gangskoeffizienten Verteilungen in axialer Richtung. Grundsätzlich können hier die gleichen Beobachtungen festgehalten werden wie zuvor bei der Verteilung der Wär-mestromdichte, da der Wärmeübergangskoeffizient durch Normierung der

Wärmestromdichte auf das treibende Temperaturgefälle zwischen Dampf- und Wandtemperatur hervorgeht. Zusätzlich kann festgehalten werden, dass die quantitativen Unterschiede zwischen Modell und Experiment in der Betrachtung der Wärmeübergangskoeffizienten geringer sind als im Vergleich zur Wärmestromdichte. Vor allem im hinteren Bereich der Platte nähern sich die modellierten Werte sehr stark den experimentellen Daten an. Die starke Diskrepanz, die vor allem im vorderen Bereich der Platte beobachtet werden kann, ist im Fall des Wärmeübergangskoeffizienten weniger stark ausgeprägt. Die qualitativ bessere Übereinstimmung vor allem im Bereich der Plattenränder, kann hier auf einen Effekt der ungleichmäßigen Wandtemperaturverteilung zurückgeführt werden.

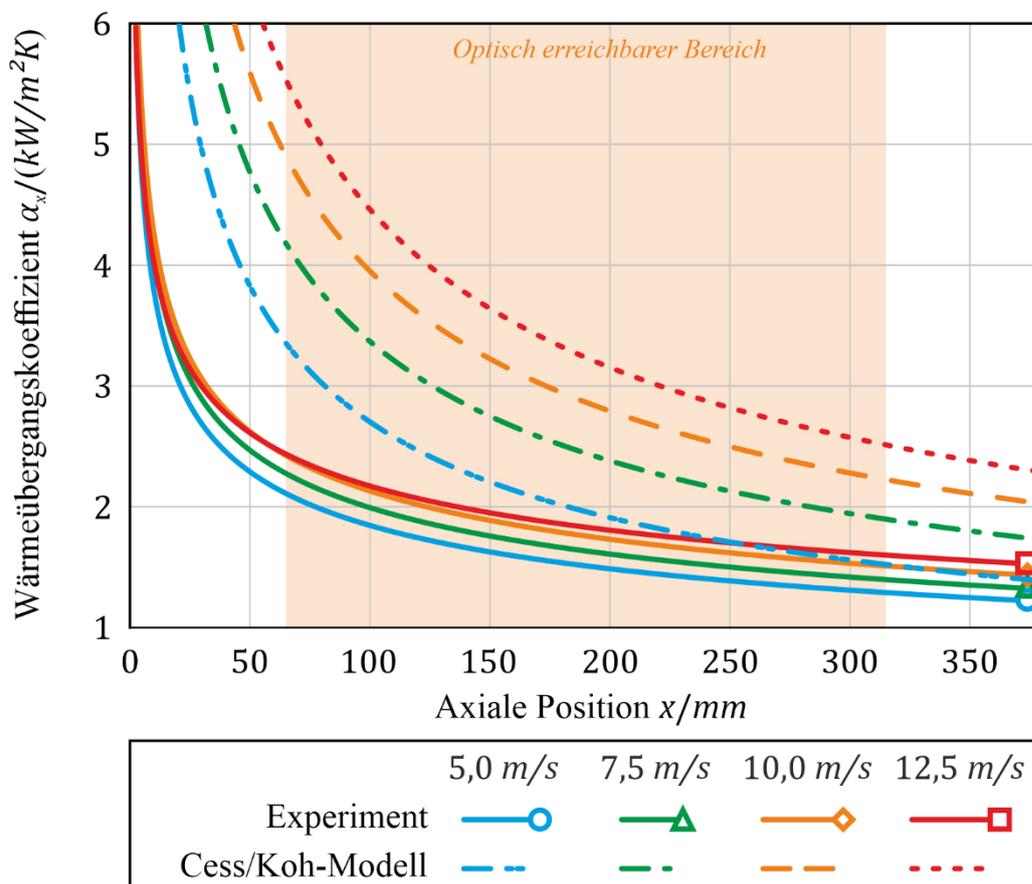


Abbildung 5.14: Vergleich Wärmeübergangskoeffizient Modell (Gl. 3.30) vs. Experiment

Abbildung 5.15 zeigt die Gegenüberstellung der gemessenen Wandtemperaturen im axialen Verlauf mit den der Modellierung zugrunde gelegten Wandtemperaturen. Wie zuvor beschrieben, kann bei allen variierten Dampfgeschwindigkeiten in der Plattenmitte eine Temperatursenke beobachtet werden. Das analytische Cess/Koh-Modell geht von der Grundannahme einer isothermen Wandtemperatur aus. Dies stellt einen grundsätzlichen Unterschied zwischen Modell und Experiment dar. Wie zuvor in Kapitel 3 beschrieben, wird die Wandtemperatur als Randbedingung zur Berechnung der Modellwerte benötigt und muss entsprechend als konstanter Wert vorgegeben werden. Um bei der Modellierung möglichst von gleichen Randbedingungen wie bei der experimentellen Untersuchung ausgehen zu können, wird für die einzelnen variierten Dampfgeschwindigkeiten jeweils ein Mittelwert über die experimentell ermittelte axiale Wandtemperaturverteilung gebildet und dem Modell als Randbedingungen vorgegeben.

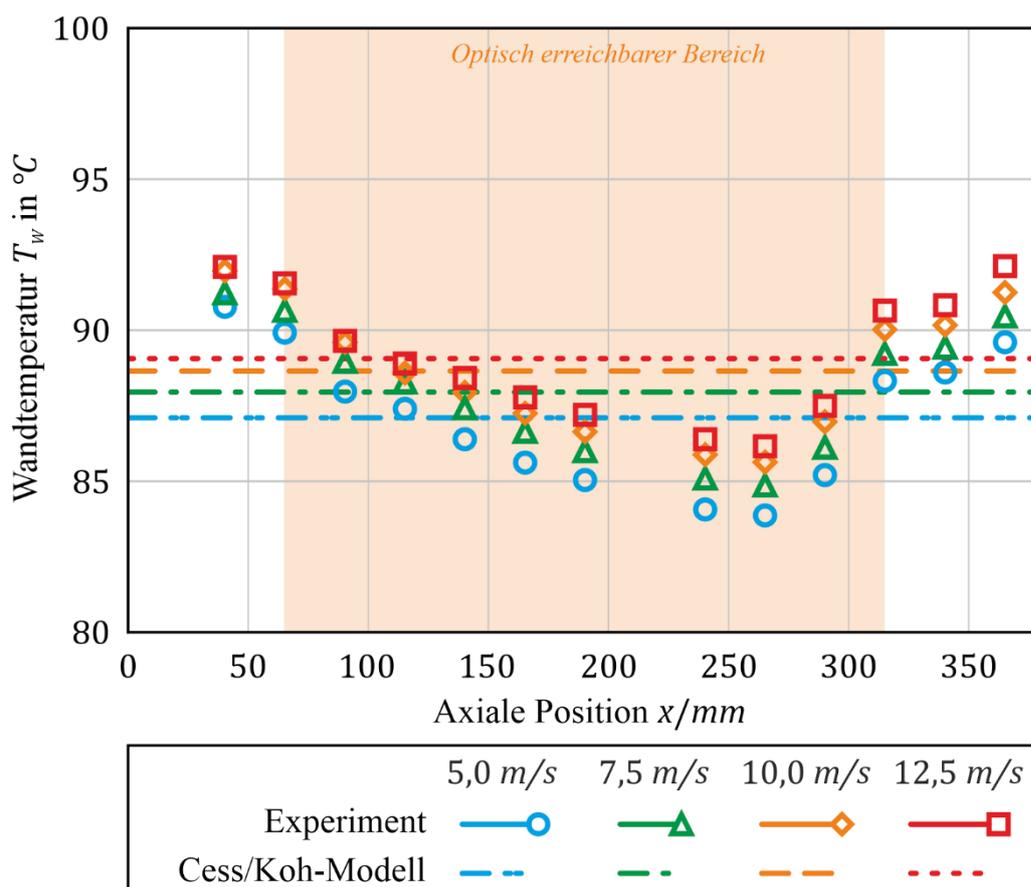


Abbildung 5.15: Experimentelle Wandtemperaturen vs. gemittelte Wandtemperaturrandbedingung des Modells

Aufgrund dieser Vorgehensweise wird die Wandtemperatur, wie in Abbildung 5.15 dargestellt, an den Randbereichen über- und in der Plattenmitte unterschätzt. Folglich wird das treibende Temperaturgefälle ebenfalls an den Rändern über- und in der Plattenmitte unterschätzt. Hierdurch kommt es in den Randbereichen zu einer qualitativ besseren Übereinstimmung mit den Modelldaten, die jedoch durch die Abweichungen von den Modellrandbedingungen bedingt ist. Insgesamt hat die zuvor beschriebene Diskrepanz der Wandtemperaturverteilung nur einen untergeordneten Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizientenverlauf, offenbart jedoch einen weiteren Schwachpunkt des Modells. In der Auslegung des Kühlsystems wurde eine möglichst konstante Kühlflächenbelastung angestrebt, was durch die gleichmäßige Beaufschlagung aller Kühlkanäle mit dem gleichen Kühlwasserstrom umgesetzt wurde. Das Auftreten bzw. die Vorgabe konstanter Wandwärmestromdichten findet in der Regel in technischen Systemen mit Wärmeübergang eine größere Verbreitung als die Vorgabe einer konstanten Wandtemperatur. Diese Beobachtung zeigt somit, dass durch das Modell isotherme Randbedingungen abgebildet werden können. Das Modell ist jedoch nicht in der Lage, die Vorgabe einer konstanten Kühlleistung umzusetzen.

5.4 Sonstige Einflussparameter

Die vorangegangenen Kapitel diskutieren die Abhängigkeit der einzelnen Messgrößen von der Dampfgeschwindigkeit, die den Haupteinflussparameter auf das Kondensationsgeschehen darstellt. Neben der Dampfgeschwindigkeit haben auch die 3 verbleibenden thermischen Randbedingungen der Versuche wie der Druck des Dampfes, die Dampftemperatur und die Wandtemperatur einen Einfluss auf die Filmkondensation. Mithilfe von zusätzlichen experimentellen Untersuchungen werden auch diese Parameter variiert und untersucht.

Die Untersuchungen des Dampfgeschwindigkeitseinflusses wurden bei einer konstanten Dampftemperatur von 200 °C durchgeführt. In einer weiteren Messreihe wird die Dampftemperatur in einem Bereich von 125 °C bis 200 °C in Schritten von 25 °C variiert. Der Druck des Dampfes wird bei $1,1\text{ bar}$, die Dampfgeschwindigkeit bei 10 m/s und die Kühlwassertemperatur bei 10 °C gehalten. Wie zu erwarten ist, ist der Einfluss der Dampftemperatur im Vergleich zur frei werdenden latenten Wärme durch den Kondensationsprozess um mehrere Größenordnungen kleiner. Bei keiner der 3 betrachteten Messgrößen konnte somit ein merklicher Einfluss von der Dampftemperatur festgestellt werden. Deshalb wird der Einfluss der Dampftemperatur für die weitere Betrachtung des Kondensationsprozesses nicht berücksichtigt.

Eine weitere Messreihe wird zur Variation des Drucks des Dampfes durchgeführt. Der Druck des Dampfes wird hierbei von $1,1\text{ bar}$ über $1,3\text{ bar}$ bis $1,5\text{ bar}$ variiert. Die Messreihe wird wie auch zuvor bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 10 m/s , einer Dampftemperatur von 200 °C und einer Kühlmitteltemperatur von 10 °C durchgeführt. Durch Anhebung des Drucks des Dampfes von $1,1\text{ bar}$ auf $1,5\text{ bar}$ steigt die Sattedampftemperatur um bis zu 10 K an. Die Auswirkungen dieser Variation des Drucks der Dampfströmung auf alle 3 Messgrößen liegen unterhalb eines Wertes von 3% und fallen somit teilweise noch in den Bereich der Messunsicherheiten. Um den Grad der Komplexität der experimentellen Validierung des Modells wirtschaftlich zu halten, wird der Einfluss des Drucks des Dampfes auf die 3 Messgrößen auf Basis dieser Beobachtungen vernachlässigt.

Die letzte Randbedingung, die den Kondensationsvorgang beeinflusst, ist die Wandtemperatur. Diese wird direkt durch die Vorgabe der Kühlmitteltemperatur beeinflusst. In allen zuvor angesprochenen Fällen wurde die Kühlmitteltemperatur auf $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ eingestellt. Aufgrund der technischen Randbedingungen des Prüfstandes wurde ein Kühlaggregat gewählt, welches eine ausreichend hohe Kühlleistung von $10,8\text{ kW}$ aufweist. Damit einher geht ein schmaler Kühlmitteltemperaturbereich von $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $15\text{ }^{\circ}\text{C}$. In einer weiteren Messreihe zur Variation der Kühlmitteltemperatur werden 2 Messpunkte bei $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $15\text{ }^{\circ}\text{C}$, bei einer Dampfgeschwindigkeit von 10 m/s , einem Druck des Dampfes von $1,1\text{ bar}$ und einer Dampftemperatur von $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ durchgeführt. Durch die geringe Variation der Kühlmitteltemperatur von 5 K kann keine signifikante Änderung der 3 Messgrößen beobachtet werden. Da aus technischen Gegebenheiten durch das Kühlaggregat keine Untersuchung einer größeren Temperaturspanne des Kühlmittels möglich ist, wird im weiteren Verlauf der experimentellen Validierung der Einfluss der Wandtemperatur, die von der Kühlmitteltemperatur abhängt, vernachlässigt.

Wie die Beschreibung der durchgeführten Messreihen der sonstigen Einflussparameter zeigt, wird keiner davon im weiteren Verlauf der experimentellen Validierung berücksichtigt. Aus diesem Grund werden in diesem Kapitel bewusst keine Diagramme präsentiert, da diese keinen zusätzlichen Erkenntnisgewinn für die experimentelle Validierung des Kondensationsmodells darstellen. Die entsprechenden experimentellen Daten sind dem Anhang zu entnehmen. Auf Basis der Beobachtungen liegt der Fokus auf der Variation der Dampfgeschwindigkeit.

6 Modelloptimierung

Wie in der Validierung festgestellt worden ist, kann das Modell durch die experimentellen Untersuchungen in Teilen qualitativ bestätigt werden. Dazu zählen die vorhergesagten Filmdicken bzw. die daraus abgeleiteten Wachstumsraten, die lediglich quantitativ zu hoch angenommen werden. Ebenfalls die Wärmestromdichte wie auch die Wärmeübergangskoeffizienten, die den Wärmeübergang beschreiben, zeigen qualitativ ähnliche Verläufe, die quantitativ zu hoch vorhergesagt werden. Bei der Betrachtung der Filmgeschwindigkeit an der Phasengrenze zwischen Gasströmung und Flüssigkeitsfilm zeigt die Validierung einen grundsätzlichen Unterschied zwischen Modell und Experiment. Der vom Modell angenommene konstante Filmgeschwindigkeitswert liegt im überwiegenden Großteil der untersuchten Strecke unterhalb der gemessenen Werte. Die aus diesen Beobachtungen abgeleitete Arbeitshypothese besteht darin, dass die Schubspannungsübertragung von der Gasphase in den Flüssigkeitsfilm durch das Modell zu gering angenommen wird.

Um nun Anhaltspunkte zur Bestätigung der Arbeitshypothese zu finden, muss die Herleitung der Schubspannungsgleichung 3.27 überprüft werden. Gleichung 3.27 weist neben Stoffparametern und Strömungsgrößen einen Faktor von 0,332 auf, der sich aus der Lösung der Blasius-Impulsgleichung ergibt. Bei diesem Faktor handelt es sich nach Prandl [87] um den Schubspannungskoeffizienten. Dieser taucht erstmalig in der Lösung der dimensionslosen Schubspannungsfunktion auf und entspricht der zweiten Ableitung der dimensionslosen Stromfunktion an der Phasengrenze. Wie zuvor in Kapitel 3 in Gleichung 3.10 beschrieben, muss zur Lösung der Impulserhaltungsgleichung die Annahme einer linearen Geschwindigkeitsverteilung in z -Richtung innerhalb des Films getroffen werden. Wie von Sparrow und Gregg [11] beschrieben, können zur Lösung der nicht linearen gewöhnlichen Differenzialgleichungen dritten Grades unterschiedliche numerische Verfahren eingesetzt werden. Allen gemein ist, dass zur Lösbarkeit die Annahme der linearen Filmgeschwindigkeitsverteilung in z -Richtung getroffen werden muss. Aus dieser Annahme resultiert im weiteren Verlauf der Herleitung der konstante Filmgrenzgeschwindigkeitswert, der lediglich von der Dampfgeschwindigkeit und den

Stoffparametern abhängig ist, welcher nicht durch die experimentellen Untersuchungen bestätigt werden kann. Dies führt zu dem Schluss, dass die der Lösung zugrunde liegende Annahme eines linearen Geschwindigkeitsprofils im Film nicht korrekt sein kann.

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der Bereitstellung qualitativ hochwertiger experimenteller Messdaten, deren Vergleich mit dem bestehenden analytischen Modell und schließlich der Modellmodifikation auf Basis der beobachteten Abweichung von den Ergebnissen dieser Experimente. Final soll ein experimentell validiertes Modell bereitgestellt werden. Die durch die experimentellen Beobachtungen begründete Hypothese, dass die Annahme einer linearen Geschwindigkeitsverteilung im Flüssigkeitsfilm, die wiederum dem Modell zugrunde liegt, falsch sein könnte, führt zu dem Schluss, dass das Modell mithilfe einer experimentell gemessenen Geschwindigkeitsverteilung neu hergeleitet werden müsste. Der Geschwindigkeitsverlauf innerhalb des flüssigen Wasserfilms kann jedoch mit den experimentellen Methoden, die in dieser Arbeit verwendet werden, nicht aufgelöst werden.

Die Schwerpunkte einer neuen Herleitung des Modells liegen vor allem im Bereich der numerischen Methoden zur Lösung der nicht linearen Differenzialgleichung. Abweichend hierzu liegt der Fokus dieser Arbeit vordringlich auf der Anwendung experimenteller Methoden und der Bereitstellung/Verwendung der daraus entstehenden Ergebnisse. Folglich wird im weiteren Verlauf ein Kurvenanpassungsansatz des Cess/Koh-Modells auf Basis der experimentellen Ergebnisse gewählt, um diese zur weiteren Modellierung der Kondensationsvorgänge nutzbar zu machen.

6.1 Modellumstrukturierung

Um nun ein experimentell validiertes Modell bereitstellen zu können, wird eine Kurvenanpassung auf Basis der zuvor identifizierten abweichenden Parameter durchgeführt. Dabei wird das Grundprinzip verfolgt, so wenig Parameter wie möglich anzupassen, um möglichst nah am Ursprungsmodell zu bleiben. Wie anhand der zuvor beschriebenen Validierungsergebnisse der Filmdicke und der Filmgeschwindigkeit ersichtlich wird, beschreiben diese beiden Größen das Kondensationsgeschehen mit einer zu hohen Intensität. Als Folge dessen werden auch die Wärmestromdichte und der Wärmeübergangskoeffizient überschätzt. Dementsprechend werden nun die strömungsseitigen Größen angepasst, um dadurch eine Änderung der Wärmeübergangsgrößen zu erwirken. Dies geschieht in Übereinstimmung mit der Arbeitshypothese, da die abweichende Schubspannung an der Phasengrenzfläche ebenfalls eine strömungsseitige Größe darstellt. Zur Erhöhung der Schubspannungsübertragung muss der Schubspannungskoeffizient anhand der experimentellen Daten angepasst werden. Parallel dazu muss die Gleichung zur Vorhersage der Filmgeschwindigkeit neu formuliert werden, da die bisherige Beschreibung ortsunabhängig ist und gänzlich im Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen steht. Bei Betrachtung der Modellstruktur, die in Abbildung 3.2 dargestellt ist, wird offensichtlich, dass eine Anpassung der Filmgeschwindigkeitsmodellierung zu keiner Veränderung des Wärmeübergangs führt. Dies ist durch die Herleitung begründet, die an einer sehr frühen Stelle die Verknüpfung von Massen-, Energie- und Impulserhaltung zwischen Gas- und Flüssigkeitsphase berücksichtigt. Aktuell werden dem Modell die Geometrie-, Stoff- und Strömungsparameter sowie die thermodynamischen Randbedingungen vorgegeben, aus denen wiederum die dimensionslosen Zwischengrößen berechnet werden. Darunter fallen der Ähnlichkeitskoeffizient, der Koh-Koeffizient sowie die lokale Reynoldszahl. Die Modellgleichungen werden dann entsprechend aus den Zwischengrößen bzw. aus den vorgelagerten Randbedingungen berechnet. Untereinander sind die einzelnen Modellgrößen nicht miteinander verknüpft, mit Ausnahme des Wärmeübergangskoeffizienten und der Wandwärmestromdichte.

Um nun die zuvor beschriebene Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Filmdicke und der Filmgeschwindigkeit im System der Modellgleichungen abbilden zu können,

müssen die Gleichungen der Wärmestromdichte und des Wärmeübergangs als Funktionen der Filmdicke und Filmgeschwindigkeit umformuliert werden. Wichtig ist dabei, dass die Ergebnisse der Modellvorhersagen durch die Umstrukturierung der Modellgleichungen unangetastet bleiben. Somit bleibt gewährleistet, dass die Modellgleichungen in ihrer Vorhersage valide bleiben, unabhängig von ihrer neu formulierten gegenseitigen Abhängigkeit.

Abbildung 6.1 zeigt den umstrukturierten Modellaufbau. Hierbei ist zu erkennen, dass ein Großteil des bisherigen Modells bestehen bleibt. Die Berechnung der Zwischengrößen bleibt unverändert, genauso wie die Berechnung der Filmdicke, Filmgeschwindigkeit bzw. Phasengrenzschubspannung. Wie zuvor beschrieben besteht die grundsätzliche Änderung in der Berechnung der Wärmestromdichte und dem Wärmeübergangskoeffizienten.

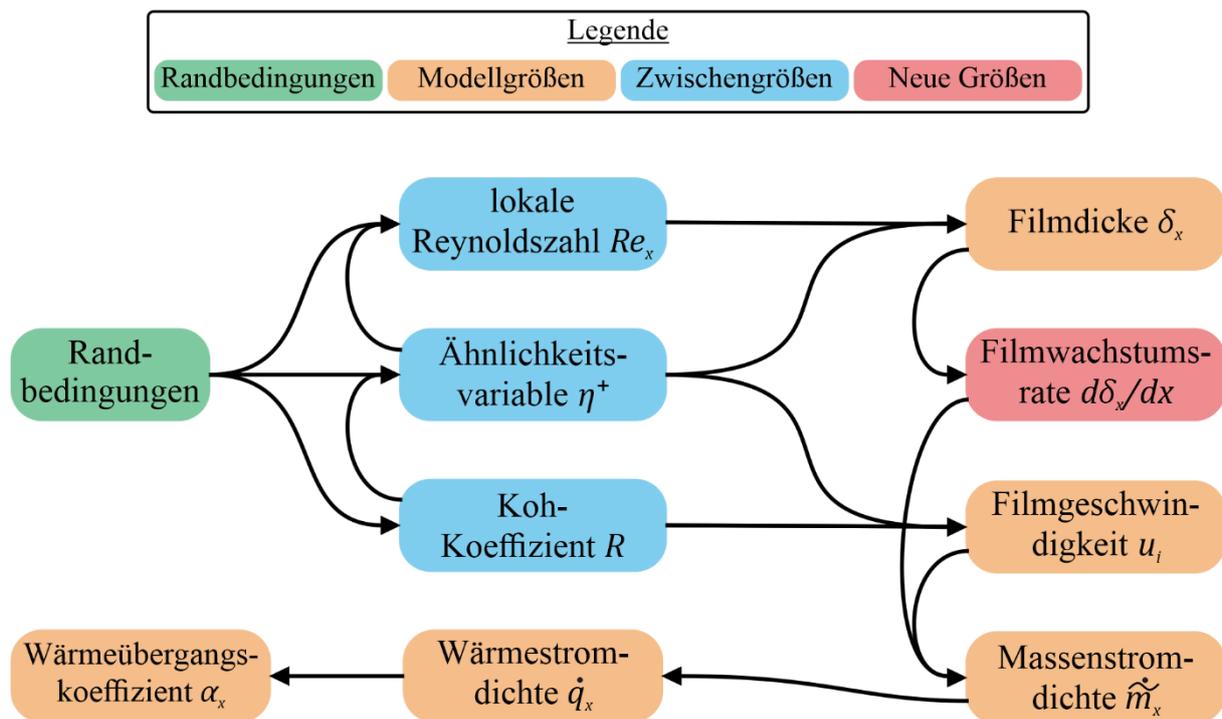


Abbildung 6.1: Angepasste Modellstruktur

Um diese beiden Größen nun aus Filmdicke und Filmgeschwindigkeit berechnen zu können, wird die Massenstromrate als neue Zwischengröße umformuliert. Zunächst wird hierzu zusätzlich die Filmwachstumsrate benötigt. Diese lässt sich nach Gleichung 3.26 aus der Ableitung der Filmdicke wie folgt berechnen:

$$\frac{d\delta_x}{dx} = \frac{\eta^+}{2\sqrt{Re_x}} \quad (6.1)$$

Die so berechnete Wachstumsrate wird mit der Filmgeschwindigkeit sowie der Dichte der flüssigen Phase nach folgender Gleichung multipliziert:

$$\dot{m} = \frac{d\delta_x}{dx} \frac{u_{L,i}\rho_L}{2} = \frac{0,166}{R} (\eta^+)^2 \sqrt{\frac{\rho_L\mu_L u_\infty}{4x}} \quad (6.2)$$

Wie anhand von Gleichung 6.2 und Gleichung 3.25 ersichtlich wird, sind beide Gleichungen identisch. Somit kann die Wachstumsrate auch aus der Filmdicke und Filmgeschwindigkeit hergeleitet werden. Darüber hinaus ist hiermit sichergestellt, dass die Umstrukturierung des Modells keine Auswirkungen auf die quantitative Vorhersage der Modellgrößen hat. Zur Berechnung der Wärmestromdichte aus der Wachstumsrate muss diese lediglich mit der Verdampfungsenthalpie multipliziert werden. Somit ergibt sich folgende Gleichung:

$$\dot{q}_{rev} = \dot{m}\Delta h_v = \frac{0,166\Delta h_v}{R} (\eta^+)^2 \sqrt{\frac{\rho_L\mu_L u_\infty}{4x}} \quad (6.3)$$

Abschließend wird die Wärmeübergangskoeffizientenverteilung analog zur experimentellen Vorgehensweise durch Normierung der Wärmestromdichte auf das treibende Temperaturgefälle zwischen Sattedampf- und Wandtemperatur nach folgender Gleichung beschrieben:

$$\alpha_{rev} = \frac{\dot{q}_{rev}}{T_{sat} - T_w} = \frac{\frac{0,166\Delta h_v}{R} (\eta^+)^2 \sqrt{\frac{\rho_L\mu_L u_\infty}{4x}}}{T_{sat} - T_w} \quad (6.4)$$

Somit sind nun die den Wärmeübergang beschreibenden Gleichungen innerhalb des Modells abhängig von den strömungsseitigen Modellgrößen umformuliert worden. Die Umstrukturierung selbst hat an den Ergebnissen des Modells nichts geändert. Durch die Umstrukturierung ist jedoch die Grundvoraussetzung geschaffen, dass eine Anpassung der Schubspannungsübertragung sowie des Filmgeschwindigkeitsverlaufes innerhalb des Modells zu einer Änderung der Vorhersage des Wärmeübergangs führt.

6.2 Anpassung der Schubspannungsübertragung

Nachdem das Modell umstrukturiert wurde, werden nun die aus der Arbeitshypothese abgeleiteten Veränderungen an der Beschreibung der Filmdicke sowie der Filmgeschwindigkeit eingeführt. Um die zu gering angenommene Übertragung der Schubspannung von Gas- auf Flüssigphase anzupassen, wird der Schubspannungskoeffizient erhöht. Die Anpassung dieses Schubspannungskoeffizienten ist insoweit valide, dass dessen Wert die Lösung der Blasius Impulsgleichung darstellt, welche wiederum auf einer möglicherweise falsch angenommenen Randbedingung beruht. Zur experimentellen Justierung dieses Koeffizienten wird die Filmdicke als Qualitätskriterium herangezogen. Deshalb wird im Folgenden die Abweichung zwischen Modell und Experiment im Falle der Filmdicke genauer untersucht. Hierzu ist in Abbildung 6.2 die prozentuale Abweichung der Filmdicke des Modells bezogen auf die experimentellen Werte über alle gemessenen Positionen dargestellt.

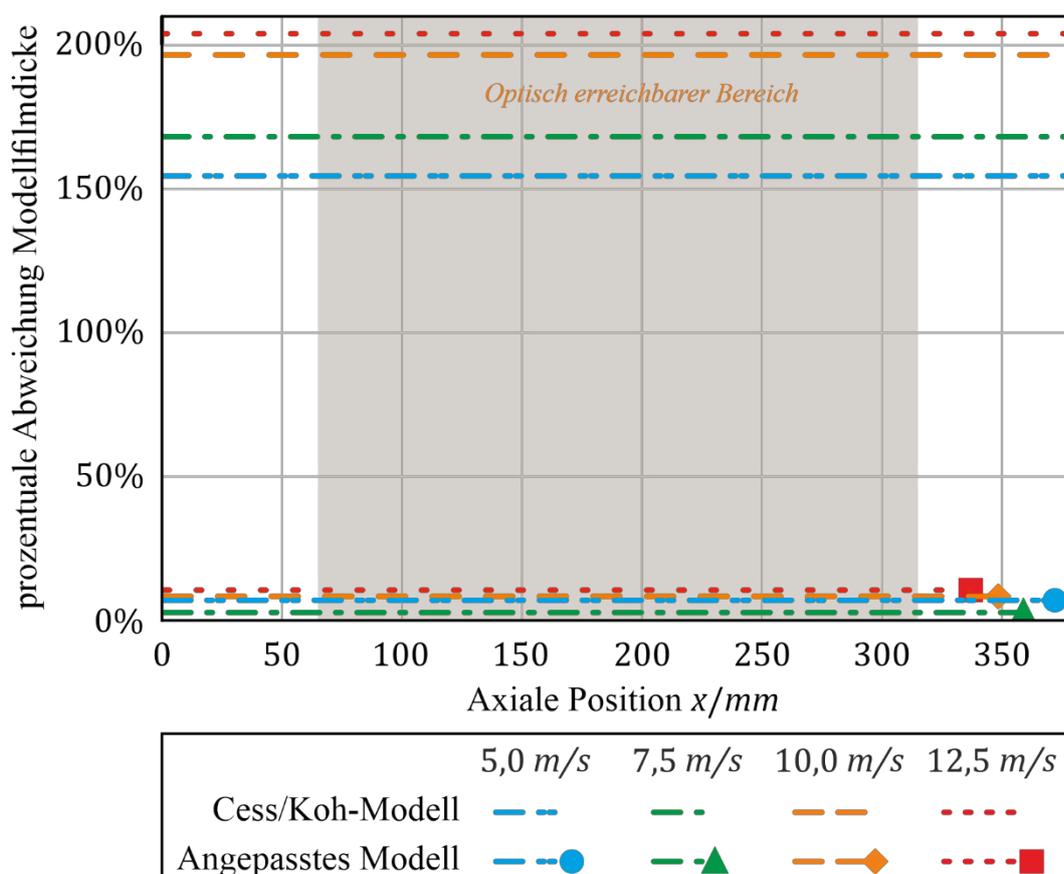


Abbildung 6.2: Betrag der prozentualen Abweichung der Modellfilmdicke zum Experiment

Wie klar zu erkennen ist, weicht das Modell pro untersuchter Dampfgeschwindigkeit um einen konstanten Faktor über die gesamte axiale Länge ab. Die prozentuale Abweichung von Modell und Experiment nimmt mit zunehmender Dampfgeschwindigkeit zu. Insgesamt liegen die Abweichungen in einem Bereich von 155% bis 204% und somit relativ eng beieinander. Der Schubspannungskoeffizient ist nicht geschwindigkeitsabhängig. Eine Überprüfung verschiedener Quellen, wie beispielsweise Kamada [88], Wittig [72] und Wurz [35] lieferte dabei keine anwendbaren Modellierungsansätze. Folglich wird zur Anpassung der Schubspannungsübertragung ein über den entsprechenden Schubspannungskoeffizienten einheitlicher Korrekturfaktor berechnet, sodass der Schubspannungskoeffizient dem Ursprungsmodell entsprechend immer noch geschwindigkeitsunabhängig bleibt. Zur Berechnung des Korrekturfaktors wird der Mittelwert der Abweichungen zugrunde gelegt. Der Wert beträgt 181%, was unter Berücksichtigung der Gleichung zur Berechnung der Filmdicke 3.24 zu einem Korrekturfaktor von $e_\tau = 21$ führt. Somit erhöht sich der Schubspannungskoeffizient von 0,332 auf einen Wert von 6,972. Entsprechend führt diese Änderung unmittelbar zu einer Veränderung der Filmdickenverläufe, die durch das angepasste Modell vorausgesagt werden. Abbildung 6.2 zeigt den Vergleich der experimentellen Daten mit dem ursprünglichen und dem schubspannungsangepassten Modell. Durch die Verwendung des Mittelwertes der prozentualen Abweichungen zur Anpassung des Schubspannungskoeffizienten werden nun die niedrigen Geschwindigkeiten von 5 m/s und 7,5 m/s vom Modell leicht unterschätzt. 10 m/s und 12,5 m/s werden immer noch leicht überschätzt. In Abbildung 6.2 sind zusätzlich die prozentualen Abweichungen des angepassten Modells dargestellt. Nach Anpassung liegen die Werte in einem Bereich von -8% bis 10% und weisen weiterhin eine betragsmäßige mittlere Abweichung von 7% auf. Damit kann durch die Anpassung des Schubspannungskoeffizienten die Übereinstimmung von Modell und Experiment im Mittel um 174% verbessert werden.

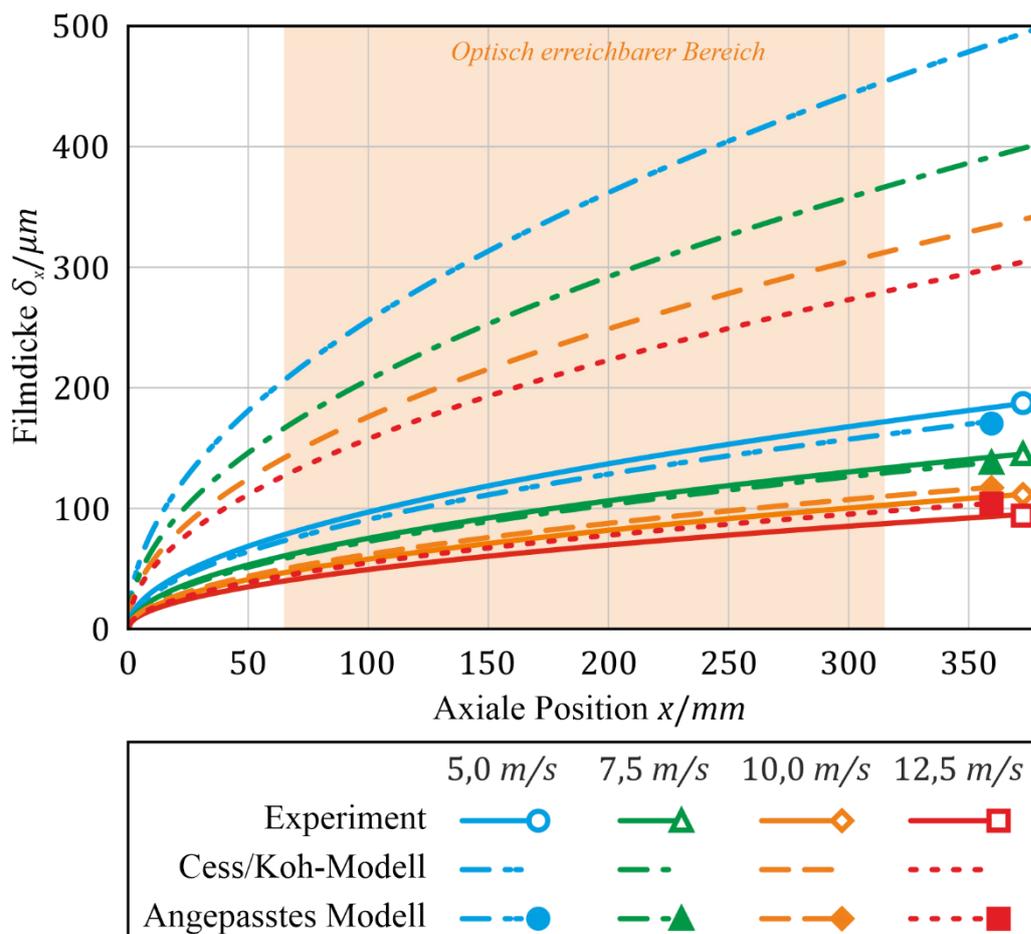


Abbildung 6.3: Filmdicke Grundmodell vs. angepasstes Modell vs. Experiment

Die Anpassung des Schubspannungskoeffizienten hat direkt auch eine Auswirkung auf die Berechnung des Schubspannungsverlaufs an der Phasengrenze über den gesamten axialen Bereich. Wie durch die Erhöhung des Schubspannungskoeffizienten beabsichtigt, steigt der Wert der Schubspannung an der Phasengrenze für alle Geschwindigkeiten im angepassten Modell an. Wie zuvor angesprochen, können die Schubspannungswerte aufgrund der eingeschränkten Zugänglichkeit und der eingesetzten Messmethoden im Rahmen dieser Arbeit nicht experimentell überprüft werden. Die Auswirkungen der Erhöhung der Schubspannungsübertragung auf den Verlauf der Filmgeschwindigkeit werden an dieser Stelle nicht näher betrachtet. Dies ist dadurch begründet, dass die Filmgeschwindigkeit auf Basis der Validierung im folgenden Kapitel grundsätzlich neu formuliert werden muss.

6.3 Neuformulierung der Filmgeschwindigkeit

Bedingt durch die Randbedingungen, die zur Lösung der Erhaltungsgleichungen im Rahmen der Herleitung des Cess/Koh Modells angewandt werden müssen, resultiert ein konstanter Wert der Filmgeschwindigkeit an der Phasengrenze. Dieser ist lediglich von den Stoffparametern sowie der entsprechend vorgegebenen Dampfgeschwindigkeit abhängig. Wie durch die experimentellen Ergebnisse offensichtlich wird, stimmt dieser Verlauf nicht mit den beobachteten Geschwindigkeitsverläufen überein. Der Weg, Modell und Experiment durch eine neue Herleitung des Modells mit veränderten Randbedingungen in Übereinstimmung zu bringen, liegt aufgrund des komplexen mathematischen Charakters außerhalb des Fokus dieser Arbeit. Wie in Kapitel 6.2 beschrieben, wird auch zur Anpassung des Filmgeschwindigkeitsverlaufs an der Phasengrenze eine Kurvenanpassungsmethode gewählt. Analog zu den Messungen der Filmdicke wurde auch die Filmgeschwindigkeit an diskret verteilten Punkten mit zeitlicher und lokaler Auflösung gemessen. Zur mathematischen Beschreibung der entsprechenden Punkteschar wird eine Funktion der Form $f(x) = a\sqrt[3]{x}$ angewandt. Dieser Funktionstyp dient auch als Grundlage zur Beschreibung der Filmgeschwindigkeit. Um zu gewährleisten, dass die Neuformulierung den experimentellen Werten entspricht, müssen diese auch entsprechend miteinbezogen werden. Des Weiteren muss gewährleistet sein, dass die angepasste Funktion physikalisch valide ist. Beide Kriterien können dadurch erfüllt werden, dass der Faktor a der Funktion $f(x) = a\sqrt[3]{x}$ unter anderem durch die Dampfgeschwindigkeit als dimensionsdefinierende Größe beschrieben wird. Zur weiteren Anpassung des Faktors a werden ausschließlich dimensionslose Größen des Modells wie dem Koh-Koeffizienten R oder der Ähnlichkeitsvariable η^+ , genutzt. Die eingesetzten dimensionslosen Faktoren sind lediglich von den vorgegebenen Randbedingungen abhängig.

Durch die Verwendung der axialen Position x wird die lokale Zunahme der neuformulierten Filmgeschwindigkeit sichergestellt. Da die axiale Position x dimensionsbehaftet ist, muss dieser Faktor durch eine entdimensionierte Größe ersetzt werden. Hierzu wird die dimensionslose Reynoldszahl Re_x eingesetzt, sodass sich folgende angepasste Gleichung zur Beschreibung der Filmgeschwindigkeit ergibt:

$$u_{i,x,rev} = u_{\infty} \frac{\eta_i^{+4}}{R^2} \sqrt[3]{Re_x} \tag{6.5}$$

Durch Verwendung der dimensionsbehafteten Dampfgeschwindigkeit ist die Dampfgeschwindigkeitsabhängigkeit der Filmgeschwindigkeit sichergestellt mit gleichzeitiger Gewährleistung der korrekten physikalischen Dimension. Abbildung 6.4 zeigt die Gegenüberstellung der ursprünglichen Filmgeschwindigkeitsmodellierung mit den experimentell gemessenen Daten und den Verläufen, die sich durch die Neuformulierung aus Gleichung 6.5 ergeben.

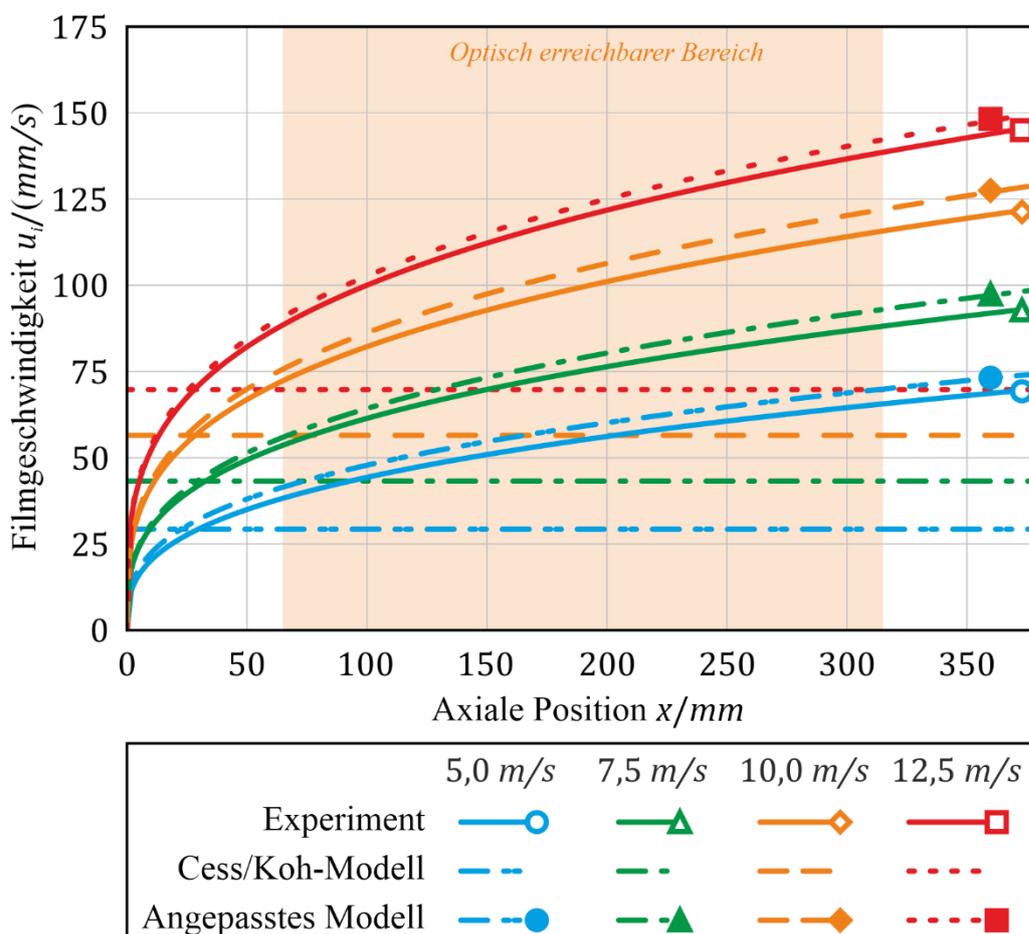


Abbildung 6.4: Filmgeschwindigkeit Grundmodell vs. angepasstes Modell vs. Experiment

Es ist zu erkennen, dass die neuformulierten Verläufe gut den gemessenen experimentellen Daten entsprechen. Das angepasste Modell überschätzt die Dampfgeschwindigkeit nur leicht. Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass durch die Neuformulierung der Filmgeschwindigkeit eine deutliche Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit des Modells erzielt werden kann. Dadurch kann mit der neuen Formulierung nach Gleichung 6.5 die Filmgeschwindigkeitsvorhersage als experimentell validiert angenommen werden. Ein unmittelbarer Vergleich mit den Rohdaten der Messung kann über Abbildung 5.8 hergestellt werden.

6.4 Auswirkungen auf den Wärmeübergang

In Kapitel 6.2 wurde die Modellformulierung der Filmdicke durch Erhöhung der Schubspannungsübertragung angepasst. Anschließend wurde in Kapitel 6.3 der Verlauf der Filmgeschwindigkeit neu formuliert, sodass der Kondensationsvorgang auf strömungsmechanischer Seite validiert ist. Durch den Schritt der Modellumstrukturierung in Kapitel 6.1 wurden die den Wärmeübergang beschreibenden Größen abhängig von den strömungsseitigen Filmparametern umformuliert. Dementsprechend muss nun überprüft werden, ob die eingebrachten Modelloptimierungen auch in Bezug auf den Wärmeübergang zu einer Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit geführt haben.

Abbildung 6.5 zeigt die Ergebnisse der Wärmestromdichte des Modells vor und nach der Modifikation aufgetragen gegenüber den experimentellen Ergebnissen. Es wird direkt ersichtlich, dass die Modifikation der strömungsseitigen Größen zu einer deutlichen Verbesserung der Übereinstimmung von Modell und Experiment über den gesamten Bereich geführt haben. Im Anfangsbereich der Platte werden die Messwerte durch die Modellanpassung teilweise leicht unterschätzt. Dieser Effekt kann jedoch aufgrund der hohen Gradienten der Wärmestromdichte in diesem Bereich in Kombination mit der Extrapolation der Messwerte begründet werden. Dazu kommt weiterhin, dass in diesem Bereich zuvor das Modell die Messdaten deutlich überschätzt hat, was sich durch die Modifikation erheblich verbessert hat. Im mittleren und hinteren Messbereich, indem sich die Gradienten der Wärmestromdichte verringern, hüllen die modifizierten Modell-daten die experimentellen Verläufe ein. Somit liegen die experimentell gemessenen Verläufe innerhalb des vom angepassten Modells beschriebenen Bereichs, was eine deutliche Verbesserung gegenüber dem Ursprungsmodell darstellt. Somit kann das angepasste Modell aus Sicht der Wärmestromdichte als qualitativ validiert angesehen werden. Analog zur Betrachtung der Wärmestromdichtenverteilung ist die Verteilung der Wärmeübergangskoeffizienten in Abbildung 6.6 dargestellt.

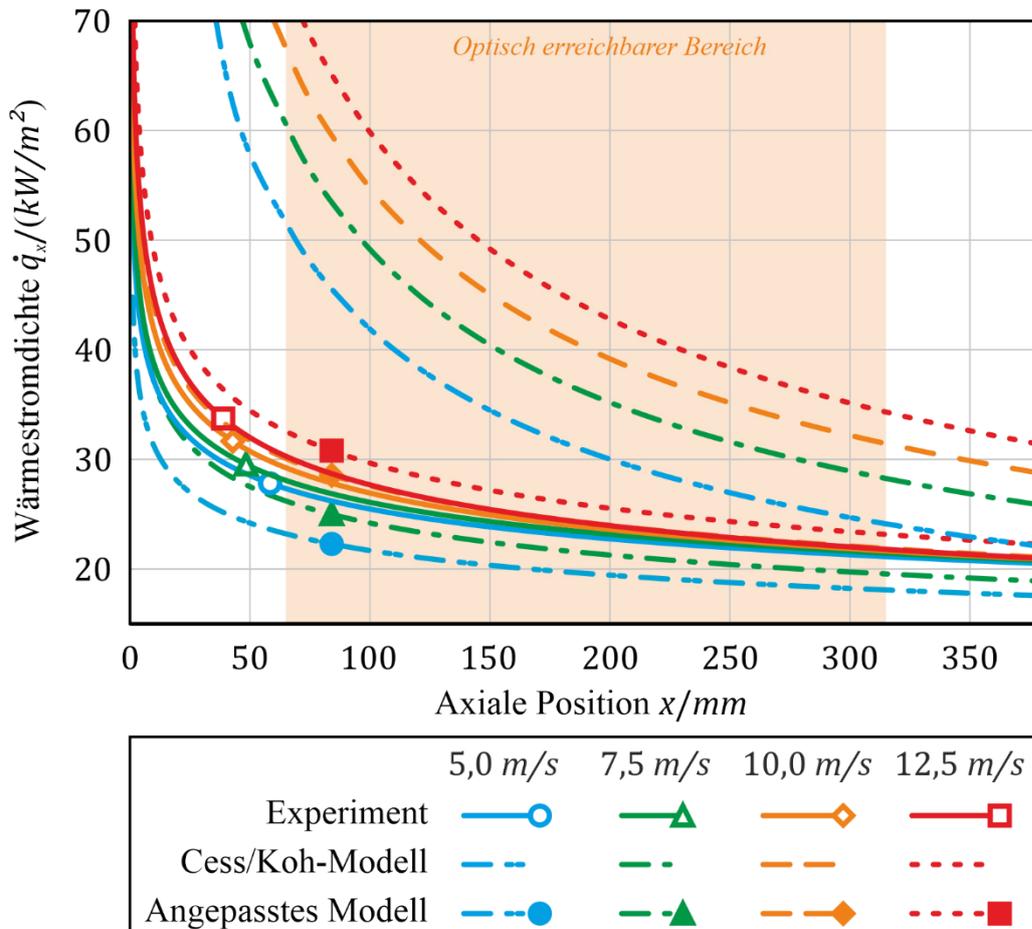


Abbildung 6.5: Wärmestromdichte: Grundmodell vs. angepasstes Modell vs. Experiment mit Messunsicherheiten analog zu Abbildung 5.10

Durch die enge Verknüpfung von Wärmestromdichte und Wärmeübergangskoeffizienten können die zuvor festgestellten Verbesserungen des angepassten Modells größtenteils auch bei der Betrachtung der Wärmeübergangskoeffizienten beobachtet werden. Die Unterschätzung der experimentellen Werte im Anfangsbereich fällt bei den Wärmeübergangskoeffizienten deutlich ausgeprägter aus als bei der Wärmestromdichte. Dies kann ausschließlich auf die ungleich verteilte Wandtemperatur zurückgeführt werden. Wie bereits in Kapitel 5.3 beschrieben, konnte bei der experimentellen Untersuchung beobachtet werden, dass die Wandtemperatur nicht isotherm ist. Vor allem im Anfangs- und Endbereich waren die experimentell gemessenen Wandtemperaturen höher als die vom Modell angenommenen Randbedingungen. Durch die Modifikation des Modells wurde an diesem Zustand nichts verändert. Aufgrund der besseren

Übereinstimmung mit der Wärmestromdichte zwischen angepasstem Modell und Experiment macht sich die Diskrepanz der Wandtemperatur vor allem im Anfangsbereich der Platte somit deutlich stärker bemerkbar. Bei Betrachtung des mittleren und hinteren Messbereichs ist eine deutliche Verbesserung der Vorhersage durch das modifizierte Modell zu erkennen. Die qualitative Übereinstimmung von Modell und Experiment hat sich in diesem Bereich aufgrund der Modifikationen von Filmdicke und Filmgeschwindigkeit ebenfalls deutlich verbessert. Insgesamt hüllen auch hier die Modellwerte die experimentellen Daten teilweise wieder ein und zeigen eine stärkere Abhängigkeit von der Dampfgeschwindigkeit. Unter Vernachlässigung der Diskrepanzen bei der Wandtemperatur kann das Modell als validiert angenommen werden. Somit ist die experimentell begründete Anpassung des Cess/Koh-Modells auch aus Sicht des Wärmeübergangs erfolgreich umgesetzt.

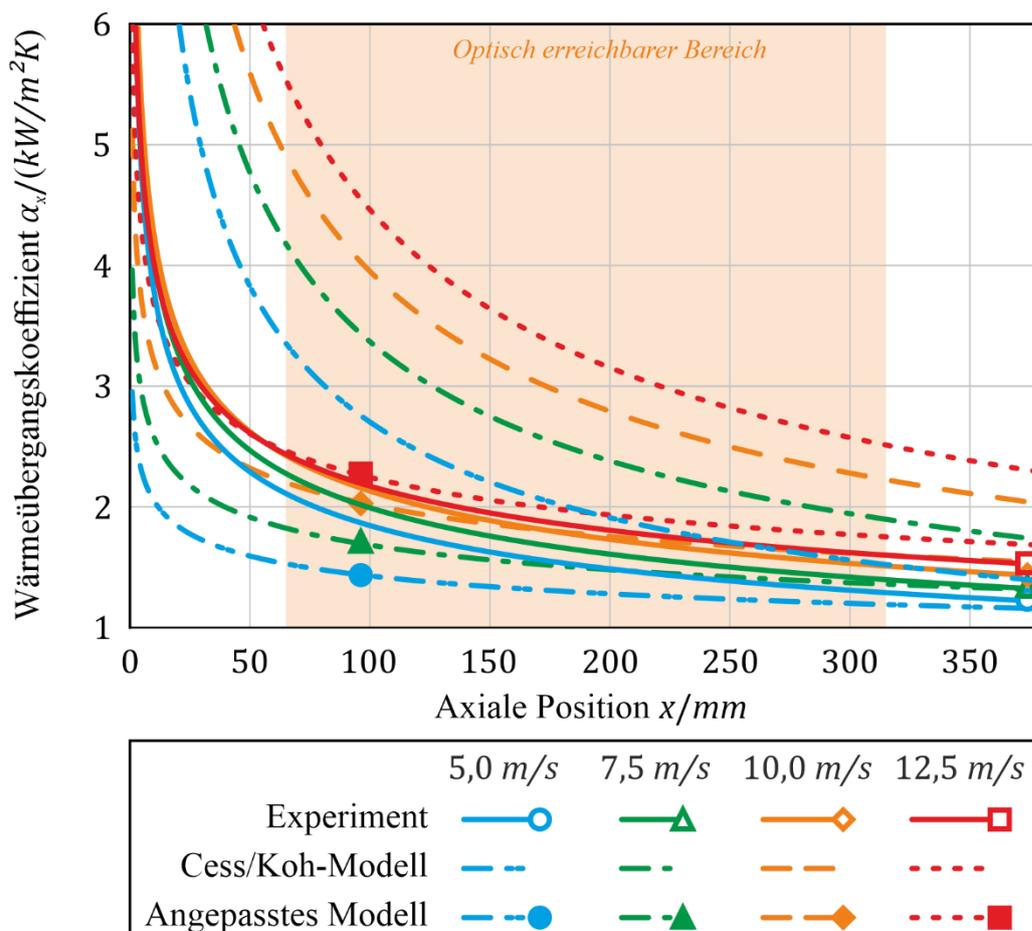


Abbildung 6.6: Wärmeübergangskoeffizient: Grundmodell vs. angepasstes Modell vs. Experiment mit Messunsicherheiten analog zu Abbildung 5.13

6.5 Nicht validierte Größen

Die zuvor beschriebene Modifikation des Modells wurde bisher ausschließlich aus dem Gesichtspunkt der experimentellen Validierung getrieben. Wie gezeigt wurde, konnten Filmdicken-, Filmgeschwindigkeit-, Wärmestromdichte- sowie Wärmeübergangskoeffizientenverteilung erfolgreich validiert werden. Die dazu nötigen Modifikationen haben jedoch auch Auswirkungen auf Modellgrößen, die im Rahmen dieser Arbeit experimentell nicht untersucht wurden bzw. untersucht werden können. Dazu zählen die Phasengrenzschubspannung sowie die Massenstromrate, die elementare Größen des Modells darstellen. Zur ganzheitlichen Betrachtung der Auswirkungen, die die Modellanpassungen mit sich bringen, müssen diese beiden Größen auch betrachtet werden. Diese Betrachtung kann als Grundlage für weitere experimentelle Untersuchungen dienen. Dieser beabsichtigte Anstieg der Schubspannungsübertragung kann in Abbildung 6.7 beobachtet werden.

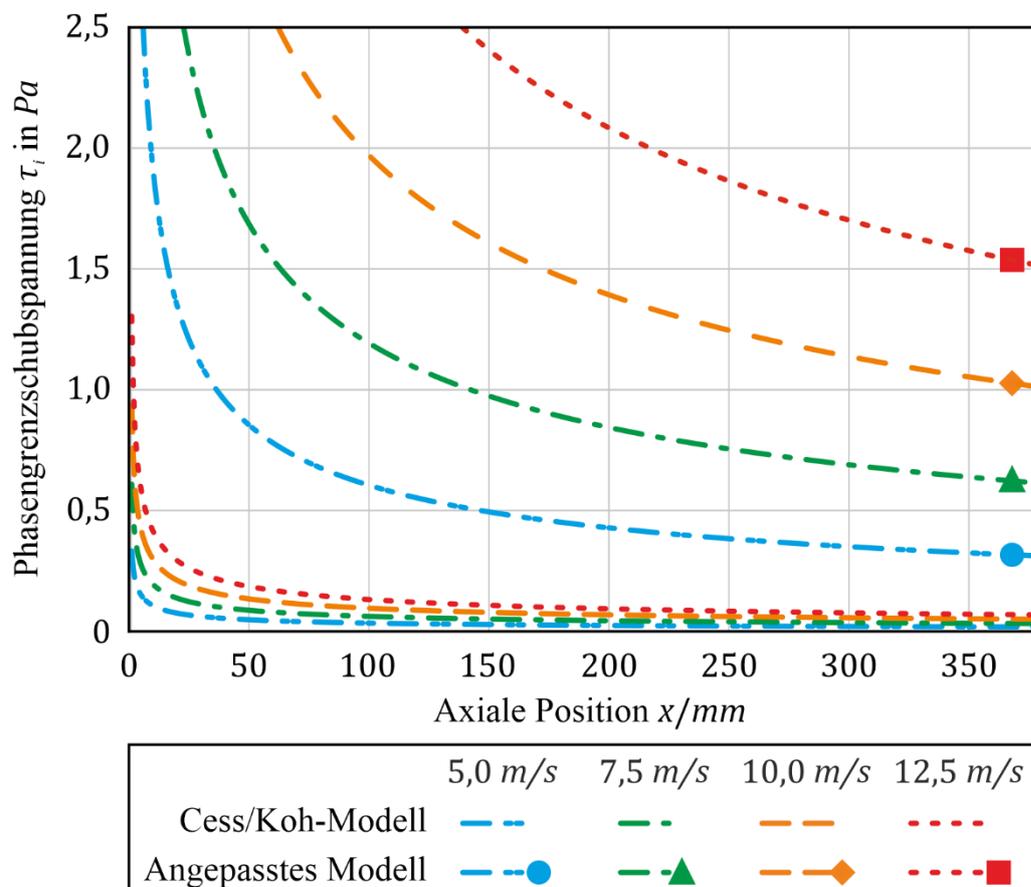


Abbildung 6.7: Nicht validierte Veränderung der Schubspannung

Der qualitative Verlauf der Phasengrenzschubspannung bleibt durch die Erhöhung des Schubspannungskoeffizienten weiterhin erhalten. Quantitativ steigen alle Verläufe insgesamt sehr stark an. Im Mittel steigen die Werte ca. um den Faktor 20.

Der flächenbezogene Massenstrom des kondensierten Wassers, der bisher auch als Massenstromrate bezeichnet wurde, kann messtechnisch nur indirekt über die untersuchten Größen bewertet werden. Eine direkte Messung dieser Größe ist physikalisch nicht umsetzbar. Generell stellt die Massenstromrate eine zentrale Rolle innerhalb des umstrukturierten Modells dar. Sie verknüpft die strömungsseitigen Filmgrößen mit den Wärmeübergangsgrößen. In Abbildung 6.8 ist die modifikationsbedingte Änderung der Massenstromdichte dargestellt.

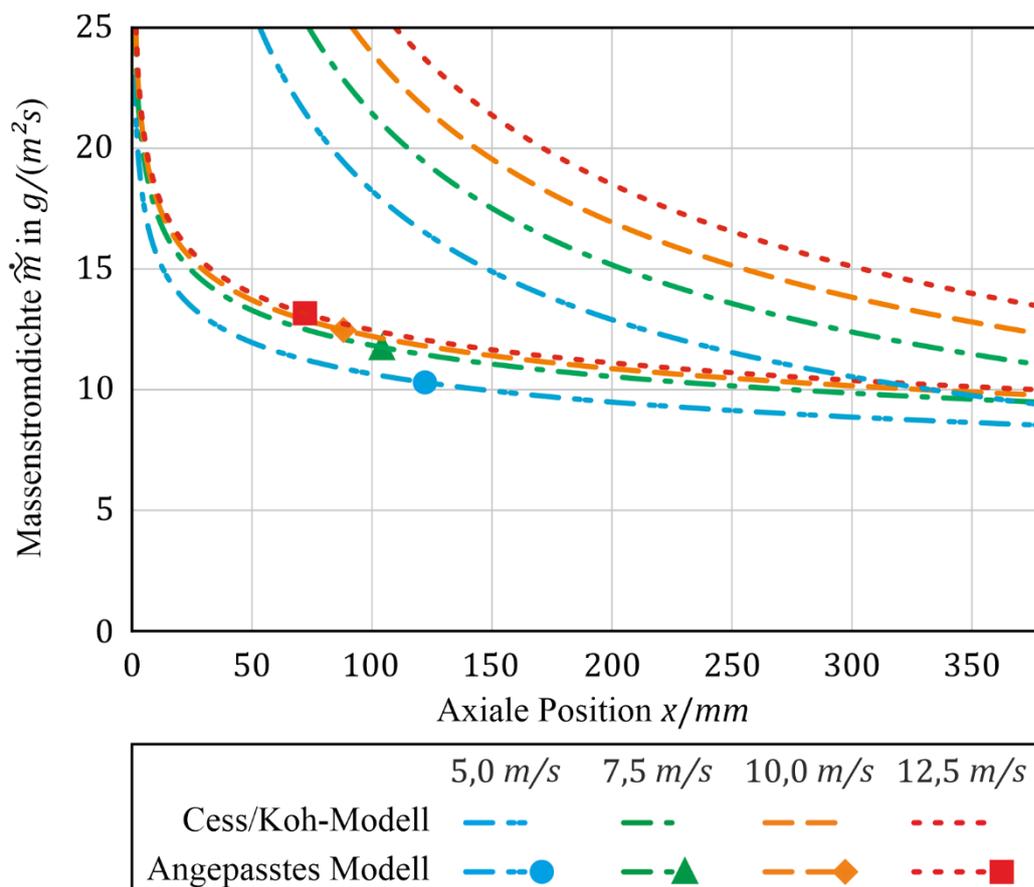


Abbildung 6.8: Nicht validierte Veränderung der Massenstromdichte

Wie auch zuvor bei der Phasengrenzschubspannung bleibt der qualitative Verlauf der Massenstromdichte in axialer Richtung erhalten. Das Ursprungsmodell überschätzt die Massenstromrate deutlich im Anfangsbereich der Messplatte durch zu hohe Werte der Filmdicke und Filmgeschwindigkeit, die wiederum zu einer Überschätzung des Wärmeübergangs führen. Durch die Modifikation des Modells sinkt deshalb die vorhergesagte Massenstromdichte besonders stark im Anfangsbereich der Platte. Im mittleren und hinteren Bereich der Platte sagt das Modell für alle untersuchten Dampfgeschwindigkeiten zu hohe Filmdicken sowie gleichzeitig zu niedrige Filmgeschwindigkeiten voraus. Die Über- bzw. Unterschätzung dieser beiden Größen steht im Gegensatz zueinander und gleicht einander teilweise aus. Dementsprechend führt die Änderung des modifizierten Modells vor allem im hinteren Bereich der Messplatte zu einer geringeren Absenkung der Massenstromdichte.

7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die horizontale schubspannungsgetriebene Filmkondensation reinen Wasserdampfes experimentell untersucht. Die Messergebnisse werden daraufhin genutzt, um das Cess/Koh-Modell, bei dem es sich um ein bestehendes analytisches Kondensationsmodell handelt, erstmalig zu validieren. Durch die experimentell basierte Modifikation des bestehenden Modells liefert diese Arbeit ein experimentell validiertes Modell zur Beschreibung der horizontalen Filmkondensation.

Ein Teil dieser Arbeit präsentiert die experimentellen Untersuchungen. Der verfahrenstechnische Aufbau des Prüfstandes sowie der Messaufbau und -genauigkeit der eingesetzten Messmethoden wird diskutiert. Es werden örtlich aufgelöste Messdaten der stationären horizontalen Filmkondensation bereitgestellt. Dazu zählen die strömungsseitigen, optisch untersuchten Messgrößen wie die Filmdicke sowie die Geschwindigkeit an der Phasengrenze zwischen Gas und Flüssigkeit. Des Weiteren werden die Untersuchungsergebnisse der Wärmestromdichte und der Wärmeübergangskoeffizient präsentiert, die mit einem eigens entwickelten Messsystem untersucht werden.

In einem weiteren zentralen Teil der Arbeit wird das analytische Cess/Koh-Modell hergeleitet, mit den experimentellen Daten verglichen und modifiziert. Im Falle der Filmdicke sowie des Wärmeübergangs kann das Modell qualitativ bestätigt werden. Quantitativ werden zu hohe Werte durch das Modell vorhergesagt. Der modellierte Verlauf der Geschwindigkeit an der Phasengrenze kann experimentell nicht bestätigt werden. Die Abweichungen sind möglicherweise begründet durch die fehlerhafte Annahme eines linearen Geschwindigkeitsprofils im Flüssigkeitsfilm, die weiterhin zu einer Unterschätzung der Schubspannungsübertragung von Gas- auf Flüssigphase führen. Zur Modifikation wird das Modell umstrukturiert, sodass die Wärmeübergangsgrößen durch die strömungsseitigen Größen beschrieben werden können. Daraufhin wird die Schubspannungsübertragung experimentell basiert erhöht sowie der Verlauf der Filmgeschwindigkeit neu formuliert. Diese Änderungen führen zu einer erheblichen Verbesserung der Übereinstimmung, sodass als Endergebnis ein experimentell validiertes Modell bereitgestellt werden kann.

8 Ausblick

Die ermittelten experimentellen Ergebnisse zeigen im Vergleich mit den modellierten Daten des Cess/Koh-Modells, dass die qualitative Vorhersage des Modells in Teilen bestätigt werden kann, jedoch in allen Fällen quantitativ abweicht. Die Abweichungen werden in Form einer Arbeitshypothese auf die Unterschätzung der Schubspannungsübertragung von Gas- auf Flüssigphase, bedingt durch die Annahme einer linearen Geschwindigkeitsrandbedingung in der Herleitung des Modells zurückgeführt. Diese Schubspannungshypothese kann mit den experimentell eingesetzten Methoden in dieser Arbeit nicht untersucht werden. Die Bestätigung dieser Hypothese stellt ein erhebliches Potenzial für weitere experimentelle Untersuchungen dar. Hierzu ist es notwendig, die Geschwindigkeitsprofile orthogonal zur Hauptströmungsrichtung innerhalb der Film- sowie der Gasgrenzschichtströmung an der Phasengrenze fein aufgelöst zu vermessen. Aus den resultierenden Geschwindigkeitsgradienten kann somit zum einen die Randbedingung der linearen Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Films überprüft und zum anderen ein lokal aufgelöstes Schubspannungsprofil ermittelt werden. Eine messtechnische Methode hierfür stellt die Hitzdraht-Anemometrie dar, die in Kombination mit dem Filmdickenmesssystem und einer hochpräzisen Positioniereinrichtung ein hervorragendes System zur feinen Auflösung der Geschwindigkeitsprofile in Gas- sowie Flüssigkeitsströmung bilden könnte. Die experimentellen Messwerte können dann genutzt werden, um eine Validierung der Phasengrenzschubspannung in Kapitel 6.5 durchzuführen und die Schubspannungshypothese, die der Modellmodifikation zugrunde liegt, zu überprüfen.

Weiterhin können die gemessenen Geschwindigkeitsverläufe innerhalb der Filmströmung genutzt werden, um das Cess/Koh-Modell mit einer experimentell validierten Randbedingung neu herzuleiten. Dabei liegt der Hauptfokus vor allem auf der mathematischen Weiterentwicklung der Lösungsmethoden der Blasius-Erhaltungsgleichungen. Das Ergebnis der neuen Herleitung wären veränderte Filmgleichungen, die das Kondensationsgeschehen beschreiben, die wiederum mit den experimentell angepassten Modellgleichungen dieser Arbeit verglichen werden könnten.

Das angepasste Cess/Koh-Modell stellt eine experimentell validierte Beschreibung der rein schubspannungsgetriebenen horizontalen Filmkondensation dar, die durch die geometrische Anordnung gravitative Antriebseffekte der Filmströmungen vernachlässigt. Mit Bezug auf den ursprünglichen Anwendungsfall der ringförmigen Dampfturbinenkavitäten ist auch eine Beschreibung der Filmkondensation an geneigten Oberflächen von Interesse. Der Prüfstand, der im Rahmen dieser Untersuchungen hergestellt und eingesetzt wurde, bietet dabei Modifikationsmöglichkeiten, um eine experimentelle Untersuchung der Filmkondensation an positiv, wie negativ geneigten Oberflächen durchführen zu können. Somit stellen die Ergebnisse dieser Arbeit eine Basis zur Erweiterung des Modells für die Beschreibung der Filmkondensation auf geneigten Oberflächen dar.

9 Literatur

- [1] Fraunhofer ISE. “Energy-Charts: Öffentliche Nettostromerzeugung 2010 vs. 2020.”, 2022. URL https://energy-charts.info/charts/energy_pie/chart.htm?l=de&c=DE&year=2020&source=public.
- [2] Tanasawa, I. “Advances in Condensation Heat Transfer.” *Advances in Heat Transfer* (1991): pp. 55–139.
- [3] Kast, W. “Theoretische und experimentelle Untersuchung der Wärmeübertragung bei Tropfenkondensation.” (1965).
- [4] Young, T. “An essay on the cohesion of fluids.” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* Vol. 95 (1805): pp. 65–87. DOI 10.1098/rstl.1805.0005.
- [5] Koch, G. und Leipertz, A. “Einsatz PTFE-ähnlicher Hartstoffschichten bei der Tropfenkondensation von Wasserdampf.” *Chemie Ingenieur Technik* Vol. 69 1-2 (1997): pp. 122–125. DOI 10.1002/cite.330690122.
- [6] Rausch, M. H., Leipertz, A., Fröba, A. P., Jakobs, P.-J., Durst, K. und Göken, M. “Untersuchungen zur Ursache der Tropfenkondensation von Wasserdampf an ionenimplantierten Metalloberflächen.” *Chemie Ingenieur Technik* Vol. 83 No. 4 (2011): pp. 545–551. DOI 10.1002/cite.201000182.
- [7] Hitchcock, S. J., Carroll, N. T. und Nicholas, M. G. “Some effects of substrate roughness on wettability.” *Journal of Materials Science* Vol. 16 No. 3 (1981): pp. 714–732. DOI 10.1007/BF02402789.
- [8] Woodruff, D. W. und Westwater, J. W. “Steam Condensation on Various Gold Surfaces.” *Journal of Heat Transfer* Vol. 103 No. 4 (1981): pp. 685–692. DOI 10.1115/1.3244527.
- [9] Nusselt, W. “Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes.” *VDI-Zeitschriften* Vol. 60 (1916): 541–546, 569–575.

- [10] Rohsenow, W. M. "Heat Transfer and Temperature Distribution in Laminar-Film Condensation." *Journal of Fluids Engineering* Vol. 78 No. 8 (1956): pp. 1645–1647. DOI 10.1115/1.4014125.
- [11] Sparrow, E. M. und Gregg, J. L. "A Boundary-Layer Treatment of Laminar-Film Condensation." *Journal of Heat Transfer* Vol. 81 No. 1 (1959): pp. 13–18. DOI 10.1115/1.4008118.
- [12] Chen, M. M. "An Analytical Study of Laminar Film Condensation: Part 1—Flat Plates." *Journal of Heat Transfer* Vol. 83 No. 1 (1961): pp. 48–54. DOI 10.1115/1.3680467.
- [13] Dhir, V. und Lienhard, J. "Laminar Film Condensation on Plane and Axisymmetric Bodies in Nonuniform Gravity." *Journal of Heat Transfer* Vol. 93 No. 1 (1971): pp. 97–100. DOI 10.1115/1.3449773.
- [14] Numrich, R. "Influence of gas flow on heat transfer in film condensation." *Chemical Engineering & Technology - CET* Vol. 13 No. 1 (1990): pp. 136–143. DOI 10.1002/ceat.270130119.
- [15] Müller, J. "Wärmeübergang bei der Filmkondensation und seine Einordnung in Wärme- und Stoffübertragungsvorgänge bei Filmströmungen: Fortschritt-Berichte / VDI ; Reihe 3, Verfahrenstechnik ; Nr. 270." (1992).
- [16] Yüksel, M. L. "Der gekoppelte Wärme- und Stoffübergang bei der nichtisothermen Absorption am Rieselfilm." *Chemie-Ingenieur-Technik (Cit)* Vol. 59 No. 2: pp. 127–128. DOI 10.1002/cite.330590208.
- [17] Kutateladze, S. S. und Gogonin, I. I. "Heat transfer in film condensation of slowly moving vapour." *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 22 No. 12 (1979): pp. 1593–1599. DOI 10.1016/0017-9310(79)90075-9.
- [18] Al-Diwany, H. K. und Rose, J. W. "Free convection film condensation of steam in the presence of non-condensing gases." *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 16 No. 7 (1973): pp. 1359–1369. DOI 10.1016/0017-9310(73)90144-0.

- [19] Mills, A. F. “Condensation heat transfer: Comments on non-equilibrium temperature profiles and the engineering calculation of mass transfer.” *International Journal of Multiphase Flow* Vol. 6 1-2 (1980): pp. 41–50. DOI 10.1016/0301-9322(80)90038-5.
- [20] Chen, M. M. “An Analytical Study of Laminar Film Condensation: Part 2—Single and Multiple Horizontal Tubes.” *Journal of Heat Transfer* Vol. 83 No. 1 (1961): pp. 55–60. DOI 10.1115/1.3680468.
- [21] Fujii, T., Uehara, H., Hirata, K. und Oda, K. “Heat transfer and flow resistance in condensation of low pressure steam flowing through tube banks.” *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 15 No. 2 (1972): pp. 247–260. DOI 10.1016/0017-9310(72)90072-5.
- [22] Beatty, K. O. und Katz, D. L. “Condensation of vapors on outside of finned tubes.” *Chemical Engineering Progress* No. 44 (1948): pp. 55–77.
- [23] Webb, R. L., Rudy, T. M. und Kedzierski, M. A. “Prediction of the Condensation Coefficient on Horizontal Integral-Fin Tubes.” *Journal of Heat Transfer* Vol. 107 No. 2 (1985): pp. 369–376. DOI 10.1115/1.3247424.
- [24] Rudy, T. M. und Webb, R. L. “An Analytical Model to Predict Condensate Retention on Horizontal Integral-Fin Tubes.” *Journal of Heat Transfer* Vol. 107 No. 2 (1985): pp. 361–368. DOI 10.1115/1.3247423.
- [25] Honda, H. und Nozu, S. “A Prediction Method for Heat Transfer During Film Condensation on Horizontal Low Integral-Fin Tubes.” *Journal of Heat Transfer* Vol. 109 No. 1 (1987): pp. 218–225. DOI 10.1115/1.3248046.
- [26] Belghazi, M., Bontemps, A. und Marvillet, C. “Filmwise condensation of a pure fluid and a binary mixture in a bundle of enhanced surface tubes.” *International Journal of Thermal Sciences* Vol. 41 No. 7 (2002): pp. 631–638. DOI 10.1016/S1290-0729(02)01357-1.
- [27] Steinhoff, R. *Kondensation und Verdampfung an strukturierten Rohren*. Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden (2015).

- [28] Cess, R. D. "Laminar-film condensation on a flat plate in the absence of a body force." *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* Vol. 11 No. 5 (1960): pp. 426–433. DOI 10.1007/BF01604500.
- [29] Koh, J. "Film condensation in a forced-convection boundary-layer flow." *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 5 No. 10 (1962): pp. 941–954. DOI 10.1016/0017-9310(62)90074-1.
- [30] Chung, P. *Film Condensation with and without Body Force in Boundary-Layer Flow of Vapor over a Flat Plate: Technical Note D-790*, Washington (1961).
- [31] Rose, J. W. "Approximate equations for forced-convection condensation in the presence of a non-condensing gas on a flat plate and horizontal tube." *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 23 No. 4 (1980): pp. 539–546. DOI 10.1016/0017-9310(80)90095-2.
- [32] Narain, A., Liang, Q., Yu, G. und Wang, X. "Direct Computational Simulations for Internal Condensing Flows and Results on Attainability/Stability of Steady Solutions, Their Intrinsic Waviness, and Their Noise Sensitivity." *Journal of Applied Mechanics* Vol. 71 No. 1 (2004): pp. 69–88. DOI 10.1115/1.1641063.
- [33] Phan, L. und Narain, A. "Nonlinear Stability of the Classical Nusselt Problem of Film Condensation and Wave Effects." *Journal of Applied Mechanics* Vol. 74 No. 2 (2007): pp. 279–290. DOI 10.1115/1.2198249.
- [34] Kulkarni, S., Narain, A. und Mitra, S. "Forced Flow of Vapor Condensing Over a Horizontal Plate (Problem of Cess and Koh): Steady and Unsteady Solutions of the Full 2D Problem." *Journal of Heat Transfer* Vol. 132 No. 10 (2010). DOI 10.1115/1.4001636.
- [35] Wurz, D. "Subsonic and supersonic gas-liquid film flows." *11th Fluid and Plasma Dynamics Conference*. Seattle, WA, U.S.A., 10 July 1978 - 12 July 1978. DOI 10.2514/6.1978-1130.
- [36] Bohn, D., Uno, T., Yoshida, T., Betcher, C., Frohnheiser, J. und Weidtmann, K. "Numerical and experimental study of droplet-film-interaction for low pressure

- steam turbine erosion protection applications.” *Journal of the Global Power and Propulsion Society* Vol. 5 (2021): pp. 90–103. DOI 10.33737/jgpps/140173.
- [37]Shinan, C., Weidong, Y., Mengjie, S., Mengyao, L. und Qiyu, S. “Investigation on wavy characteristics of shear-driven water film using the planar laser induced fluorescence method.” *International Journal of Multiphase Flow* Vol. 118 (2019): pp. 242–253. DOI 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.04.016.
- [38]Leng, M., Chang, S. und Wu, H. “Experimental investigation of shear-driven water film flows on horizontal metal plate.” *Experimental Thermal and Fluid Science* Vol. 94 (2018): pp. 134–147. DOI 10.1016/j.expthermflusci.2018.02.004.
- [39]Okui, T., Mizumi, S., Tabata, S., Mizushima, Y. und Sanada, T. “Experimental and Numerical Assessment of Liquid Film Thickness Under High-Speed Gas Flow.”. *Volume 2: Coal, Biomass, Hydrogen, and Alternative Fuels; Controls, Diagnostics, and Instrumentation; Steam Turbine*. Rotterdam, Netherlands, 13.06.2022 - 17.06.2022. DOI 10.1115/GT2022-81891.
- [40]Ambrosini, W., Forgione, N. und Oriolo, F. “Statistical characteristics of a water film falling down a flat plate at different inclinations and temperatures.” *International Journal of Multiphase Flow* Vol. 28 No. 9 (2002): pp. 1521–1540. DOI 10.1016/S0301-9322(02)00039-3.
- [41]Kang, H. C. und Kim, M. H. “Characteristics of film condensation of supersaturated steam–air mixture on a flat plate.” *International Journal of Multiphase Flow* Vol. 25 No. 8 (1999): pp. 1601–1618. DOI 10.1016/S0301-9322(98)00077-9.
- [42]Hasan, R. und Rhodes, E. “Two-phase flow heat transfer in a horizontal steam water system.” *Chemical Engineering Communications* Vol. 22 3-4 (1983): pp. 205–219. DOI 10.1080/00986448308940056.
- [43]Kosky, P. G. und Staub, F. W. “Local condensing heat transfer coefficients in the annular flow regime.” *AIChE Journal* Vol. 17 No. 5 (1971): pp. 1037–1043. DOI 10.1002/aic.690170505.

- [44] Breber, G., Palen, J. W. und Taborek, J. “Prediction of Horizontal Tubeside Condensation of Pure Components Using Flow Regime Criteria.” *Journal of Heat Transfer* Vol. 102 No. 3 (1980): pp. 471–476. DOI 10.1115/1.3244325.
- [45] Lee, W. C. und Rose, J. W. “Forced convection film condensation on a horizontal tube with and without non-condensing gases.” *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 27 No. 4 (1984): pp. 519–528. DOI 10.1016/0017-9310(84)90025-5.
- [46] Hammerschmidt, J. und Scholl, S. “Bestimmung von Wärmeübergangskoeffizienten mit Hilfe des Wilson-Plot-Verfahrens.” *Chemie Ingenieur Technik* Vol. 83 No. 3 (2011): pp. 358–364. DOI 10.1002/cite.201000134.
- [47] Kim, J.-W., Lee, Y.-G., Ahn, H.-K. und Park, G.-C. “Condensation heat transfer characteristic in the presence of noncondensable gas on natural convection at high pressure.” *Nuclear Engineering and Design* Vol. 239 No. 4 (2009): pp. 688–698. DOI 10.1016/j.nucengdes.2008.12.011.
- [48] Suryanarayana, N. V. und Malchow, G. L. “Film condensation on inclined plane surfaces.” *Journal of Heat Transfer* Vol. 97 No. 1 (1975): pp. 79–82.
- [49] Chung, B. J. und Kim, S. “Film Condensations on Horizontal and Slightly Inclined upward and downward Facing Plates.” *Heat Transfer Engineering* Vol. 29 No. 11 (2008): pp. 936–941. DOI 10.1080/01457630802186023.
- [50] Bhanawat, A., Yadav, M. K., Punetha, M., Khandekar, S. und Sharma, P. K. “Effect of Surface Inclination on Filmwise Condensation Heat Transfer During Flow of Steam–Air Mixtures.” *Journal of Thermal Science and Engineering Applications* Vol. 12 No. 4 (2020). DOI 10.1115/1.4046867.
- [51] Czubinski, F. F., Mantelli, M. B. und Passos, J. C. “Condensation on downward-facing surfaces subjected to upstream flow of air–vapor mixture.” *Experimental Thermal and Fluid Science* Vol. 47 (2013): pp. 90–97. DOI 10.1016/j.expthermflusci.2013.01.004.
- [52] Tan, B., Tian, W. X., Chen, R. H., Qiu, S. Z. und Su, G. H. “Experimental Study of Air–Steam–Mixture Condensation Underneath Containment Vessel Surface.”

- Nuclear Science and Engineering* Vol. 195 No. 8 (2021): pp. 838–852. DOI 10.1080/00295639.2021.1878780.
- [53] Gerstmann, J. und Griffith, P. “Laminar film condensation on the underside of horizontal and inclined surfaces.” *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 10 No. 5 (1967): pp. 567–580. DOI 10.1016/0017-9310(67)90105-6.
- [54] Universität Duisburg-Essen, Lehrstuhl für Strömungsmaschinen, Siemens Energy Global GmbH & Co. KG und Lapp, F. F. “Bestimmung von Wärmeübergangskoeffizienten in Turbinenseitenräumen unter Nassdampfbedingungen Abschlussbericht Verbundprojekt: ECOFLEX-turbo, Vorhaben-Nr.: 4.3.4b Zeitraum: 01.11.2017-30.06.2021.”, Duisburg (2021). DOI 10.2314/KXP:1837008078.
- [55] Technische Universität Dresden, Professur für Thermische Energiemaschinen und -anlagen, Technische Universität Dresden, Professur für Magnetofluidynamik, Mess- und Automatisierungstechnik, Spura, D., Eschmann, G., Uffrecht, W., Gampe, U. und Odenbach, S. “Verbundprojekt: COOREFLEX-turbo, Vorhaben-Nr.: 4.3.6 „Thermisches und mechanisches Verhalten von Turbinengehäusen“ AG TURBO Abschlussbericht Zeitraum: 01.12.2013-31.11.2016: COOREFLEX-turbo.”, Dresden (2017).
- [56] Technische Universität Dresden, Professur für Thermische Energiemaschinen und -anlagen, Technische Universität Dresden, Professur für Magnetofluidynamik, Mess- und Automatisierungstechnik, Spura, D., Paulick, O., Eschmann, G., Uffrecht, W., Gampe, U. und Odenbach, S. ““Untersuchung von Wärmeübergang in Dampfturbinenkomponenten - Generisch variable Geometrien von Turbinenseitenräumen" Abschlussbericht Verbundprojekt: ECOFlex-turbo, Vorhaben-Nr.: 4.3.4 A Zeitraum: 01.08.2017-31.10.2020: ECOFlex-turbo, Project no.: 4.3.4 A Investigation on heat transfer in components of steam turbines - Generically variable geometries of side spaces in turbines; final report, duration: 01.08.2017-31.10.2020.”, Dresden (2021).

- [57] Spura, D. “Untersuchung des lokalen Wärmeübergangs in Seitenräumen von Turbinengehäusen am Beispiel von Industriedampfturbinen.” Dissertation. TU Dresden, Dresden.
- [58] MAN Energy Solutions SE, Technische Universität Darmstadt, Fachgebiet und Institut für Werkstoffkunde, Polklas, T., Linn, S., Kontermann, C., Quitmann, U., Leonhardt, A., Bernauer, W. und Brunn, O. “Wärmeübergangszahlen-Messungen in realer Dampfturbine (C1); Untersuchung von Wärmeübergang in Dampfturbinenkomponenten (C3) Abschlussbericht Verbundprojekt AG Turbo: ECOFLEX-Turbo Teilvorhaben-Nr. 4.3.4.C.1+3 Zeitraum: 01.08.2017-31.01.2021: Heat transfer coefficient measurement in real steam turbine.”, Oberhausen (2021). DOI 10.2314/KXP:1817304682.
- [59] Schlichting, H. *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg (2006).
- [60] Blasius, H. “Grenzschichten in Flüssigkeiten mit kleiner Reibung.” *Zeitschrift für Mathematik und Physik* Band 56 Heft 1 (1908): pp. 1–37.
- [61] Schlichting, H. “Exakte Lösungen für die laminare Grenzschicht mit Absaugung und Ausblasen.” *Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung* Band 7 B, Heft 2 (1943).
- [62] Emmons, H. W. *Tabulation of the Blasius Function with Blowing and Suction*, London (1954).
- [63] Howarth, L. *On the solution of the laminar boundary layer equations*, Cambridge (1937).
- [64] Marschall, E. und Moresco, L. L. “A variable property analysis of laminar film boiling on vertical plates.” *Numerical Heat Transfer* Vol. 1 No. 2 (1978): pp. 285–298. DOI 10.1080/10407787808913377.
- [65] Lapp, F. F., Hecker, S., Schuster, S. und Brillert, D. “The Multi-Phase Flow Test Facility “EMMA” to Investigate Local Heat Transfer Coefficients and Liquid Water Films at Wet Steam Conditions.”. *Volume 9: Oil and Gas Applications; Organic Rankine Cycle Power Systems; Steam Turbine*. Virtual, Online, 21.09.2020 - 25.09.2020. DOI 10.1115/GT2020-16307.

- [66] Deutsche Edelstahlwerke GmbH. *Werkstoffdatenblatt Acidur 1.4571*, Witten (2015).
- [67] Batz+Burgel. *Werkstoffdatenblatt EN AW - 2007 - 3.1645*, Friedberg (2019).
- [68] Eckertová, L. *Physics of Thin Films*. Springer US, Boston, MA (1977).
- [69] Yu, Y., Ma, L., Ye, H., Zheng, Y. und Ma, Y. “Design of instantaneous liquid film thickness measurement system for conductive or non-conductive fluid with high viscosity.” *AIP Advances* Vol. 7 No. 6 (2017): p. 65207. DOI 10.1063/1.4985721.
- [70] Özgü, M. R., Chen, J. C. und Eberhardt, N. “A capacitance method for measurement of film thickness in two-phase flow.” *Review of Scientific Instruments* Vol. 44 No. 12 (1973): pp. 1714–1716. DOI 10.1063/1.1686039.
- [71] Hammitt, F. G., Krzeczowski, S. und Krzyżanowski, J. “Liquid film and droplet stability consideration as applied to wet steam flow.” *Forschung im Ingenieurwesen* Vol. 47 No. 1 (1981): pp. 1–14. DOI 10.1007/BF02560457.
- [72] Wittig, S., Himmelsbach, J., Noll, B., Feld, H. J. und Samenfink, W. “Motion and Evaporation of Shear-Driven Liquid Films in Turbulent Gases.” *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* Vol. 114 No. 2 (1992): pp. 395–400. DOI 10.1115/1.2906604.
- [73] Neupert, N. *Experimentelle Untersuchung einer tropfenbeladenen Strömung in einer ebenen Verdichterkaskade*. Verlag Dr. Hut, München (2017).
- [74] Jakob, G. “Koaxiale interferometrische Schichtdickenmessung.” *Photonik* (2000).
- [75] Schuth, M. und Buerakov, W. *Handbuch Optische Messtechnik*. Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG, München (2017).
- [76] Schiebener, P., Straub, J., Levelt Sengers, J. M. H. und Gallagher, J. S. “Refractive index of water and steam as function of wavelength, temperature and density.” *Journal of Physical and Chemical Reference Data* Vol. 19 No. 3 (1990): pp. 677–717. DOI 10.1063/1.555859.

- [77] Bashkatov, A. N. und Genina, E. A. “Water refractive index in dependence on temperature and wavelength: a simple approximation.”: pp. 393–395, Sunday 12 February 2012. DOI 10.1117/12.518857.
- [78] Kozbial, A., Trouba, C., Liu, H. und Li, L. “Characterization of the Intrinsic Water Wettability of Graphite Using Contact Angle Measurements: Effect of Defects on Static and Dynamic Contact Angles.” *Langmuir the ACS journal of surfaces and colloids* Vol. 33 No. 4 (2017): pp. 959–967. DOI 10.1021/acs.langmuir.6b04193.
- [79] Wagner, W. und Kruse, A., Eds. *Zustandsgrößen von Wasser und Wasserdampf*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (1998).
- [80] Kretzschmar, H.-J. und Wagner, W. *International Steam Tables*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2019).
- [81] Uffrecht, W., Günther, A. und Caspary, V. “Kleine Thermistoren zur Messung von Wärmeübergangskoeffizienten.” *tm - Technisches Messen* Vol. 79 No. 12 (2012): pp. 549–558. DOI 10.1524/teme.2012.0230.
- [82] Kaiser, E. *Zur Wärmestrommessung an Oberflächen - unter besonderer Berücksichtigung von Hilfs wand-Wärmestromaufnehmern* (1982).
- [83] Bernhard, F. *Handbuch der Technischen Temperaturmessung*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2014).
- [84] “DIN EN ISO 5167-1:2021-09, Durchflussmessung von Fluiden mit Drosselgeräten in voll durchströmten Leitungen mit Kreisquerschnitt_- Teil_1: Allgemeine Grundlagen und Anforderungen (ISO/DIS_5167-1:2021); Deutsche und Englische Fassung prEN_ISO_5167-1:2021.”.
- [85] Lapp, F. F., Schuster, S., Hecker, S. und Brillert, D. “Experimental Validation of an Analytical Condensation Model for Application in Steam Turbine Design.” *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power* Vol. 7 No. 1 (2022): p. 9. DOI 10.3390/ijtp7010009.

-
- [86] Werner, M. *Digitale Signalverarbeitung mit MATLAB®*. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden (2012).
- [87] Prandtl, L. “Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung.” *Verhandlungen des III. Internationalen Mathematiker Kongresses, Heidelberg* (1904): pp. 575–584. DOI 10.1007/978-3-662-11836-8_43.
- [88] Kamada, Y., Inoue, T., Wang, Z., Inoue, C. und Senoo, S. “Annular Liquid-Film Fragmentation Process Sheared by Developed Turbulent Gas Flow.”. *Volume 10: Steam Turbine*. Boston, Massachusetts, USA, 26.06.2023 - 30.06.2023. DOI 10.1115/GT2023-101666.

10 Anhang

10.1 Temperaturmessungen Messplatte

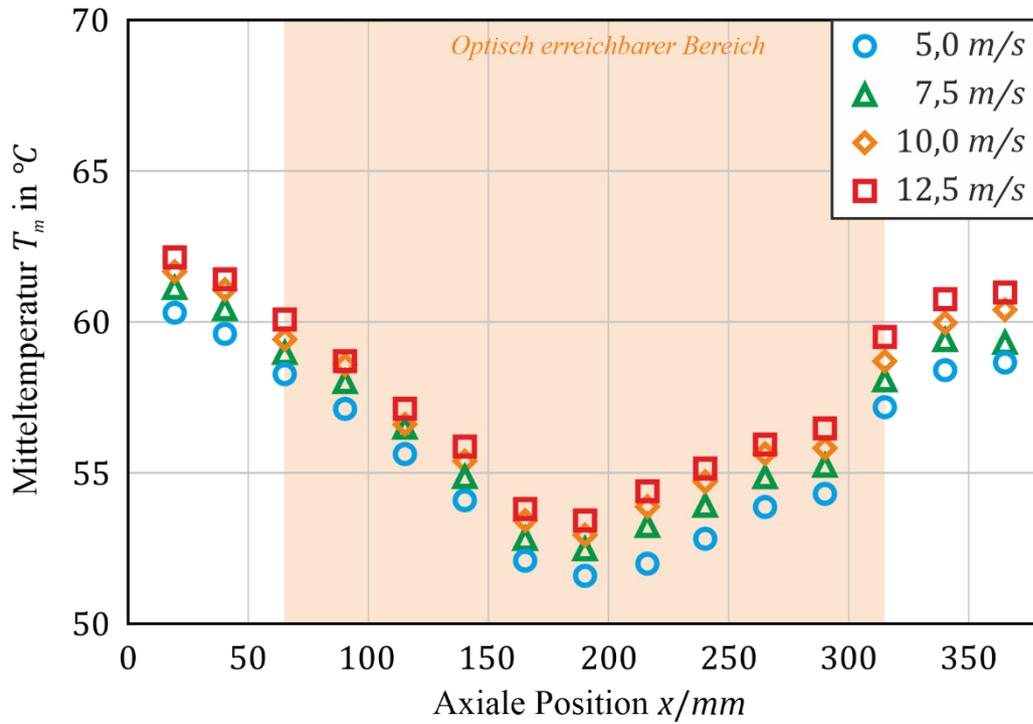


Abbildung 10.1 Experimentelle Temperaturen auf der mittleren Höhe der Messplatte

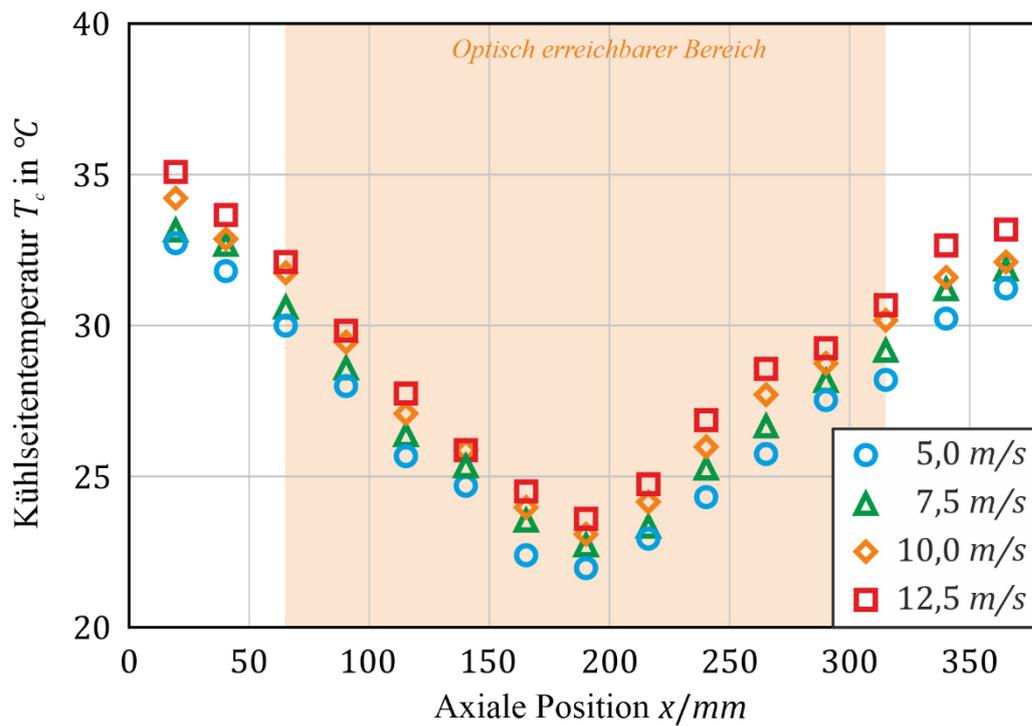


Abbildung 10.2 Experimentelle Temperaturen auf der Kühlseite der Messplatte

10.2 Sonstige Einflussparameter

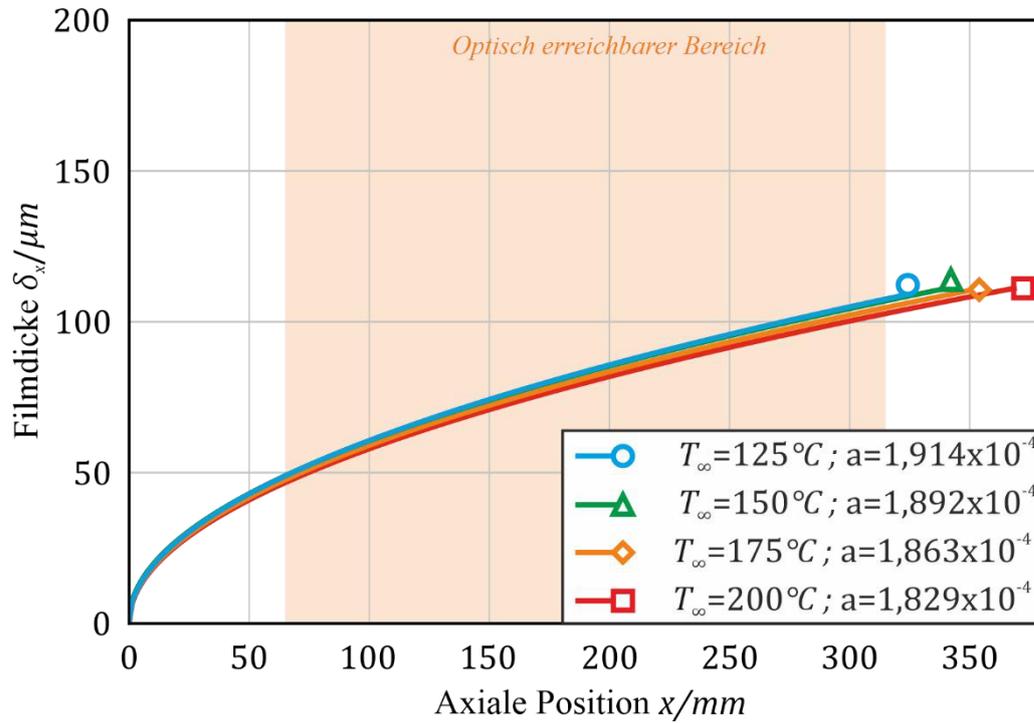
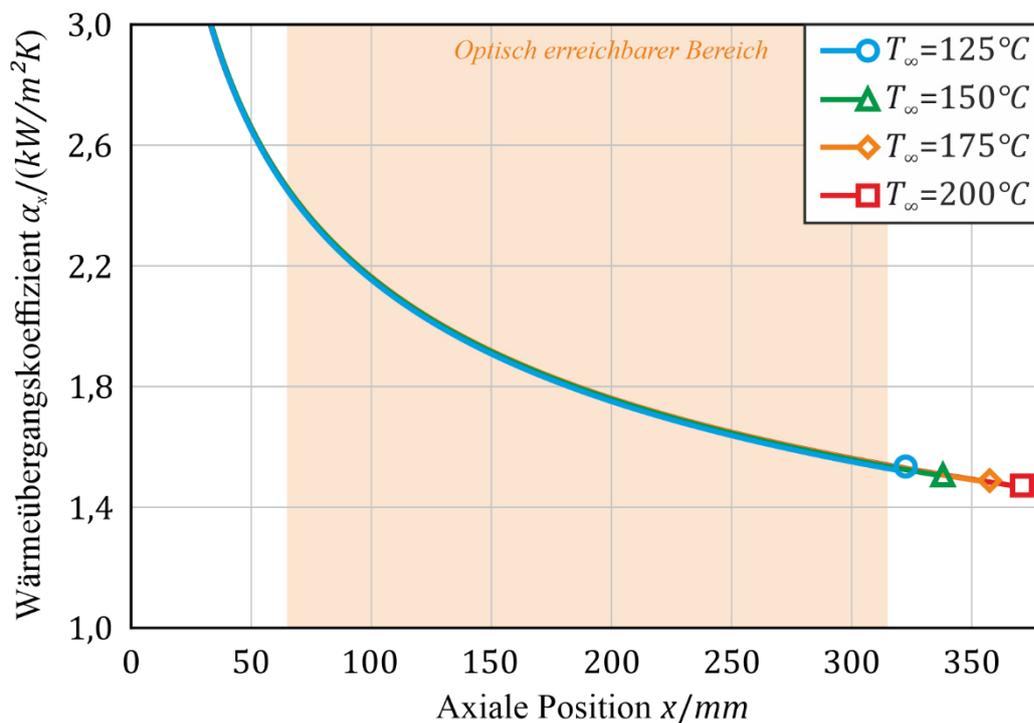


Abbildung 10.3 Experimentelle Filmdicke bei 10 m/s und 1,1 bar, 10 °C Kühlwassertemperatur unter Variation der Dampftemperatur



	T_∞	125°C	150°C	175°C	200°C
Exp. Koeffizient a		1082,0	1088,0	1092,4	1095,8
Exp. Koeffizient b		-0,299	-0,298	-0,297	-0,295

Abbildung 10.4 Experimentelle WÜK bei 10 m/s und 1,1 bar, 10 °C Kühlwassertemperatur unter Variation der Dampftemperatur

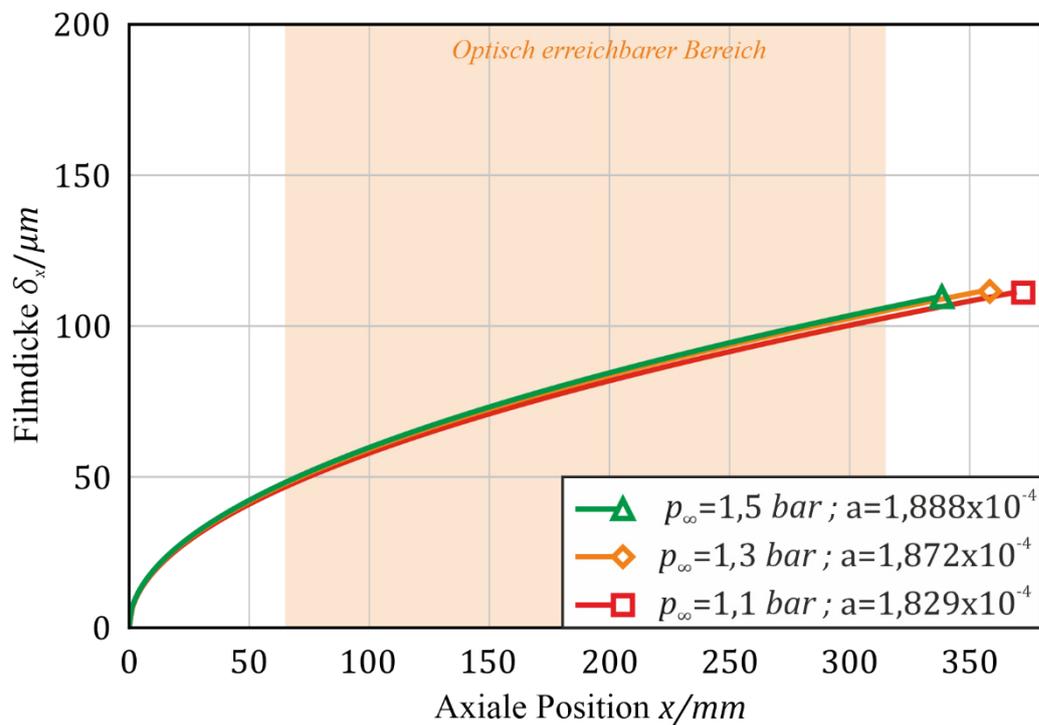
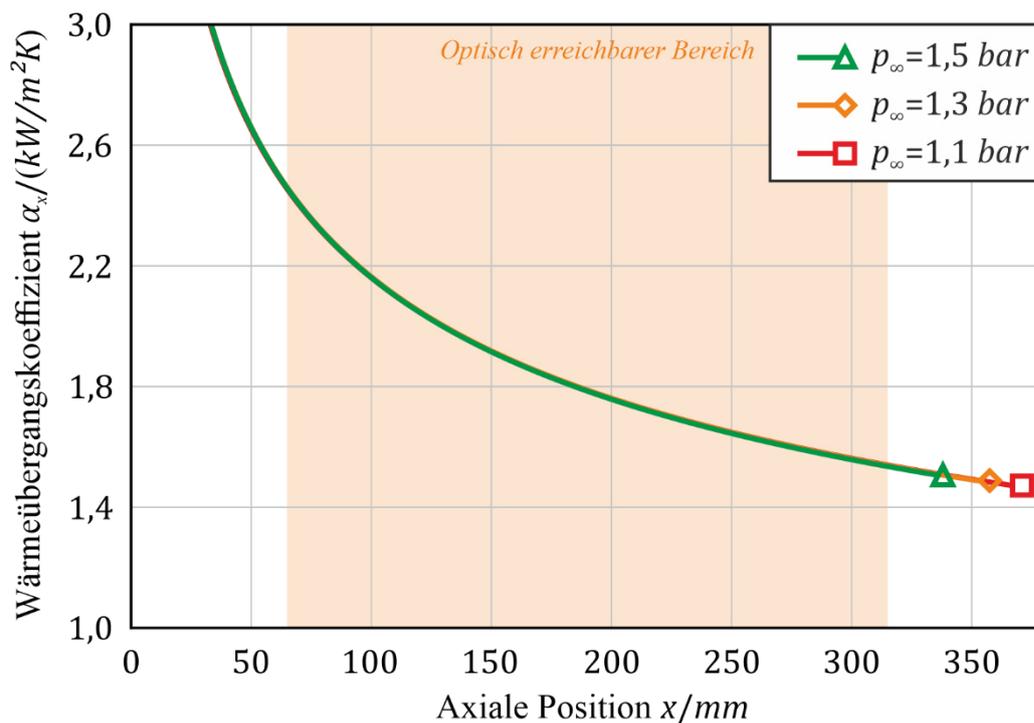


Abbildung 10.5 Experimentelle Filmdicke bei 10 m/s und $200 \text{ }^\circ\text{C}$,
 $10 \text{ }^\circ\text{C}$ Kühlwassertemperatur unter Variation des Drucks in der Dampfströmung



p_∞	1,1 bar	1,3 bar	1,5 bar
Exp. Koeffizient a	1095,8	1087,7	1083,0
Exp. Koeffizient b	-0,295	-0,298	-0,299

Abbildung 10.6 Experimentelle WÜK bei 10 m/s und 200 °C, 10 °C Kühlwassertemperatur unter Variation des Drucks in der Dampfströmung

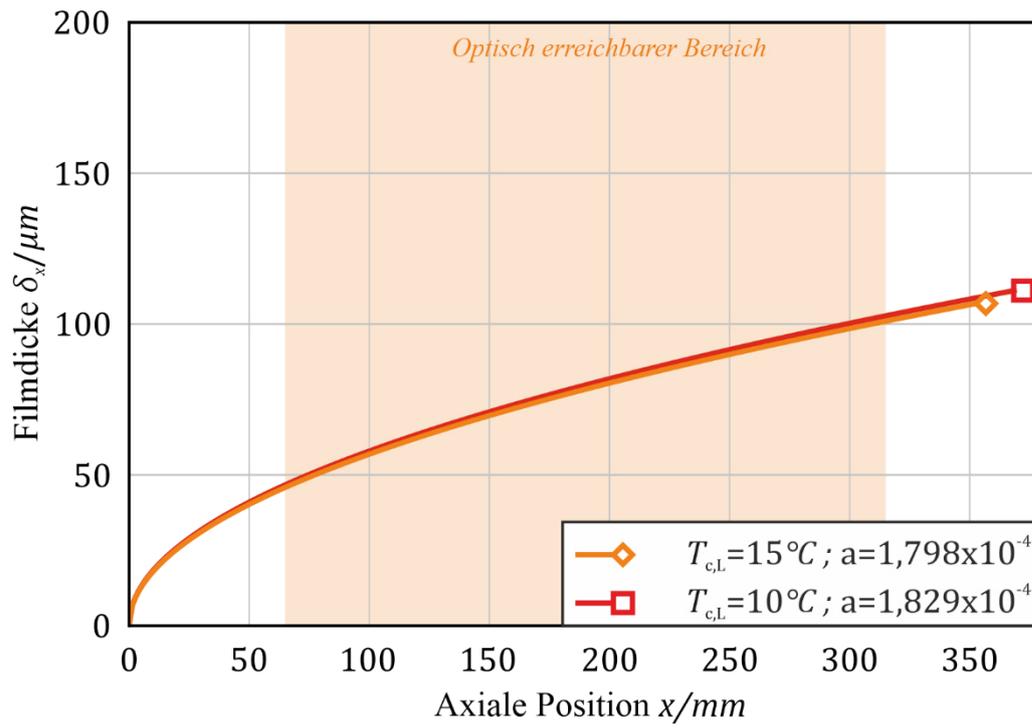


Abbildung 10.7 Experimentelle Filmstärke bei 10 m/s , $1,1 \text{ bar}$ und 200°C , unter Variation der Kühlwassertemperatur

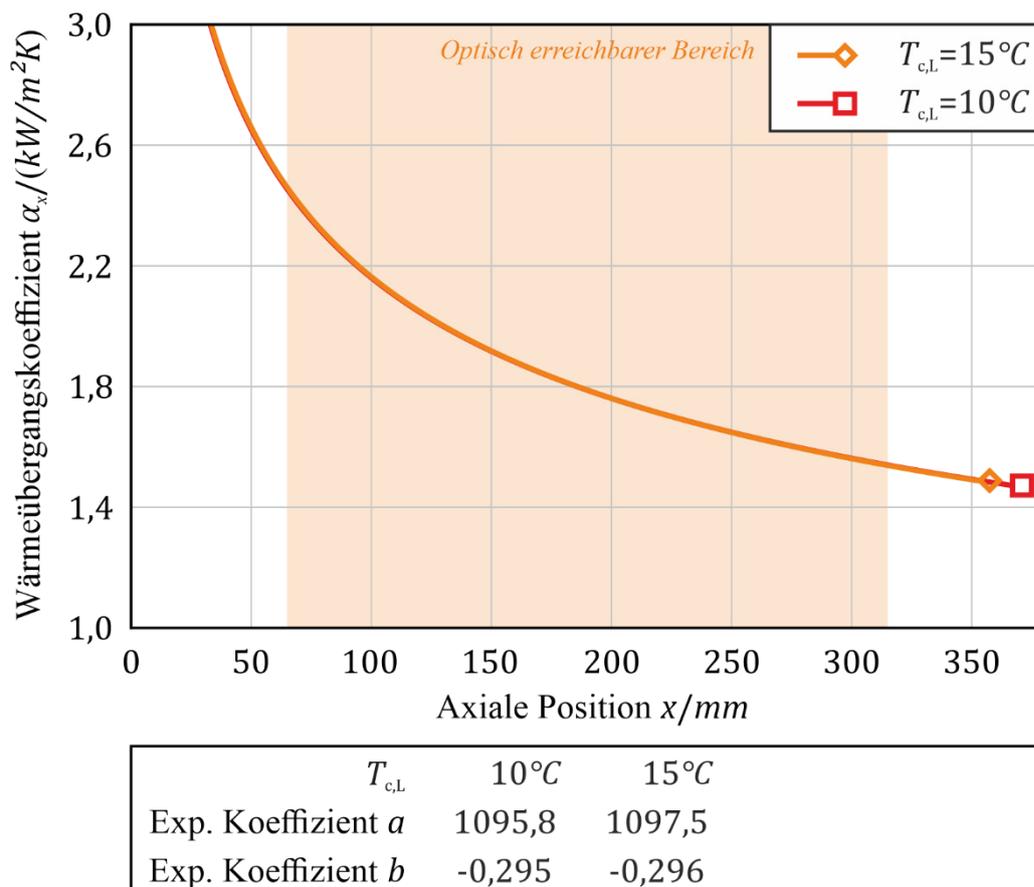


Abbildung 10.8 Experimentelle WÜK bei 10 m/s, 1,1 bar und 200 °C, unter Variation der Kühlwassertemperatur

10.3 Cauchy Faktoren

$$A(T) = 1,320 - 1,232 \cdot 10^{-5}T - 1,8674 \cdot 10^{-6}T^2 + 5,0233 \cdot 10^{-9}T^3 \quad (4.2)$$

$$B(T) = 5208,2413 - 0,5179 \cdot T - 2,284 \cdot 10^{-2}T^2 + 6,9608 \cdot 10^{-5}T^3 \quad (4.3)$$

$$C(T) = -2,555 \cdot 10^8 - 18341,336 \cdot T - 917,2319 \cdot T^2 + 2,7729 \cdot T^3 \quad (4.4)$$

$$D(T) = 9,349 - 1,7855 \cdot 10^{-3}T - 3,673 \cdot 10^{-5}T^2 - 1,2932 \cdot 10^{-7}T^3 \quad (4.5)$$

DuEPublico

Duisburg-Essen Publications online

UNIVERSITÄT
DUISBURG
ESSEN

Offen im Denken

ub | universitäts
bibliothek

Diese Dissertation wird via DuEPublico, dem Dokumenten- und Publikationsserver der Universität Duisburg-Essen, zur Verfügung gestellt und liegt auch als Print-Version vor.

DOI: 10.17185/duepublico/82477

URN: urn:nbn:de:hbz:465-20241014-151212-1

Alle Rechte vorbehalten.