

Experimentelle Untersuchungen zur Wandfilmdynamik und zur Zerstäubung von Flüssigkeiten auf rotierenden Scheiben

Experimental Investigation of Wall Film Dynamics during Atomization of Liquids on Rotating Disks

Vom Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des akademischen Grades Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation von Martin Freystein aus Burgwedel
Tag der Einreichung: 12. Februar 2018, Tag der Prüfung: 30. Mai 2018
Darmstadt — D 17

1. Gutachten: Apl. Prof. Dr. Tatiana Gambaryan-Roisman
2. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan
3. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Cameron Tropea



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Maschinenbau
Fachgebiet Technische Thermodynamik

Experimentelle Untersuchungen zur Wandfilmdynamik und zur Zerstäubung von Flüssigkeiten auf rotierenden Scheiben

Experimental Investigation of Wall Film Dynamics during Atomization of Liquids on Rotating Disks

Genehmigte Dissertation von Martin Freystein aus Burgwedel

1. Gutachten: Apl. Prof. Dr. Tatiana Gambaryan-Roisman
2. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan
3. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Cameron Tropea

Tag der Einreichung: 12. Februar 2018

Tag der Prüfung: 30. Mai 2018

Darmstadt – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-75111

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/7511>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Nicht kommerziell – Keine Bearbeitungen 4.0 International

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0>

Für Ann-Sophie



Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist während meiner Tätigkeit am Fachgebiet für Technische Thermodynamik an der Technischen Universität Darmstadt entstanden. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan, der mir als Leiter des Fachgebiets die Möglichkeit zur Promotion eröffnet und hervorragende Rahmenbedingungen für diese Arbeit geschaffen hat. Besonders hervorzuheben ist zusätzlich noch die gewährte Freiheit, mehrfach mit einem eigenen Versuch an Forschungsflügen in Schwerelosigkeit teilnehmen zu können.

Für die Betreuung möchte ich mich auch sehr herzlich bei Frau Apl. Prof. Dr. Sc. Tatiana Gambaryan-Roisman bedanken. Die stets offenen und intensiven Diskussionen waren sehr wertvoll für das Gelingen dieser Arbeit. In diesem Rahmen danke ich ebenfalls der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Finanzierung dieser Arbeit. Für die Übernahme des Koreferates bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Cameron Tropea.

Bei allen Kollegen am Fachgebiet für Technische Thermodynamik möchte ich mich für die freundschaftliche Zusammenarbeit und die stets gute, von Hilfsbereitschaft geprägte Atmosphäre bedanken. Axel Sielaff danke ich für die Unterstützung bei der Korrektur dieser Arbeit.

Allen Mitarbeitern der Werkstatt unter Leitung von Roland Berntheisel möchte ich für die langjährige und außerordentlich gute Zusammenarbeit danken. Die Qualität der Arbeit war stets hervorragend und hatte maßgeblichen Einfluss auf die Güte der Messungen in dieser Arbeit. Weiter möchte ich mich beim Techniker des Institutes, Robert Schrod, für die sehr gute Zusammenarbeit bedanken. Auch möchte ich allen Studenten danken, die dieser Arbeit durch studentische Arbeiten oder hilfswissenschaftliche Tätigkeiten wertvolle Impulse gegeben haben. Besonders hervorzuheben ist die langjährige Zusammenarbeit mit Andreas Müller und Lucas Spiegel.

Meiner Familie, insbesondere meinen Eltern, danke ich für die über viele Jahre entgegengebrachte Unterstützung und das Vertrauen in allen Lebenslagen. Abschließend gilt mein besonderer Dank Dana für die Unterstützung in den letzten Jahren. Vor allem ihre Geduld an langen Abenden, die stetige Motivation und die Schaffung von Freiräumen im familiären Alltag haben maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Darmstadt, den 12. Februar 2018

Martin Freystein



Ehrenwörtliche Erklärung

Hiermit versichere ich, Martin Freystein, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter und nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die den Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht worden. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen. In der abgegebenen Arbeit stimmen die schriftliche und elektronische Fassung überein.

Darmstadt, 12. Februar 2018



Kurzzusammenfassung

Filmströmungen auf Rotationsscheiben sind in unterschiedlichsten technischen Anwendungen zu finden. Der breite Anwendungsbereich reicht von der chemischen Industrie über die Pharmaindustrie bis hin zur Raumfahrt. Allen Bereichen gemein ist die Bedeutung der Hydrodynamik der Filmströmung auf den Prozess. Eine umfassende Beschreibung der Filmströmung konnte noch nicht gefunden werden. Eine Validierung der zahlreichen numerischen Arbeiten ist aufgrund der limitierten experimentellen Ergebnisse nicht möglich. Die hohe Dynamik und die geringen Filmdicken von wenigen hundert Mikrometern erschweren die messtechnische Erfassung signifikant.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Versuchsstand konstruiert und aufgebaut, um die Hydrodynamik der Filmströmung auf Rotationsscheiben messtechnisch hochauflösend zu erfassen. Mittels optischer Messtechniken (Schwarz-weiß- und Infrarot-Hochgeschwindigkeitsaufnahmen sowie chromatische Schichtdickenmessung) wurden die Filmdicke, die Wellenstrukturen, die Tropfenbildung am Scheibenrand sowie die Tropfengrößen erfasst. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Zuverlässigkeit der Anlage, der verwendeten Messtechnik sowie der Auswertemethoden. Die chromatische Schichtdickenmessung konnte erfolgreich auf bewegte Oberflächen übertragen werden.

Abstract

Film flows on rotating disks are widely used in technical application. The chemical industry, pharmaceutical industry and space flight are just a few examples. All applications share the importance of hydrodynamics of the film flow for the process. A comprehensive description could not yet be found. The validation of the various numerical studies is not possible due to the lack of experimental results. The dynamic of the process and the appearance of film thicknesses of only a few hundred micrometer are complicating the measurements.

Within the framework of this work an experimental setup is designed and constructed. The film thickness, wave structure, and drop formation as well as drop sizes were measured with a high spatial and temporal resolution using optical measurement methods (black/white as well as infrared high speed imaging and chromatic thickness measurement). This work emphasizes the validity of the obtained data and the standard of the data analysis. The chromatic thickness measurement could successfully be transferred to moving surfaces.

Es wurden in einem weiten Parameterbereich Versuche durchgeführt, um die Einflüsse unterschiedlicher Parameter wie Fluidmassenstrom, Düsendurchmesser, Drehzahl oder Beheizung unabhängig voneinander zu untersuchen. Die theoretisch/numerisch bestimmten radialen Filmdickenverläufe aus der Literatur konnten bestätigt werden. Es ist eine entdimensionierte Form der Darstellung gefunden worden, für die nahezu alle experimentellen Ergebnisse in einer Kurve zusammenfallen. Die vorliegende Arbeit stellt eine Datenbasis für die Validierung von numerischen Ansätzen zur Bestimmung der Filmströmung auf Rotations scheiben dar.

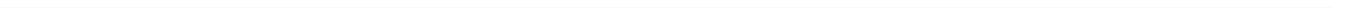
Zur Charakterisierung der Welligkeit werden unterschiedliche Wege der tiefer gehenden Analyse vorgestellt. So können beispielsweise anhand einer Fourier-Transformation oder Rainflow-Matrix Unterschiede zwischen einer glatten und strukturierten Scheibenoberfläche herausgearbeitet werden. Es konnte gezeigt werden, dass die Übertragung einer Oberflächenstrukturierung, die in vorherigen Arbeiten für Fallfilme eine wellendämpfende Wirkung hatte, im vorliegenden Fall nicht zu einer Wellendämpfung führt. Einer Dämpfung der Welligkeit im zentrumsnahen Bereich steht eine Verstärkung der Welligkeit im Randbereich gegenüber.

Die Untersuchung der Tropfenbildung am Scheibenrand und der Tropfengrößenverteilungen bestätigt die beobachteten Phänomene aus der Literatur. Ein Vergleich der Tropfengrößen mit Korrelationen aus der Literatur zeigt eine große Streuung der Korrelationen. Die Tropfengrößenverteilungen verbreitern sich durch die vorgestellte Oberflächenstruktur. Die große Streuung der Korrelationen weist darauf hin, dass die maßgeblichen physikalischen Einflussgrößen nicht berücksichtigt werden.

The influencing parameters like fluid mass flow rate, nozzle diameter, rotational speed, or heating power were independently analysed. The theoretically/numerically determined radial profiles of the film thickness as found in literature could be validated. Further a dimensionless possibility of illustrating all experimental results is presented. All experimental data is almost collapsing in one curve. The present thesis provides a database for the validation of numerical approaches for determining the film flow on rotating disks.

Using different methods of data analysis such as Fourier transformation or Rainflow matrix, the waviness of the film flow is examined more deeply. Differences between the flat rotating disk and a disk with a structured surface could be found for the described methods. The damping effect of surface structures used for falling film applications could not be transferred to the film flow on rotating disks. While the waviness is decreased close to the center of the rotating disk, it is increased with increasing radial position approaching the edge of the disk.

The investigation of drop formation and drop size distribution confirms the physical phenomena described in literature. Drop sizes are compared to different empirical correlations of literature and a wide spread is observed. A widened drop size distribution can be found for the rotating disk with a structured surface. The wide spread of the empirical correlations is indicating that the relevant physical influencing variables are not yet taken into account.



Inhaltsverzeichnis

Vorwort	iii
Ehrenwörtliche Erklärung	v
Kurzzusammenfassung	vii
Symbolverzeichnis	xii
Inhaltsverzeichnis	xii
1 Einleitung	1
2 Stand der Technik und Ziele der Arbeit	3
2.1 Rotationszerstäuber	5
2.2 Filmströmung auf rotierenden Scheiben	6
2.2.1 Radialer Filmdickenverlauf	9
2.2.2 Methoden zur Messung der Filmdicke	12
2.2.3 Wärme- und Stofftransport	14
2.3 Spraybildung	17
2.4 Ziele der Arbeit	23
3 Versuchsaufbau und -durchführung	25
3.1 Anforderungen und Konzeption der Versuchsanlage	26
3.2 Fluidkreislauf	26
3.3 Rotationsscheibe	28
3.4 Strahlungsheizung	31
3.5 Datenverarbeitungssystem	33
3.6 Versuchsdurchführung	33
3.7 Versuchsparameter bzw. -matrix	33
4 Messmethoden	35
4.1 Filmdicke	35
4.2 Tropfenbildung und Tropfengrößen	39
4.3 Infrarotthermographie	40
5 Güte des Versuchsaufbaus und Datenanalyse	47



5.1	Charakterisierung der Rotationsscheiben	47
5.2	Filmdickenmessungen	49
5.3	Zeitlicher Verlauf der lokalen Filmdicke	49
5.4	Beschreibung der Welligkeit	52
5.4.1	Glatte Scheiben	52
5.4.2	Strukturierte Oberflächen	52
5.4.3	Rainflow-Methode	54
5.5	Strahlungsheizung	55
5.6	Tropfengrößenverteilung	56
5.6.1	Fehler der Tropfengrößenbestimmung	58
5.6.2	Darstellung der Ergebnisse	61
6	Ergebnisse	63
6.1	Glatte Scheibe	64
6.1.1	Radiale Filmdickenprofile	66
6.1.2	Standardabweichung und normierte Standardabweichung	70
6.1.3	Fourier-Transformation und Rainflow-Matrix	72
6.1.4	Wellenbildung (Spiral- und Radialwellen)	76
6.1.5	Einfluss der Beheizung	79
6.2	Strukturierte Scheibenoberfläche	83
6.2.1	Wellenbildung (Spiral- und Radialwellen)	85
6.3	Vergleich mit Modellen der Literatur	88
6.4	Tropfengrößenverteilungen	90
6.4.1	Vergleich mit der Literatur	93
7	Zusammenfassung, Fazit und Ausblick	95
	Literaturverzeichnis	99
	Abbildungsverzeichnis	xvii
	Tabellenverzeichnis	xxi

Symbolverzeichnis

Lateinische

a	m	Abstand
a	m	Amplitude
a	—	Absorptionsgrad
A	m	Abstand
A	m^2	Fläche
b	μm	Dicke
b	m	Eindringtiefe
d	m	Durchmesser
d_{32}	m	Sauterdurchmesser
D	m	Durchmesser
e	m	Abstand
\dot{e}	$W m^{-2}$	Energiestromdichte (Strahlung)
f	s^{-1}	Frequenz
g	$m s^{-2}$	Erdbeschleunigung
h	m	Abstand zwischen Düse und Rotationsscheibe
h	m	Höhe
i	—	Variable
l	m	Länge
\dot{M}	$kg s^{-1}$	Massenstrom
n	—	Brechungsindex
n	s^{-1}	Drehzahl
N	—	Anzahl
p	bar	Druck
P	W	Leistung
P	—	Anteil
\dot{Q}	W	Wärmestrom
\dot{q}	$W m^{-2}$	Wärmestromdichte
r	—	Reflexionsgrad
r	m	Radius
r^*	m	dimensionsloser Radius
s	m	Dicke
s	—	Span

s	m	Abstand (Reflexionen CHR)
t	s	Zeit
t	$^{\circ}\text{C}$	Temperatur
T	K	Temperatur
U	—	Umdrehungen
v	$m\ s^{-1}$	Geschwindigkeit
\bar{v}	$m\ s^{-1}$	mittlere Geschwindigkeit
\dot{V}	$m^3\ s^{-1}$	Volumenstrom
\dot{V}^*	—	dimensionsloser Volumenstrom
w	$m\ s^{-1}$	Geschwindigkeit
Y	—	Wichtungsfaktor

Griechische

β	$^{\circ}$	Winkel
γ	$^{\circ}$	Kontaktwinkel
δ	m	Film Dicke
$\bar{\delta}^*$	m	dimensionslose Film Dicke
$\bar{\delta}$	m	mittlere Film Dicke
ε	—	Emissionsverhältnis
ε	—	Verhältnis eingebrachter Wärmeströme
η	$kg\ m^{-1}\ s^{-1}$	dynamische Viskosität
λ	m	Wellenlänge
ν	$m^2\ s^{-1}$	kinematische Viskosität
π	—	Kreiszahl
ρ	$kg\ m^{-3}$	Dichte
σ	$W\ m^{-2}\ K^{-4}$	Stefan-Boltzmann-Konstante
σ	$N\ m^{-1}$	Oberflächenspannung
τ	—	Transmissionsgrad
τ	s	Zeit
ω	$rad\ s^{-1}$	Winkelgeschwindigkeit
ζ	m	Abstand

Indizes

arith	arithmetisch
B	Belichtung
b/w	schwarz-weiß
Chip	Chip der Infrarotkamera
D	Düse

el	elektrisch
eq	equivalent
F	Faden
fl	flüssig
i	Zählvariable
in	eingebracht
max	maximal
min	minimal
norm	normiert
P	Partikel
pixel	Pixel
prim	primär
r	radial
ref	Referenz
s	schwarz
s	Scheibe
sek	sekundär
Strahl	Strahl
Tropfen	Tropfen
VT	Vorratstank
Z	Zyklus

Abkürzungen

CHR	chromatische Schichtdickenmessung
FFT	Fast-Fourier-Transformation
IR	infrarot
ISS	International Space Station
MPA	Staatliche Materialprüfungsanstalt Darmstadt
MMD	Mass Median Diameter
PVD	Physical Vapor Deposition
RSF	relativer Span-Faktor
SDR	Spinning Disk Reactor
SMD	Sauter Mean Diameter
TLC	Thermographic Liquid Crystals

Kennzahlen

$$H^* = \frac{0,5v_d^2 + gh}{\omega^{1,5}\dot{V}\eta^{-0,5}\rho^{0,5}} \quad \text{Aufgabekennzahl}$$

$K_\omega = \frac{2 \cdot \sigma^3 \rho}{\eta^4 \omega^2 D}$	Flüssigkeitskennzahl
$Re = \rho_{\text{fl}} d_s^2 \omega^2 / 4\eta$	Reynoldszahl
$Re_{\text{min}} = \frac{\dot{V}_{\text{min}} \rho}{D \pi \eta}$	Reynoldszahl
$Re_{\text{Strahl}} = \frac{\dot{M}}{d_D \pi \eta}$	Strahlreynoldszahl
$Oh = \frac{\eta}{\sqrt{\rho \cdot \sigma \cdot D}}$	Ohnesorgezahl
$span = \frac{d_{90,3} - d_{10,3}}{d_{50,3}}$	Span-Wert
$We = \frac{\omega^2 d_s^3 \rho}{\sigma}$	Weberzahl
$We_s = \frac{\omega^2 d_s^3 \rho}{8\sigma}$	Weberzahl
$Z = \frac{\eta^2}{\rho \sigma D} = Oh^2$	Zerstäuberzahl



KAPITEL 1

Einleitung

Die Strömung von Flüssigkeiten auf rotierenden Scheiben ist in zahlreichen sehr unterschiedlichen Bereichen von Interesse. Von sehr einfachen Anwendungen wie den Schleuderscheiben auf Schiffen über die Zerstäubung auf Rotationsscheiben bis hin zu Stofftransportprozessen in Schwerelosigkeit an Bord der Internationalen Raumstation ISS sind Rotationsscheiben zu finden. Auch wenn der Anwendung unterschiedliche Zielsetzungen zu Grunde liegen, so ist die Hydrodynamik der Filmströmung für alle Fälle von Bedeutung. Beispielsweise sind bereits gegen Ende des 19. Jahrhunderts Zerstäubungstrockner mit Rotationsscheiben in der Patentliteratur zu finden. In den Jahren bis zum heutigen Tage hat das Interesse an der Zerstäubungstrocknung sowie den Filmströmungen auf Rotationsscheiben stark zugenommen. Die neueren Anwendungsbereiche der Wärme- und Stoffübertragung haben signifikant dazu beigetragen.

Unabhängig von den zahlreichen Anwendungen konnte eine umfassende Beschreibung der Hydrodynamik der Filmströmung nicht gefunden werden. Die sich rasant entwickelnden numerischen Möglichkeiten führten vor allem seit Ende des letzten Jahrhunderts zu zahlreichen Arbeiten zu diesem Thema. Aufgrund der Komplexität der Strömung und der Einflussfaktoren ist eine Vorhersage der Filmströmung kaum möglich. Zudem wird die Validierung der numerischen Modelle erschwert durch die Herausforderungen der messtechnischen Erfassung der Hydrodynamik. Die zum Teil hohen Rotationsgeschwindigkeiten und daraus resultierenden geringen Filmdicken von wenigen hundert Mikrometern lassen nur sehr schwer verlässliche Messungen zu. An diesem Punkt setzt die vorliegende Arbeit an und setzt den Schwerpunkt auf eine umfangreiche und möglichst genaue experimentelle Beschreibung der Hydrodynamik der Filmströmung auf einer Rotationsscheibe. Im Hinblick auf dieses Ziel wurde ein Versuchsstand konstruiert, mit dem es sowohl möglich ist, die Filmströmung auf Rotationsscheiben zu untersuchen, als auch die Zerstäubung am Scheibenrand zu beobachten.

Die Arbeit ist wie folgt strukturiert: In Kapitel 2 wird eine Übersicht über die relevanten Grundlagen zur Filmströmung auf rotierenden Scheiben gegeben. Zusätzlich werden sowohl bestehende Modelle und Ansätze zur Beschreibung der Strömung vorgestellt als auch die Ergebnisse experimenteller Untersuchungen. Abschließend werden Ansätze zur Beschreibung der Spraybildung an

Rotationsscheiben aufgezeigt. Der Versuchsaufbau und die Messmethoden sowie die notwendige Datenverarbeitung werden in den Kapiteln 3 und 4 vorgestellt. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf der Verlässlichkeit des Versuchsstands und der Messtechnik. Die Wiederholgenauigkeiten sowie Messunsicherheiten der Versuche sowie die Datenanalyse werden in Kapitel 5 betrachtet. In Kapitel 6 werden die erzielten Messergebnisse vorgestellt und diskutiert. Zum Abschluss erfolgt in Kapitel 7 eine Zusammenfassung, ein Fazit sowie ein Ausblick.

Stand der Technik und Ziele der Arbeit

Viele Zwischen- und Endprodukte in der chemischen und pharmazeutischen Industrie sowie in der Lebensmittelindustrie liegen in Pulverform vor. Die Produktion von Pulver in Sprühprozessen ist weit verbreitet in industriellen Anwendungen, so wird z.B. Milchpulver in einem Sprühtrocknungsprozess hergestellt. Neben nahezu gleichen Partikelgrößen bietet dieses Verfahren aufgrund der kleinen Tropfendurchmesser eine große Austauschfläche für den Wärme- und Stofftransport. Sprays werden dabei in allen Anwendungen durch den Eintrag von Energie in das zu zerstäubende Fluid erzeugt [17].

Abhängig vom Anwendungsbereich ist das entsprechende Zerstäubungsverfahren auszuwählen. Die wohl wichtigste Prozessleitgröße in der Zerstäubung ist das Tropfengrößenspektrum, die von dem jeweiligen Zerstäubungsverfahren/-typ inklusive der für den Zerstäubertyp wichtigen Prozessgrößen und den Stoffwerten der beteiligten Fluide abhängt. Über Kennzahlen wird versucht, die bei der Zerstäubung wirkenden Kräfte hinsichtlich der typischen Zerfallsphänomene und der Tropfenbildung zusammenzufassen. Das Ziel ist, Aussagen über das Tropfengrößenspektrum oder wenigstens gemittelte Tropfendurchmesser machen zu können. Allerdings existieren bisher nur in Sonderfällen allgemeingültige Auslegungskriterien. Daher besteht noch größtenteils die Notwendigkeit von Experimenten und messtechnischen Entwicklungen [123].

Grundsätzlich lassen sich technische Zerstäuber nach Art der Energiezufuhr in folgende Gruppen gliedern:

- *Einstoff-Druckdüsen:*
Die zur Zerstäubung notwendige Energie wird allein aus der Energie der Flüssigkeit selbst gewonnen. Durch die Entspannung in einer Düse wird die Druckenergie in kinetische Energie gewandelt und das Fluid in die umgebende Atmosphäre zerstäubt. Ein kleiner Anteil der kinetischen Energie wird dabei in Oberflächenenergie umgesetzt.
- *Zweistoffdüsen oder pneumatische Zerstäuber:*
Die notwendige Energie zum Zerstäuben wird durch ein Zerstäubergas geliefert. Die Beschleunigung des Fluids erfolgt kurz nach dem Düsenaustritt, so dass die Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Gas die Zerstäubung bewirkt. Man unterscheidet abhängig von

dem Ort des Zusammentreffens zwischen Fluid und Zerstäubergas zwischen Düsen mit innerer und äußerer Mischung.

- *Rotationszerstäuber:*
Das Fluid wird mittels eines Rotationstellers oder einer Rotationsglocke beschleunigt und zerstäubt in die umgebende Atmosphäre. Je nach Bauform geschieht dies über definierte Abströmstellen oder einfach über eine Abströmkante am Tellerrand.
- *Weitere Zerstäubungsverfahren:*
Weniger häufiger eingesetzte Zerstäubungsarten stellen zum Beispiel die Ultraschallzerstäubung, rotierende Linienzerstäubung oder elektrostatische Zerstäubung dar.

Im Fall der Rotationszerstäubung wird das Fluid zumeist als kontinuierlicher dünner Film im Rotationsfeld beschleunigt, bevor es am Rand des rotierenden Elements zerstäubt wird. Solch dünne Flüssigkeitsfilme weisen eine sehr gute Wärme- und Stoffübergangscharakteristik auf und sind daher von besonderem Interesse für industrielle Anwendungen. Beispiele wie Destillationsprozesse sowie Reaktions- und Stofftransportkolonnen finden sich in der chemischen Industrie [59]. Ein Vorteil der Filmströmung auf rotierenden Scheiben gegenüber beispielsweise schwerkraftgetriebenen Fallfilmen ist die Möglichkeit, dass die Parameter Massenstrom und Rotationsgeschwindigkeit unabhängig voneinander variiert werden können. So können die Geschwindigkeit und die Filmdicke gezielt eingestellt werden, und es können mittels sehr hoher Rotationsgeschwindigkeiten sehr dünne Filme generiert werden. Die Drehzahlen reichen dabei von etwa $U = 60 \text{ min}^{-1}$ in agrartechnischen Anwendungen und Anwendungen des Wärme- und Stofftransports bis hin zu etwa $U = 100\,000 \text{ min}^{-1}$ in der Lackiertechnik. Die Hydrodynamik der Filmströmung hat dabei einen signifikanten Einfluss auf den Wärme- und Stofftransport [16]. Das Tropfengrößenspektrum der Zerstäubung wird ebenfalls durch die Hydrodynamik beeinflusst, da im Fall einer stark welligen Strömung der Massenstrom an der Abströmkante örtlich und zeitlich variiert. Obwohl die Strömung auf rotierenden Scheiben eng mit der von Fallfilmen verwandt ist, wird letzterer in der Forschung eine deutlich größere Aufmerksamkeit zuteil. Erst in jüngerer Vergangenheit wurde damit begonnen, die Vorteile der besseren Einstellbarkeit der Filmströmung auf der rotierenden Scheibe in der Herstellung von Feinchemikalien und Arzneimitteln auszunutzen [1, 11, 12, 112]. Ein weiteres und relativ neues Anwendungsgebiet ist der Stofftransport in Schwerelosigkeit, da dort kaum Alternativen zur Erzeugung dünner und gleichzeitig stabiler Filmströmungen vorhanden sind [55].

Obwohl es, wie beschrieben, eine starke Ähnlichkeit von Fallfilmströmungen zu denen auf rotierenden Scheiben gibt, sind die Beziehungen der intensiv untersuchten Fallfilme nicht einfach zu übertragen [106]. So sind beispielsweise zwei wichtige Einflussgrößen – der benetzte Umfang sowie die Beschleunigung im Rotationsfeld – im Gegensatz zum Fallfilm abhängig von der Lauflänge. Des Weiteren ist der Radialgeschwindigkeit eine hohe Tangentialgeschwindigkeit überlagert. Mögliche resultierende Schubspannungen aufgrund von Geschwindigkeitsdifferenzen an der Flüssigkeits-Gas-Grenzfläche können zusätzliche Wellen anfachen. Eine allgemeingültige Beschreibung der Filmströmung auf rotierenden Scheiben ist noch nicht gefunden. Für eine gezielte Auslegung technischer Apparate ist jedoch eine theoretische Beschreibung notwendig. Die Entwicklung neuer numerischer Modelle muss dabei durch experimentelle Untersuchungen begleitet werden, um deren Validierung zu ermöglichen.

2.1 Rotationszerstäuber

Bei einem Rotationszerstäuber kann das zu zerstäubende Fluid drucklos auf die Zerstäubereinheit aufgebracht werden. Unter der Wirkung von Zentrifugal- und Reibungskräften verteilt es sich auf der Oberfläche als dünner Film. Es wird zum Scheibenrand transportiert und dort zerstäubt. Verschiedene Bauformen von Rotationszerstäubern sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

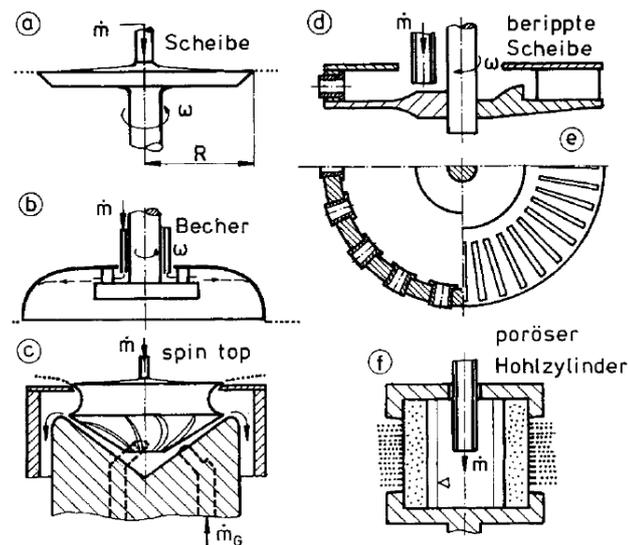


Abbildung 2.1: Unterschiedliche Bauformen von Rotationszerstäubern [123].

Eine glatte, ebene Scheibe (a) stellt die einfachste Bauform dar. Für schlecht benetzende Fluide eignet sich ein Becherzerstäuber (b), da durch die Form eine Gerinnebildung vermieden wird. Im Fall der Gerinnebildung ist die Scheibe nicht mehr vollständig benetzt und die Flüssigkeit strömt ungleichmäßig in Flüssigkeitsfäden über den Zerstäuber. Für höhere Fluiddurchsätze sind berippte (d) oder gelochte (e) Scheiben besser geeignet. Besonders hohe Durchsätze bei engen Tropfengrößenverteilungen werden mit einem porösen Hohlzylinder (f) erzielt. Für die Herstellung sehr geringer Tropfendurchmesser eignet sich ein frei schwebender Turbinenläufer (c) [116]. Rotationszerstäuber haben mehrere Vorteile gegenüber anderen Zerstäubungstechnologien. Sie zeichnen sich aufgrund großer Strömungsquerschnitte durch eine hohe Verstopfungsfreiheit aus, so dass auch Suspensionen oder hochviskose Medien zerstäubt werden können. Des Weiteren weisen sie einen geringen Verschleiß auf und besitzen die vorteilhafte Möglichkeit, die Betriebsparameter Massenstrom und Drehzahl unabhängig voneinander variieren zu können [65].

Die Filmströmung auf der Scheibe sowie die Zerfallsmechanismen am Scheibenrand bestimmen die Tropfengrößen sowie die Tropfengrößenverteilung. Die Zerfallsmechanismen werden maßgeblich von der konstruktiven Ausführung des Scheibenrandes beeinflusst. Tanasawa et al. [104] haben in Modellversuchen gezeigt, dass ein angeschärfter Rand die Ausbildung dünner Flüssigkeitsfäden begünstigt. Frost [38] verwendete eine scharfkantige Ecke mit Fase am Scheibenrand, da mit angeschärften Rändern keine reproduzierbaren Ergebnisse beim Zerstäuben von Glycerinlösungen erreicht werden konnten. Jedoch hatte auch die Abmessung der Fase einen großen Einfluss auf die Reproduzierbarkeit. Weitere Versuche, den Tropfenzerfall mit gezackten Scheibenrändern zu beeinflussen, führten nicht zu den gewünschten engeren

Tropfengrößenverteilungen und lieferten zum Teil gegensätzliche Ergebnisse [92]. Die Zerstäubungscharakteristik hat sich zumeist signifikant verändert, jedoch waren nur sehr geringe Änderungen in der Tropfengrößenverteilung erkennbar. Es lässt sich zusammenfassen, dass in der Literatur widersprüchliche Aussagen zu finden sind, die schon bei sehr geringen Änderungen der Versuchsparameter auftreten. Dies verdeutlicht die Komplexität des betrachteten Systems. Eine Untersuchung der möglichen Rotationszerstäuberarten in Gänze (vgl. Abbildung 2.1) ist daher aufgrund der Vielzahl an Parametern nicht zielführend. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Bauform eines Rotationszerstäubers mit glatter und ebener Scheibe gewählt. Im Folgenden wird daher der für die Arbeit relevante Zerstäubertyp einer ebenen Scheibe mit zentraler Fluidaufgabe detailliert beschrieben. Auf eine weitere Beschreibung der anderen Bauarten wird verzichtet.

2.2 Filmströmung auf rotierenden Scheiben

Bei rotierenden Scheiben haben zahlreiche Effekte Einfluss auf die Filmströmung. Mit unterschiedlichen Anforderungen an das Produkt unterscheidet sich prozessabhängig ihre Relevanz. Das Strömungsbild des Flüssigkeitsfilmes auf einer rotierenden Scheibe mit zentraler Fluidaufgabe kann, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, in vier Bereiche unterteilt werden. Nach dem Austritt aus der Düse verjüngt sich der Flüssigkeitsstrahl (1) aufgrund der Erdbeschleunigung und trifft auf die Scheibe. Der verjüngende Effekt macht sich dabei aber erst ab einem gewissen Abstand h zwischen Düse und Scheibe bemerkbar. Im Bereich der Staupunktströmung (2) wird der Flüssigkeitsstrahl aufgestaut und zum Außenbereich der Scheibe umgelenkt. Die Strömung wird hier von Druck- und Trägheitskräften dominiert. Signifikante Reibungskräfte treten nur innerhalb einer sehr dünnen Grenzschicht auf. Die Staupunktströmung geht stetig in die Filmströmung (3) über, die von Reibungs- und Zentrifugalkräften bestimmt wird. Mit steigender radialer Position gewinnt die Zentrifugalkraft an Bedeutung und die Einflüsse der Fluidaufgabe werden vernachlässigbar. Der Bereich der Lamellenströmung (4) tritt für hohe Rotationsgeschwindigkeiten oder Fluidmassenströme erst beim Verlassen der Rotationsscheibe auf. In diesem Bereich sind der Impuls der Flüssigkeit und die innere Reibung maßgeblich. Für Prallstrahlen relevante Effekte wie der hydraulische Sprung [119] werden bei der Beschreibung der Filmströmung vernachlässigt, da sich der Bereich des hydraulischen Sprungs schon bei sehr geringen Rotationsgeschwindigkeiten weit außerhalb des Scheibendurchmessers befindet. Experimentelle Untersuchungen von Ozar et al. [76] bestätigen diese Annahme.

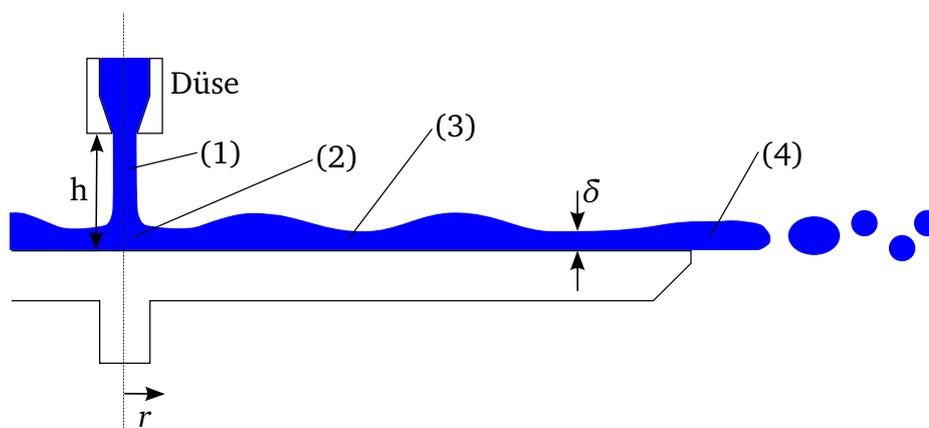


Abbildung 2.2: Strömungsbereiche auf einer Rotationsscheibe mit zentraler Fluidaufgabe.

Für zu geringe Volumenströme oder zu hohe Rotationsgeschwindigkeiten kommt es auf der Scheibenoberfläche zu einem Aufreißen der Filmströmung, die Scheibe ist nicht mehr vollständig benetzt. Die Flüssigkeit fließt als Resultat in Rinnsalen nach außen und die Tropfengrößen weisen starke zeitliche und örtliche Schwankungen auf. Im Versuchsbetrieb ist dieser Betriebszustand daher zu vermeiden. Neben den Betriebsparametern (Flüssigkeitsmassenstrom \dot{M} und Winkelgeschwindigkeit ω) sowie den Stoffeigenschaften des Fluids (dynamische Viskosität η , Dichte ρ und Oberflächenspannung σ) ist die Benetzungsgrenze auch vom Kontaktwinkel γ zwischen Flüssigkeit und Scheibenoberfläche abhängig. Theissing [106] untersuchte erstmals experimentell die Benetzungsgrenze auf rotierenden glatten Scheiben. Für das Versuchsmedium Wasser waren trotz sorgfältiger Versuchsdurchführung starke Schwankungen der Benetzungsgrenze zu beobachten ($\pm 30\%$). Eine Erklärung für diese starke Variation ist die Verringerung des Kontaktwinkels γ schon bei sehr geringen Verunreinigungen des verwendeten Versuchsmediums. Für Rieselfilme entwickelten Hartley und Murgatroyd [40] eine Beziehung zur Berechnung der Benetzungsgrenze aus einem Gleichgewicht zwischen Oberflächenspannungs- und Trägheitskräften. Diese Beziehung kann aufgrund der unterschiedlichen Einflussgrößen für den Fall des Rotationszerstäubers nicht direkt übertragen werden. Ersetzt man die Erdbeschleunigung durch die in diesem Fall äquivalente Zentrifugalbeschleunigung $r \cdot \omega^2$ und den benetzten Umfang durch den Umfang der Scheibe [123], ergibt sich für den Rotationszerstäuber folgende Beziehung:

$$Re_{\min} = 1,7 (1 - \cos \gamma)^{3/5} K_{\omega}^{1/5}. \quad (2.1)$$

Die Reynoldszahl Re_{\min} ist mit dem Mindestvolumenstrom \dot{V}_{\min} definiert als

$$Re_{\min} := \frac{\dot{V}_{\min} \rho}{d_s \pi \eta}, \quad (2.2)$$

und K_{ω} bezeichnet die dimensionslose Flüssigkeitskennzahl

$$K_{\omega} := \frac{2 \cdot \sigma^3 \rho}{\eta^4 \omega^2 d_s^5}. \quad (2.3)$$

Für die in der Zerstäubungstechnik gebräuchlichen Kennzahlen des dimensionslosen Volumenstroms

$$\dot{V}^* = \frac{\dot{V}^2 \rho}{\sigma d_s^3}, \quad (2.4)$$

der Weberzahl

$$We = \frac{\omega^2 d_s^3 \rho}{\sigma} \quad (2.5)$$

und der Zerstäuberzahl

$$Z = \frac{\eta^2}{\rho \sigma D} (= Oh^2) \quad (2.6)$$

ergibt sich für den dimensionslosen Mindestvolumenstrom folgende Beziehung [123]:

$$\dot{V}^* \geq \frac{0,814 (1 - \cos \gamma)^{6/5} Z^{1/5}}{We^{2/5}}. \quad (2.7)$$

Diese untere Betriebsgrenze eines Rotationszerstäubers muss stets beachtet werden, um reproduzierbare Ergebnisse zu erzielen. Da bereits geringfügige Verunreinigungen des Versuchsfluids einen großen Einfluss auf den Kontaktwinkel und die Oberflächenspannung haben, werden auch Betriebspunkte nahe der Benetzungsgrenze vermieden. In industriellen Zerstäubungsprozessen ist diese Grenze meist zu vernachlässigen, da eine Maximierung des Fluidvolumenstroms das Ziel ist. Für den Einsatz in Wärme- und Stofftransportprozessen ist diese untere Betriebsgrenze jedoch von großer Bedeutung. So sollen hier möglichst dünne Flüssigkeitsfilme erzeugt werden, um hohe Wärme- und Stoffströme zu erreichen.

Eine weitere Einflussgröße auf die Stabilität der dünnen Flüssigkeitsfilme im Hinblick auf einen Filmaufriss ist zudem die Welligkeit der Strömung. Experimentelle Untersuchungen haben ergeben, dass die Filmströmung auf einer Rotationsscheibe schon bei sehr kleinen Reynoldszahlen wellig wird [15, 24, 32, 94]. Die Detektion von niederfrequenten Störungen der Filmströmung ist auf rotierenden Scheiben aufgrund der geringen Lauflängen schwierig, so dass sich stark differierende Randbedingungen für eine laminare Strömung entwickelt haben [122]. Eine nähere Betrachtung der Randbedingungen wird nicht durchgeführt, da für typische Betriebszustände von Rotationszerstäubern die Strömung stets sehr wellig ist. Ausgehend von einer glatten Filmoberfläche für sehr kleine Reynoldszahlen entwickeln sich schnell konzentrische Oberflächenwellen, die sich vom Zentrum der Scheibe in Richtung Scheibenrand bewegen [24, 32, 54]. Für steigende Reynoldszahlen kann die Bildung von unsymmetrischen Wellenstrukturen beobachtet werden [122]. Die vorher regelmäßigen, symmetrischen Strukturen beginnen vor allem im Randbereich der Scheibe in dreidimensionale Wellenstrukturen zu zerfallen, sogenannte Girlandenwellen. Eine weitere auftretende Wellenform stellen die Spiralwellen dar, die bisher für unterschiedliche Parametervariationen beobachtet wurden. Fotografische Aufnahmen von dreidimensionalen Wellenstrukturen und Spiralwellen sind exemplarisch in Abbildung 2.3 dargestellt.

Espig und Hoyle [32] fassen die unterschiedlichen Strömungsregime auf der Rotationsscheibe in drei Klassen zusammen: die wellenfreie Strömung, die symmetrischen Radialwellen und die dreidimensionalen Wellenstrukturen (eine Überlagerung von Radial- und Spiralwellen). Diese Klassifizierung wurde experimentell von mehreren Forschergruppen weitestgehend bestätigt, jedoch treten widersprüchliche Beobachtungen hinsichtlich der Spiralwellen auf. Charwat et al. [24] stellten in ihren Versuchen fest, dass die Spiralwellen in einem mit der Scheibe drehenden Koordinatensystem stationär sind. Lenewit et al. [54] hingegen beobachteten stationäre Spiralwellen im Bezug auf ein stehendes Koordinatensystem. Zudem wird die Entstehung der Spiralwellen unterschiedlichen Effekten zugesprochen. Nach Lenewit et al. resultieren sie aus

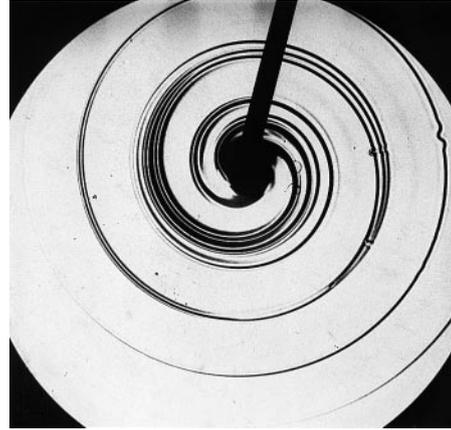
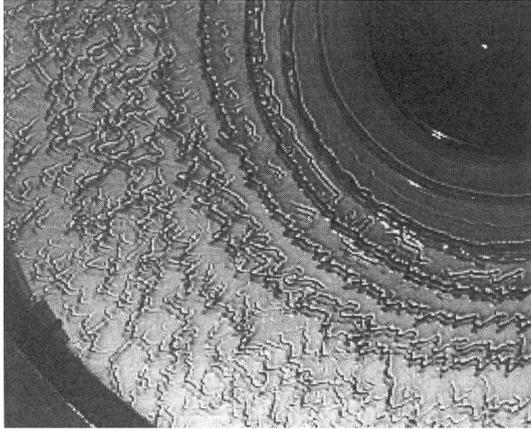


Abbildung 2.3: Zerfall von symmetrischen Wellenstrukturen in dreidimensionale Strukturen im Außenbereich [122] (links) und Spiralwellen auf einer Rotationsscheibe [54] (rechts).

der Fluidaufgabe auf die Scheibe. Die Wellenstruktur wird signifikant durch eine exzentrisch angeordnete Düse oder bereits durch Störungen im Freistrahл beeinflusst. Nach Ozar et al. [76] stellen die Zentrifugalkräfte den Hauptgrund für die Entstehung von Spiralwellen dar. Das Verhältnis der Komponenten der Radial- und Tangentialgeschwindigkeit der Flüssigkeit korreliert dabei mit dem Tangentenwinkel der Oberflächenwellen. Der Tangentenwinkel ist definiert als Winkel zwischen der Tangente zu den Wellenfronten und der radialen Richtung. Für eine konstante Rotationsgeschwindigkeit wird der Tangentenwinkel mit steigendem Fluidmassenstrom kleiner. Die Oberflächenwellen sind dann eher in Richtung des Scheibenrands ausgebildet. Spiralwellen sind für kleine Tangentenwinkel nicht erkennbar. Die abgeleitete Gleichung für den Tangentenwinkel der Spirale gibt ihre Messwerte aber nur ungenau wieder. Eine allgemeingültige Erklärung für den Ursprung der beobachteten Wellenstrukturen gibt es bislang nicht.

2.2.1 Radialer Filmdickenverlauf

Bär [4] hat 1935 als erster die Filmströmung auf einer glatten Rotationsscheibe untersucht. Sein Ansatz der Beschreibung der Filmströmung entspricht dem von Nusselt [72] zur Berechnung einer Fallfilmströmung an senkrechten ebenen Wänden. Lediglich die Erdbeschleunigung wird durch die Zentripetalbeschleunigung ersetzt. Die Schubspannung an der Flüssigkeitsoberfläche zwischen dem umgebenden Gas und der Flüssigkeit wird von Bär vernachlässigt. Er erhält unter den zusätzlich stark vereinfachenden Annahmen, dass die Tangentialgeschwindigkeit der Flüssigkeit der Umfangsgeschwindigkeit der Scheibe entspricht – also kein Schlupf vorliegt – sowie einer laminaren Flüssigkeitsströmung, folgende Beziehung:

$$\delta = \left(\frac{3\dot{V} \nu_{fl}}{2\pi r^2 \omega^2} \right)^{1/3} \quad (2.8)$$

Darin sind δ die lokale Filmdicke, \dot{V} der Volumenstrom der Flüssigkeit und r die radiale Position auf der Rotationsscheibe. Eine Aussage über die Gültigkeit der Annahme einer schlupffreien Strömung konnte von Bär nicht getroffen werden. Deutlich später haben Nikolaev et al. [71] den Einfluss des Schlupfes auf die Filmströmung näher betrachtet und den vorherigen Ansatz

erweitert. Das Ergebnis ist eine transzendente Gleichung, die den Zusammenhang zwischen der dimensionslosen Filmdicke

$$\delta^* = \delta (\nu/\omega)^{-1/2} \quad (2.9)$$

und der dimensionslosen radialen Koordinate

$$r^* = r \left(\frac{2\pi}{\dot{V}} \right)^{1/2} (\nu\omega)^{1/4} \quad (2.10)$$

wiedergibt:

$$\frac{\sinh(2\delta^*) - \sin(2\delta^*)}{\cosh(2\delta^*) + \cos(2\delta^*)} = \frac{2}{\pi r^{*2}}. \quad (2.11)$$

Diese Gleichung ist nur für kleinen Schlupf zwischen der Flüssigkeit und der Scheibe gültig. Zum Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit anderen Modellen aus der Literatur ist eine Darstellung der dimensionslosen Filmdicke als Funktion der dimensionslosen radialen Position sinnvoll. In der Literatur sind unter anderem noch weitere Möglichkeiten der Entdimensionierung zu finden [24, 32]. Die vorgestellte Methode hat sich im Rahmen der Arbeit aber als am besten geeignet erwiesen. Für große radiale Positionen $r^* > 2$ stimmen die Gleichungen von Bär und Nikolaev et al. überein und liefern die gleiche Lösung. Für eine radiale Position von $2 > r^* > 1$ sind nur geringe Abweichungen zu erkennen. Aufgrund der deutlich einfacheren Struktur wird daher zumeist die Beziehung nach Bär verwendet. Nikolaev et al. konnten aber die offene Frage des Gültigkeitsbereiches weiter eingrenzen, ab wann die Annahme einer schlupffreien Flüssigkeitsströmung gerechtfertigt ist. Aus ihren Ergebnissen lässt sich aber keine Aussage über die Bedeutung der Druck- und Trägheitskräfte ableiten. Weitere Ansätze zur Bestimmung der Filmdicke bzw. des radialen Geschwindigkeitsprofils der Filmströmungen führten zu sehr ähnlichen Ergebnissen [18, 61].

Ein wichtiger Beitrag zur Beschreibung der Flüssigkeitsströmung in einem größeren Gültigkeitsbereich wurde von Theissing [106] vorgestellt. Er hat eine Näherungslösung für die Filmdicke auf einer Rotations Scheibe aus der numerischen Berechnung der Grenzschichtströmung entwickelt. Dabei gehorcht die Flüssigkeit dem Newtonschen Schubspannungsgesetz und weist konstante Stoffwerte auf. Der Einfluss der Viskosität des umgebenden Gases und der Oberflächenspannung der Flüssigkeit sei so gering, dass die Schubspannungen an der Filmoberfläche vernachlässigbar sind. Zudem sei die Strömung auf der Scheibe stationär und rotationssymmetrisch. In der direkten Nähe des Scheibenrandes ist diese Voraussetzung jedoch nicht immer erfüllt, da die unterschiedlichen Zerfallsmechanismen einen Einfluss auf die Filmdynamik stromaufwärts haben. Die Ausdehnung des Einflussbereichs in Abhängigkeit des Zerfallsmechanismus konnte nicht bestimmt werden. Beim Vergleich der experimentellen Daten wurde daher der randnahe Bereich der Filmströmung in einem Abstand von $\zeta = 2 \text{ mm}$ vom Scheibenrand nicht berücksichtigt. Die Betrachtung des komplexen Vorgangs der Umlenkung des Freistrahls im Zentrum der Scheibe wird von Theissing ausgespart, um die Rechenzeit sowie den -aufwand zu reduzieren. In einem

bestimmten Abstand vom Auftreffpunkt des Strahls ist die Strömung vollständig umgelenkt und die Strömungsenergie liegt nur noch in Form von kinetischer Energie in Azimutalrichtung vor. Daraus entwickelt Theissing einen Ausdruck für die dimensionslose mittlere Radialgeschwindigkeit $\bar{v}_{r,A}^*$ aufgrund der Flüssigkeitsaufgabe:

$$\bar{v}_{r,A}^* = \frac{\bar{v}_{r,A}}{(\nu\omega)^{0,5} Re^{0,5}} = (2H^*)^{0,5} \quad (2.12)$$

mit Einführung der Aufgabekennzahl H^*

$$H^* = \frac{0,5 \bar{v}_n^2 + gh}{\omega^{1,5} \nu \eta^{-0,5} \rho^{0,5}}. \quad (2.13)$$

Darin sind \bar{v}_n die mittlere Geschwindigkeit der Flüssigkeit im Aufgaberohr bzw. des Austrittsquerschnitts der Düse und h der Abstand zwischen Düse und Rotationsscheibe. Mit zunehmender radialer Koordinate r^* gewinnen die Reibungs- und Zentrifugalkräfte an Bedeutung und der Einfluss der Aufgabeparameter wird vernachlässigbar. Dem Ansatz von Nikolaev und Bär folgend kann unter Berücksichtigung des Schlupfes die dimensionslose mittlere radiale Geschwindigkeit $\bar{v}_{r,\omega}^*$ aus dem Gleichgewicht zwischen Reibungs- und Zentrifugalkräften bestimmt werden:

$$\bar{v}_{r,\omega}^* = \frac{0,204}{r^{*1/3} \left(1 + \frac{1,141^{1/6}}{r^{*8}}\right)}. \quad (2.14)$$

Theissing nimmt zudem an, dass die tatsächliche dimensionslose mittlere radiale Geschwindigkeit \bar{v}_r^* zwischen den Grenzwerten der beiden vorgestellten radialen Geschwindigkeiten $\bar{v}_{r,A}^*$ und $\bar{v}_{r,\omega}^*$ liegt. Dies setzt er mathematisch durch die Einführung eines Wichtungsfaktors Y um und erhält folgende Beziehung:

$$v_r^* = (1 - Y) v_{r,A}^* + Y v_{r,\omega}^*. \quad (2.15)$$

Der Wichtungsfaktor Y

$$Y = \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{17,5 r^{*6,2}} \left(1 + \left(\frac{1,8 H^{*0,5}}{r^*}\right)^{5/3}\right)^{-3/5}\right)^{1/5}} \quad (2.16)$$

kann dabei Werte zwischen 0 und 1 annehmen und ist abhängig von der dimensionslosen radialen Koordinate r^* sowie den Parametern des Freistrahls, repräsentiert durch die Aufgabekennzahl H^* . Die Konstanten und Exponenten innerhalb der Gleichung sind so gewählt, dass der mittlere quadratische Fehler im Vergleich zu den Vergleichswerten der numerischen Berechnung der Grenzschichtströmung minimiert wird (Minimum von 2%). Mit Hilfe der Kontinuitätsglei-

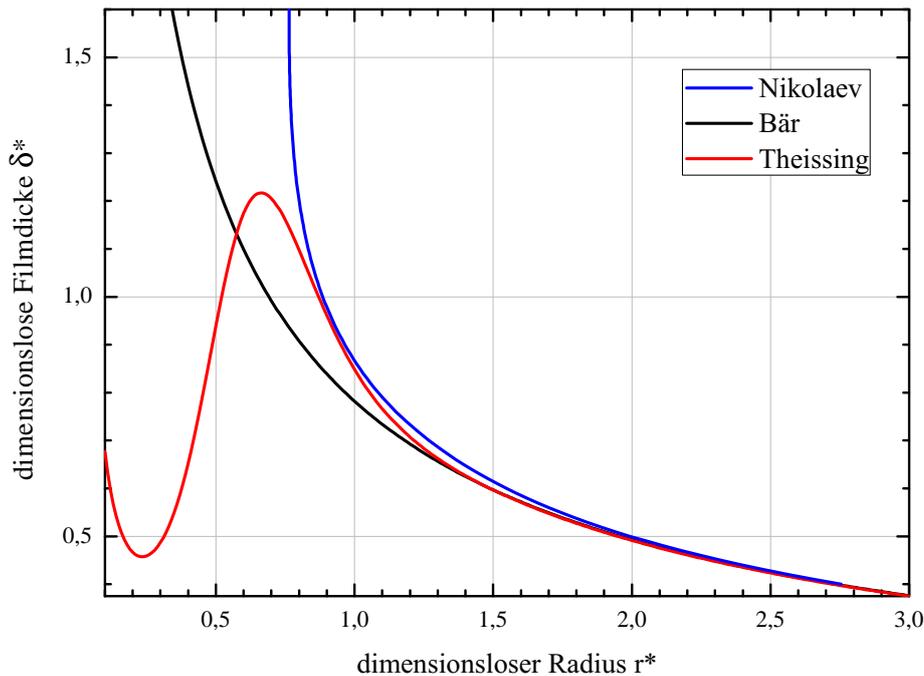


Abbildung 2.4: Exemplarischer Vergleich der Modelle nach Bär (Gl. 2.8), Nikolaev et al. (Gl. 2.11) und Theissing (Gl. 2.17); Fluidmassenstrom $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$ (Versuchsmedium Wasser), Düsendurchmesser $d_D = 2,09 \text{ mm}$, Düsenabstand $h = 1,5 \text{ mm}$ und Drehzahl $U = 250 \text{ min}^{-1}$.

chung kann die dimensionslose Filmdicke als Funktion der dimensionslosen radialen Koordinate berechnet werden zu

$$\delta^* = \frac{1}{v_{r^*} 2\pi r^*}. \quad (2.17)$$

In der Nähe des Aufgabepunktes weichen die mit den verschiedenen Modellen berechneten Filmdicken aufgrund der beschränkten Gültigkeitsbereiche deutlich von den Experimenten ab. Die tatsächliche Filmdicke ist hier deutlich größer [106]. Die vorgestellte Näherungslösung von Theissing ist ab einer dimensionslosen radialen Koordinate $r^* = 0,16$ gültig. Dies entspricht einem Abstand von ungefähr zwei Strahldurchmessern zum Zentrum der Scheibe. Für kleine Werte der Aufgabekennzahl H^* rückt die Gültigkeitsgrenze sogar bis auf den Abstand von einem Strahldurchmesser an den Scheibenmittelpunkt. Ein Vergleich der drei Modelle ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Es ist zu beachten, dass die Modelle von Bär und Nikolaev et al. erst ab einem Bereich von dimensionslosen radialen Positionen von $r^* = 1$ [106] bzw. $r^* = 2$ [15] Gültigkeit besitzen.

2.2.2 Methoden zur Messung der Filmdicke

Für die Beschreibung der Filmströmung und die Validierung der Modelle ist die Messung der Filmdicke von zentraler Bedeutung. Neben der mittleren Filmdicke sind zu einer detaillierten Beschreibung der Welligkeit der Fluidströmung zeitlich und räumlich hochaufgelöste Messungen

notwendig. Diese Messungen sollen über einen möglichst großen radialen Bereich auf der Rotationsscheibe möglich sein. In der Literatur sind unterschiedliche Methoden zur Filmdickenmessung mit ihren jeweiligen Vor- und Nachteilen zu finden. Im Folgenden werden die am häufigsten verwendeten Methoden vorgestellt.

Nadelmethode

Bei der Nadelmethode wird eine dünne Metallspitze an einer linearen Verfahrereinheit befestigt. Diese ermöglicht eine Bewegung der Messspitze senkrecht zur Filmoberfläche. Im Vorfeld der Versuche wird die Spitze ohne Fluidströmung bis zum Berühren der Feststoffoberfläche heruntergefahren, dies ist der untere Bezugspunkt. Während der Versuchsdurchführung mit einer Flüssigkeitsströmung wird die Nadel von oben der Flüssigkeits-Gas-Grenzfläche schrittweise angenähert, bis die Nadel in Kontakt mit der Flüssigkeit kommt. Aus der Differenz der Position der Verfahrereinheit zum Kontaktpunkt und dem unteren Bezugspunkt kann mit Hilfe dieser Methode die maximale Filmdicke an den Wellenbergen bestimmt werden. Dabei ist jedoch die Abweichung zur mittleren Filmdicke umso größer, je welliger die untersuchte Strömung ist. Erste Messungen mit dieser Methode wurden bereits von Hopf im Jahre 1910 durchgeführt [46]. Eine Verbesserung dieses Verfahrens wurde unter anderem von Espig und Hoyle vorgestellt [32]. Zwischen dem strömenden Fluid und der Nadel wird eine Spannungsdifferenz angelegt. Sobald die Nadel mit der Flüssigkeit in Kontakt kommt, wird an einem Messgerät ein Stromfluss detektiert. Die Nadel wird nun so positioniert, dass für die Hälfte der Messzeit ein elektrischer Kontakt vorliegt. Aus der Differenz zum unteren Bezugspunkt kann so der Median der Filmdicke bestimmt werden. Mit Hilfe dieser Verbesserung kann neben dem Median der Maximal- sowie Minimalwert der Filmdicke gemessen werden. Eine korrekte Bestimmung des Mittelwerts der Filmdicke ist so jedoch nicht realisierbar, da der Median nicht dem Mittelwert entsprechen muss. Diese Messtechnik weist die größte Verbreitung auf und wurde von zahlreichen weiteren Forschungsgruppen verwendet, unter anderem Borodkin et al. [13] und Matsumoto et al. [63].

Verfahren mittels elektrischer Leitfähigkeit

Die Filmdicke kann neben der Nadelmethode beispielsweise aus der Änderung der elektrischen Leitfähigkeit bestimmt werden. Zwischen der Rotationsscheibe und den Elektroden wird an unterschiedlichen Positionen die elektrische Leitfähigkeit gemessen. Die Elektroden sind in einem Abstand von $a = 0,5 \text{ mm}$ über der Scheibenoberfläche positioniert. Aus Vergleichsmessungen zur Kalibrierung mit definierten Filmdicken einer stehenden Flüssigkeit kann die aktuelle Filmdicke anschließend für die Filmströmung rechnerisch bestimmt werden. Die Messunsicherheit wird mit einer Abweichung von $\pm 10 \mu\text{m}$ angegeben. Ein signifikanter Nachteil dieser Methode ist, dass nur an wenigen diskreten radialen Positionen gemessen werden kann. Die zeitliche und räumliche Auflösung ist zudem beschränkt und die Messgenauigkeit ist maßgeblich von den dielektrischen Eigenschaften des verwendeten Fluids abhängig.

Kapazitive Verfahren

Eine weitere nicht-invasive Messmethode stellt das kapazitive Messverfahren dar. Thomas et al. [107] verwendeten das Verfahren zur Bestimmung der Filmdicke von Wasser auf einer rotierenden Scheibe mit einem Durchmesser von $d_s = 406,6 \text{ mm}$. Der verwendete kapazitive Sensor (nach Spiers et al. [99] sowie Tharmalingam und Wilkinson [105]) hat den Vorteil, die freie Filmoberfläche nicht wie im Fall der Nadelmethode zu stören. Es können Messungen über nahezu den gesamten Scheibenradius durchgeführt werden. Ähnlich wie das Verfahren mittels

elektrischer Leitfähigkeit ist die räumliche und zeitliche Auflösung des Verfahrens limitiert und ermöglicht keine hochaufgelöste Messung der Filmdicke. Die Messunsicherheit erreicht zudem nur $\pm 30 \mu\text{m}$.

Optische Verfahren

Des Weiteren gibt es optische Messmethoden zur Bestimmung der Filmdicke. Ein Beispiel ist die Absorption von Strahlung in einem teiltransparenten Medium. So verwendeten unter anderem Charwat et al. [24] die Absorption von Infrarotstrahlung innerhalb einer Flüssigkeitsschicht. Es wurde die detektierte Strahlungsintensität in Abhängigkeit von Vergleichsmessungen bekannter Filmdicken in Beziehung gesetzt. Anhand der Messungen kann aus dieser Kalibrierkurve die mittlere Filmdicke der Flüssigkeitsströmung rechnerisch bestimmt werden. Die Genauigkeit der Messung ist dabei maßgeblich von der Güte der Kalibriermessungen abhängig. Eine hochaufgelöste Filmdickenmessung ist mit diesem Verfahren ebenfalls nicht möglich.

Alle bisher vorgestellten Messtechniken weisen unterschiedliche Vor- und Nachteile auf. Eine hochauflösende Messung der Filmdicke der Flüssigkeitsströmung in Kombination mit einem weiten radialen Bereich auf der Rotationsscheibe ist mit Hilfe nur einer dieser Methoden nicht realisierbar. Eine weitere Methode ist ein chromatisches Verfahren zur Messung von Schichtdicken wie z.B. der Dicke optischer Gläser. Dieses Verfahren beruht auf der Messung der Distanzen zwischen zwei Bezugspunkten. Mit Hilfe einer Spezialoptik werden die Reflexionen des vom Sensor gesendeten Lichts erfasst und in Distanzen umgerechnet. Mit dieser Messtechnik lassen sich hohe zeitliche und räumliche Auflösungen erzielen (Messfrequenzen bis zu $f = 4 \text{kHz}$, Messfleckdurchmesser von wenigen Mikrometern). Am Institut des Autors wurde diese Methode bereits erfolgreich für Filmdickenmessungen auf stehenden Oberflächen verwendet [42]. Messungen auf bewegten Oberflächen wie auf Rotationszerstäubern wurden bisher noch nicht durchgeführt.

2.2.3 Wärme- und Stofftransport

Neben der Zerstäubung finden rotierende Scheiben auch in verfahrenstechnischen Prozessen Anwendung [11, 56, 59]. Die sogenannten *Spinning Disk Reactors* (SDR) eignen sich besonders für Transportprozesse mit Flüssigkeits-Gas-Wand-Interaktionen, da sehr dünne Filme mit hohen Scherraten erreicht werden können [1]. Zudem entstehen neue Anwendungsgebiete der Stoffübertragung wie zum Beispiel in Schwerelosigkeit, wo kaum Alternativen zur Erzeugung von dünnen Flüssigkeitsfilmen vorhanden sind [55]. Obwohl es viele Parallelen von Fallfilmströmungen zu den Filmströmungen auf rotierenden Scheiben gibt, sind letztere bei weitem nicht so intensiv untersucht worden. Dies mag überraschen, da die Filmströmung auf rotierenden Scheiben einfacher zu kontrollieren ist als bei Fallfilmen [97]. Die weniger intensive Untersuchung mag maßgeblich darin begründet sein, dass die industrielle Nutzung der SDR erst in den letzten zehn Jahren stark an Bedeutung gewonnen hat. Eine experimentelle und numerische Untersuchung des Wärme- und Stofftransportes von SDR ist notwendig, da die Beziehungen für die intensiv untersuchten Fallfilme nicht einfach zu übertragen sind. Die Vorteile der SDR zur Intensivierung des Wärme- und Stofftransports lassen sich in folgenden Punkten zusammenfassen:

- Die Variation der Rotationsgeschwindigkeit stellt einen zusätzlichen Freiheitsgrad in der Auslegung von Apparaten dar.

- Eine größere Zentrifugalbeschleunigung des Flüssigkeitsfilms mit steigender radialer Koordinate verbessert den Filmbildungsprozess und kann gegebenenfalls durch eine gezielte Oberflächenstrukturierung beeinflusst werden.
- Die Rotationsscheibe hat eine geringe Verstopfungsneigung und es können somit Suspensionen und auch hochviskose Medien verwendet werden.
- Es können sehr kurze Kontaktzeiten zwischen der Flüssigkeit und der Scheibe bzw. der umgebenen Atmosphäre erreicht werden. Dies ist insbesondere in der Verfahrenstechnik für sensitive Medien von großem Interesse. Beispielsweise werden mögliche lokale Überhitzungen durch lange Kontaktzeiten vermieden.

Bisherige Untersuchungen beschäftigen sich vornehmlich mit Anwendungen in der Verfahrenstechnik. So wurden die Vorteile eines SDR in der Polymerisation intensiv untersucht [11, 12, 112]. Im Rahmen der klassischen Prozessführung mit großen Rühr tanks im Batch-Prozess oder kontinuierlichen Betrieb treten häufig Inhomogenitäten auf. Aufgrund von limitierten Wärmeübertragungsflächen kann der während der Polymerisation frei werdende Wärmestrom nicht gleichmäßig abgeführt werden. Zusätzlich wird die Bildung von *Hot Spots* durch die schlechte Durchmischung und hohe Viskosität des Mediums begünstigt. Diese *Hot Spots* führen zu einer breiten Molmassenverteilung und einer geringen Produktqualität des Polymers [11]. Eine Möglichkeit der Verbesserung stellt die Verwendung eines SDR dar. Die Reaktionsraten können dabei signifikant erhöht werden, auch für hochviskose Polymermassen. Die Polymerisationswärme kann aufgrund der großen vorhandenen Oberflächen zum Wärmetransport und der geringen Filmdicken sehr gleichmäßig abgeführt werden, so dass die Bildung von *Hot Spots* stark reduziert wird. Zudem kann neben der Produktqualität auch die Prozesssicherheit gesteigert werden. Die Einstellbarkeit der beiden maßgeblichen Parameter Massenstrom und Drehzahl ermöglicht zudem eine gezielte Steuerung der Kontaktzeit und damit des Reaktionsprozesses. Diese Einflussnahme ist somit deutlich einfacher als in der klassischen Prozessführung.

In der Literatur sind leider nur wenige Arbeiten zur Beschreibung des Stofftransports zu finden. Burns und Jachuck [20] haben mit einer *Limiting Current Technique*¹ den radialen Verlauf des Stofftransports als Funktion der Drehzahl und des Flüssigkeitsmassenstroms bestimmt. Hohe räumliche Auflösungen sind mit der Messtechnik leider nicht zu erzielen. Als Versuchsfluide wurden Schwefelsäurelösung (H_2SO_4) sowie schwache Kupfersulfatlösung ($CuSO_4$) verwendet. Ein Vergleich der Stoffübergangskoeffizienten mit der für rotierende Scheiben angepassten Theorie nach Nusselt für laminare Fallfilme [5] zeigt große Abweichungen. Die Autoren vermuten, dass diese Abweichungen von Oberflächenwellen hervorgerufen werden, die im Modell keine Berücksichtigung finden. Die beobachtete Intensivierung des Wärme- und Stofftransports durch solche Wellenstrukturen konnte auch in anderen Versuchskonfigurationen nachgewiesen werden. Untersuchungen zur Gasadsorption in Fallfilmen [31, 48, 73] zeigten ähnliche Ergebnisse im Vergleich zu wellenfreien Strömungen. Aufgrund der großen Relevanz für industrielle Anwendungen wurde bereits eine Vielzahl an Ansätzen zu den Ursachen der Verbesserung des Stofftransports präsentiert [3, 10, 47, 84, 85, 118]. Aus den jüngeren Untersuchungen sind noch die numerischen Arbeiten von Sisoiev et al. hervorzuheben [95, 96]. In diesen Arbeiten wird die Intensivierung der Gasadsorption in einem welligen Fallfilm mit einer wellenfreien Strömung

¹ Die *Limiting Current Technique* (Grenzstrom-Methode [91]) ist unter anderem in der Bestimmung von Diffusionskoeffizienten verbreitet. Der Diffusionskoeffizient ist dabei direkt gekoppelt mit dem Ladungstransport von Ionen durch die untersuchte Flüssigkeit.

verglichen. Anhand der *Bifurcation Theory*² wird die Wellencharakteristik der dominierenden Wellen für gegebene Strömungsparameter bestimmt. Als ein Ergebnis wird herausgestellt, dass die Intensivierung des Stofftransports eng mit der Struktur der dominierenden Wellen verknüpft ist. Nach weitergehenden Untersuchungen wird für gegebene Prozessparameter die noch wichtigere direkte Abhängigkeit der Intensivierung des Stofftransports mit der Wellenfrequenz gezeigt. Eine Erweiterung dieses Ansatzes auf die Strömungen auf rotierenden Scheiben führte zu sehr ähnlichen Ergebnissen.

Neben den Arbeiten zum Stofftransport mit primär verfahrenstechnischen Fragestellungen gibt es auch einige Untersuchungen zum Wärmetransport auf rotierenden Scheiben. Grundsätzlich ist hierbei zwischen dem einphasigen und mehrphasigen Wärmetransport mit Verdampfung zu unterscheiden. Da innerhalb der Prozessparameter im Rahmen dieser Arbeit keine signifikanten Einflüsse der Verdampfung zu erwarten sind, wird auf den mehrphasigen Wärmetransport im Folgenden nicht näher eingegangen. Es sei zur Vollständigkeit aber dennoch auf interessante Arbeiten zu diesen Aspekten verwiesen [8, 80].

Eine sehr gute Literaturübersicht über den einphasigen Wärmetransport des Strahlaufpralls ist bei Webb und Ma [120] zu finden. Die ersten maßgeblichen Untersuchungen zur Hydrodynamik des Strahlaufpralls von Watson [119] wurden später unter anderem um den Wärmetransport [25] erweitert. Diese Ansätze wurden mehrfach aufgegriffen, wobei nach Lösungsansätzen für die numerische Berechnung des Wärmetransports gesucht wurde [81, 82, 108]. Die genannten Arbeiten beschäftigen sich jedoch mit dem Strahlaufprall auf stehende Oberflächen.

Zum Wärmeübergang auf bewegten Oberflächen sind einige wenige experimentelle Untersuchungen zu finden. Carper et al. [22, 23] haben den konvektiven Wärmeübergang eines Flüssigkeitsstrahls von Kühllöl auf eine näherungsweise isotherme rotierende Scheibe untersucht. Anhand der Ergebnisse haben sie Korrelationen für die mittlere Nusseltzahl in Abhängigkeit der Rotationsgeschwindigkeit, der Strahlreynoldszahl und der Prandtlzahl aufgestellt. Lokale Messungen des Wärmeübergangs konnten nicht durchgeführt werden.

Owen und Rogers haben experimentelle Arbeiten zum Auftreffen eines Luftstrahls auf rotierenden Oberflächen zusammengefasst [74]. Für diese Versuchsanordnung sind auch nur wenige Informationen zum lokalen Wärmetransport zu finden [7, 68–70, 79]. Anhand von Strömungsvisualisierungen mit eingebrachtem Rauch in die Gasströmung konnten die folgenden drei übergeordneten Strömungsbereiche in Strömungsrichtung identifiziert werden: der vom Strahlaufprall dominierte Bereich nach dem Auftreffpunkt, ein Übergangsbereich und ein von der Rotation dominierter Bereich [79]. Eine Korrelation für die Nusseltzahl wurde jedoch nur für den vom Strahlaufprall dominierten Bereich angegeben.

Die begrenzte Anzahl an Untersuchungen zum Wärmetransport auf rotierenden Oberflächen ist maßgeblich auf die sehr aufwendige und komplexe messtechnische Erfassung zurückzuführen. Konventionell werden Temperaturmessungen direkt unter der Scheibenoberfläche mit

² In praktischen Anwendungen verbunden mit Differentialgleichungen treten häufig Gleichungen mit Parametern auf, die zum Teil nur abgeschätzt werden können. Aus diesem Grund ist es von hoher Bedeutung, das Verhalten der Lösungen in Abhängigkeit dieser Parameter zu untersuchen. Meist führt schon eine geringfügige Variation eines Parameters zu einer signifikanten Änderung der Lösung. Solche Untersuchungen führen zum Bereich der *Bifurcation Theory*. Für die Wellenströmung auf Rotationsscheiben variiert beispielsweise die Anzahl an Lösungen von einer Lösung für relativ kurze Wellenfrequenzen zu nahezu unendlich vielen. Aus diesem Grund ist das Konzept der *Wave Family* entwickelt worden, um die Lösungen zu klassifizieren.

Thermoelementen durchgeführt, deren Messsignal über Schleifkontakte vom rotierenden Element übertragen wird [1, 77]. Die resultierenden Messunsicherheiten, hervorgerufen durch die Signalübertragung und -wandlung, werden jedoch leider sehr häufig nicht diskutiert. Es wird lediglich die Messunsicherheit des Thermoelements selbst angegeben. Aus Erfahrungen am Institut des Autors ist davon auszugehen, dass aufgrund der sich addierenden Unsicherheiten innerhalb der gesamten Messkette so leider keine ausreichend genaue Bestimmung von lokalen Wärmeübergangskoeffizienten möglich ist. Messungen von globalen Wärmeübergangskoeffizienten führen dabei zu deutlich verlässlicheren Ergebnissen, da sie signifikant geringere Messunsicherheiten aufweisen. Diese Messungen können nur für spezielle Konfigurationen mit einer quasi isothermen Scheibenoberfläche durchgeführt werden [22]. Korrelationen, die an diese globalen experimentellen Ergebnisse zum Wärmetransport angepasst sind, führen aber zu keinem tieferen Verständnis der physikalischen Vorgänge. Weitere Ansätze zur Bestimmung lokaler Wärmeübergangskoeffizienten bestehen in der Verwendung von temperaturempfindlichen Flüssigkeitskristallen³ [68]. Praktische Schwierigkeiten mit wasserbeständigen Bindemitteln und den begrenzten Temperaturbereichen verhinderten bisher eine weitere Verwendung. Zudem ist im Fall von Flüssigkeitsjets die korrekte optische Erfassung aufgrund der Lichtbrechung an der Flüssigkeits-Gas-Grenzfläche sehr komplex, an sehr welligen und gekrümmten Flüssigkeitsoberflächen kaum möglich. Eine weitere verbreitete Temperaturmessmethode innerhalb von Flüssigkeiten stellt die laserinduzierte Fluoreszenz dar. Diese ist aber unter anderem aufgrund der bereits genannten optischen Limitationen in einem derartigen Aufbau nicht zielführend [6].

Zur Messung der Temperatur an der Flüssigkeits-Gas-Grenzfläche muss abschließend noch die Infrarotmesstechnik in Betracht gezogen werden. Die Vorteile dieser nicht-invasiven Messtechnik liegen vor allem in den hohen erreichbaren Messfrequenzen und der Möglichkeit, ein zweidimensionales Temperaturfeld der Filmoberfläche aufzunehmen zu können. So wurde diese Messtechnik für die Messung von Oberflächentemperaturen an Festkörpern unter anderem am Institut für Technische Thermodynamik schon erfolgreich eingesetzt [89, 93, 113]. Auch Wärmeübergangsmessungen an luftangeströmten rotierenden Scheiben sind in der Literatur zu finden [2, 21]. Die Messgenauigkeit bei der Vermessung von Flüssigkeitsfilmen ist gegenüber der Vermessung von Festkörperoberflächen aber umstritten. Zwar sind eine Vielzahl an experimentellen Untersuchungen zur Bestimmung der Oberflächentemperatur von Tropfen oder Filmoberflächen zu finden [19, 41, 100], die entscheidenden Fragen der Kalibrierung sowie des möglichen Einflusses von Reflexionen und winkelabhängigen Emissionskoeffizienten konnten jedoch bisher noch nicht ausreichend beantwortet werden. Eine detaillierte Betrachtung der Eignung der Infrarotthermographie für die Bestimmung von Oberflächentemperaturen bewegter Flüssigkeitsfilme ist in Kapitel 4.3 dargestellt.

2.3 Spraybildung

Am Scheibenrand wird die Flüssigkeit in die umgebende Atmosphäre zerstäubt. Die Tropfengröße sowie die Tropfengrößenverteilung werden dabei maßgeblich von der Art der Tropfenbildung bestimmt. Abhängig von den Parametern Rotationsgeschwindigkeit und Flüssig-

³ *Thermographic Liquid Crystals* (TLC) können als dünne Schichten auf die Messoberfläche aufgebracht werden und besitzen temperaturabhängige Eigenschaften, z.B. Farbveränderungen zur Bestimmung von lokalen Oberflächentemperaturen. Hohe Aufmerksamkeit muss bei solchen Messungen auf die Farbstabilität und die Kalibrierung gelegt werden.

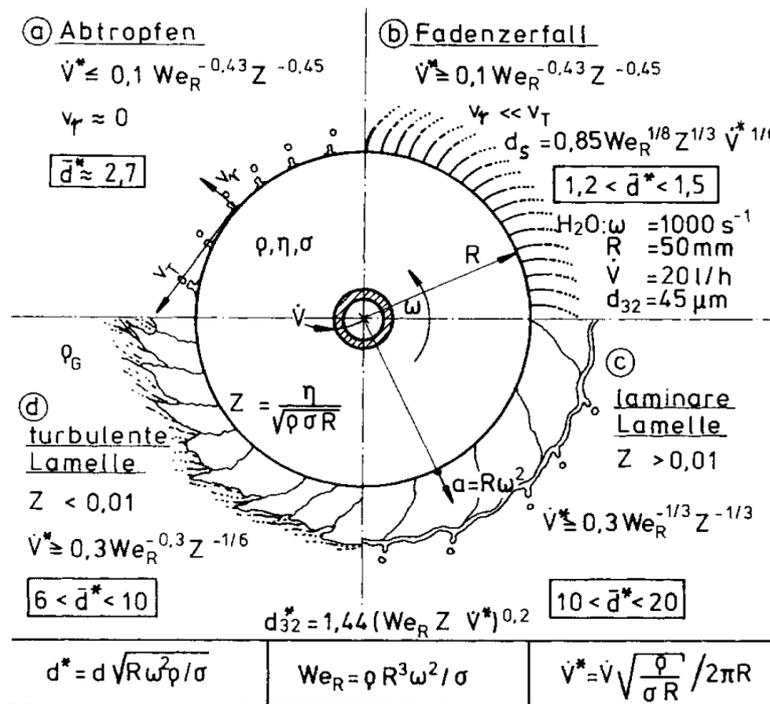


Abbildung 2.5: Zerfallsformen am Scheibenrand eines Rotationszerstäubers, a) Abtropfen, b) Strahl- bzw. Fadenzerfall, c) laminarer Lamellenzerfall, d) turbulenter Lamellenzerfall [116].

keitsvolumenstrom treten am Scheibenrand vier unterschiedliche Zerfallsformen auf (vgl. Abbildung 2.5). Für eine konstante Rotationsgeschwindigkeit werden mit steigendem Volumenstrom alle Zerfallsformen nacheinander durchlaufen. Die Zerstäubungsmechanismen sind dabei von einer Vielzahl an Forschergruppen untersucht oder zusammenfassend beschrieben worden [27, 29, 30, 36, 45, 61, 103].

Vergleichsweise geringe Volumenströme führen zu einem direkten Abtropfen der Flüssigkeit am Scheibenrand (vgl. Abbildung 2.5 (a)). Ähnlich zum Abtropfen aus Kapillaren wird die Tropfenbildung maßgeblich vom statischen Gleichgewicht zwischen den Oberflächen- und Volumenkräften bestimmt. Die Volumenkraft entspricht im Fall der Kapillaren der Schwerkraft sowie auf der Rotations Scheibe der Zentrifugalkraft. Es bilden sich große Primärtropfen, die beim Ablösen kleine Flüssigkeitsfäden nachziehen. Diese Fäden zerfallen dann zu kleineren Sekundärtropfen. Charakteristisch für die Zerfallsform des direkten Abtropfens ist daher eine bimodale Tropfengrößenverteilung, das Tropfengrößenspektrum weist zwei Maxima auf. Aufgrund dieser ungünstigen Verteilung und dem geringen Fluidvolumenstrom ist der Bereich des direkten Abtropfens für technische Anwendungen weniger relevant.

Erhöht man den Flüssigkeitsvolumenstrom, gelangt man in den Bereich des Fadenzerfalls (b). Am Scheibenrand bilden sich regelmäßige Flüssigkeitsfäden oder -finger aus, die sich im Gegensatz zum direkten Abtropfen aber nicht vom Scheibenrand ablösen. Aufgrund der Plateau-Rayleigh-Instabilität zerfallen diese Fäden in gleichem Abstand von der Abströmkante zu Tropfen [83]. Da das entstehende Spray nach diesem Rayleighschen Strahlzerfall nahezu monodispers ist, hat dieser Zerfallsmechanismus eine hohe technische Relevanz. Ungünstig für die Anwendung sind lediglich die sehr engen Betriebsgrenzen des Fadenzerfalls.

Eine weitere Erhöhung des Flüssigkeitsvolumenstroms führt zu einem Wechsel in den Bereich des Lamellenzerfalls. Dieser lässt sich in den laminaren (c) und den turbulenten Lamellenzerfall (d) unterteilen [35]. Die Flüssigkeit strömt zunächst als laminare Lamelle über den Scheibenrand und zerfällt nach einer gewissen Lauflänge aufgrund von Wechselwirkungen zwischen Oberflächenspannungs- und Trägheitskräften der Flüssigkeit zu Tropfen. Das Tropfengrößenspektrum ist dabei deutlich breiter als im Fadenzerfall, die Standardabweichung der Tropfengrößenverteilung ist deutlich größer. Den turbulenten Lamellenzerfall für steigende Flüssigkeitsvolumenströme bezeichnet man auch als eine aerodynamische Instabilität. Die Druckschwingungen im umgebenden Gas haben dabei einen signifikanten Einfluss auf die Tropfenbildung. Es werden sinusförmige Schwingungen mit steigender Amplitude in Strömungsrichtung in der Lamelle angeregt [35]. In einer bestimmten Entfernung erreichen die Amplituden Werte, die zu einer Zerstörung der Lamelle und der Tropfenbildung führen. Für sehr hohe Flüssigkeitsvolumenströme oder Rotationsgeschwindigkeiten setzt innerhalb der Lamelle eine turbulente Lochbildung ein [28, 115]. Durch kleine Anfangsstörungen bilden sich aufgrund der Turbulenz kleine Löcher in der Lamelle, an deren Rändern Wülste entstehen. Diese zerfallen nach dem Prinzip der Randkontraktion weiter in ein „Netzwerk“ von Fäden, das anschließend in Tropfen zerfällt [121]. Dieser Mechanismus führt zu in der Anwendung weitestgehend unerwünschten inhomogenen Tropfengrößen.

Der vornehmlich technisch relevante Fadenbildungsbereich ist neben dem Flüssigkeitsvolumenstrom auch von der Drehzahl n des Rotationszerstäubers begrenzt. Es wird daher versucht, eine Vergrößerung des vergleichsweise geringen Arbeitsbereichs durch eine Variation der Abströmgeometrie am Scheibenrand zu erreichen. Wilhelm [121] hat gezeigt, dass Rotationsscheiben mit gekerbter Abströmkante und somit definierten Abströmstellen eine Verbreiterung des Arbeitsbereiches bewirken. Des Weiteren wurde der positive Effekt von Lamellenteilern diskutiert. Als Lamellenteiler dienen Metallstifte am Scheibenrand, die zu einer definierten Abströmstelle führen. Senuma und Hilborn [92] haben den Einfluss von gezackten Scheibenrändern (Sägezahnprofil) auf die Tropfenbildungsmechanismen und das Tropfengrößenspektrum untersucht. Die Tropfenbildung erfolgte vornehmlich an den Spitzen der einzelnen Zacken am Scheibenrand. Es bilden sich jedoch dort häufig große Tropfen mit kleinen Satellitentropfen aus. Eine Vergrößerung des Arbeitsbereichs zur Erzeugung monodisperser Tropfen konnte nicht erzielt werden.

Eine Weiterentwicklung des Konzepts der Zerstäubung mittels Rotationsscheiben mit definierter Abströmgeometrie stellen gebohrte Becherzerstäuber dar [88]. Das Fluid wird im Außenbereich der Rotationsscheibe aufgestaut – häufig an einer überhöhten Scheibenkante – und verlässt die Scheibe durch gleichmäßig über den Umfang verteilte Bohrungen als Flüssigkeitsstrahlen. Die resultierende Tropfengrößenverteilung ist dabei nicht mehr frei über die Prozessparameter Drehzahl und Volumenstrom einstellbar, sondern zudem vom Durchmesser der Bohrungen abhängig. Zur Auslegung dieser Rotationszerstäuber wird ausgenutzt, dass die Fadenbildung aus Gerinneströmungen an Rotationszerstäubern ähnlich zur Fadenbildung aus Gerinneströmungen im Schwerfeld ist. In umfangreichen Untersuchungen konnten so Auslegungskriterien bestimmt werden [87]. In weiterführenden Arbeiten wurde unter anderem zusätzlich in industriellen Sprühtrocknern der Einfluss des anströmenden Gases auf die Fadenbildung betrachtet [66]. Numerische Simulationen zur Strömungsführung im Sprühtrockner und Modellversuche zum Fadenzerfall haben gezeigt, dass niedrige Relativgeschwindigkeiten zwischen Gas und Flüssigkeitsfaden zum besten Zerstäubungsergebnis führen.

Die jüngsten Weiterentwicklungen der Rotationszerstäuber konzentrierten sich auf die Erhöhung des Flüssigkeitsdurchsatzes und verbesserte Abströmgeometrien. Diese mehrreihigen Zerstäuber sind in den unterschiedlichsten Bauformen zu finden, wobei eine gleichmäßige Flüssigkeitsverteilung nach patentierten Verteilern erfolgt [117]. Mit Hilfe solcher Rotationszerstäuber können auch hohe Volumenströme zu Sprays mit einer sehr engen Tropfengrößenverteilung zerstäubt werden [67]. Neben den beschriebenen wird in jüngster Vergangenheit auch nach anderen Möglichkeiten zur Beeinflussung der Tropfengrößenverteilung hin zu monodispersen Sprays gesucht. Beispielhaft sei hier die Aufprägung von Schwingungen genannt. An einer Rotationsscheibe mit scharfer Abströmkante konnte durch zusätzlich aufgeprägte Schwingungen der Fadenzerfall gezielt beeinflusst werden. Im betrachteten Betriebsbereich führte dies zu besonders eng verteilten Tropfengrößen [26].

Tropfengrößenverteilung

Die Kenntnis über die Tropfengrößenverteilung des entstehenden Sprays ist für die technische Anwendung von entscheidender Bedeutung. Da aufgrund der Komplexität der Abtropfmechanismen und der Tropfenbildung noch keine hinreichenden Möglichkeiten bestehen, die Tropfengröße analytisch oder numerisch vorherzusagen, ist man auf empirisch gewonnene Korrelationen angewiesen. Die Gültigkeitsgrenzen dieser Korrelationen sind sehr beschränkt, so dass es für unterschiedliche Scheiben- und Abströmgeometrien oder auch Oberflächenrauigkeiten variierende Korrelationen gibt [52]. Zum Beispiel sind bisher auch keine Korrelationen zu finden, die mehrere Zerfallsmechanismen zusammenfassen. Da im Rahmen der Arbeit ebene und glatte Rotationsscheiben betrachtet werden, wird im folgenden aus der Vielzahl sich ergebender Korrelationen nur ein kleiner Ausschnitt dargestellt, der den für diese Arbeit relevanten und vergleichbaren Parameterbereich abdeckt.

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Zerfallsmechanismen legen die Vermutung nahe, dass der mittlere Tropfendurchmesser mit steigender Rotationsgeschwindigkeit abnimmt, hingegen mit steigendem Flüssigkeitsdurchsatz sowie mit steigender Viskosität des Fluides zunimmt. Dieses Verhalten wird auch von zahlreichen theoretischen sowie experimentellen Untersuchungen belegt. Diese drei Parameter sind in technischen Anwendungen auch die bestimmenden für den Zerstäubungsprozess und bilden somit die Basis für die meisten Korrelationen. Es ist zu bemerken, dass über die in der technischen Anwendung meist besonders interessante Breite der Tropfengrößenverteilung, den $Span^4$, mit den Korrelationen keine Aussagen getroffen werden können. Es werden lediglich die maximale Tropfengröße, der Sauterdurchmesser (SMD, *Sauter Mean Diameter*) oder der mit dem Scheibendurchmesser/Fadendurchmesser entdimensionierte Sauterdurchmesser abgeschätzt. Der Sauterdurchmesser d_{32} stellt dabei einen der wichtigsten Vergleichsdurchmesser für Wärme- und Stoffübertragungsvorgänge dar. Er gibt den Tropfendurchmesser eines monodispersen Sprays an, das das gleiche Verhältnis von Volumen zu Oberfläche wie das vorliegende Spray aufweist:

$$d_{32} = \frac{\sum N_i \cdot d_i^3}{\sum N_i \cdot d_i^2}. \quad (2.18)$$

⁴ Der *Span*-Wert ermöglicht eine Aussage über die Homogenität eines Sprays (vgl. Kapitel 5.6.2).

Eine weitere Vergleichsgröße ist der relative *Span*-Faktor (RSF). Er ermöglicht eine Aussage über die Homogenität eines Sprays. Der relative *Span*-Faktor s ist wie folgt definiert:

$$s = \frac{d_{0,9} - d_{0,1}}{d_{0,5}}. \quad (2.19)$$

Darin entspricht $d_{0,9}$ dem Tropfendurchmesser, bei dem 90% des Flüssigkeitsvolumens in kleineren Tropfen enthalten sind. Die Durchmesser $d_{0,1}$ und $d_{0,5}$ ergeben sich analog, wobei der Wert $d_{0,5}$ zusätzlich als Mass Median Diameter (MMD) bezeichnet wird. Der Vergleich des *Span* unterschiedlicher Tropfengrößenverteilungen bietet sich vor allem bei Verteilungen mit ähnlichem MMD an. Je niedriger der *Span* in solchen Fällen ist, desto enger und gleichmäßiger ist die Tropfengrößenverteilung. Im Folgenden sind die Korrelationen nach den in Kapitel 2.3 dargestellten Zerfallsmechanismen sortiert.

Direktes Abtropfen

Eine der ersten aufgestellten Beziehungen ist der Arbeit von Bär entnommen [4],

$$d_{0,999} = \frac{1,07}{n} \left(\frac{\sigma}{d_s \rho_{fl}} \right)^{0,5} \quad (2.20)$$

mit der Drehzahl n , der Oberflächenspannung und der Dichte des Fluides σ und ρ_{fl} sowie dem Scheibendurchmesser d_s . Nach dieser Korrelation für das direkte Abtropfen werden maximal große Tropfen für zunehmende Oberflächenspannungen und abnehmende Flüssigkeitsdichten erzielt. Die Tropfengröße ist dabei umgekehrt proportional zur Scheibendrehzahl. Es ist zu beachten, dass diese Beziehung unabhängig von der Viskosität des zu zerstäubenden Fluides ist. Erst fast vier Jahrzehnte später wurde diese von Tanasawa et al. [104] berücksichtigt. Für den Sauterdurchmesser ergibt sich mit der kinematischen Viskosität der Flüssigkeit ν_{fl} die folgende Korrelation:

$$d_{32} = \frac{27}{n} \left(\frac{\sigma}{d_s \rho_{fl}} \right)^{0,5} \left(1 + 0,003 \frac{\dot{V}}{d_s \nu_{fl}} \right). \quad (2.21)$$

Matsumoto et al. [62] stellen den dimensionslosen Tropfendurchmesser lediglich als Funktion der Weberzahl $We_s = \rho_{fl} d_s^3 \omega^2 / 8\sigma$ dar:

$$\frac{d_{32}}{d_s} = 1,6 We_s^{-0,523}. \quad (2.22)$$

Fadenzerfall

Etwa 15 Jahre später als Bär haben Walton und Prewett [114] erstmals den Fadenzerfall an einer Rotationsscheibe untersucht. Ihre Korrelation für die maximale Tropfengröße ist sehr ähnlich zu der von Bär (vgl. Gl. 2.20):

$$d_{0,999} = \frac{0,87}{n} \left(\frac{\sigma}{d_s \rho_{fl}} \right)^{0,5}. \quad (2.23)$$

Eine weitere bekannte Korrelation für den Sauterdurchmesser des Fadenzerfalls wurde kurz danach von Oyama und Endou entwickelt [75]:

$$d_{32} = \frac{0,177 \dot{V}^{0,2}}{n d_s^{0,3}}. \quad \dagger \quad (2.24)$$

Die Anpassung der Korrelation erfolgte an Messungen der Zerstäubung des Arbeitsmediums Wasser in eine Luftatmosphäre mit einer Rotationsscheibe. Sie beinhaltet keine Stoffeigenschaften des zu zerstäubenden Fluids und die Anwendung ist daher auch auf Systeme mit Wasser begrenzt. Gegenüber der vorherigen Korrelation besitzt sie aber den Vorteil, dass eine Erhöhung des Flüssigkeitsvolumenstroms auch zu einem größeren Tropfendurchmesser führt. Dieser Effekt wird der höheren Filmdicke und den daraus resultierenden dickeren Flüssigkeitsfäden zugeschrieben, die nach dem Rayleighschen Strahlzerfall zu größeren Tropfendurchmessern führen.

Den Zusammenhang zwischen der Dicke der Flüssigkeitsfäden und dem resultierenden Sauterdurchmesser haben Matsumoto und Takashima vorgestellt [64]. Mit dem Fadendurchmesser d_F , der Reynoldszahl ($Re = \rho_{fl} d_s^2 \omega^2 / 4\eta$) und der Weberzahl ($We_s = \rho_{fl} d_s^3 \omega^2 / 8\sigma$) ergibt sich in dimensionsloser Form folgende Gleichung:

$$\frac{d_{32}}{d_F} = (1,5 \pi)^{1/3} \left(1 + 3 \frac{We_s}{Re^2} \right)^{1/6}. \quad (2.25)$$

Ein weiteres Jahrzehnt später haben Tanasawa et al. [104] erstmals eine Korrelation vorgestellt, die sowohl die Stoffeigenschaften des zu zerstäubenden Fluids als auch die Prozessparameter wie Flüssigkeitsvolumenstrom, Rotationsgeschwindigkeit und Scheibendurchmesser berücksichtigt. Für den Sauterdurchmesser gilt

$$d_{32} = 0,119 \frac{\dot{V}^{0,1} \sigma^{0,5}}{n d_s^{0,5} \rho_{fl}^{0,4} \eta_{fl}^{0,1}}. \quad \dagger \quad (2.26)$$

Es bleibt jedoch zu berücksichtigen, dass nach dieser Korrelation die Tropfengröße mit sinkender Viskosität des Arbeitsmediums leicht ansteigt. Dies steht im Gegensatz zur allgemeinen Erfahrung, dass eine Verringerung der Viskosität der Flüssigkeit in der Zerstäubung zu kleineren Tropfendurchmessern führt. Eine weitere Korrelation von Kayano und Kamiya [49] aus dem gleichen Jahr ist in dieser Hinsicht konsistent und bildet diesen Sachverhalt deutlich besser ab:

$$d_{32} = 0,26 n^{-0,79} \dot{V}^{0,32} d_s^{-0,69} \rho_{fl}^{-0,29} \sigma^{0,26} \left(1 + 1,027 \eta_{fl}^{0,65} \right). \quad \dagger \quad (2.27)$$

[†] In den empirischen Korrelationen sind für die Variablen folgende Einheiten zu verwenden: d_{32} [m], \dot{V} [$m^3 s^{-1}$], n [s^{-1}], d_s [m], σ [$kg s^{-2}$], ρ_{fl} [$kg m^{-3}$] und η_{fl} [$kg m^{-1} s^{-1}$].

Zusammenfassend ist zu bemerken, dass die vorgestellten Korrelationen sehr ähnliche Verläufe, aber nur sehr beschränkte Gültigkeitsbereiche aufweisen. Für neue Arbeitsfluide muss jeweils eine Überprüfung erfolgen, da dort zum Teil starke Abweichungen auftreten. Eine erfolgreiche Eingrenzung der physikalischen Einflussfaktoren auf die Tropfengröße der Zerstäubung konnte aufgrund der Komplexität der Fragestellung bisher noch nicht erreicht werden. Hervorzuheben ist zudem, dass der Einfluss der Hydrodynamik der Flüssigkeitsströmung auf der Scheibenoberfläche auf den Zerstäubungsprozess noch in keiner Korrelation Berücksichtigung findet. Die Welligkeit der Filmströmung hat einen negativen Einfluss auf den Zerstäubungsprozess, da die Wellenfluktuationen des Flüssigkeitsvolumenstroms am Scheibenrand hervorrufen. Diese zeitliche Variation des Flüssigkeitsvolumenstroms stört die kontinuierliche Fadenbildung am Scheibenrand und führt zu breiteren Tropfengrößenverteilungen und somit größeren Werten des *Span s*. Der Kontrolle oder der Stabilisierung der Filmströmung auf der Rotationsscheibe kommt daher auch eine wichtige Rolle in der Verbesserung der Zerstäubungstechnik zu.

2.4 Ziele der Arbeit

Aus dem in diesem Kapitel dargestellten Stand der Technik wird ersichtlich, dass die Filmströmung sowie die Zerstäubung mit Hilfe von rotierenden Scheiben von einer Vielzahl an physikalischen Phänomenen beeinflusst ist. Die hohe technische Relevanz der Zerstäubung und der Hydrodynamik dünner Flüssigkeitsfilme in unterschiedlichsten Wärme- und Stoffübergangsprozessen führte zu einer Vielzahl an numerischen und experimentellen Untersuchungen. Da die räumliche und zeitliche Auflösung der experimentellen Ergebnisse limitiert ist, konnten die Einflussfaktoren von der Fluidaufgabe bis hin zum Zerstäuben am Scheibenrand bisher nicht umfassend untersucht werden. Während für einzelne Bereiche, wie beispielsweise für die Filmströmung, theoretische Modelle bestehen, gibt es für den gesamten Prozess keine geeigneten Auslegungsrichtlinien. Dem Weg der Flüssigkeit von der Flüssigkeitsaufgabe bis zur Zerstäubung in ein Spray folgend fällt zudem auf, dass der Anteil an rein empirischen Ansätzen zur Beschreibung der Vorgänge ansteigt. Die Bestimmung der Tropfengrößen beruht allein auf rein empirischen Ansätzen. Ohne beispielsweise experimentelle Daten zur Filmströmung mit ausreichender räumlicher und zeitlicher Auflösung ist es nicht möglich, die numerischen Ansätze aus der Literatur zu validieren und somit tiefere Einblicke in die physikalischen Effekte zu erlangen. Das Wissen darüber ist aber essenziell, da die Prozessqualität maßgeblich von der Hydrodynamik der Filmströmung bestimmt wird.

Ziel der Arbeit ist es, die Strömung der Flüssigkeit von der Aufgabe auf die Rotationsscheibe bis hin zur Zerstäubung am Scheibenrand messtechnisch zu erfassen. Im Rahmen der Konstruktion soll bereits beachtet werden, dass im späteren Betrieb eine Vielzahl an Einflussparametern unabhängig sowie zeitlich und räumlich hochaufgelöst erfasst werden kann. Die Komponenten sollen möglichst für nachfolgende Versuche einen einfachen Wechsel des Versuchsmediums erlauben. Des Weiteren soll der Einfluss der Filmhydrodynamik auf die Tropfengrößenverteilung des am Scheibenrand entstehenden Sprays betrachtet werden. Anhand der Ergebnisse sollen Erkenntnisse abgeleitet werden, die zu einem besseren Verständnis des Gesamtprozesses beitragen.

Besonderes Augenmerk soll auf die Zuverlässigkeit der Versuchsanlage, der Messtechnik sowie der Auswertemethoden gelegt werden. Da die Filmströmung von einer hohen Dynamik geprägt ist und die Filmdicke nur wenige hundert Mikrometer beträgt, ist eine räumlich hoch aufgelöste

Messtechnik notwendig. Zusammenfassend wird eine messtechnische Methode zur umfangreichen und verlässlichen experimentellen Erfassung der Filmdynamik auf einer Rotationsscheibe angestrebt. Darüber hinaus sollen die Messergebnisse als fundierte Datenbasis für eine zukünftige Validierung von numerischen Ansätzen dienen.

Versuchsaufbau und -durchführung

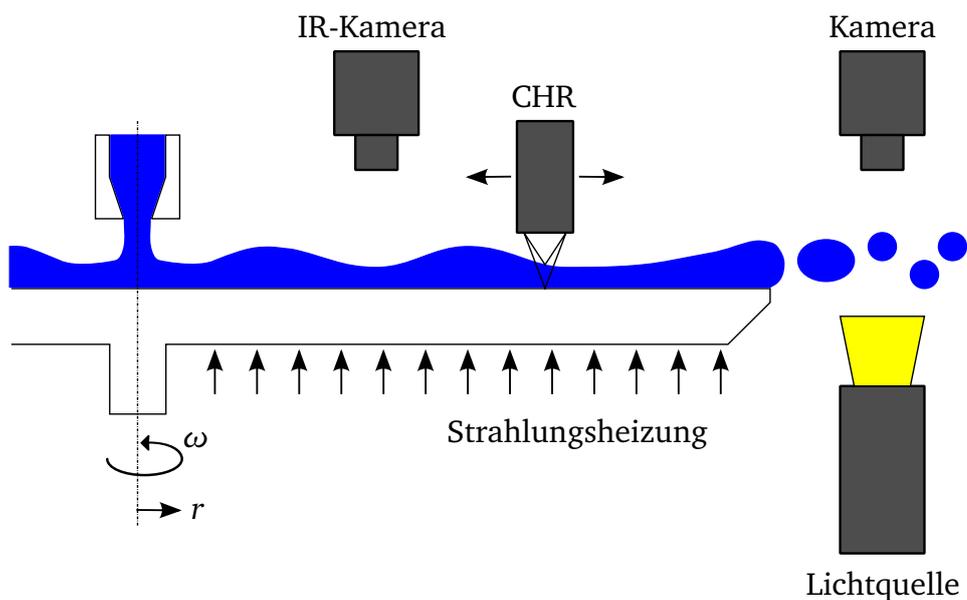


Abbildung 3.1: Konzept des Experiments.

Um den zuvor genannten Zielen gerecht zu werden, wurde entsprechend des in Abbildung 3.1 dargestellten Konzepts eine Versuchsanlage konstruiert, die sowohl die Untersuchung der Hydrodynamik auf der Rotationsscheibe als auch der Zerstäubung am Scheibenrand erlaubt. Die Anlage ermöglicht die Einstellung definierter Randbedingungen für Flüssigkeitsvolumenstrom, Drehzahl, Düsendurchmesser und -abstand sowie Wärmestromdichte. Aufgrund der umfangreichen verwendeten Messtechniken und des limitierten Bauraums können nicht alle Messgrößen simultan aufgenommen werden. Die Zugänge der unterschiedlichen Messtechniken sind daher adaptiv gestaltet, um ein zügiges Wechseln auch innerhalb von Messreihen zu ermöglichen.

3.1 Anforderungen und Konzeption der Versuchsanlage

Mit der Versuchsanlage muss ein zuverlässiger Messbetrieb für sehr unterschiedliche Messtechniken garantiert werden. Neben den Messungen der Filmdicke und der Strömungsformen auf der Rotationsscheibe mittels optischer Messtechniken werden zudem unter anderem auch Tropfenbildungsmechanismen am Scheibenrand sowie Flüssigkeitstropfen außerhalb des Scheibenbereichs betrachtet. Die Anlage muss daher den unterschiedlichsten Anforderungen gerecht werden. Im Wesentlichen müssen dabei folgende wissenschaftliche, technische und messtechnische Bedingungen erfüllt sein:

- Ruhiger Lauf der Rotationsscheibe und hohe Orthogonalität der Scheibenoberseite zur Drehachse
- Realisierung stabiler und homogener Randbedingungen (Drehgeschwindigkeit, Volumenstrom, Heizleistung)
- Optische Zugänglichkeit der Scheibenoberseite für Filmdickenmessungen und Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (schwarz-weiß und infrarot)
- Optische Zugänglichkeit des Scheibenrands und scheibenfernen Bereichs zur Bestimmung der Tropfenbildungsmechanismen sowie der Tropfengrößenverteilung mittels Shadowgraphy
- Kontrollierte Beheizung der Scheibenunterseite

Entsprechend der genannten Anforderungen wurde eine Versuchsanlage errichtet, die Zerstäubungsversuche mit Wasser, Alkoholen und Suspensionen (Partikelgröße $d_p \leq 5 \mu\text{m}$) in einem weiten Volumenstrom- und Drehzahlbereich ermöglicht. Im Folgenden sind die einzelnen Komponenten des Versuchsstandes detaillierter beschrieben.

3.2 Fluidkreislauf

Der Fluidkreislauf ist so konzipiert, dass er einen kontinuierlichen Betrieb mit unterschiedlichen Arbeitsfluiden ermöglicht. Die Versuche im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich mit deionisiertem Wasser durchgeführt. Ein Fließbild des Fluidkreislaufs ist in Abbildung 3.2 dargestellt, eine schematische 3D-CAD-Ansicht sowie fotografische Aufnahme des Versuchsstands in Abbildung 3.3.

Aus einem Vorratstank aus Edelstahl mit einem Flüssigkeitsvolumen von $V_{VT} = 100\text{l}$ wird das deionisierte Wasser durch einen Feinsiebfilter zur Exzentrerschneckenpumpe¹ gefördert. Die Pumpe zeichnet sich unter anderem durch einen variablen Pumpenkopf mit austauschbaren Exzentrerschnecken aus. Mit drei unterschiedlichen Schneckengrößen kann dadurch mit sehr geringem Umbauaufwand für das Versuchsfluid Wasser ein großer Massenstrombereich von $\dot{M} = 2 - 200 \text{ kg h}^{-1}$ abgedeckt werden. Im Vergleich zu Zahnradschneckenpumpen können mit der Exzentrerschneckenpumpe deutlich pulsationsärmere Strömungen erzielt werden. Der Flüssig-

¹ Seepex - Baureihe MD012-12, auch für die Förderung von aggressiven Medien oder Suspensionen mit festen Partikeln geeignet ($d_p \leq 5 \mu\text{m}$).

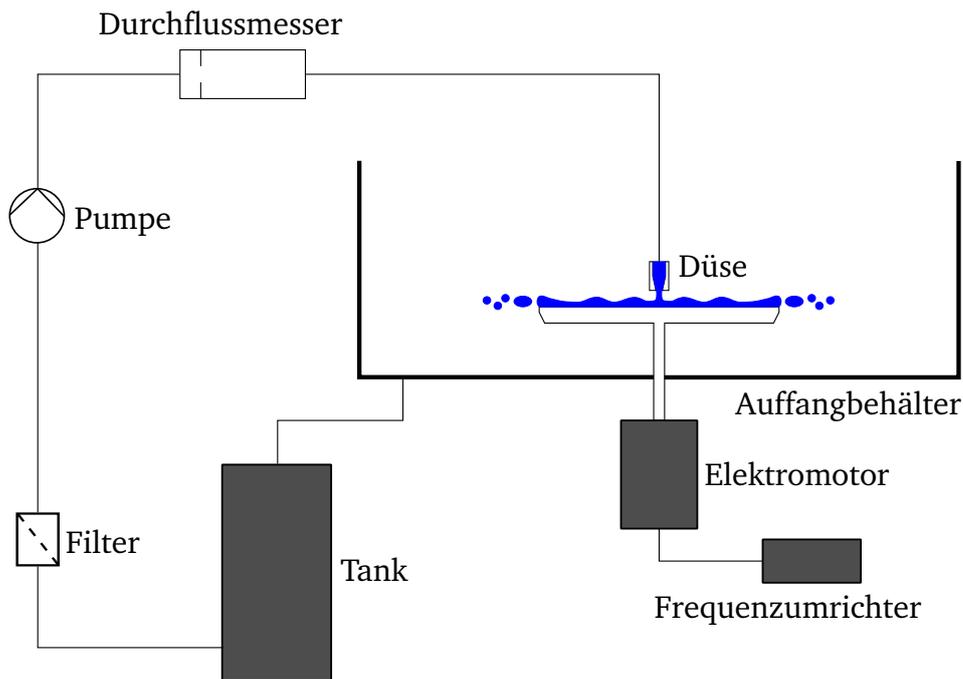


Abbildung 3.2: Fließbild des Versuchskreislaufs.

keitsmassenstrom wird nach der Pumpe mit einem Coriolis-Durchflussmesser² kontinuierlich gemessen. Das Fluid wird über Schläuche vom Durchflussmesser zur Düseneinheit gefördert und zentriert auf die Rotationsscheibe aufgegeben. Eine x-y-Verstellereinheit ermöglicht neben einer Zentrierung der Düseneinheit über dem Scheibenmittelpunkt auch genau definierte exzentrische Anordnungen. Die Düseneinheit besteht aus einem Edelstahlblock mit Schlauchanbindung und einem Rohrstutzen aus Edelstahl. Am unteren Ende des 150 mm langen Rohrstutzens können unterschiedliche Düsen eingeschraubt werden. Der Durchmesser des Rohrstutzens ist zum einen auf die verwendeten Düsen abgestimmt, zum anderen nimmt die so gestaltete Aufgabeeinheit über der Rotationsscheibe nur einen sehr geringen Bauraum ein, so dass die Installation der Messtechnik nicht behindert wird. Zur Fluidaufgabe wurden Vollstrahldüsen³ unterschiedlicher Durchmesser verwendet ($d_D = 0,34 - 5,16$ mm). Der Abstand zwischen Düse und Scheibenoberfläche h kann durch Verschieben der Aufgabeeinheit an einem Konstruktionsprofil aus Aluminium stufenlos variiert werden.

Der Flüssigkeitsstrahl wird nach dem Auftreffen auf die Rotationsscheibe umgelenkt, im Rotationsfeld auf der Scheibe beschleunigt und über den Scheibenrand zerstäubt. Das entstehende Spray wird in einem Auffangbehälter aus Edelstahl mit Seitenwänden aus Plexiglas gesammelt und anschließend schwerkraftgetrieben über Schläuche wieder zurück in den Vorrattank gefördert. Der Auffangbehälter hat eine quadratische Form mit einer Seitenlänge von $l = 1,2$ m und einer Höhe von $h = 0,5$ m. Die Rotationsscheibe ist genau mittig innerhalb des Auffangbehälters angeordnet. Durch eine zylindrische Hülse aus Edelstahlblech, die vom Behälterboden bis kurz unter die Scheibenunterseite ragt, wird verhindert, dass Flüssigkeit in Form von Backspray an die Heizelemente und Elektronik unterhalb der Rotationsscheibe gelangt. Um den Scheibenwechsel einfach zu gestalten, ist der Zylinder geteilt. Die resultierende Lücke zwischen den beiden

² Endress+Hauser ProMass-80F, kalibrierter Messbereich $\dot{M} = 0 - 250 \text{ kg h}^{-1} \pm 0,2\%$.

³ Düsen der Firmen Lechler und Bete

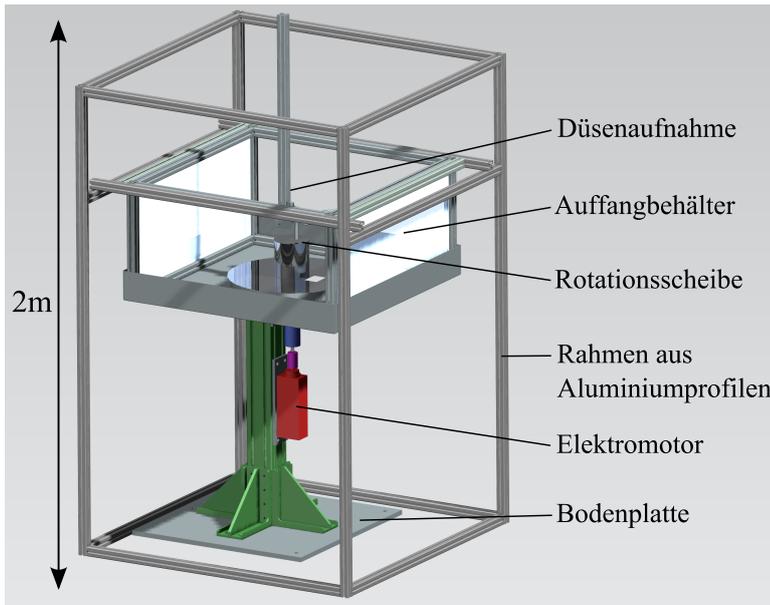


Abbildung 3.3: Schematische 3D-CAD-Ansicht der Hauptkomponenten der Versuchsanlage (links) und fotografische Aufnahme des Versuchsstandes (rechts).

entstehenden Halbschalen wird mit Silikon abgedichtet. Nach oben ist der Auffangbehälter für die optischen Messtechniken zum Labor hin offen. Der Auffangbehälter ist an einem großen freistehenden Rahmen aus Aluminiumprofilen montiert und dadurch mechanisch von der Rotationsscheibe entkoppelt. Die optische Messtechnik ist an einem weiteren Konstruktionsrahmen aus Aluminiumprofilen befestigt, der von der Labordecke abgehängt ist. So wird ebenfalls eine mechanische Entkopplung sichergestellt. Die aufwendige Konstruktion ist notwendig, um Störungen der sensiblen Messtechnik durch Schwingungen und Bewegungen des Behälters sowie der Rotationsscheibe samt Halterung zu vermeiden. Für die beiden verwendeten Hochgeschwindigkeitskameras⁴ sind Halterungen mit manuellen linearen Verschiebetischen am Konstruktionsprofil vorgesehen. Durch die Verschiebetische ist eine genaue Einstellung der jeweiligen Fokusebene möglich. Der chromatische Sensor zur Filmdickenmessung des Flüssigkeitsfilmes auf der Rotationsscheibe ist ebenfalls am abgehängten Konstruktionsprofil befestigt. Über eine geeignete Halterung ist der Messkopf mit einem motorisierten Linearverschiebetisch⁵ verbunden und in radialer Richtung verfahrbar. Aufgrund der Größe des Messkopfs ist eine Filmdickenmessung ab einer radialen Position von $r = 32 \text{ mm}$ bis zum Scheibenrand möglich.

3.3 Rotationsscheibe

Die verwendeten Rotationsscheiben sind aus Edelstahl (Werkstoff 1.4541) gefertigt und haben einen Durchmesser von $d_s = 150 \text{ mm}$ sowie eine Dicke von $s_s = 8 \text{ mm}$. Zusätzlich zur scharfen Abströmkante sind die Scheiben mit einer 45° Fase versehen, die sich positiv auf die Zerstäubungseigenschaften auswirkt [38]. Die Scheiben werden kraftschlüssig durch Aufschrumpfen mit einer Welle aus Edelstahl verbunden. Nach dem Fügen wird die Scheibenoberfläche nochmals plangedreht, um eine möglichst hohe Orthogonalität der Oberfläche zur Drehachse und eine

⁴ Phoenix FastCam 1024 (s/w) und FLIR Orion SC7300-L (infrarot)

⁵ Zaber Technologies, T-LSR300A

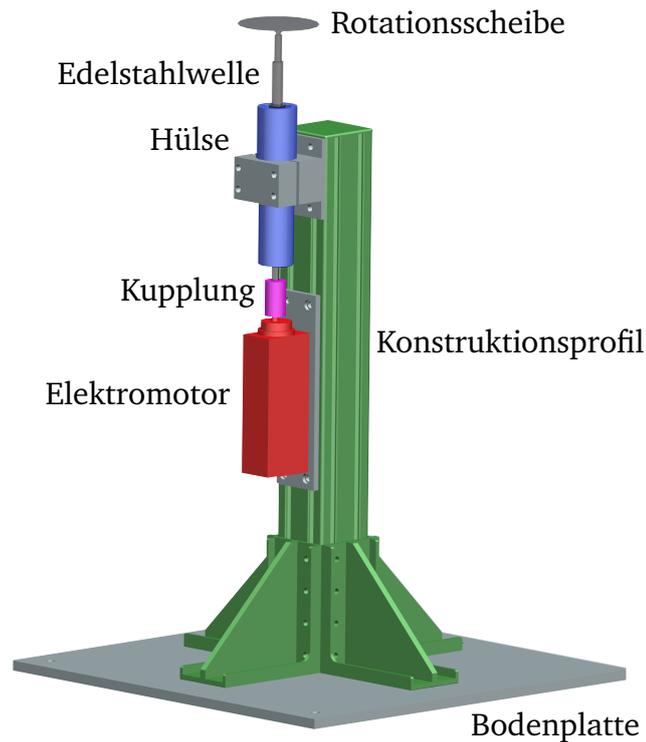


Abbildung 3.4: 3D-CAD-Ansicht der Rotationsscheibe mit Halterung und Antriebsmotor.

hohe Oberflächengüte gewährleisten zu können (vgl. Kapitel 5.1). Vor dem jeweiligen Einbau wird die Oberseite der Rotationsscheibe poliert. Die Edelstahlwelle wird über Wälzlager in einer Hülse gelagert und an einem Konstruktionsprofil aus Aluminium (120 mm x 120 mm) auf eine massive Stahlplatte montiert (siehe Abbildung 3.4). Die 20 mm dicke Stahlplatte ist auf drei höhenverstellbaren Maschinenfüßen gelagert. Somit wird eine genaue waagerechte Ausrichtung der Rotationsscheibe und des gesamten Versuchsstands ermöglicht. Die Masse der gesamten Konstruktion sowie die Scheibengeometrie wurden so gewählt, dass Eigenfrequenzen innerhalb des Betriebs- und insbesondere des Messbereichs minimiert werden. Die Eigenfrequenzen des experimentellen Aufbaus sowie der konstruktiven Alternativen wurden mittels Simulationen der Software *ANSYS Workbench*⁶ abgeschätzt [33].

Die Edelstahlwelle samt der Rotationsscheibe sind über eine Elastomerklauekupplung⁷ mit einem Elektromotor verbunden. Der Elektromotor wird ebenfalls über eine Halterung an dem Konstruktionsprofil befestigt. Im Rahmen der Arbeit wurden für Messungen in einem weiten Drehzahlbereich zwei unterschiedliche Elektromotoren verwendet: ein Elektromotor mit integriertem Getriebe⁸ für Drehfrequenzen von $f = 0 - 5$ Hz sowie ein Elektromotor ohne Getriebe⁹ für Drehfrequenzen von $f = 4 - 150$ Hz. Die Elastomerkupplung ermöglicht ein einfaches Wechseln der Antriebseinheit, ohne die Ausrichtung der Scheibe zu ändern. Zusätzlich weist sie eine hohe

⁶ ANSYS Germany GmbH, Version 12.1

⁷ ETH-Messtechnik GmbH, Typ EK2

⁸ Bauer Elektromotoren GmbH, Typ BG05-11

⁹ Emod Motoren GmbH, Typ VKV 54/23-140

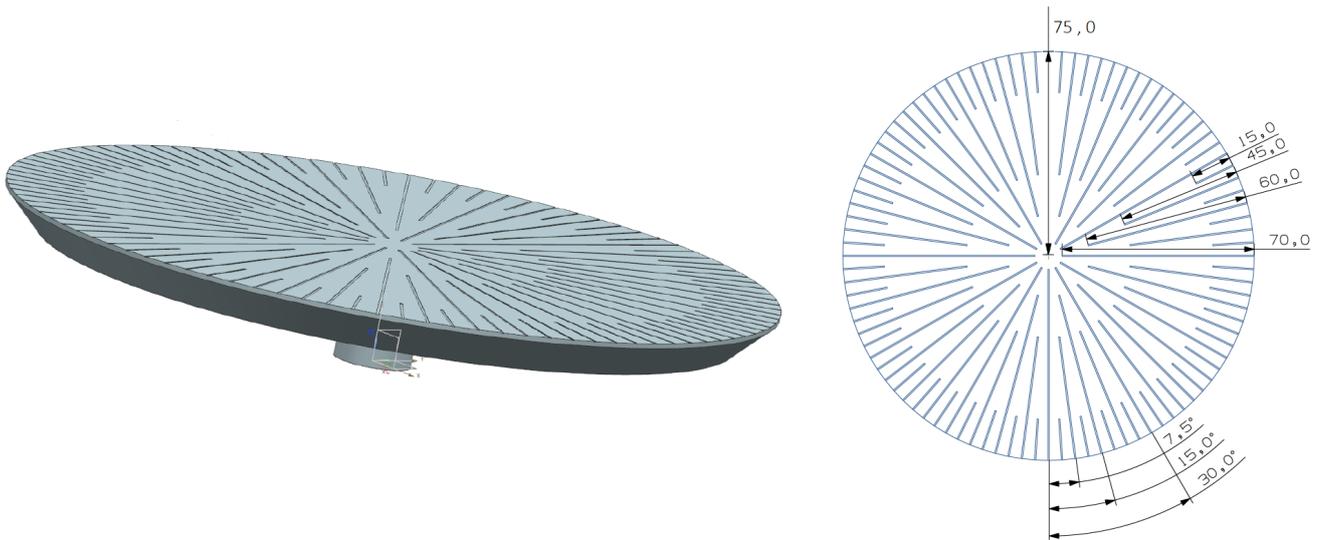


Abbildung 3.5: 3D-CAD-Ansicht der strukturierten Rotationsscheibe (links) und Anordnung der radialen Rillen auf der Scheibenoberfläche (rechts).

Rundlaufgenauigkeit auf und wirkt schwingungsdämpfend. Die Drehzahl der Elektromotoren kann über einen Frequenzumrichter¹⁰ stufenlos eingestellt werden.

Neben den glatten und polierten Scheibenoberflächen wird auch der Einfluss einer strukturierten Oberfläche auf die Hydrodynamik untersucht. In experimentellen Untersuchungen zu Fallfilmen auf geneigten Platten wurden am Institut des Autors bereits unterschiedliche Mikrostrukturierungen verwendet. Eine gerade Rillenstruktur hat sich in bestimmten Parameterbereichen positiv auf die Stabilität der Filmströmung ausgewirkt und die Welligkeit signifikant reduziert [39, 43, 58]. Die dort eingesetzte keilförmige Rillenstruktur mit einem Öffnungswinkel von 60° wurde für die Versuche am Rotationszerstäuber angepasst. Aufgrund der verwendeten optischen Messtechnik für die Filmdicke sind nur Messungen auf horizontalen Oberflächen möglich (vgl. Kapitel 4.1). Bei den genannten Fallfilmversuchen konnte auf den Stegen der keilförmigen Rillenstruktur gemessen werden. Dies ist im vorliegenden Fall jedoch nicht möglich, da der Messkopf nicht mit der Scheibe rotieren kann. Es wären lediglich Messungen außerhalb des strukturierten Bereichs möglich. Auf der Rotationsscheibe werden daher rechteckige Nuten in radialer Richtung verwendet. Die Tiefe der Struktur muss sich dabei in der Größenordnung der zu erwartenden Filmdicken befinden [39]. Aufgrund der etwas dünneren Filme auf der Rotationsscheibe wird die Tiefe der Rillen im Vergleich zu den Untersuchungen an Fallfilmen angepasst. Die verwendeten Nuten haben eine Tiefe von 0,1 mm und eine Breite von 0,5 mm. Eine 3D-CAD-Zeichnung der Rotationsscheibe sowie die Anordnung der radialen Nuten auf der Scheibenoberfläche sind in Abbildung 3.5 dargestellt.

Die entwickelte Mikrostrukturierung besteht aus radialen Nuten, die vom Scheibenmittelpunkt nach außen verlaufen. Aufgrund des steigenden Umfangs mit steigender radialer Position gibt es vier Strahlengenerationen. Die Nuten der ersten Strahlengeneration beginnen ab einer radialen Position von $r_1 = 5$ mm und teilen die Scheibe in zwölf gleiche Segmente. Es folgen die drei weiteren Strahlengenerationen beginnend an den radialen Position $r_2 = 15$ mm, $r_3 = 30$ mm und $r_4 = 55$ mm. Jede neue Generation teilt als Winkelhalbierende die bereits bestehenden Segmente

¹⁰ Danfoss VLT[®] Automation Drive FC 301, $P_{el} = 0,55$ kW

gleichmäßig auf. Die unterschiedlichen Radien wurden so gewählt, dass der Abstand zwischen den Nuten einer jeder beginnenden Strahlengeneration gleich ist. Somit wird eine möglichst gleichmäßige Verteilung auf der Scheibe realisiert. In Anbetracht der tangentialen und radialen Geschwindigkeitskomponenten der Filmströmung auf der Scheibe ist auch ein spiralförmiger Verlauf der Nuten auf der Scheibe in Betracht gezogen worden. Eine angepasste spiralförmige Struktur entspräche damit am ehesten den Längsrillen der Fallfilmströmung. Die experimentellen Untersuchungen am Versuchsstand haben jedoch gezeigt, dass ab einem dimensionslosen Radius von $r^* \geq 1$ tendenziell nur geringe Abweichungen von den vorgestellten Näherungslösungen auftreten [4, 71, 106] (vgl. Kapitel 2.2.1). Ab diesem Bereich kann von einer schlupffreien Strömung ausgegangen werden, die Tangentialgeschwindigkeit der Flüssigkeit entspricht dabei der Umfangsgeschwindigkeit der Scheibe. Im scheibenfesten Koordinatensystem besitzt die Flüssigkeit für diesen Fall näherungsweise lediglich eine Geschwindigkeitskomponente in radialer Richtung. Die vom Mittelpunkt der Scheibe ausgehenden radialen Nuten setzen damit die Längsrillen aus den Fallfilmversuchen auf das System der rotierenden Scheibe am besten um. Da für den Großteil der experimentellen Parameter schon sehr zentrumsnah eine dimensionslose radiale Position von $r^* = 1$ erreicht wird, ist eine weitere Untersuchung der spiralförmigen Nuten nicht zielführend. Zudem müsste konsequent für jede Parametervariation eine neue Struktur entwickelt und gefertigt werden. Die Fertigung der mikrostrukturierten Rotationsscheiben ist jedoch sehr aufwendig, da die Nuten im Produktionsprozess erst nach dem Aufschumpfen auf die ca. 500 mm lange Antriebswelle und dem Plandrehen der Scheibenoberfläche gefertigt werden können. Die notwendige hohe Orthogonalität der Scheibenoberseite zur Drehachse und der ruhige Lauf der Scheibe wären sonst nicht gewährleistet. Nach Abwägung und dem Testen unterschiedlicher Fertigungsverfahren wurden die radialen Nuten extern von einer Spezialfirma für den Prototypenbau gefräst. Ausschlaggebend für die Wahl dieser Lösung waren die hohe Güte der Nutenkanten, die gleichmäßige Nutentiefe sowie die kostengünstige Fertigung.

3.4 Strahlungsheizung

Für Messungen mit beheizter Rotationsscheibe wurde eine kontaktlose Strahlungsheizung in den Versuchsaufbau implementiert. Die Verwendung einer Heizfolie mit einer elektrischen Kontaktierung über Schleifkontakte wurde aufgrund der aufwendigen und individuellen Fertigung der Folien nicht weiter verfolgt. Eine individuelle Fertigung wäre notwendig, da selbst eine geringe durch die Kontaktierung und Kabel eingebrachte Unwucht an der Rotationsscheibe die Messergebnisse und Betriebssicherheit der Versuchsanlage stark beeinflussen würde. Zudem wäre die Scheibenunterseite für Temperaturmessungen nicht mehr zugänglich. Als Strahlungsquelle finden vier kurzweilige Infrarotstrahler mit einer elektrischen Leistung von jeweils $P_{el} = 200\text{ W}$ Verwendung. Jeweils zwei der Infrarotstrahler sind elektrisch in Reihe geschaltet und über ein Labornetzteil¹¹ stufenlos einstellbar. Die Strahler werden von zwei Reflektoren aus Aluminium aufgenommen, die zusätzlich mit einer hoch reflektierenden Schicht aus Chrom beschichtet sind. Die Schicht ist durch Sputtern¹² an der Materialprüfungsanstalt Darmstadt (MPA) aufgetragen worden. Die Geometrie der Reflektoren ist in Absprache mit dem Hersteller der Infrarotstrahler so gewählt, dass ein möglichst homogener Wärmeeintrag auf die Scheibenoberfläche erzielt wird. Die Unterseite der Scheibe ist zudem mit einer dünnen Schicht aus Graphit versehen, um einen

¹¹ Elektro-Automatik, Serie PS 8000

¹² Physical Vapor Deposition (PVD)

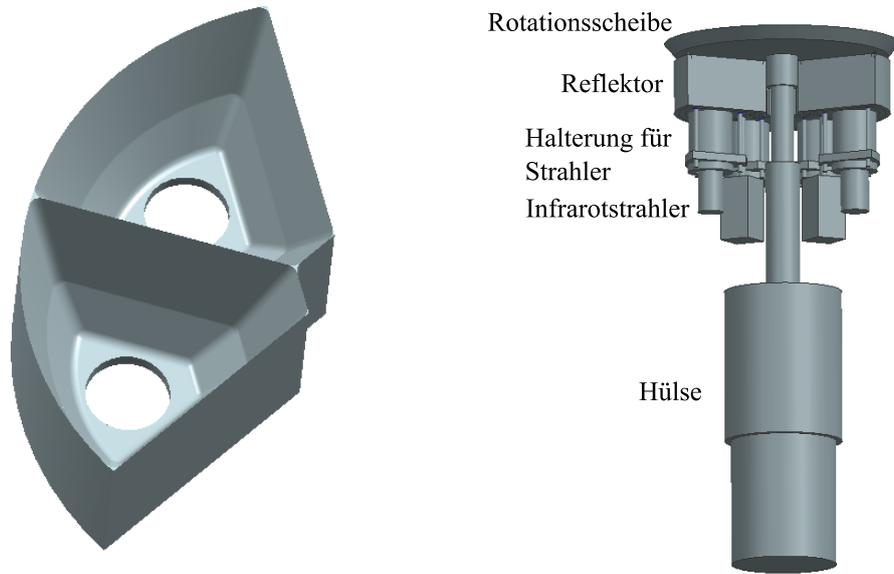


Abbildung 3.6: 3D-CAD-Ansicht eines Reflektors (links) und der Positionierung unterhalb der Rotationsscheibe mit eingebauten Strahlern (rechts).

möglichst hohen Emissionsgrad zu erreichen ($\varepsilon \approx 0,98$). Eine 3D-CAD-Ansicht eines Reflektors für die Aufnahme von zwei Strahlern sowie der Positionierung unter der Rotationsscheibe sind in Abbildung 3.6 dargestellt.

Der Abstand zwischen dem Reflektor und der Unterseite der Rotationsscheibe beträgt nur wenige Millimeter, um Strahlungsverluste zu den Seiten zu minimieren. Von den beiden Reflektoren werden zwei Drittel der Scheibenunterseite abgedeckt. Mit einem Pyrometer¹³ ist im verbleibenden Drittel eine Temperaturmessung an der Scheibenunterseite möglich. Im Bedarfsfall kann jedoch ein dritter Reflektor für höhere Heizleistungen installiert werden. Das Pyrometer ist in einem Abstand von $A = 10 \text{ mm}$ zur Scheibenunterseite positioniert. In Verbindung mit der verwendeten Vorsatzlinse ergibt sich ein Messfleck mit einem Durchmesser von $d = 0,8 \text{ mm}$. Der Messkopf ist an eine Edelstahlführung montiert und kann mit Hilfe eines Linearmotors¹⁴ bewegt werden. Aufgrund des beschränkten Bauraumes kann die translatorische Bewegung des Linearmotors nicht direkt in eine Bewegung des Messkopfs umgesetzt werden. Über eine Zahnstange und ein Zahnrad am Fuß der Linearführung wird die translatorische in eine rotatorische Bewegung umgewandelt, so dass die Bewegung des Messkopfs eine Kreisbahn beschreibt. So kann ein deutlich größerer radialer Bereich von $r = 20 - 68 \text{ mm}$ unterhalb der Scheibe vermessen werden. In Richtung des Scheibenzentrums wird der Messbereich durch die Antriebswelle, in Richtung des Scheibenrands durch den als Flüssigkeitsschutz dienenden Edelstahlzylinder begrenzt. Die radiale Position des Messkopfes lässt sich mit Hilfe trigonometrischer Zusammenhänge in Abhängigkeit der Verfahrsposition des Linearmotors bestimmen.

¹³ Optris GmbH, Sensor CSmicro LT mit CF-Linse, Wellenlängenbereich $\lambda = 8 - 14 \mu\text{m}$

¹⁴ Newport, Typ LTA-HL

3.5 Datenverarbeitungssystem

Die Datenerfassung an der Versuchsanlage erfolgt über ein CompactRIO-System von *National Instruments* mit analogen und digitalen Ein- und Ausgangsmodulen. Die Daten werden mit Hilfe der graphischen Programmierumgebung *Labview*¹⁵ verarbeitet und gespeichert. Neben der Messwerterfassung erfolgt auch eine Steuerung der einzelnen Komponenten der Anlage über *Labview*. Die Messdaten zur Bestimmung der Dicke des Flüssigkeitsfilms werden mit der Software *CHRExplorer*¹⁶ aufgearbeitet und gespeichert. Der PC zur Erfassung der Messdaten sowie alle Steuergeräte der Messtechnik und die Labornetzteile sind in einem 19“ Schrank aus Konstruktionsprofilen aus Aluminium untergebracht.

3.6 Versuchsdurchführung

Nachdem die zu untersuchende Rotationsscheibe in die Hülse eingebaut und am Item-Profil (vgl. Abbildung 3.4) befestigt wurde, wird die Antriebswelle über die Elastomerkupplung mit dem jeweiligen Elektromotor verbunden. Der Rundlauf und die horizontale Ausrichtung der Rotationsscheibe werden ohne Fluidströmung mit Hilfe von Abstandsmessungen des CHR-Messsystems über den Scheibenradius sichergestellt. Anschließend wird die Strahlungsheizung unter der Scheibe positioniert, und die Halbschalen werden zum Schutz der Heizung und der Motoren gegen Backspray montiert. Über den Frequenzumrichter wird die gewünschte Rotationsgeschwindigkeit eingestellt, bevor die Flüssigkeitspumpe angesteuert wird. So wird vermieden, dass Flüssigkeit bei stehender Scheibe zwischen Halbschalen und Scheibe und so zur Heizung und Elektronik gelangt. Für Messungen mit Beheizung erfolgt nun die Ansteuerung der Strahlungsheizung. Die Strahlungsheizung wird erst nach Einschalten der Flüssigkeitspumpe gestartet, um eine Überhitzung der Scheibe und der elektronischen Komponenten unterhalb der Scheibe zu verhindern. Nach einem Stillstand der Anlage gelangt Luft in die Schlauchverbindungen zwischen Pumpe und Düse. Vor Beginn der Messungen ist daher darauf zu achten, dass sich keine Luft mehr im System befindet. Um diesen Prozess zu beschleunigen und vor allem eine vollständige Benetzung der Scheibe zu gewährleisten, wird stets mit dem höchsten Fluidmassenstrom begonnen. Für eine Versuchsreihe wird der Fluidmassenstrom dann schrittweise reduziert. Messungen mit unterschiedlichen Drehzahlen und Heizleistungen werden mit zunehmender Rotationsgeschwindigkeit und abnehmender Heizleistung durchgeführt. Für jede Parameterkombination wird der chromatische Schichtdickensensor schrittweise in radialer Richtung nach außen verfahren und an jeder definierten Messposition die Filmdicke aufgenommen.

3.7 Versuchsparameter bzw. -matrix

Die verwendeten Komponenten des Versuchsaufbaus sind so gewählt, dass eine möglichst große Variation der maßgeblichen Versuchsparameter möglich ist. Besonders im Hinblick auf die Modelle der Literatur ist eine messtechnische Erfassung aller interessanten Strömungsbereiche ausschlaggebend für die Wahl der Grenzen der Versuchsparameter. In Tabelle 3.1 sind die maß-

¹⁵ National Instruments, Software-Version 9.0.1

¹⁶ Precitec Optronik, Software-Version 0.56.3

geblichen Versuchsparameter zusammengefasst, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden. Neben den genannten Parametern ermöglicht der Aufbau unter anderem noch die Variation des Abstands zwischen Düse und Scheibe oder die Einstellung einer definierten Exzentrizität der Düse. Im Hinblick auf die Zielstellung dieser Arbeit sind diese Parameter aber nur von nachrangiger Bedeutung.

Tabelle 3.1: Übersicht über die Parametergrenzen der Versuchsanlage.

Parameter	Formelzeichen	Einheit
Scheibendrehzahl	U	50 – 1 300 min ⁻¹
Fluidmassenstrom	\dot{M}	25 – 150 kg h ⁻¹
Düsendurchmesser	d_D	0,34 – 5,16 mm
Beheizung	\dot{q}	0 – 2 W cm ⁻²
Strahlreynoldszahl	Re_{Strahl}	$1,7 \cdot 10^3$ – $5,1 \cdot 10^4$

Die genannten Bereiche sind zum Teil deutlich kleiner als die möglichen Grenzen der jeweiligen Komponenten (vgl. vorherige Abschnitte). So stehen beispielsweise Elektromotoren bis zu einer maximalen Drehzahl von $U = 9000 \text{ min}^{-1}$ zur Verfügung. Ergebnisse von Untersuchungen für Filmdickenmessungen werden im Rahmen dieser Arbeit aber beispielsweise nur bis zu einer Drehzahl von $U = 600 \text{ min}^{-1}$ präsentiert. Die Erweiterung der chromatischen Schichtdickenmessung auf eine bewegte Oberfläche hat gezeigt, dass robuste Messungen auf bewegten Oberflächen nur in begrenztem Maße möglich sind. Für sehr hohe Drehzahlen sind aufgrund eines hohen Signalverlustes (vgl. Kapitel 4.1) und einer zusätzlich zu erwartenden geringen Filmdicke keine Messungen mehr möglich. Versuche zur Zerstäubung und zur Bestimmung der Tropfengrößenverteilung wurden bis zu einer maximalen Drehzahl von $U = 1300 \text{ min}^{-1}$ durchgeführt. Anhand der Auswertung der Literatur und der abgeleiteten Zielstellung der Arbeit wurde der genannte Parameterbereich festgelegt. Eine gezielte Erweiterung im Rahmen von zukünftigen Arbeiten wird durch den Aufbau ermöglicht.

Messmethoden

Im Rahmen dieser Arbeit werden vornehmlich die Filmdicke gemessen und die Tropfenbildung erfasst. Für die Filmdickenmessung auf der Rotationsscheibe wird ein chromatisches Messverfahren verwendet. Neben den Vorzügen gegenüber bisher verwendeter Verfahren werden die physikalischen Zusammenhänge der Messtechnik detailliert beschrieben. Bei Erreichen des Scheibenrandes zerstäubt die Flüssigkeit in feine Tropfen. Die Tropfenbildungsmechanismen sowie die Filmströmung auf der Rotationsscheibe werden mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera untersucht. In einem Abstand von $a = 30 - 40$ mm vom Scheibenrand wird das entstehende Spray aufgenommen. In Verbindung mit einer auf die Kamera gerichteten Lichtquelle kann die Tropfengrößenverteilung mit der Shadowgraphy-Methode bestimmt werden. Abschließend wird die Eignung der Infrarotthermographie für die Messung von Oberflächentemperaturen auf Flüssigkeitsfilmen näher untersucht.

4.1 Filmdicke

Die Messung der Filmdicke auf der Rotationsscheibe ist für diese Arbeit von zentraler Bedeutung. Neben der mittleren Filmdicke sind zu einer detaillierten Beschreibung der Welligkeit der Fluidströmung zeitlich und räumlich hochaufgelöste Messungen notwendig. Diese Messungen sollen über einen möglichst großen radialen Bereich auf der Rotationsscheibe möglich sein. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete chromatische Messverfahren zeichnet sich im Vergleich zu anderen Messmethoden aus der Literatur dadurch aus, dass sowohl zeitlich als auch räumlich hochaufgelöste Messungen der Filmdicke möglich sind (vgl. Kapitel 2.2.2). Entwickelt wurde dieses Messverfahren zur präzisen Bestimmung von Glasdicken. Am Institut des Autors ist es bereits für die Filmdickenmessung von bewegten Flüssigkeitsfilmen auf ruhenden Oberflächen verwendet worden. Eine Erweiterung des Messverfahrens auf bewegte Oberflächen hat erstmals im Rahmen dieser Arbeit stattgefunden.

Die konfokale Abstandsmessung wird heute in zahlreichen Bereichen für die Bestimmung von Oberflächenprofilen, -topographien sowie zur Schichtdickenmessung verwendet. Der größte Vorteil liegt neben der hohen zeitlichen Auflösung (Messfrequenzen bis zu $f = 4$ kHz) darin, dass

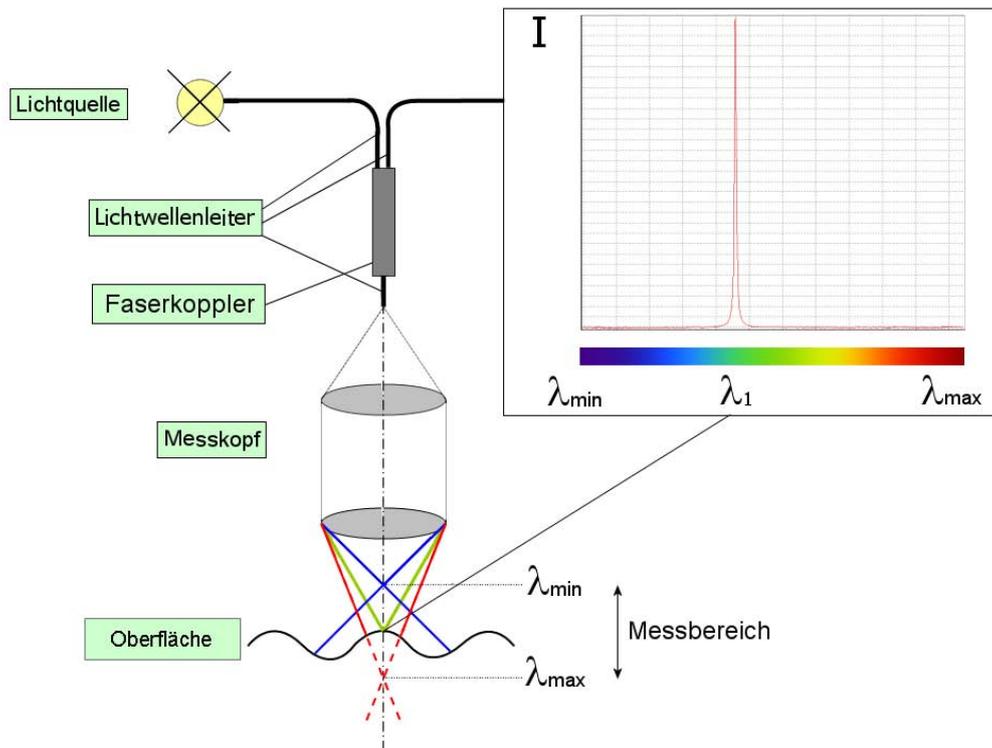


Abbildung 4.1: Prinzip der chromatisch konfokalen Distanzmessung [51].

die Messmethode eine nicht invasive Messung der Dicke transparenter Schichten darstellt. Die Messung der Schichtdicke erfolgt durch die Messung der Distanzen zu zwei Bezugspunkten. Die Scheibenoberfläche sowie die Filmoberfläche stellen für den betrachteten Fall die Bezugspunkte dar. Die Differenz beider Distanzen ergibt die gesuchte Dicke des Flüssigkeitsfilms.

Zur Distanzmessung wird die chromatische Längsabberation einer Spezialoptik genutzt. Dazu wird spektral breitbandiges Licht in einen Lichtwellenleiter eingekoppelt und zu einem Messkopf geführt. Dieser Messkopf verfügt über ein Objektiv mit ausgeprägtem Farblängsfehler. Das austretende Licht wird wellenlängenabhängig in Richtung der zu messenden Oberfläche fokussiert und reflektiert (vgl. Abbildung 4.1). Durch die Apertur wird messkopfabhängig ein Messfleck von wenigen Mikrometern Durchmesser erzeugt. Aufgrund der wellenlängenabhängigen Fokussierung ist immer nur eine Wellenlänge λ_1 auf der Oberfläche im Fokus und bildet eine scharfe Abbildung des leuchtenden Faserkerns. Nur das reflektierte Licht der selben Farbe (Wellenlänge λ_1) wird scharf auf das Faserende abgebildet. Wellenlängen außerhalb der Fokusebene werden aufgrund der unscharfen Abbildung mit deutlich geringerer Intensität in den Messkopf zurückreflektiert. Das reflektierte Licht wird zu einem Spektrometer geleitet. Das gemessene Spektrum weist einen scharfen Peak bei der auf die Oberfläche fokussierten Wellenlänge λ_1 auf. Eine Kalibrierung ermöglicht anschließend die Umrechnung des Wellenlängenpeaks in eine Distanz. Der Messbereich eines Messkopfes ist durch eine minimale und maximale Wellenlänge (λ_{\min} und λ_{\max}), die vom Spektrometer erfasst werden kann, sowie durch die optischen Eigenschaften der verwendeten Objektive definiert.

Für eine Dickenmessung eines transparenten Flüssigkeitsfilmes befinden sich die Film- sowie die Scheibenoberfläche im Messbereich des Sensors. Entsprechend werden die Reflektionen der

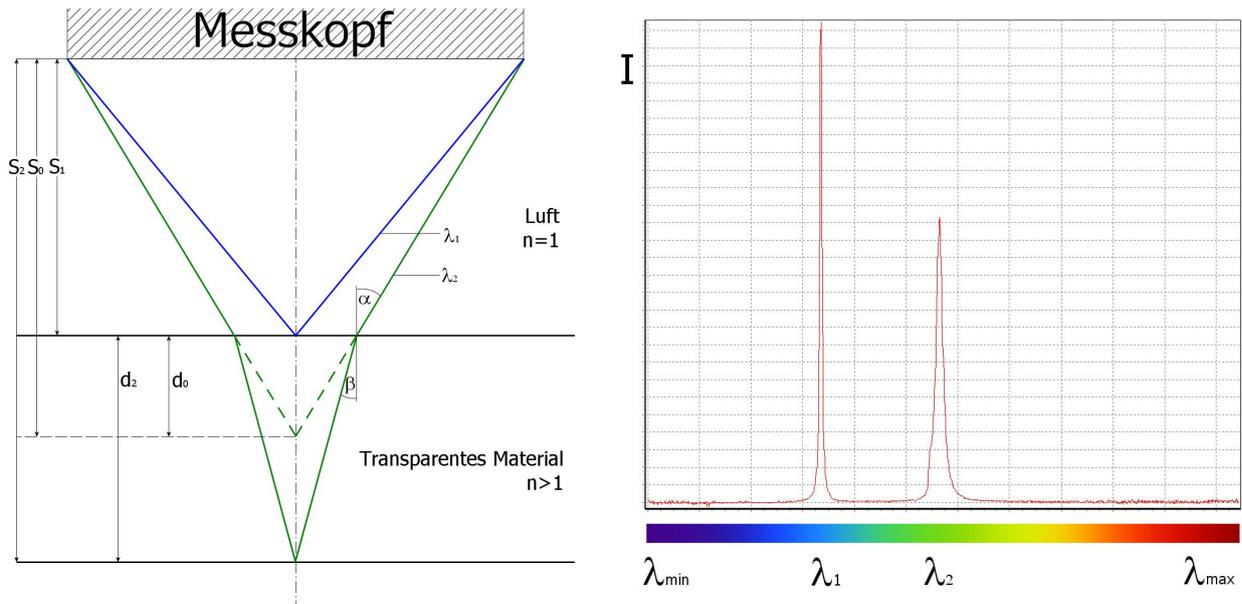


Abbildung 4.2: Strahlengang in einer transparenten Schicht (links) und Spektrum einer Schichtdickenmessung (rechts) [51].

fokussierten Farben beider Oberflächen scharf auf dem Faserende abgebildet und es sind zwei Peaks im Spektrum zu beobachten (vgl. Abbildung 4.2). Aus der Differenz der beiden Abstandssignale kann die Filmdicke errechnet werden. Für die korrekte Bestimmung der Filmdicke muss zusätzlich die Lichtbrechung an der Phasengrenze Luft/Wasser berücksichtigt werden. Durch das Snelliussche Brechungsgesetz wird dieser zusätzliche durch den längeren optischen Weg entstehende Abstand rechnerisch korrigiert. Der Brechungsindex n ist dabei von der Wellenlänge, der Temperatur und dem Druck abhängig. Für eine Wellenlänge von $\lambda = 589,32 \text{ nm}$ und einen Druck von $p = 1 \text{ atm}$ sowie eine Temperatur von $t = 20^\circ\text{C}$ beträgt der Brechungsindex für deionisiertes Wasser $n = 1,3330$ und nimmt mit steigender Temperatur auf $n = 1,3290$ für $t = 50^\circ\text{C}$ ab [109]. Für die Berechnung der Filmdicke ist diese minimale Änderung des Brechungsindex von 0,3% vernachlässigbar und wird im Rahmen der Auswertung nicht weiter berücksichtigt. Der Druckeinfluss auf den Brechungsindex fällt im relevanten Bereich um Größenordnungen geringer aus als der Temperatureinfluss und wird daher auch nicht berücksichtigt. Die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex wird bereits von der Messtechnik kompensiert.

Für die Messungen der Filmdicke kamen im Rahmen der durchgeführten Versuche drei unterschiedliche Messköpfe in Betracht. Die unterschiedlichen Eigenschaften der Messköpfe sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Der Messbereich jedes Messkopfes weist dabei eine minimale Filmdicke auf. Ab dieser ist es erst möglich, die beiden Peaks im Spektrum des reflektierten Lichts sicher unterscheiden zu können (vgl. Abbildung 4.2). Die minimal detektierbare Filmdicke ist dabei direkt proportional zur maximal detektierbaren der jeweiligen Messköpfe. Messköpfe mit einer höheren örtlichen Auflösung konnten aufgrund von den zu erwartenden Wellenhöhen und den notwendigen Arbeitsabständen nicht verwendet werden.

Tabelle 4.1: Übersicht der verwendeten Messköpfe zur chromatischen Schichtdickenmessung

Optik	Arbeitsabstand	Messbereich	Winkel ¹	Laterale Auflösung	Messfleck-durchmesser
600 μm	6,5 mm	20 – 600 μm	$90^\circ \pm 30^\circ$	2 μm	4 μm
3 mm	22,5 mm	0,10 – 3 mm	$90^\circ \pm 30^\circ$	6 μm	12 μm
6 mm	35 mm	0,20 – 6 mm	$90^\circ \pm 25^\circ$	8 μm	16 μm

Die drei zur Verfügung stehenden Messköpfe fanden im Rahmen der durchgeführten Messungen alle Verwendung. Die unterschiedlichen Vor- und Nachteile der Messköpfe für die jeweiligen Parametervariationen sind dabei maßgeblich für deren Einsatz. Der 600 μm Messkopf zeichnet sich durch die höchste Messgenauigkeit und die geringste minimal detektierbare Filmdicke aus. Zudem ist aufgrund der Abmessungen des Messkopfes selbst eine Messung schon ab einer radialen Position von $r = 25$ mm auf der Scheibe möglich. Die notwendige genaue Positionierung des motorisierten Lineartisches über der Rotationsscheibe sowie eine geringere Lichtleistung lassen einen Einsatz aber leider nur in einem sehr engen Bereich der untersuchten Parameterkombinationen zu.

Besonders für hochfrequente Messungen wächst die Bedeutung der Lichtleistung. Weist die Oberfläche eine Neigung zum Messkopf auf, so wird ein Großteil des reflektierten Lichts nicht mehr von der Optik des Messkopfs aufgefangen und in den Lichtleiter eingekoppelt. Das Intensitätssignal nimmt daher mit steigendem Neigungswinkel der Oberfläche stetig ab, bis schließlich eine eindeutige Detektion des Peaks basierend auf der Reflektion des an der Oberfläche reflektierten Lichts und der Streustrahlung aus der Umgebung nicht mehr möglich ist. Die Maximalwerte der Neigung für statische Oberflächen sind für die jeweiligen Messköpfe maßgeblich vom Arbeitsabstand und der Optik bestimmt und in Tabelle 4.1 zu finden. Da im Labor eine Abschirmung gegenüber Umgebungslicht im Rahmen der Versuche nicht möglich war, ist eine Verringerung des maximalen Winkels zu erwarten. Eine verringerte Lichtleistung für beispielsweise kleinere Messköpfe wird diesen Effekt zudem verstärken. Die fehlende detektierte Reflektion an der Filmoberfläche führt zu Fehlstellen und einer geringen Qualität des Messsignals. Da die Wellenberge und Täler aufgrund der verschwindend geringen Neigungswinkel jedoch zuverlässig aufgenommen werden, sind Fehlstellen bis zu einem gewissen Maße tolerierbar (vgl. Kapitel 5.3).

Der 6 mm Messkopf zeichnet sich zwar durch eine hohe Lichtleistung aus, aufgrund des Arbeitsabstandes und der verwendeten Optik weist er jedoch eine leicht geringere maximale Winkeltoleranz der Oberfläche auf. Der zudem relativ geringen Messgenauigkeit und der hohen minimal messbaren Filmdicke steht aber eine hohe Qualität des Messsignals mit geringer Anzahl an Fehlstellen gegenüber. Die Abmessungen des Messkopfes erlauben nur Messungen im äußeren radialen Bereich ab $r \approx 50$ mm. Aufgrund dieser Charakteristik wird der 6 mm-Messkopf vornehmlich für geringe Rotationsgeschwindigkeiten verwendet sowie für die Charakterisierung der Rotationsscheiben (vgl. Kapitel 5.1). Der große Arbeitsabstand und Messbereich vereinfacht die

¹ Winkel zwischen Messoberfläche und Achse des Messkopfes für einen Brechungsindex $n = 1,5$. Ideal befindet sich die Achse orthogonal zur Messoberfläche.

Positionierung über der Rotationsscheibe und ermöglicht vor allem im Fall der Charakterisierung einen sehr flexiblen und zeiteffizienten Einsatz.

Für den Großteil der vorgestellten Messergebnisse wurde der 3 mm Messkopf verwendet. Er stellt für sehr viele Parameterkombinationen die beste Option zwischen den Vor- und Nachteilen der anderen vorgestellten Messköpfe dar. Mit ihm sind Messungen ab einer radialen Position von $r = 32$ mm möglich und die Messwertqualität ist vor allem für sehr wellige Filme höher. Die mit dem kleineren Messkopf vergleichbare Winkeltoleranz in Kombination mit der höheren Lichtleistung erhöhen die Robustheit des gesamten Messsystems signifikant. Aufgrund der minimal detektierbaren Filmdicke von $\delta \approx 100$ μm wird der Drehzahlbereich jedoch nach oben begrenzt. Die Filmdickenverläufe für sehr hohe Drehzahlen können somit nicht aufgenommen werden. Die räumliche Auflösung ist für jeden der drei Messköpfe sehr hoch und daher nicht Bestandteil der Auswahlkriterien für deren Verwendung.

4.2 Tropfenbildung und Tropfengrößen

Die Tropfenbildungsvorgänge direkt am Rand der Rotationsscheibe werden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera² aufgenommen. Die Kamera ist am abgehängten Konstruktionsprofil an einer Kamerahalterungsplatte montiert und auf die Scheibenebene fokussiert. Aufgrund der hohen Rotationsgeschwindigkeiten ist eine Aufnahme ohne Bewegungsunschärfe nur mit sehr kurzen Belichtungszeiten möglich. Die erforderliche sehr helle Ausleuchtung des Scheibenrands wird mit einer Kaltlichtquelle sichergestellt. Neben der Aufnahme des Scheibenrands ermöglicht die flexible Halterung auch die Aufnahme der Filmströmung auf der Scheibe. Mit Hilfe der Aufnahmen ist eine erste Einschätzung der Wellencharakteristik und Oberflächentopographie der Filmströmung möglich.

Die Bestimmung der Tropfengrößen des am Scheibenrand entstehenden Sprays erfolgt mittels der Shadowgraphy-Methode (vgl. Abbildung 4.3). Die optisch transparenten Flüssigkeitstropfen werden dabei vor einem homogen ausgeleuchteten Hintergrund aufgenommen. An der Tropfenoberfläche wird das Licht abhängig von dessen Einfallswinkel zur Oberfläche gebrochen. In der Mitte der Tropfen ist der Einfallswinkel sehr klein und das Licht wird nahezu ungehindert transmittiert. Nach außen nimmt der Einfallswinkel aufgrund der Krümmung des Tropfens stetig zu. Aufgrund der steileren Winkel des auftreffenden Lichts im Randbereich des Tropfens kann weniger Licht diesen ungehindert passieren. Daher erscheint der Randbereich dunkel. Aufgrund der nahezu schwarzen Tropfenränder ist eine rechnergestützte Auswertung und automatisierte Bestimmung der Tropfengrößen möglich (vgl. Kapitel 5.6).

Zur homogenen Ausleuchtung des Hintergrunds kommt eine Halogenmetall dampflampe³ als faseroptische Lichtquelle mit einem Diffusor zum Einsatz. Die Bilderfassung zur Bestimmung der Tropfengröße erfolgt – in Kombination mit einem 50 mm Objektiv – mit Hilfe der gleichen Hochgeschwindigkeitskamera, die auch zur Bestimmung der Tropfenbildungsmechanismen verwendet wird. Je nach Betriebsparametern und den zu erwartenden Tropfendurchmessern, kann die Vergrößerung des Objektivs durch die Verwendung von Zwischenringen angepasst werden. Die maximale Größe des Aufnahmebereichs beträgt 170 mm x 170 mm, die Belichtungszeit

² Phoenix FastCam 1024

³ Schott SVL 270

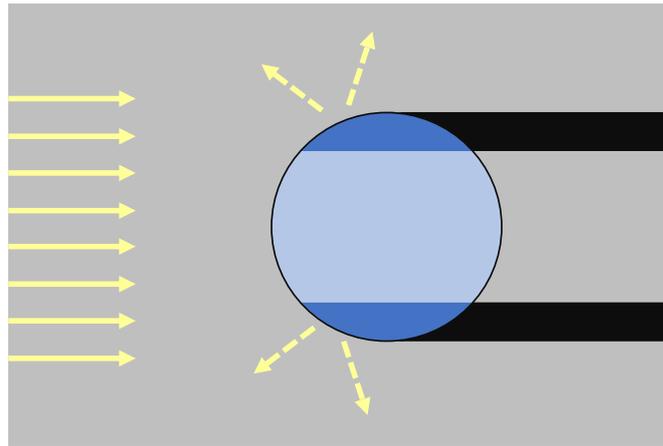


Abbildung 4.3: Prinzipskizze der Tropfengrößenerkennung mit Hilfe des Schattenverfahrens.

der Aufnahmen wird an die jeweiligen Tropfengeschwindigkeiten anhand von Testaufnahmen angepasst. Die selben Testaufnahmen werden auch für die Einstellung der Aufnahme­frequenz herangezogen. Die Geschwindigkeit der Tropfen wird bestimmt und die Frequenz daraufhin so eingestellt, dass ein Tropfen den Auswertebereich bis zum nächsten Bild wieder verlassen hat und somit nicht doppelt gewertet werden kann. Mit Hilfe eines geeigneten Auswerteprogramms in MATLAB können die Tropfengrößen im Anschluss an die Versuchsreihen automatisiert bestimmt werden (vgl. Kapitel 5.6).

4.3 Infrarotthermographie

Die Infrarotthermographie stellt ein berührungsloses Verfahren zur Bestimmung von Temperaturen dar. Aus der Intensität der abgegebenen Strahlung eines Körpers kann auf dessen Temperatur zurückgeschlossen werden. Für Versuche zum Behälter- und Strömungssieden wurde diese Technik bereits erfolgreich zur Bestimmung von Oberflächentemperaturen von Festkörpern am Institut für Technische Thermodynamik eingesetzt [37, 89, 93, 113]. Zusätzlich wurden Versuche zum Tropfenaufprall und -verdampfung sowie zur Einzelmeniskusverdampfung durchgeführt [34, 44]. Der über das gesamte Wellenlängenspektrum abgestrahlte Energiestromdichte eines Körpers der Temperatur T ergibt sich nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz [9] zu

$$\dot{e} = \varepsilon \sigma T^4. \quad (4.1)$$

Hierin sind ε der Emissionsgrad, σ die Stefan-Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur des Körpers sowie \dot{e} die flächenbezogene emittierte Strahlungsleistung. Ist der Emissionsgrad des jeweiligen Festkörpers bekannt, kann aus einer Messung der emittierten Strahlungsleistung direkt auf die Temperatur des Körpers zurückgeschlossen werden. Die gemessene Strahlung eines Körpers ist jedoch nur dann gleich seiner emittierten Strahlungsleistung, wenn von ihm keine Strahlung reflektiert oder transmittiert wird. Weisen Körper diese Eigenschaft auf, gilt $\varepsilon = 1$ und man spricht von einem schwarzen Körper. Die insgesamt von einem nicht schwarzen Körper kommende Strahlung ist zudem von der Umgebung abhängig, da vom Körper sowohl Strahlung emittiert, reflektiert als auch transmittiert werden kann. Mit den eingeführten Größen des Refle-

xionsgrades r , des Absorptionsgrades a und des Transmissionsgrades τ und der Energieerhaltung erhält man folgende Beziehung

$$r + a + \tau = 1. \quad (4.2)$$

Diese Gleichung lässt sich unter Berücksichtigung des Kirchhoffschen Gesetzes, dass der Emissionsgrad ε gleich dem Absorptionsgrad a ist, für ein im thermischen Gleichgewicht befindliches System wie folgt umformen

$$r + \varepsilon + \tau = 1. \quad (4.3)$$

Da der Emissionsgrad eines Körpers aber nicht nur vom Material, sondern auch von der Oberflächengüte abhängt, stellt diese eine hohe Messunsicherheit dar. Zur Vermeidung störender Einflüsse durch Reflexionen und einer Maximierung des Messsignals wird in den vorher genannten Messungen am Institut des Autors vornehmlich eine dünne Graphitschicht auf die Messoberfläche aufgetragen ($\varepsilon \approx 0,92 - 0,98$), um den Eigenschaften eines schwarzen Strahlers möglichst nahe zu kommen ($\varepsilon_s = 1$). Für die Messungen zum Tropfenaufprall und zur Tropfenverdampfung sowie zur Einzelmeniskusverdampfung wird eine etwa 800 nm dünne Chrom-Nickel-Schicht mittels PVD (vgl. Kapitel 3.4) auf ein infrarottransparentes Substrat aufgetragen. Dieser Heizer kommt einem technischen Heizer näher, die Schicht weist aber geringere Werte für die Emissivität auf. Im Rahmen dieser Arbeit ist das Messobjekt jedoch eine bewegte Flüssigkeitsoberfläche mit stark reflektierenden Eigenschaften. Zudem ist das Arbeitsmedium Wasser im infraroten Wellenlängenbereich nicht intransparent. Anhand des Transmissionspektrums eines Stoffes lässt sich die mittlere Tiefe bestimmen, wie weit die Strahlung einer jeweiligen Wellenlänge in den Stoff eindringen kann bevor sie fast vollständig absorbiert ist. Je größer diese Eindringtiefe desto höhere Werte nimmt der Transmissionsgrad τ an. Für bisher am Institut untersuchte Feststoffoberflächen aus Edelstahl oder Kupfer ist die Transmission vernachlässigbar. Diese Vereinfachung kann für Wasser nicht getroffen werden. In Abbildung 4.4 ist die mittlere Eindringtiefe als Funktion der Wellenlänge für Wasser im infraroten Wellenlängenbereich dargestellt. Die Eindringtiefe ist dabei als die Tiefe definiert, an der die Strahlungsintensität nur noch einem e -tel der Ursprungsstrahlungsintensität entspricht. Vor allem im kurzen bis mittleren Wellenlängenbereich weist die Transmission große Variationen auf. Messungen in diesem Bereich bieten sich daher nicht an, insbesondere da die Wellenlängensensitivität der Chips der verwendeten Infrarotkameras nicht bekannt ist. Für Versuche mit Wasser ist daher ein Wellenlängenbereich $\lambda = 7 - 10 \mu\text{m}$ mit geringer und zudem nahezu konstanter Eindringtiefe von $b \leq 20 \mu\text{m}$ deutlich aussichtsreicher. Die Infrarotkamera⁴ für die weiteren Untersuchungen wurde daher gezielt ausgewählt und weist einen Spektralbereich von $\lambda = 7,7 - 9,3 \mu\text{m}$ auf. Die aufgenommene Strahlungsintensität der Kamera ist somit nicht die Strahlung von der Flüssigkeitsoberfläche, sondern der obersten $b \approx 20 \mu\text{m}$ des Flüssigkeitsfilmes.

Die Umsetzung der Strahlungsintensitäten in Temperaturinformationen muss aufgrund des unbekanntem Emissionsgrades mittels einer Kalibrierung erfolgen. Für die Wärmeübergangsversuche an Feststoffoberflächen wird eine in situ Kalibrierung verwendet. Hierzu wird auf der zu mes-

⁴ FLIR Orion SC7300-L

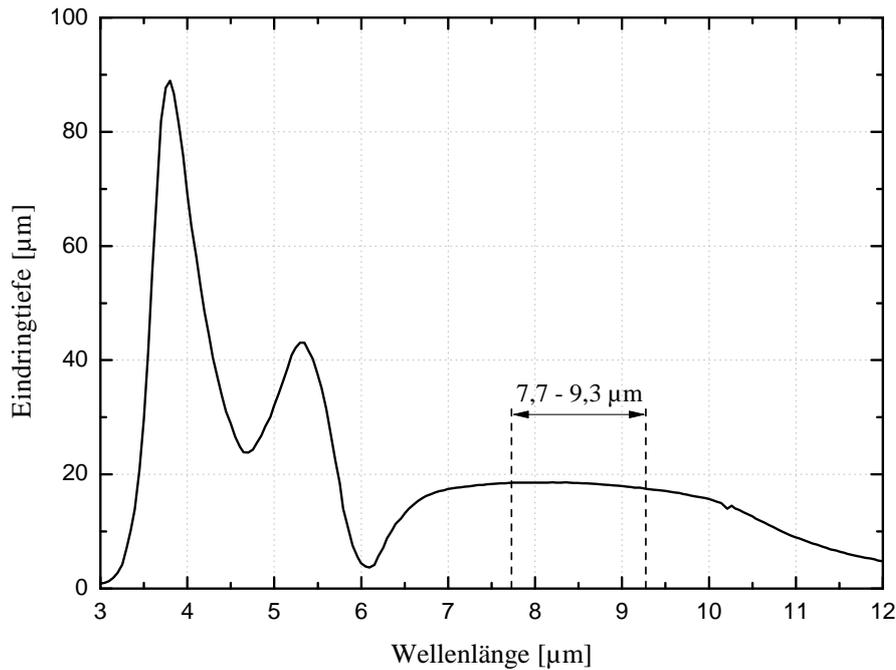


Abbildung 4.4: Eindringtiefe als Funktion der Wellenlänge für Wasser [90].

senden Oberfläche eine homogene Temperatur eingestellt, und es werden Kalibrieraufnahmen für unterschiedliche Temperaturniveaus aufgenommen. Anhand dieser Daten wird pixelweise ein Kalibrierpolynom für die Umwandlung von Intensitäten in Temperaturen bestimmt. Eine Einstellung von bewegten Flüssigkeitsfilmen mit homogener Temperatur ist, sofern überhaupt möglich, nur mit sehr großem apparativem Aufwand durchführbar. Des Weiteren ist unklar, ob die stark variierende Oberflächentopographie einen Einfluss auf die Messergebnisse hat. Eine mögliche Winkelabhängigkeit des Emissionsgrades kann nicht abgedeckt werden. In einem einfachen Modellversuch wird daher die Eignung der Infrarotthermographie zur Bestimmung der Oberflächentemperatur von Flüssigkeitsoberflächen veränderlicher Oberflächentopographie untersucht.

Eignung der Infrarotthermographie zur Temperaturmessung auf Flüssigkeitsoberflächen

Es wird ein Testaufbau entsprechend der Darstellung in Abbildung 4.5 konzipiert, um die Eignung der Infrarotthermographie zur Temperaturmessung auf bewegten Flüssigkeitsoberflächen näher zu untersuchen. In einem Referenzversuch soll der Einfluss der Oberflächen deformation bzw. Oberflächenneigung zur Kamera betrachtet werden. Es wird ein statischer Aufbau gewählt, um die Einflussparameter auf die durchgeführten Messungen zu minimieren. Die Änderung der Oberflächenneigung der Flüssigkeit wird anhand eines Testaufbaus untersucht, der einem isothermen Einzeltröpfchen sehr nahe kommt. Der Testaufbau besteht aus einem Kupferblock mit einer zylindrischen Bohrung und einem angeschlossenen, ebenfalls im Kupferblock befindlichen Flüssigkeitsreservoir. Es wurden für die weiteren Experimente unterschiedliche Bohrungsdurchmesser untersucht. Mit Hilfe einer Spritze kann Flüssigkeit aus dem Flüssigkeitsreservoir in die Bohrung gefördert werden. Es wird gerade so viel Flüssigkeit zugeführt, dass der sich ausbildende Flüssigkeitsmeniskus den Rand der Bohrung erreicht. Diese Konfiguration wird als *negative Krümmung* bezeichnet. Durch weitere Flüssigkeitszufuhr steigt der Pegel an und es entsteht eine

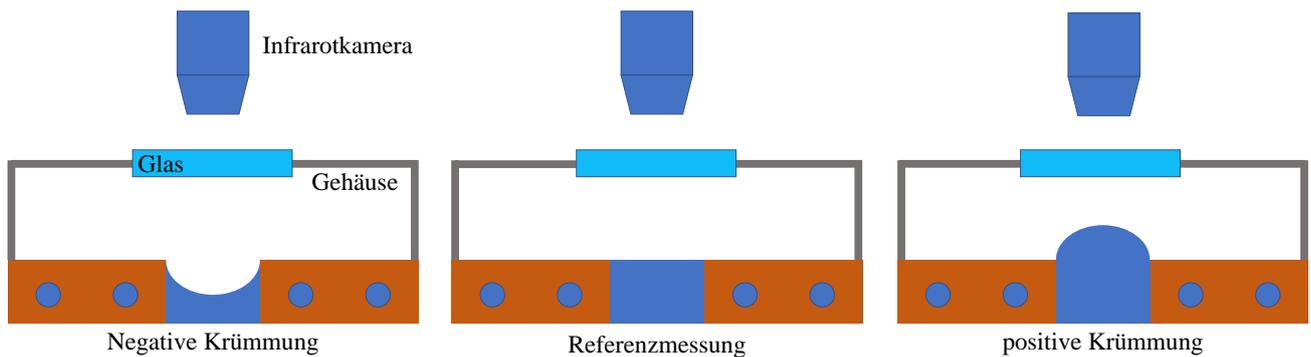


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau der Messung unterschiedlicher Oberflächentopographien mittels Infrarotthermographie.

zur Kupferoberfläche ebene Flüssigkeitsoberfläche, die als Referenzmessung dient. Zusätzliches Flüssigkeitsvolumen führt dazu, dass die Flüssigkeit über die Kupferoberfläche herausragt, im Folgenden als *positive Krümmung* bezeichnet. Diese Form kommt einem Tropfen auf einer Oberfläche nahe. Um isotherme Bedingungen zu gewährleisten, ist der Kupferblock mit Durchgangsbohrungen versehen, die mit Flüssigkeit konstanter Temperatur aus einem Thermostat⁵ gespeist werden. Der Kupferblock sowie die Flüssigkeit können somit homogen auf unterschiedliche Temperaturniveaus temperiert werden. Oberhalb des Tropfens wird der Luftraum durch ein Kunststoffgehäuse von der Umgebung getrennt. Die Luft innerhalb des Gehäuses ist mit Wasserdampf gesättigt, um einen Einfluss von Verdunstungseffekten auf die Messung auszuschließen. Mittels eines Feuchtemessgerätes⁶ wird die relative Feuchte während der Versuche kontinuierlich überwacht. Durch ein infrarottransparentes Glas aus Bariumfluorid an der Oberseite des Gehäuses wird die Aufnahme der Flüssigkeitsoberfläche mit der Infrarotkamera ermöglicht. Als Arbeitsmedium wird wie für die Zerstäubungsversuche deionisiertes Wasser verwendet. Die Temperaturen im Flüssigkeitsreservoir und auf der Kupferoberfläche werden mit Thermoelementen überwacht und aufgezeichnet. Sobald sich für jedes Temperaturniveau ein stationärer Zustand eingestellt hat, werden Messungen mit der Infrarotkamera durchgeführt. Ein stationärer Zustand wird so definiert, dass für einen Zeitraum von 300 Sekunden die Temperaturschwankungen weniger als 0,2 K betragen. Für alle drei Konfigurationen werden jeweils 100 Aufnahmen der Infrarotkamera gemittelt, um Störeinflüsse weiter zu minimieren.

Nach dem Lambertschen Kosinusetz ist die emittierte Strahlungsdichte \dot{e}_β eine Funktion des Abstrahlwinkels β von der Oberfläche. Da eine geneigte Oberfläche bei gleicher projizierter Abstrahlfläche eine größere Fläche aufweist, wird die durch den Winkel β reduzierte Strahlungsdichte kompensiert, dies ergibt sich aus den geometrischen Winkelbeziehungen. Unter der Annahme einer konstant großen projizierten Abstrahlfläche und eines konstanten Emissionsgrades ist somit die integral emittierte Strahlungsdichte unabhängig von der Oberflächentopographie. In Abbildung 4.6 sind die Messergebnisse für die *positive* und *negative Krümmung* dargestellt. Von den durch die Infrarotkamera aufgenommenen Strahlungsintensitäten wird das Referenzbild der ebenen Flüssigkeitsoberfläche abgezogen, so dass vereinfacht nur die Differenzen zur ebenen Flüssigkeitsoberfläche dargestellt werden. Diese Differenzen werden anhand einer in situ Kalibrierung der ebenen Flüssigkeitsoberfläche näherungsweise in Temperaturdifferenzen umge-

⁵ Huber ministat C1

⁶ Humicap HMT333, Fa. Vaisala

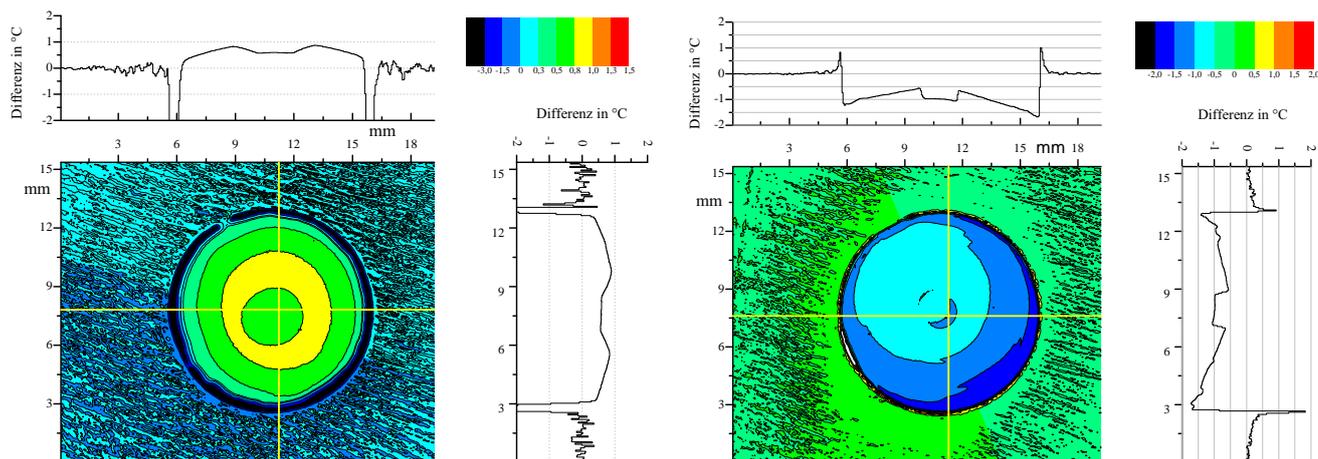


Abbildung 4.6: Messergebnisse der Infrarotthermographie für die negative Krümmung (links) sowie positive Krümmung (rechts) als Differenz zur Referenzmessung der ebenen Flüssigkeitsoberfläche für einen Bohrungsdurchmesser von $d = 10$ mm.

rechnet. Neben dem Intensitätsbild sind zwei Temperaturprofile in orthogonaler Raumrichtung durch das Zentrum der Bohrung dargestellt. Entgegen der Annahme ist die Strahlungsintensität nicht unabhängig von der Oberflächentopographie der Flüssigkeit, die Position der Flüssigkeit ist deutlich in den beiden Abbildungen erkennbar. Die starken Abweichungen am Rand der Flüssigkeit sind dabei auf Messunsicherheiten zurückzuführen. Der Rand der Bohrung ist aufgrund von Fertigungstoleranzen nicht ideal, so dass sich die Flüssigkeits-Gas-Grenzfläche je nach Füllungsgrad um etwa $50 - 100 \mu\text{m}$ leicht nach außen oder innen verschieben kann. Da sich die Emissionskoeffizienten von der Kupfer- und der Fluidoberfläche stark unterscheiden, entstehen dort künstlich sehr große scheinbare Differenzen im Signal. Diese Bereiche werden für die weiteren Vergleiche daher nicht näher betrachtet. Unabhängig von der Krümmung ist im Bereich der Flüssigkeit aber ein sehr ähnlicher Verlauf zu erkennen. Ausgehend vom Rand des Flüssigkeitsbereichs ist ein scheinbarer Temperaturanstieg in Richtung Mittelpunkt zu beobachten, lediglich eine vertikale Verschiebung ist zu erkennen. Für die negative Krümmung ist die Oberflächentemperatur im Vergleich zur ebenen Oberfläche scheinbar geringer, für die positive Krümmung scheinbar etwas höher. In der Nähe des Mittelpunktes bildet sich jeweils ein leicht niedrigeres Plateau aus. Dieses Plateau ist unter anderem auf die Reflexion des Kamerachips auf der Filmoberfläche zurückzuführen. Die Kamera ist zentriert über der Bohrung und somit über dem Flüssigkeitsbereich positioniert. Die Flüssigkeitsoberfläche ist im Zentrum aus Gründen der Symmetrie nahezu eben, so dass sich dort der gekühlte Chip der Infrarotkamera (Temperatur $T_{\text{Chip}} \approx 70 - 80 \text{ K}$) spiegelt. Die alleinige Ursache für die Ausbildung des Plateaus kann dies jedoch nicht sein, da die Unterschiede aufgrund der betrachteten Differenz zum Referenzbild sonst nicht auftreten dürften. Die Ausbildung des Plateaus wird zusätzlich durch den sehr kleinen Fokusbereich der Kamera hervorgerufen. Die Versuche wurden für unterschiedliche Temperaturniveaus in einem Bereich von $t = 20 - 55 \text{ }^\circ\text{C}$ in äquidistanten Schritten von $\Delta T = 5 \text{ K}$ wiederholt und zeigten qualitativ einen vergleichbaren Verlauf. Mit steigender Temperatur zeigen sich aber größere scheinbare Temperaturdifferenzen.

Neben den bereits dargestellten Abweichungen ist auch der Einfluss des Kamerafokus auf die Messergebnisse näher untersucht worden. Aufgrund der hohen räumlichen Auflösung und der verfügbaren Objektive ist die Schärfentiefe der vorhandenen Infrarotkameras nur sehr limitiert.

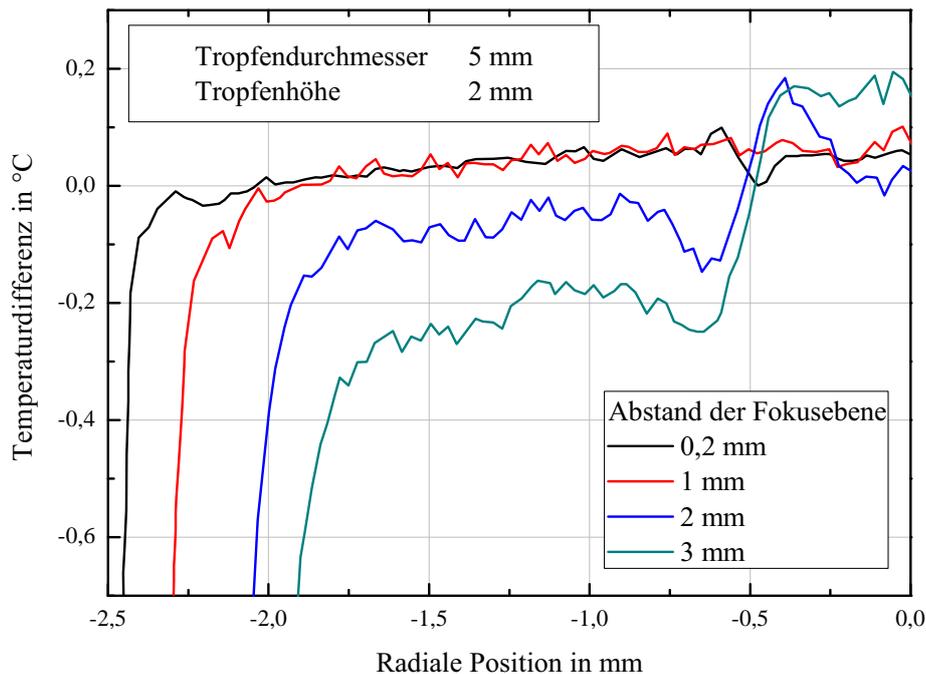


Abbildung 4.7: Einfluss der Position der Fokusebene auf die Messung der Oberflächentemperatur eines Tropfens mit einem Durchmesser von $d = 5$ mm.

Da die Schärfentiefe unter anderem geringer als die räumliche Ausdehnung des Tropfens in vertikaler Richtung ist, wird ein Einfluss auf die Messergebnisse erwartet. Für die gleichen diskreten Temperaturniveaus wird die Infrarotkamera mit Hilfe einer präzisen Linearverfahreinheit so positioniert, dass sich die Kupferoberfläche des Trägers direkt innerhalb der Fokusebene der Kamera befindet. Die Messung der Intensitäten für diesen Fall wird als Referenzmessung verwendet. Anschließend wird die Kamera in äquidistanten Schritten in vertikaler Richtung nach oben verfahren, und es werden die Intensitäten aufgezeichnet. Die Fokusebene wird so ebenfalls gezielt verschoben, und der Einfluss kann untersucht werden. Mit Hilfe von Differenzbildern kann analog zu den vorhergegangenen Darstellungen eine scheinbare Temperaturdifferenz anhand von Kalibrieraufnahmen für den Referenzfall rechnerisch bestimmt werden. In Abbildung 4.7 ist der Einfluss der Lage der Fokusebene auf die Messungen an einer positiven Krümmung (einem Tropfen ähnlich) mit einem Durchmesser von $d = 5$ mm und einer Höhe von $h = 2$ mm dargestellt. Auf eine Darstellung der negativen Oberflächenkrümmung wurde verzichtet. Die Unterschiede zeigen sich für diese Versuchskonstellation vor allem in Richtung des Tropfenrandes bzw. dem Rand der Bohrung. Abhängig vom Abstand der Fokusebene sind dort scheinbare Temperaturunterschiede bis zu mehreren Kelvin zu beobachten. Die Abweichungen im Zentrum des Tropfens sind jedoch nicht so stark ausgeprägt wie im vorhergehenden Fall. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass schon bei diesen Messungen einer statischen Flüssigkeitsoberfläche mit unterschiedlicher Oberflächenkrümmung keine belastbaren Ergebnisse erzielt werden können. Daher ist eine Bestimmung der Oberflächentemperatur für den bewegten Flüssigkeitsfilm in der benötigten Genauigkeit nicht möglich. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Temperaturmessung mit Hilfe der Infrarotthermographie daher nicht weiter verfolgt.

Unabhängig von der Messung der Oberflächentemperatur bietet die Infrarotthermographie dennoch andere Möglichkeiten im Rahmen des Zerstäubungsversuchs. Es wurden mit der Hochgeschwindigkeitsinfrarotkamera Intensitätsbilder des Flüssigkeitsfilms auf der Rotations-scheibe

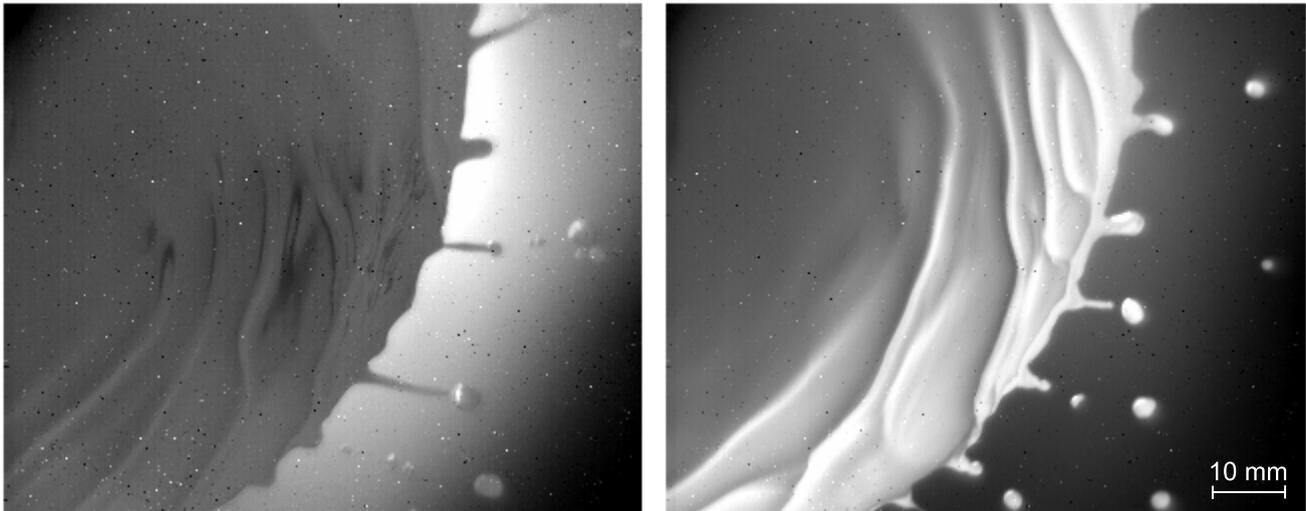


Abbildung 4.8: Intensitätsaufnahmen der Flüssigkeitsoberfläche für den unbeheizten (links) und den beheizten Fall (rechts) für einen Massenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$.

für den beheizten und unbeheizten Fall aufgenommen. Auf eine Umrechnung der Intensitäten in Temperaturen wurde aufgrund der bereits dargestellten Messunsicherheiten verzichtet. In Abbildung 4.8 ist ein Vergleich zwischen beheiztem und unbeheiztem Fall dargestellt. Die Struktur der Oberflächenwellen ist für den beheizten Fall sehr deutlich zu erkennen. Ein Vergleich mit Aufnahmen einer schwarz-weiß Hochgeschwindigkeitskamera zeigen eine Übereinstimmung mit den dort erkennbaren Oberflächenwellen. Zur Charakterisierung und Darstellung der Oberflächentopographie werden daher im Rahmen dieser Arbeit unter anderem die Intensitätsbilder der Infrarotkamera verwendet. Die notwendige starke Beleuchtung mittels einer Laborkaltlichtquelle für die Aufnahmen mit einer schwarz-weiß Hochgeschwindigkeitskamera führt aufgrund der stark reflektierenden Flüssigkeitsoberfläche und der stark variierenden Oberflächentopographie zu einer Vielzahl an Reflektionen, die die Bildqualität negativ bis hin zu nicht auswertbaren Bildern beeinflussen. Die Aufnahmen mit der Infrarotkamera ermöglichen hier eine deutlich bessere Bestimmung der Oberflächentopographie des bewegten Flüssigkeitsfilms. Eine Beleuchtung ist nicht notwendig, da die Eigenstrahlung der Medien aufgenommen wird. Für den Fall der beheizten Oberfläche weisen Bereiche mit geringerer Filmdicke aufgrund des geringeren Wärme Widerstands tendenziell höhere Oberflächentemperaturen bzw. Intensitäten auf als Bereiche mit höherer Filmdicke. Die Reflektionen aus der Umgebung können vernachlässigt werden. Dies wird durch die Vergleichsmessungen zwischen beheiztem und unbeheiztem Flüssigkeitsfilm bestätigt, die deutlich verbesserte Sichtbarkeit der Oberflächenstrukturen für gleiche Parameterkombinationen resultiert allein aus der Beheizung. Die Welligkeit des Flüssigkeitsfilms ist jedoch nicht unabhängig von der Beheizung. Der Einfluss der Beheizung auf die Filmströmung wird in Kapitel 6.1.5 näher erläutert. Anhand der Intensitätsbilder lassen sich mit Hilfe von in MATLAB erstellten Bilderkennungsalgorithmen unter anderem die Wellenfrequenz und Geschwindigkeit für die unterschiedlichen Wellenarten wie beispielsweise Radialwellen und Spiralwellen bestimmen. Eine Verwendung der Aufnahmen der schwarz/weiß Hochgeschwindigkeitskamera ist hier nicht möglich, da die Algorithmen für die variierenden Bereiche starker Reflektionen nicht robust genug sind. Eine nachträgliche manuelle Auswertung der Daten wäre in diesem Fall zwingend erforderlich.

Güte des Versuchsaufbaus und Datenanalyse

Neben der Konstruktion der Versuchsanlage sind im Rahmen dieser Arbeit umfangreiche Anpassungen der Datenanalyse der verwendeten experimentellen Messmethoden notwendig gewesen. Im Besonderen die Verwendung der chromatischen Schichtdickenmessung (CHR-Messtechnik) auf bewegten und strukturierten Oberflächen hatte dabei einen direkten Einfluss auf die Konstruktion und Optimierung des Fertigungsprozesses des Rotationszerstäubers. Aus diesem Grund wird der Analyse der Daten im Rahmen dieser Arbeit ein eigenes Kapitel gewidmet. Im Folgenden wird zunächst auf die Charakterisierung der Rotationsscheiben mit Hilfe der CHR-Messtechnik eingegangen sowie auf die Herausforderungen an die Bestimmung der Filmdicke. Nach unterschiedlichen Möglichkeiten zur Beschreibung der Welligkeit eines Flüssigkeitsfilms im Speziellen mit Hinblick auf strukturierte Scheibenoberflächen schließt das Kapitel mit der Charakterisierung der Strahlungsheizung und der Auswertung der Tropfengrößenverteilungen.

5.1 Charakterisierung der Rotationsscheiben

Um den Anforderungen an einen ruhigen Lauf der Rotationsscheibe und eine Orthogonalität zur Drehachse gerecht zu werden (vgl. Kapitel 3.1), wurden unterschiedliche Fertigungsverfahren untersucht. Es stellte sich heraus, dass die Orthogonalität der Scheibenoberfläche zur Drehachse innerhalb des Fertigungsprozesses das entscheidende Kriterium darstellt. Die Anforderungen an den ruhigen Lauf der Scheibe konnten stets erfüllt werden. Zur Charakterisierung der Rotationsscheiben wurden an unterschiedlichen radialen Positionen Abstandsmessungen mit dem CHR-Sensor durchgeführt. Für alle untersuchten Scheiben ist unter anderem aufgrund der Fertigungstoleranzen der Werkzeugmaschinen und der Art der gewählten Verbindung ein Taumeln der Scheibe zu erkennen. Eine zunächst gewählte Schraubverbindung zwischen Scheibe und Welle weist dabei nahe des Scheibenrands eine Amplitude von bis zu zwei Millimetern auf, dies entspricht dem Mehrfachen der zu erwartenden Filmdicke $\delta \approx 100 - 300 \mu\text{m}$. In der Fertigung deutlich aufwendiger ist ein Aufschrumpfen der Rotationsscheibe auf die Antriebswelle, da für jede neue Scheibe oder Oberflächenstruktur zudem eine neue Antriebswelle gefertigt werden muss. Es zeigt sich jedoch für diese Verbindungsart eine signifikante Reduzierung der Amplitude der Taumelbewegung am Scheibenrand ($a \approx 200 \mu\text{m}$). In Abbildung 5.1 ist der zeitliche Verlauf

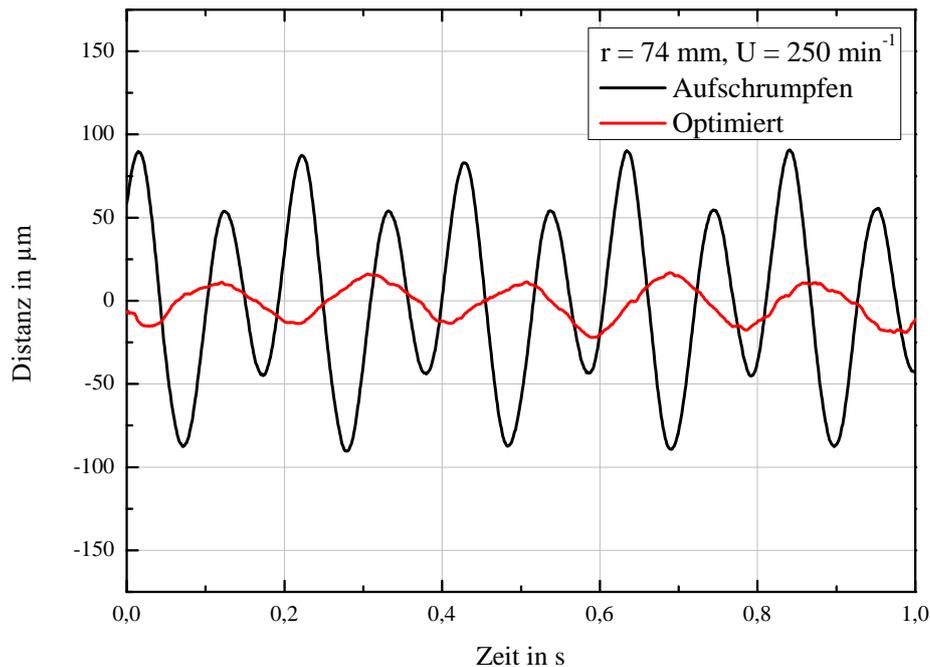


Abbildung 5.1: Abstandsmessung nahe dem Scheibenrand (radiale Position $r = 74 \text{ mm}$) für eine Scheibendrehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$ zur Charakterisierung der Rotationsscheiben und der Bestimmung der Fertigungsgüte.

einer Abstandsmessung am Scheibenrand dargestellt. Eine Optimierung des Fertigungsprozesses durch ein erneutes präzises Plandrehen der Scheibe nach dem Aufschumpfen der Scheibe führt zu einer weiteren Reduzierung der Amplitude ($a \approx 50 \mu\text{m}$). Generell sinkt die Amplitude mit geringerer radialen Position und wird wie zu erwarten zu null im Zentrum der Scheibe. Da sich die Abweichungen nahe der Fertigungstoleranzen der Werkzeugmaschinen bewegen, ist in weiteren Versuchen zur Optimierung des Fertigungsprozesses keine signifikante Verbesserung des Ergebnisses zu erwarten. Neben der signifikant geringeren Amplitude ist zudem für die optimierte Scheibe nur noch ein Maximum je Umdrehung zu erkennen. Für die vorherigen Fertigungsvarianten waren noch jeweils zwei Maxima je Umdrehung aufgetreten.

Für eine Variation der Rotationsgeschwindigkeit ($U = 6 - 9000 \text{ min}^{-1}$) sind über den gesamten radialen Bereich keine Änderungen der lokalen Amplituden zu erkennen. Eine erste grobe Abschätzung aus der Festigkeitsuntersuchung der Scheibe-Wellen-Konstruktion (vgl. Kapitel 3.3) kann somit experimentell bestätigt werden. Der Einfluss einer Taumelbewegung aufgrund einer fertigungsbedingten Unwucht müsste für steigende Drehzahlen eine Vergrößerung der Amplitude hervorrufen. Die Steifigkeit der Gesamtkonstruktion ist daher hoch genug gewählt, um messbare Auswirkungen einer möglichen Unwucht erst bei Drehfrequenzen außerhalb des Messbereichs auftreten zu lassen. Alle verwendeten Rotationsscheiben wurden durch Abstandsmessungen über den gesamten Scheibenradius in gleicher Weise charakterisiert. Neben der einmaligen Charakterisierung nach dem ersten Einbau einer Rotationsscheibe wird nach jeder baulichen Veränderung eine Vergleichsmessung durchgeführt. Eine solche Änderung stellt beispielsweise ein Wechsel des Antriebsmotors dar. So kann eine gleichmäßig hohe Güte der Fertigungs- und Einbaugenauigkeit und somit der Vergleichbarkeit der Messergebnisse sichergestellt werden.

5.2 Filmdickenmessungen

Die Güte der Filmdickenmessungen wurde anhand unterschiedlicher Referenzmessungen untersucht. In Abbildung 5.2 ist exemplarisch die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse der mittleren Filmdicke für unterschiedliche Rotationsscheiben und Messtage dargestellt. Die mittlere Filmdicke ist an einer festen radialen Position als Funktion des Fluidmassenstroms aufgetragen. Jeder Messpunkt repräsentiert den arithmetischen Mittelwert über einen Messzeitraum von $t = 10$ s mit einer Messfrequenz von $f = 4$ kHz. Für diesen isothermen Fall sind sowohl die Drehzahl $U = 250 \text{ min}^{-1}$ als auch der Durchmesser der Vollstrahldüse $d_D = 2,09$ mm konstant. Die Abweichungen der lokalen mittleren Filmdicke befinden sich fast ausschließlich im Bereich der Messunsicherheit des CHR-Messsystems. Eine signifikante Abweichung für den geringsten Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 25 \text{ kg h}^{-1}$ resultiert aus einer zum Teil unvollständigen Benetzung der Rotationsscheibe innerhalb einer Messung (vgl. Gerinnebildung in Kapitel 2.2). Die Parameterkombination für den geringsten dargestellten Fluidmassenstrom befindet sich im Übergangsbereich zwischen einer vollständigen Benetzung und einer Gerinneströmung. Schon minimale Änderungen der Umgebungsbedingungen können in diesem Bereich einen Umschlag der Strömung hervorrufen. Im Falle einer unvollständigen Benetzung erhöht sich die Variation der mittleren Filmdicke aufgrund von sich unterschiedlich ausbildenden Rinnsalen deutlich. Messungen zur Reproduzierbarkeit der Messergebnisse wurden für alle im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Rotationsscheiben direkt nach deren Einbau in den Versuchsstand durchgeführt. Dies diente zur Überprüfung der Fertigungstoleranzen und des korrekten Einbaus der Rotationsscheiben. Eine Variation der anderen möglichen Versuchsparameter wie beispielsweise die Drehzahl oder der Düsendurchmesser führte zu vergleichbaren Ergebnissen. Zusammenfassend konnte für alle Rotationsscheiben eine sehr gute Reproduzierbarkeit der Filmdickenmessungen über den gesamten messbaren Scheibenradius erzielt werden. Die Wiederholgenauigkeit ist fast für alle Parameterkombinationen vollständig im Bereich der Messunsicherheit des CHR-Messsystems.

5.3 Zeitlicher Verlauf der lokalen Filmdicke

Mit Hilfe des CHR-Messsystems können neben den gemittelten Filmdicken auch die zeitlichen Verläufe der lokalen Filmdicke mit einer maximalen Messfrequenz von $f = 4$ kHz aufgenommen werden. Die Filmdicke wird aus der Differenz der beiden Abstandssignale zwischen Sensor und Filmoberfläche sowie Sensor und Scheibenoberfläche gebildet. Die Intensität der Reflexion der Scheibenoberfläche ist dabei für alle Messwerte hinreichend stark, um einen Abstandswert bestimmen zu können. Die Reflexion der Filmoberfläche ist deutlich geringer und zudem eine Funktion der Oberflächentopographie. So fällt beispielsweise ab einer Neigung der Fluidoberfläche von $\pm 30^\circ$ das reflektierende Licht nicht mehr zurück in den Sensor und es entstehen Fehlstellen im Messsignal (vgl. Kapitel 4.1). Bisher wurde die Messtechnik für bewegte Flüssigkeitsströmungen auf festen Feststoffoberflächen verwendet, die Fehlstellen im Messsignal fallen dort deutlich geringer aus. Auf der stehenden Scheibe wird im Regelfall auch an diesem Versuchsstand ein Anteil von $P > 99,9\%$ der Reflexionen der Fluidoberfläche korrekt von der CHR-Messtechnik erkannt. Mit steigender Drehzahl nimmt die Signalqualität jedoch ab und es werden deutlich weniger Reflexionen der Fluidoberfläche vom Sensor erfasst. Für die Bestimmung der Filmdicke in diesen Fällen stehen zwei unterschiedliche Verfahren zur Verfügung, die Referenz- und die Ersatzmethode. Die Korrektur der Messwerte gelingt jedoch nicht bis zu beliebig geringen Anteilen

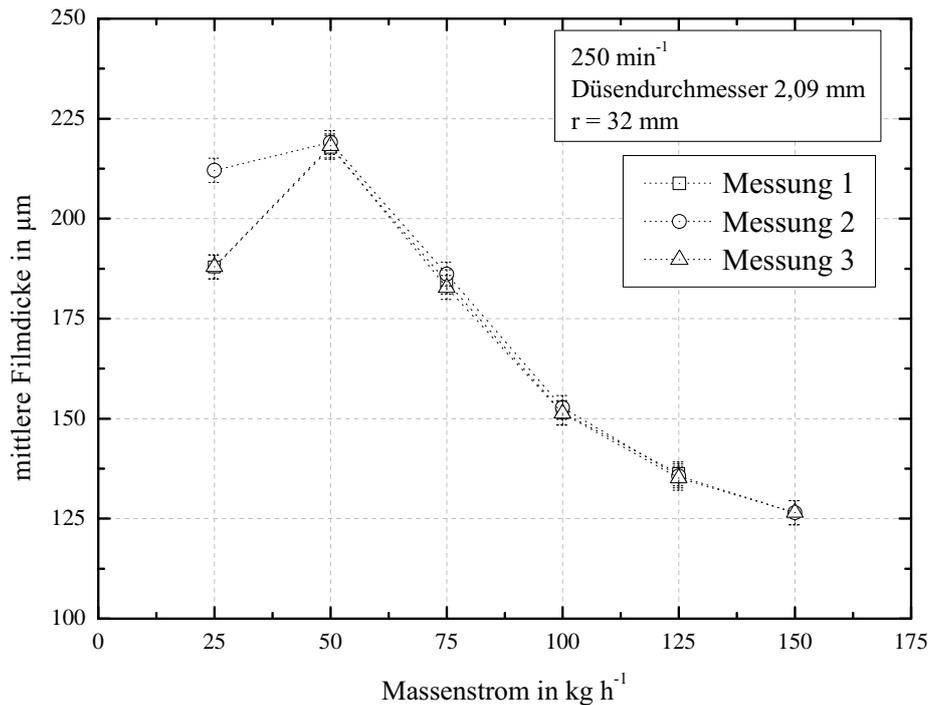


Abbildung 5.2: Messergebnisse von drei unterschiedlichen Messtagen zur Bestimmung der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse an der radialen Position $r = 32$ mm für einen Düsendurchmesser von $d_D = 2,09$ mm, eine Scheibendrehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$ und einer Variation des Fluidmassenstroms.

korrekt erkannter Reflexionen. Vergleichsberechnungen haben ergeben, dass darauf zu achten ist, einen Anteil von $P = 60\%$ nicht zu unterschreiten. Im Rahmen der Vergleichsberechnungen werden aus einem korrekt erfassten Signal (Anteil korrekt erfasster Reflexionen der Fluidoberfläche von $P > 99,9\%$) statistisch Reflexionen der Fluidoberfläche gelöscht und die Ergebnisse der im Folgenden vorgestellten Messwertkorrektur mit dem Originalsignal verglichen.

Referenzmethode

Die Referenzmethode basiert auf einer vorliegenden vorhandenen Referenzmessung ohne Fluidströmung [53]. Falls beide Reflexionen s_1 und s_2 der Fluidoberfläche sowie Scheibenoberfläche vorliegen, so ergibt sich die Filmdicke mit dem Brechungsindex n des Fluids zu:

$$\delta = (s_1 - s_2) \cdot n. \quad (5.1)$$

Fehlt die Reflexion der Fluidoberfläche, so besteht die Möglichkeit, die Filmdicke mit Hilfe des Abstandssignals ohne Fluidströmung (s_{ref}) zu bestimmen. Aufgrund des Brechungsindex n verändert sich mit der Filmdicke scheinbar auch der Abstand zur Scheibenoberfläche. Es wird mit dem gemessenen Abstand der Scheibenoberfläche mit (s_2) und ohne Fluidströmung (s_{ref}) die Filmdicke wie folgt bestimmt:

$$\delta = \frac{n}{n-1} (s_{\text{ref}} - s_2). \quad (5.2)$$

Neben der notwendigen Referenzmessung ist es zudem zwingend erforderlich, dass sich bei dieser Methode der Abstand zwischen Sensorkopf und Scheibenoberfläche zwischen der Referenzmessung und der Messung mit Fluidströmung nicht ändert. Der Messkopf und die Rotations-scheibe sind an der Versuchsanlage mechanisch entkoppelt. Aufgrund der Fertigungstoleranzen und der damit verbundenen Taumelbewegung ist die Referenzmethode für die Filmdickenmessungen im Rahmen dieser Arbeit daher nicht geeignet.

Ersatzmethode

Die Ersatzmethode ist der Referenzmethode ähnlich, im Falle von fehlenden Reflexionen der Scheibenoberfläche wird der fehlende Scheibenabstand ohne Fluidströmung s_{ref} aus vorhandenen Messsignalen benachbarter Positionen arithmetisch gemittelt. Es wird auf Referenzwerte ohne Flüssigkeitsströmung verzichtet. Zu jedem Messpunkt lässt sich so mit Hilfe der Gl.(5.2) die lokale Filmdicke berechnen. In Abbildung 5.3 ist exemplarisch ein mit Hilfe der Ersatzmethode korrigiertes Messsignal der lokalen Filmdicke dargestellt.

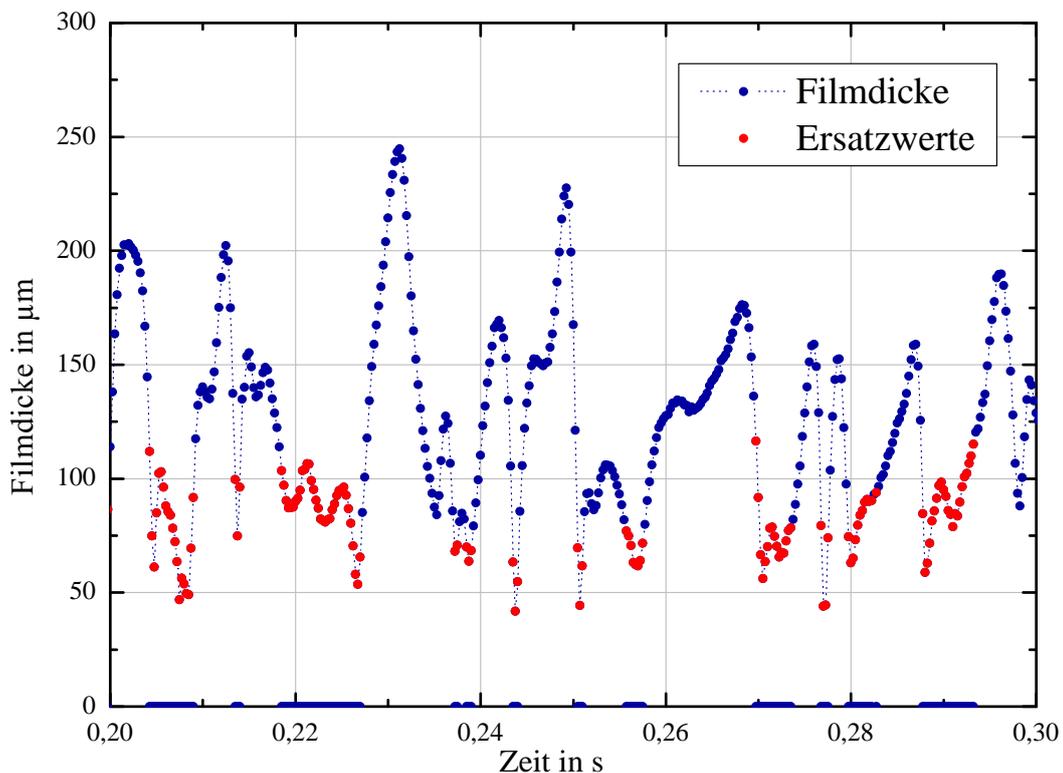


Abbildung 5.3: Beispiel für die Ersatzmethode zur Bestimmung der Filmdicken bei fehlenden Reflexionen an der Filmoberfläche.

In blauer Farbe sind die erfassten Filmdicken über die Zeit aufgetragen. Fehlende Reflexionen der Fluidoberfläche führen dazu, dass die Filmdicke an diesen Stellen durch die Auswertungssoftware des CHR-Messsystems zu $\delta = 0 \mu\text{m}$ gesetzt wird. Für diese Messstellen wird die Ersatzmethode angewandt und man erhält ein korrigiertes Messsignal. Die Ersatzwerte sind in rot aufgetragen. Im Rahmen der Datenauswertung wird zunächst stets das Originalsignal analysiert sowie die Verteilung der fehlenden Reflexionen der Fluidoberfläche des Signals gesondert betrachtet.

Anhand dieser Schritte werden Messungen mit zu geringer Messwertqualität erkannt und es fließen nur Messungen mit validen Daten in die Auswertung ein.

5.4 Beschreibung der Welligkeit

Ein maßgeblicher Aspekt dieser Arbeit ist die Beschreibung der Welligkeit der Filmströmung auf der Rotationsscheibe. Um die Ergebnisse der glatten Scheibe mit denen der strukturierten Scheibe sowie auch Literaturwerten vergleichen zu können, bedarf es normierter Vergleichsgrößen. Diese werden im Folgenden näher erläutert.

5.4.1 Glatte Scheiben

Zur Charakterisierung der Welligkeit der Fluidströmung auf glatten Rotationsscheiben eignet sich die empirische Standardabweichung s der lokalen Filmdicke. Sie ist ein Maß für die Streuung um einen Mittelwert. Die Streuung einer Filmdickenmessung korreliert mit der Filmwelligkeit. Die empirische Standardabweichung ist wie folgt definiert [78]

$$s = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\delta - \bar{\delta})^2}. \quad (5.3)$$

Dabei ist $\bar{\delta}$ die mittlere lokale Filmdicke und n die Anzahl der Messungen. An allen radialen Messpositionen wird die Filmdicke über einen Zeitraum von $\Delta t = 10$ s mit einer Messfrequenz von $f = 4$ kHz aufgenommen. Für eine Vergleichbarkeit von Messungen mit stark unterschiedlichen Parametervariationen ist eine Betrachtung der dimensionsbehafteten Standardabweichung nicht zielführend. Zur Entdimensionierung wird im Rahmen dieser Arbeit die lokale mittlere Filmdicke gewählt, so dass für die normierte Standardabweichung s_{norm} gilt

$$s_{\text{norm}} = \frac{s}{\bar{\delta}}. \quad (5.4)$$

Für glatte Scheiben ermöglicht diese einfache Bestimmung der Größen einen sehr effizienten und zügigen Auswertungsalgorithmus.

5.4.2 Strukturierte Oberflächen

Für die Messungen an strukturierten Oberflächen muss die Auswertung modifiziert werden. Diese Fallunterscheidung ist notwendig, da der zeitliche Verlauf der lokalen Filmdicke nicht mehr für die Auswertung herangezogen werden kann. Aufgrund der eingebrachten radialen Nuten weist die lokale Filmdicke Sprünge auf und die mit Hilfe der lokalen Filmdicke bestimmte Standardabweichung ist kein direktes Maß mehr für die Welligkeit der Fluidströmung. Abhängig von den eingestellten Versuchsparametern resultiert aus den von den Nuten hervorgerufenen

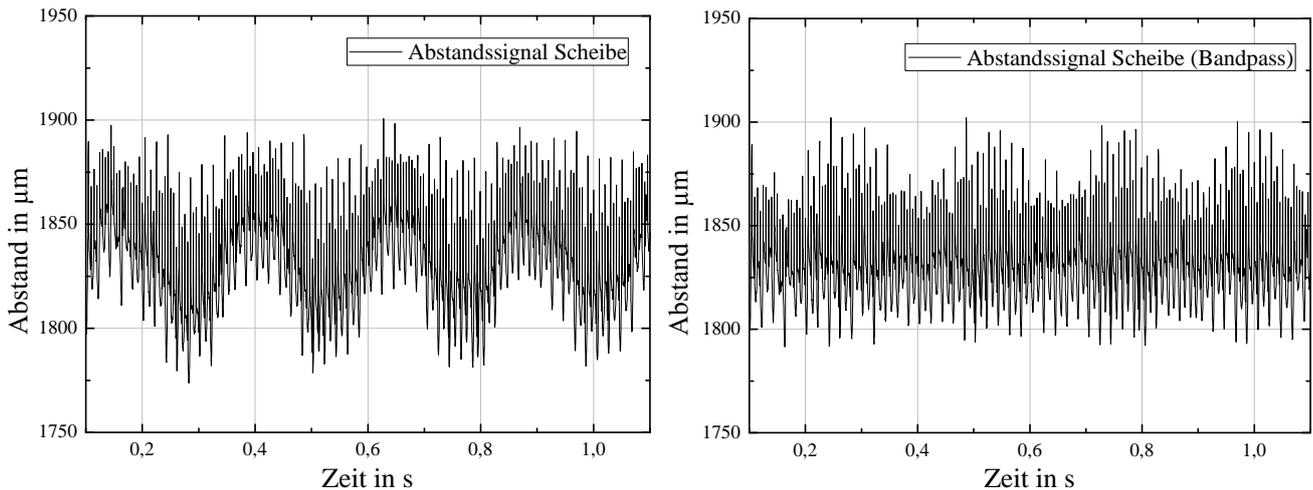


Abbildung 5.4: Ungefiltertes Abstandssignal vom CHR-Sensor zur Scheibenoberfläche (links) sowie mit Bandpassfilter (rechts) an der radialen Position $r = 55 \text{ mm}$ für eine Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$.

sprunghaften Filmdickenänderungen eine Erhöhung der Standardabweichung von bis zu 40%. Eine Korrektur des Filmdickensignals, um den Einfluss der Nuten zu eliminieren, ist aufgrund der fertigungsbedingten Varianz der Nutentiefe nicht praktikabel.

In Abbildung 5.4 ist auf der linken Seite das Abstandssignal als Funktion der Zeit für eine Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$ an der radialen Position $r = 55 \text{ mm}$ dargestellt. Im Verlauf des Abstandssignals ist eine niederfrequente sinusförmige Schwingung zu erkennen. Ein Vergleich mit dem Abstandssignal der glatten Scheibenoberfläche zeigt, dass dies die Taumelbewegung der Scheibe ist (vgl. Kapitel 5.1). Mit Hilfe einer Fast-Fourier-Transformation (FFT) wird das Abstandssignal in den Frequenzbereich überführt. Die Drehfrequenz der Rotations Scheibe ist deutlich im Spektrum zu erkennen, so dass eine Filterung mit Hilfe eines Bandpassfilters und eine Rücktransformation zu einem bereinigten Abstandssignal führt (siehe Abbildung 5.4 (rechts)). Eine Differenz zwischen gefiltertem und ungefiltertem Signal ergibt eine sinusförmige Schwingung, die in Form, Frequenz und Amplitude identisch mit der Taumelbewegung der Scheibenoberfläche ist. Eine Untersuchung für unterschiedliche Parametervariationen führt auch für das Abstandssignal der Fluidoberfläche zu vergleichbaren Ergebnissen, so dass die Eignung des Verfahrens für diesen Anwendungsfall nachgewiesen ist. Zur Bestimmung der Standardabweichung der Filmströmung wird daher im Folgenden direkt auf das Abstandssignal des CHR-Sensors zur Fluidoberfläche zurückgegriffen. Die Standardabweichung wird analog wie für die glatte Scheibe nach Gl.(5.3) berechnet.

Auch für die Bestimmung der normierten Standardabweichung stehen für strukturierte Oberflächen zwei Möglichkeiten zur Verfügung: eine Berechnung der mittleren Filmdicke unter Einbeziehung des Fluidvolumens innerhalb der Struktur oder nur der mittleren Filmdicke der Filmströmung oberhalb der Struktur. In vorherigen Untersuchungen am Fachgebiet des Autors zu Fallfilmströmungen auf strukturierten Oberflächen [57] wurde mit dem CHR-Sensor stets oberhalb der Strukturen gemessen, da unter anderem Oberflächenstrukturen mit variablem Neigungswinkel zum Messkopf verwendet wurden. Für die Messungen auf rotierenden Elementen eignen sich diese Strukturen nicht, so dass sie im Rahmen dieser Arbeit keine Rolle spielen. Der Einfluss der Oberflächenstrukturen ist im Vergleich zu den Messungen an Fallfilm-

strömungen auch signifikant geringer, das Fluidvolumen innerhalb der Struktur ist im Verhältnis zum Fluidvolumen oberhalb der Struktur deutlich geringer. Eine Abschätzung für unterschiedliche Parametervariationen hat ergeben, dass sich die Differenz der mittleren Filmdicke mit und ohne Berücksichtigung der radialen Nuten in einem Bereich kleiner 2% befindet. Da die Berechnung der mittleren Filmdicke oberhalb der Struktur, d.h. ohne die radialen Nuten, sehr rechenaufwendig ist, wird im weiteren Verlauf der Arbeit darauf verzichtet. Die Normierung der Standardabweichung erfolgt anschließend analog zu den glatten Scheiben nach Gl.(5.4) mit Berücksichtigung der radialen Nuten.

5.4.3 Rainflow-Methode

Als eine weitere Möglichkeit zur Untersuchung von variierenden Signalen wie zum Beispiel Flüssigkeitswellen wird die Rainflow-Methode verwendet. Sie ist für die Analyse von Ermüdungsdaten in der Bauteilfestigkeit entwickelt worden [60]. In der Literatur sind auch die Namen Pagodendach- und Regenfluss-Verfahren zu finden. Die Methode stellt eine statistische Auswertung für komplexe und wechselnde Zeitsignale dar. Mit dem zweiparametrischen Zählalgorithmus werden Zyklen gezählt, nach ihrem Mittelwert und ihrer Amplitude klassifiziert und aufsummiert. Die ursprüngliche Form des „Regenfließens“ [60] ist in Abbildung 5.5 dargestellt, wobei man sich die Zeitachse um 90° im Uhrzeigersinn gedreht vorzustellen hat. Über die Flanken fließt Regenwasser, das unter folgenden Bedingungen von einer Flanke zur nächsten tropft:

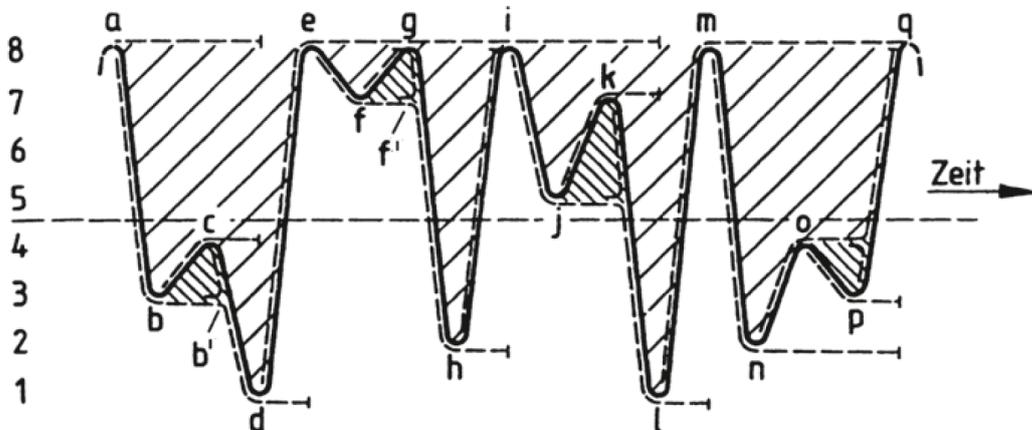


Abbildung 5.5: Ursprüngliche Form des „Regenfließens“ der Rainflow-Methode [50].

Der Regen fällt von Umkehrpunkten (links und rechts der vertikalen Zeitachse) nach unten, z.B. von b auf die Gerade c-d oder von f auf die Gerade g-h. Halbzyklen werden gezählt, wenn das Wasser abwärts fließt und einen neuen Umkehrpunkt erreicht (z. B. Schwingbreite a-b, b-c bzw. f-g) oder wenn das Wasser den Auftreffpunkt des Wassers erreicht, das von einem darüber liegenden Umkehrpunkt fällt (beispielhaft dargestellt für Schwingbreite c-b' und g-f').

Vollzyklen werden aus zwei Halbzyklen derselben Schwingbreite und derselben Lage (Maximum, Minimum) gebildet, z. B. die schraffierten Flächen a-d-e, b-c-b', f-g-f', e-h-i. [50]

Die Besonderheit der Rainflow-Methode zu anderen Zählverfahren von Schwingungsverläufen ist die Entnahme geschlossener Zyklen, da dies mehrere Durchläufe bei der Analyse eines Zeitsignals

erfordert [110]. Die Ergebnisse des Zählverfahrens werden in einer Vollmatrix abgelegt, in der die Zyklen mit ihren Amplituden und Mittelwerten gespeichert werden. Mit Hilfe der Rainflow-Methode kann so ein Zeitsignal als ein dreidimensionales Histogramm aus Amplituden und Mittelwerten dargestellt werden. Dies gewährt neben der Analyse der mittleren Filmdicke sowie der Standardabweichung einen neuen Einblick in die Gesetzmäßigkeiten der Schwankungen der Filmdicke auf rotierenden Scheiben.

5.5 Strahlungsheizung

Zur Untersuchung des Wärmeeinflusses auf die Filmströmung wird eine Strahlungsheizung unterhalb der Rotationsscheibe positioniert. Die Leistung der Heizstrahler wird über Strahlung jedoch nicht komplett an die Rotationsscheibe übertragen. Aufgrund dieser unbekanntenen Wärmeverluste an beispielsweise die Reflektoren und die Umgebung ist eine Charakterisierung der Heizung zwingend erforderlich. Da eine Messung des eingebrachten Wärmestroms auf der rotierenden Scheibe mit Fluidströmung nicht möglich ist, wurden Vergleichsmessungen an einer stehenden Scheibe durchgeführt. Anhand des transienten Aufheizverhaltens der stehenden Rotationsscheibe ohne Fluidströmung wird der eingebrachte Wärmestrom bestimmt. Zu diesem Zweck wurde mit am Institut kalibrierten Thermoelementen vom Typ K der zeitliche Verlauf der Oberflächentemperatur in radialer Richtung gemessen. Die Position der aufgeklebten Thermoelemente ist Abbildung 5.6 dargestellt. Unter der Annahme, dass innerhalb der Symmetrieebene (Winkellage 0°) des beheizten Segments die horizontale Wärmeleitung vernachlässigbar ist, kann mit Hilfe einer eindimensionalen inversen Betrachtung der Wärmeleitung aus dem zeitlichen Temperaturverlauf auf den eingebrachten Wärmestrom \dot{q}_{in} zurückgeschlossen werden [102].

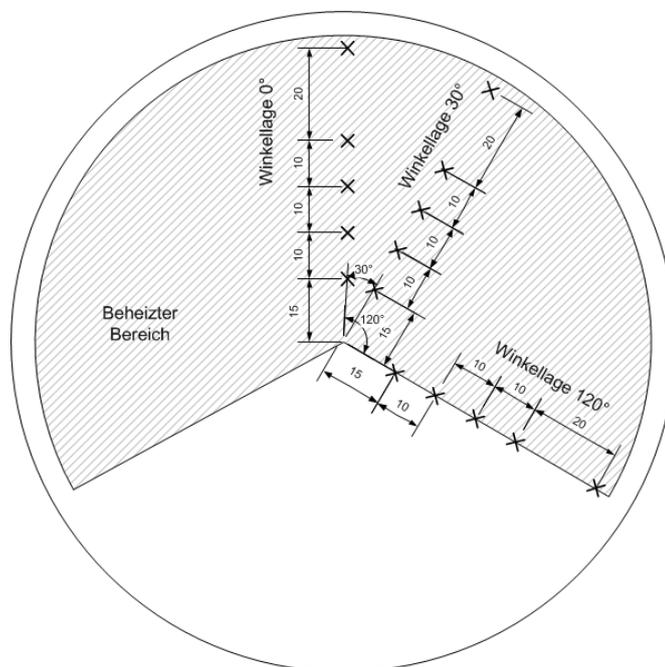


Abbildung 5.6: Installierte Infrarotheizung und Position der Thermoelemente auf der Scheibenoberseite [14].

Es wurden mehrere Aufheizversuche mit unterschiedlichen Heizleistungen der Strahler durchgeführt und jeweils die in die Rotationsscheibe eingebrachten Wärmeströme rechnerisch bestimmt.

Zusätzlich wurden für alle Aufheizversuche die Oberflächentemperaturen in radialer Richtung in den Winkellagen 30° und 120° gemessen. Anhand von Simulationen mit der Simulationssoftware Comsol¹ sind für alle Winkellagen Kontrollrechnungen durchgeführt worden, die die experimentellen Ergebnisse bestätigten. Für alle Versuche und Heizleistungen ergibt sich ein in die Rotationsscheibe eingebrachter Wärmestrom von ca. 60 % der Heizleistung der Strahler. Die übrigen 40 % werden als Wärmeverlust an die Umgebung und die Reflektoren abgegeben.

Neben der Bestimmung der eingebrachten Wärme ist die Homogenität des Wärmestroms an der Scheibenoberfläche von Bedeutung. Da nicht die gesamte Scheibenunterseite von der Strahlungsheizung abgedeckt ist, wird die Unterseite aufgrund der Rotation periodisch beheizt. Der Einfluss auf die Oberflächentemperatur wurde ebenfalls anhand von Simulationen in Comsol im stationären Fall untersucht. Vereinfachend wurde die Scheibe dort als stationär angesehen und der Wärmestrom an der Scheibenunterseite als Rechtecksignal entsprechend der Drehzahl modelliert. Eine Variation der Parameter Drehzahl und Wärmestrom haben ergeben, dass selbst bei sehr geringen Drehzahlen von $U = 40 - 60 \text{ min}^{-1}$ der Einfluss der periodischen Anregung durch die Heizung messtechnisch nicht mehr nachweisbar wäre. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen mit stets höheren Drehzahlen hat die periodische Beheizung daher keinen Einfluss auf die Messergebnisse.

5.6 Tropfengrößenverteilung

Die Hochgeschwindigkeitskamera zur Aufnahme der Tropfenbilder wird mit einer Aufnahmefrequenz von $f_{b/w} = 60 \text{ Hz}$ betrieben. Aufgrund der hohen Geschwindigkeit der Tropfen kann so ausgeschlossen werden, dass Tropfen doppelt erfasst und somit auch doppelt gezählt werden. Um Bewegungsunschärfe der Tropfen zu vermeiden, resultiert neben der geringen Aufnahmefrequenz aus der hohen Tropfengeschwindigkeit eine sehr geringe Belichtungszeit. Diese wird für eine Optimierung der Schärfentiefe für jede Drehfrequenz der Scheibe individuell experimentell angepasst, liegt jedoch stets in einem Bereich zwischen $t_B = 1/10\,000 - 1/20\,000 \text{ s}$.

Zur Bestimmung der Tropfengrößen werden die aufgenommenen Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera sequentiell mit Hilfe eines MATLAB-Scripts² ausgewertet. Nach einem automatisierten Programmablauf werden die Tropfengrößen in einer Matrix abgespeichert. Für eine Messsequenz einer Parameterkombination von Drehzahl und Massenstrom ergeben sich ausgewertete Tropfenzahlen von $N_{\text{Tropfen}} = 10\,000 - 30\,000$; dies erlaubt eine statistisch gesicherte Aussage. Die einzelnen Arbeitsschritte des Auswertungsalgorithmus in MATLAB werden in Abbildung 5.7 grafisch dargestellt und im Folgenden näher erläutert.

Jedes aufgenommene Bild der Hochgeschwindigkeitskamera wird in eine Datenmatrix umgewandelt, in der die Grauwerte jedes Pixelelements abgespeichert sind. Im Randbereich des Kameraausschnitts heben sich die Tropfen schlechter vom Hintergrund ab. Die äußeren Pixelreihen werden daher nicht zur Auswertung herangezogen, um eine fehlerhafte Erfassung zu vermeiden. Im Regelfall werden an jeder Seite die ersten 5-10 Pixel gelöscht. Um Inhomogenitäten in der Ausleuchtung des beschnittenen Bildes zu kompensieren, wird zu Beginn jeder Messreihe ein Referenzbild ohne Flüssigkeitstropfen aufgenommen (vgl. Abbildung 5.7a). Von

¹ Comsol Multiphysics, Version 4.3b

² MATLAB R2014b, MathWorks Inc.

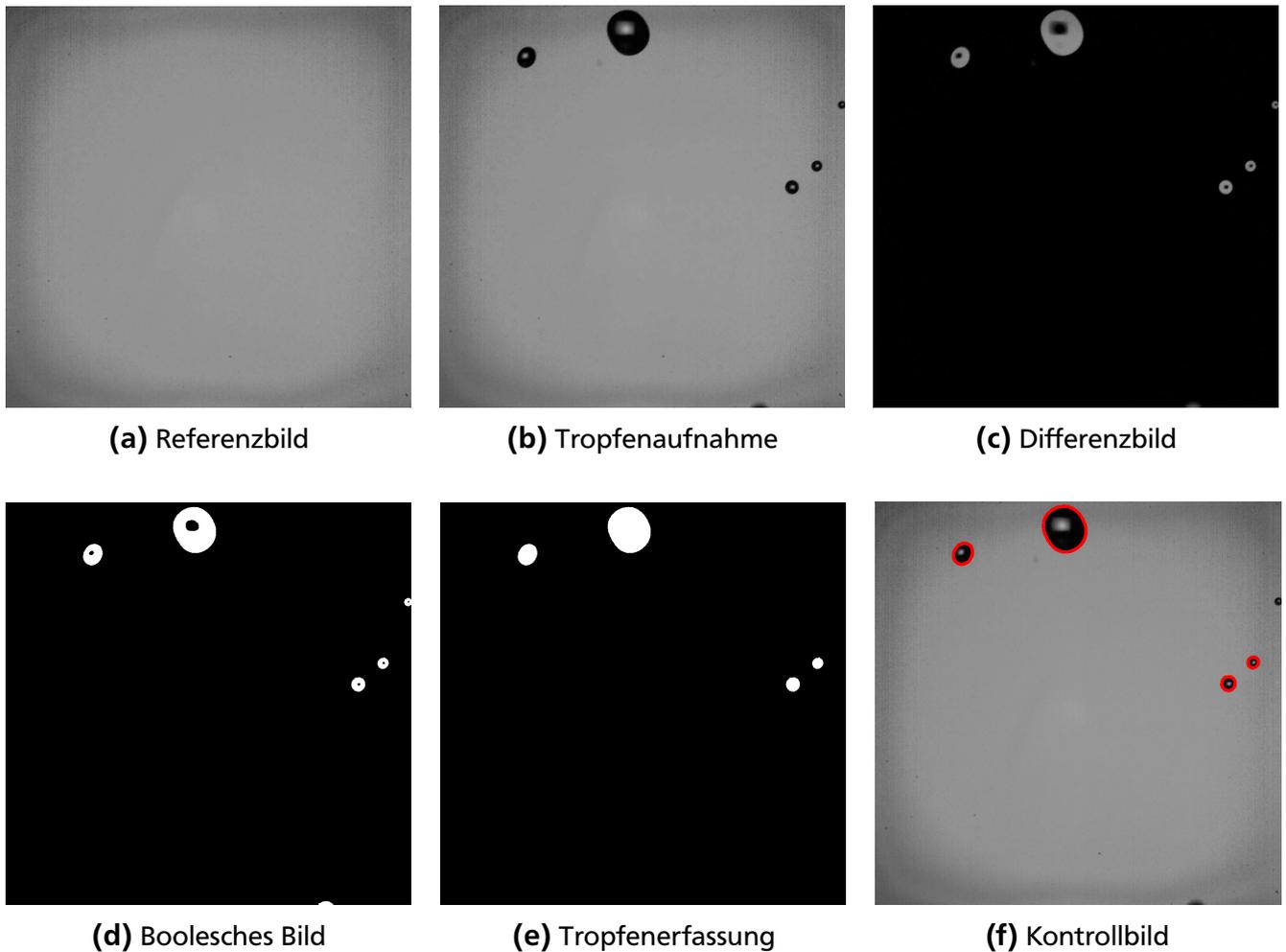


Abbildung 5.7: Graphische Darstellung der einzelnen Arbeitsschritte des Algorithmus der automatisierten Tropfenerkennung in MATLAB.

jedem Bild (b) wird das Referenzbild abgezogen, so dass im entstehenden Differenzbild (c) die Tropfen als helle Objekte erscheinen. Zur Erhöhung des Kontrastes wird jedes Element der Matrix jedoch zuvor mit sich selbst multipliziert. Dadurch steigt die Helligkeit im Bereich der Tropfen deutlich stärker an als in den dunklen Flächen des Hintergrunds. Anhand eines festgesetzten Grenzwertes (Graythreshold) erfolgt eine Umwandlung in ein Boolesches Bild (d). Die Erhöhung des Kontrastes vereinfacht aufgrund des starken Gradienten der Grauwerte die Definition des Grenzwertes und somit die Umwandlung. Tropfen außerhalb der Schärfenebene zeichnen sich durch einen schwächeren Gradienten der Grauwerte aus. Für diese unscharf abgebildeten Tropfen hat der Grenzwert einen großen Einfluss auf die Messunsicherheit der Tropfenerkennung. Eine Fehlerabschätzung der erkannten Tropfengrößen ist in Kapitel 5.6.1 zu finden.

Nach der Umwandlung in ein Boolesches Bild werden alle schwarzen Bereiche, die vollkommen von weißen Bereichen umschlossen sind, gefüllt (e). Dies ermöglicht die automatisierte Objekterkennung und Größenbestimmung. Jedes der erkannten Objekte entspricht einem Tropfen. Direkt an den Rand des Auswertebereichs grenzende Objekte werden eliminiert, um die Erfassung von unvollständig dargestellten Tropfen auszuschließen.

Um den Algorithmus überprüfen zu können, werden abschließend die Konturen aller erkannten Objekte im Originalbild der Tropfenaufnahme rot markiert. Das entstehende Kontrollbild (f) wird jeweils abgespeichert. Für jede Messreihe werden stichprobenhaft Bilder herangezogen und die Qualität des Algorithmus somit dokumentiert.

Anhand der erkannten zweidimensionalen Querschnittsfläche eines Tropfens ergeben sich unterschiedliche Möglichkeiten der Tropfengrößenbestimmung. Am häufigsten wird die Bestimmung eines Äquivalenzdurchmessers d_{eq} mittels der Querschnittsfläche A_{pixel}

$$d_{\text{eq}} = \sqrt{\frac{4 \cdot A_{\text{pixel}}}{\pi}} \quad (5.5)$$

verwendet. Die Querschnittsfläche errechnet sich durch Summierung der weißen Pixel eines erkannten Objekts. Der Äquivalenzdurchmesser entspricht dabei genau dem Durchmesser eines ideal sphärischen Tropfens mit gleicher Querschnittsfläche. Ein weiteres Verfahren besteht in der Verwendung des arithmetischen Mittelwerts d_{arith} der maximalen Tropfendurchmesser in zwei orthogonalen Raumrichtungen x und y

$$d_{\text{arith}} = \frac{d_{x,\text{max}} + d_{y,\text{max}}}{2}. \quad (5.6)$$

Das Verhältnis der beiden maximalen Durchmesser $d_{x,\text{max}}$ und $d_{y,\text{max}}$ sowie ein Vergleich der Tropfendurchmesser mittels beider vorgestellter Methoden ermöglicht eine erste Aussage über das Maß der Abweichung von einem ideal sphärischen Tropfen. Die Unterschiede der resultierenden Tropfendurchmesser und -verteilungen sind jedoch aufgrund einer annähernd sphärischen Form aller im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Tropfen vernachlässigbar gering. Auf eine weitere Verwendung von mehreren Methoden zur Berechnung des Tropfendurchmessers wird daher aus den genannten Gründen verzichtet. Alle Tropfendurchmesser werden anhand der Querschnittsfläche und Gleichung 5.5 berechnet.

5.6.1 Fehler der Tropfengrößenbestimmung

Die Bestimmung der Tropfengröße unterliegt unterschiedlicher Fehlerquellen. Die maßgeblichen Fehlerquellen und Vermeidungsstrategien werden im Folgenden zusammengefasst.

Einen großen Einfluss auf die Güte der Messergebnisse hat die Bestimmung des korrekten Maßstabs. Eine falsche Umrechnung von erkannten Pixeln der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in Meter resultiert in einem systematischen Fehler der Tropfengrößen. Im Rahmen der Arbeit findet zur Bestimmung des Maßstabs vor jeder Messung eine Kalibrationsplatte Verwendung (vgl. Abbildung 5.8). Diese Platte besteht aus Natronkalkglas und ist mit Punkten definierten Durchmessers versehen. Die Punkte aus Chrom sind mit Hilfe der Laser-Litographie aufgetragen und haben Durchmesser von $d = 200 - 1500 \mu\text{m}$ bei einer sehr geringen Fehlertoleranz von $\pm 0,3 \mu\text{m}$. Anhand der definierten Größen der Punkte kann der Maßstab bestimmt werden.

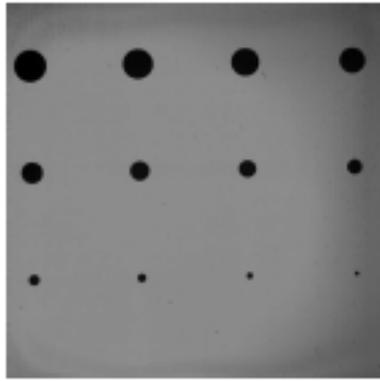


Abbildung 5.8: Fotografische Aufnahme der Kalibrationsplatte aus Natronkalkglas mit Laser-Litographie Punkten aus Chrom mit definiertem Durchmesser.

Eine weitere Fehlerquelle stellen außerhalb der Fokusebene erkannte Tropfen dar. Die vormals scharfe Kontur des Tropfenrands verschmiert, je weiter sich der Tropfen außerhalb der Fokusebene befindet. Mit Hilfe der Kalibrationsplatte wird daher vor jeder Messung die korrekte Lage der Fokusebene der Hochgeschwindigkeitskamera innerhalb der Messebene der Tropfen sichergestellt.

Die Bahn der Tropfen verschiedener Durchmesser unterscheidet sich maßgeblich. Kleinere Tropfen haben meist eine geringere Radialgeschwindigkeit und sinken aufgrund der Erdbeschleunigung im betrachteten Kameraausschnitt tiefer ab als größere Tropfen. Alle Tropfen einer Messung können sich somit nicht in der Fokusebene befinden. Anhand einer einfachen Abschätzung für frei fallende Tropfen kann die Fallhöhe der Tropfen innerhalb des ausgeleuchteten Messausschnitts näherungsweise bestimmt werden. Die mit Hilfe der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bestimmte Geschwindigkeit der Tropfen in Scheibenebene bewegt sich schon für geringe Rotationsgeschwindigkeiten in einem Bereich von $v_{\text{Tropfen}} \approx 5 \text{ m s}^{-1}$. Anhand der Größe des von der Kamera erfassten Bereichs von $10 \text{ cm} \cdot 10 \text{ cm}$ ergibt sich somit eine maximale Fallhöhe von etwa 2 mm . Neben den unterschiedlichen Höhenpositionen der Tropfen gelangen vor allem durch das Backspray von den Seitenwänden des Auffangbehälters feine Tropfen in den Bereich der Kamera. Diese Tropfen entstehen durch das Auftreffen des Sprays auf die Wände des Auffangbehälters und führen zur Bildung von kleineren Sekundärtropfen, die sich jedoch ausschließlich im unteren Bereich des Auffangbehälters befinden und nicht in die Messebene gelangen. Dennoch zeigen sich unscharfe Tropfenkonturen, die von den Tropfen innerhalb der Messebene differenziert werden müssen, um eine Verfälschung der Messergebnisse auszuschließen. Eine notwendige Abschätzung des Messfehlers und des Einflusses der Schärfentiefe kann mit Hilfe der Kalibrationsplatte durchgeführt werden.

Dazu wird die Kamera an einer linearen Verfahrereinheit montiert. Der Abstand zwischen Kamera und Kalibrationsplatte wird so eingestellt, dass sich die Punkte genau in der Fokusebene befinden. Die korrekte Position wird anhand der Detektion des maximalen Gradienten der Grauwerte der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen an den Kreisrändern iterativ bestimmt. In einem Bereich von $\pm 5 \text{ mm}$ zur Fokusebene wird der Abstand der Kamera zur Kalibrationsplatte in äquidistanten Schritten von $0,5 \text{ mm}$ variiert. Die Kontur eines Kreises ist in den Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera als Grauwertverlauf abgebildet. Je schärfer die Kontur des Kreises, desto größer ist der Gradient im Verlauf der Kontur des Kreises senkrecht zum Kreisrand. Diese scharfe Kontur

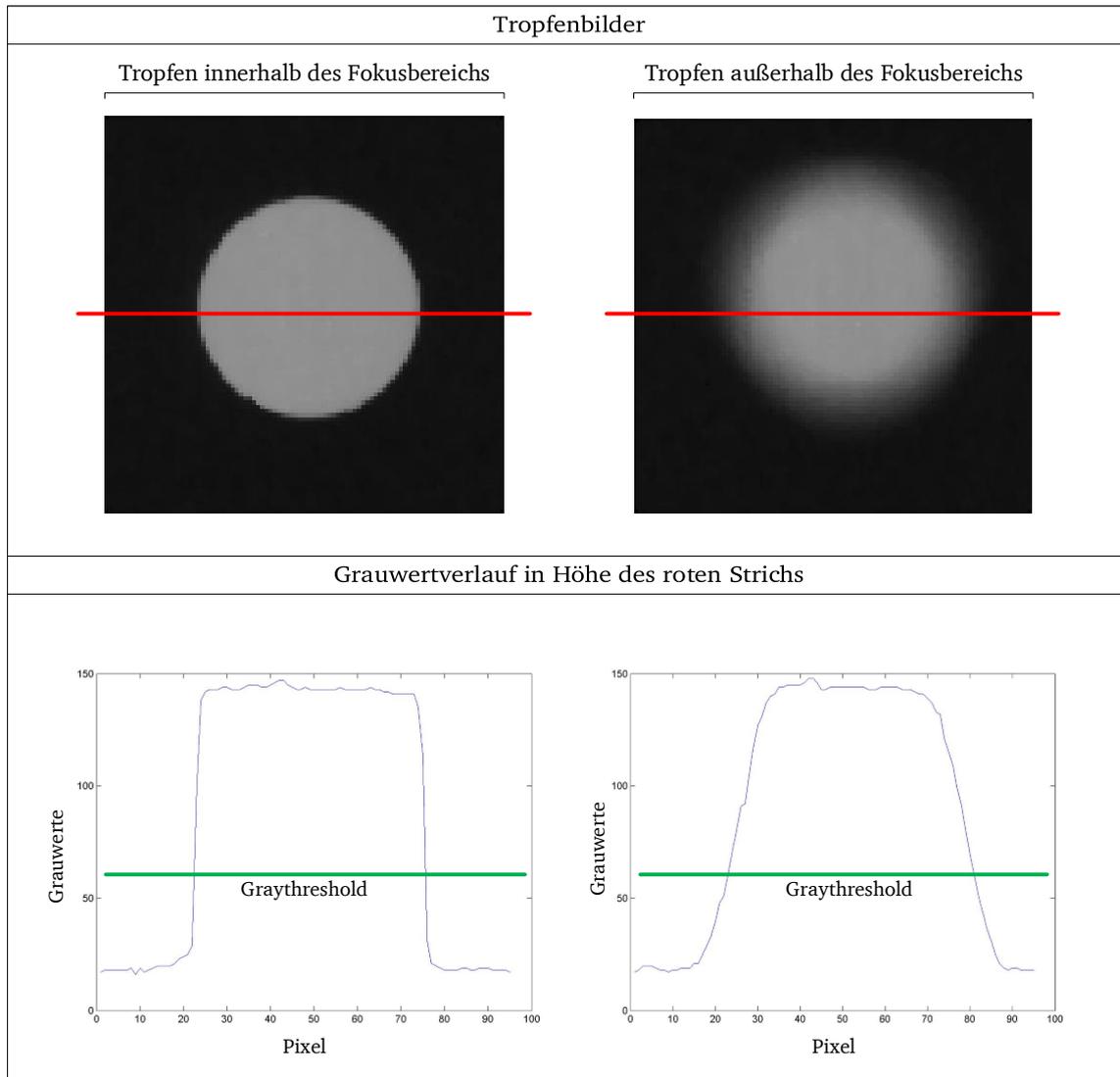


Abbildung 5.9: Einfluss der Schärfentiefe und des Graythreshold auf die Bestimmung der Kreisgröße nach [86].

verschmiert im Fall von Kreisen, die sich außerhalb der Schärfenebene befinden. Je weiter der Kreis von der Schärfenebene entfernt ist, desto stärker ist der Randbereich verschmiert. In Abbildung 5.9 ist der Verlauf der Grauwerte eines Kreises innerhalb der Schärfenebene (links) und außerhalb der Schärfenebene (rechts) dargestellt. Zusätzlich ist der für die Aufnahme gewählte Graythreshold als waagerechte Linie aufgetragen.

Der deutlich größere Gradient im Falle des Kreises innerhalb der Fokusebene ist deutlich zu erkennen. Eine Veränderung des Graythreshold hat in diesem Fall keinen signifikanten Einfluss auf die resultierenden Kreisgröße des Auswertungsalgorithmus. Befindet sich der Kreis jedoch außerhalb der Fokusebene resultiert aus einer Veränderung des Graythreshold aufgrund des kleineren Gradienten eine signifikante Änderung der detektierten Kreisgröße. Anhand der Messungen mit der Kalibrationsplatte kann für einen definierten Bereich der Schärfentiefe auch ein optimaler Grenzwert (Graythreshold) bestimmt werden, für den die Größe der Kreise so gering wie möglich von ihrer tatsächlichen Größe abweicht. Nach der Bestimmung des opti-

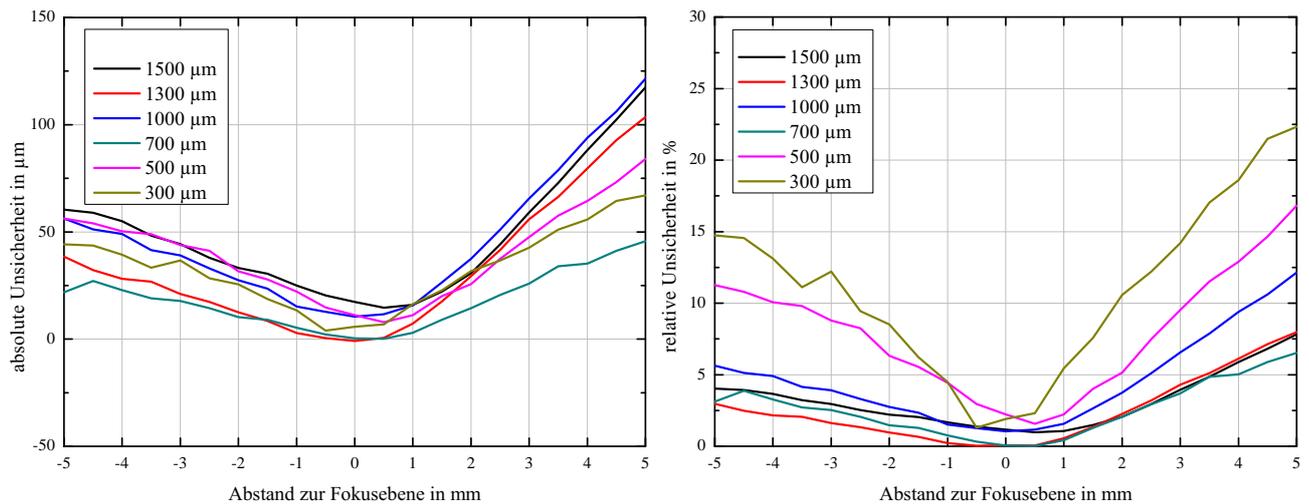


Abbildung 5.10: Absolute (links) sowie relative Unsicherheiten (rechts) der Tropfenerkennung als Funktion des Abstandes zur Fokusebene.

malen Grenzwerts wird der Einfluss der Schärfentiefe auf die Größenerkennung mit Hilfe der Kalibrationsplatte durchgeführt.

In Abbildung 5.10 sind die Unsicherheiten in der Bestimmung der Kreisgrößen als Funktion des Abstandes zur Fokusebene dargestellt. Die Unsicherheiten sind direkt auf die Tropfengrößen im Experiment übertragbar. Die Kurven für die unterschiedlichen Durchmesser der Chrompunkte zeigen wie zu erwarten einen sehr ähnlichen Verlauf. Der absolute Messfehler ist nahezu unabhängig von der Größe der Punkte auf der Kalibrierplatte. Der Anstieg des Messfehlers ist mit steigendem Abstand zur Fokusebene (in größerer Entfernung zur Kamera) deutlich weniger stark ausgeprägt als mit geringerem Abstand zur Kameralinse. Aufgrund dieser Tatsache wird der Kamerafokus auf einen geringen Abstand oberhalb der Scheibenoberfläche eingestellt. Somit können im Experiment die Messfehler aufgrund von außerhalb der Fokusebene liegenden Tropfen minimiert werden.

5.6.2 Darstellung der Ergebnisse

Die einfachste Darstellung der bei der Auswertung der Tropfenaufnahmen erhaltenen Daten ist das Histogramm. Es eignet sich zur Veranschaulichung der Tropfengrößenverteilung eines Sprays. Die Häufigkeit der Tropfen wird über dem Tropfendurchmesser aufgetragen. Zur Übersichtlichkeit werden die Tropfen im Rahmen dieser Arbeit in gleichmäßige Klassen von $50\ \mu\text{m}$ unterteilt. Für zwei beispielhafte fiktive Tropfengrößenverteilungen *A* und *B* sind in Abbildung 5.11 die Histogramme dargestellt. Verteilung *B* weist ein Maximum sowie einen nahezu symmetrischen Verlauf auf. Ein anderes Bild hingegen ist für Verteilung *A* zu erkennen, hier ist exemplarisch eine Verteilung mit zwei Maxima zu erkennen, auch als bimodale Verteilung bezeichnet. Neben einem primären Tropfendurchmesser $d_{\text{prim}} \approx 1,3\ \text{mm}$ tritt ein zweites Maximum mit geringerer Ausprägung auf ($d_{\text{sek}} \approx 4,5\ \text{mm}$).

Eine weitere Form der Darstellung sind Verteilungskurven, man unterscheidet zwischen summarischen und volumetrischen Verteilungskurven. Es wird im Vergleich zum Histogramm nicht mehr die Häufigkeit aufgetragen. Im Fall der summarischen Verteilungskurve wird der Anteil der

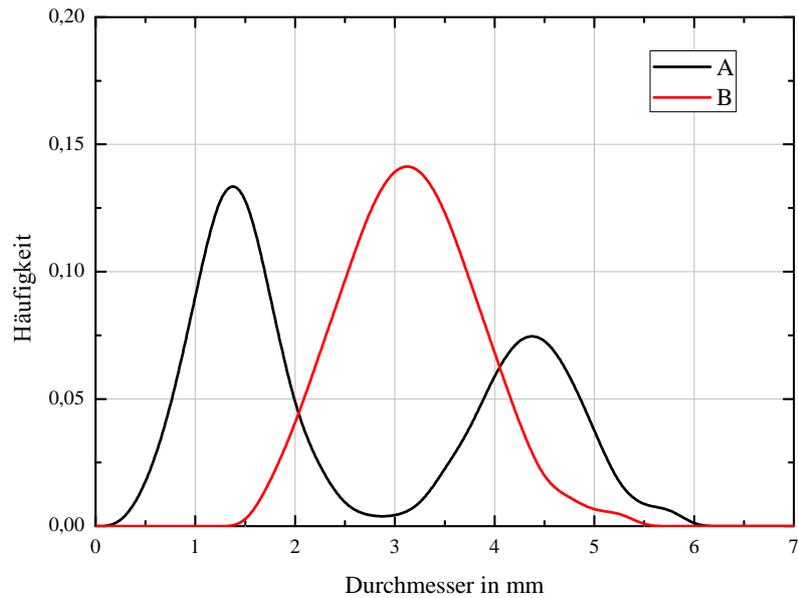


Abbildung 5.11: Histogramme für zwei fiktive Tropfengrößenverteilungen A und B.

Tropfen an der Gesamttröpfenzahl gekennzeichnet, der kleiner als der jeweilige Durchmesser ist. Für die volumetrische Verteilungsfunktion wird nicht über die Tropfenanzahl, sondern das Tropfenvolumen aufsummiert. In Abbildung 5.12 sind eine summarische Verteilungsfunktion (links) sowie eine volumetrische Verteilungsfunktion (rechts) dargestellt. Die volumetrische Verteilungsfunktion gewichtet große Tropfen deutlich stärker als kleine, da der Tropfendurchmesser mit der dritten Potenz in die Berechnung des Volumens eingeht. In der Literatur werden beide Formen genutzt, da unter anderem eine summarische Verteilung den Bereich der kleinen Tropfendurchmesser und die volumetrische den Bereich der großen deutlich feiner auflöst. Dies ist anhand der exemplarischen Tropfengrößenverteilungen deutlich zu erkennen.

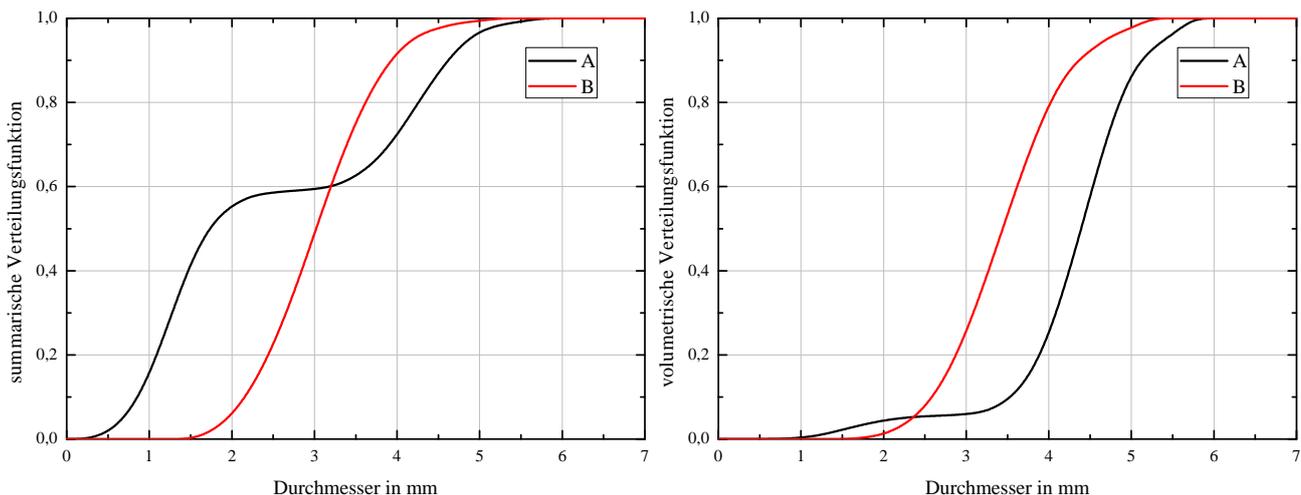


Abbildung 5.12: Summarische (links) und volumetrische Verteilungsfunktion (rechts) für die beiden exemplarischen fiktiven Tropfengrößenverteilungen A und B.

KAPITEL 6

Ergebnisse

Im Folgenden sind die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit dargestellt. Beispielhaft ist in Abbildung 6.1 vorab eine Fotografie der Rotationsscheibe mit einer welligen Fluidströmung sowie Tropfenbildung am Scheibenrand zu erkennen. Es werden zunächst die Messungen auf der glatten Rotationsscheibe anhand von zeitlich hochaufgelösten Filmdickenmessungen und radialen Filmdickenprofilen erläutert. Die Einflüsse der maßgeblichen Parameter Drehfrequenz, Fluidmassenstrom, Düsendurchmesser und Heizleistung auf die Hydrodynamik werden getrennt voneinander diskutiert.



Abbildung 6.1: Fotografie der Rotationsscheibe für einen Düsendurchmesser $d_D = 1,03$ mm, einen Düsenabstand $h = 1,5$ mm, einen Fluidmassenstrom $\dot{M} = 50$ kg h⁻¹ und eine Drehzahl $U = 250$ min⁻¹.

Anhand von weiterführenden Analysen mittels Fourier-Transformation und Rainflow-Matrix wird die Hydrodynamik detaillierter betrachtet. Im zweiten Teil werden die Ergebnisse der strukturierten Scheibe vorgestellt. Anhand von Frequenzanalysen wird der direkte Einfluss der Struktur auf die Welligkeit der Fluidströmung aufgezeigt. Die Ergebnisse der glatten und strukturierten Scheibe werden mit der Literatur verglichen. Im letzten Teil werden die Tropfenbildungsvorgänge sowie die beobachteten Tropfengrößenspektren näher untersucht, und es werden Einflussparameter der Welligkeit sowie der Oberflächenstruktur auf der Rotationsscheibe beleuchtet. In Kapitel 7 werden die einzelnen Ergebnisse dann zu einem Gesamtbild zusammengefügt.

6.1 Glatte Scheibe

Der Verlauf der mittels der CHR-Messtechnik gemessenen lokalen Filmdicke ist in Abbildung 6.2 für einen zeitlichen Ausschnitt von $\Delta t = 0,25$ s (Messfrequenz $f = 4$ kHz) an einer radialen Position von $r = 55$ mm exemplarisch für zwei unterschiedliche Fluidmassenströme und variierende Rotationsgeschwindigkeiten dargestellt. Sofern im Folgenden nicht anders angegeben, betragen der Düsendurchmesser sowie der Düsenabstand für alle Messergebnisse $d_D = 2,09$ mm und $h = 1,5$ mm. Die sehr wellige Struktur der Filmströmung ist deutlich zu erkennen und kann für alle Versuchsparameter bestätigt werden. Mit abnehmender Rotationsgeschwindigkeit ist integral eine zu erwartende steigende mittlere Filmdicke zu beobachten. Allein anhand von der lokalen Filmdicke (vgl. Abbildung 6.2) ist dies aber nicht erkennbar, beispielsweise steigt die Filmdicke für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75$ kg h⁻¹ (links) mit sinkender Drehzahl von $\delta_{275 \text{ min}^{-1}} = 221,4$ μm und $\delta_{200 \text{ min}^{-1}} = 245,6$ μm bis auf $\delta_{150 \text{ min}^{-1}} = 265,9$ μm für die geringste Drehzahl von $U = 150$ min⁻¹ an. Die Beschleunigung der Fluidströmung im Rotationsfeld ist für geringere Drehzahlen kleiner und somit folgt aufgrund der Kontinuitätsgleichung eine höhere Filmdicke.

Die Betrachtung der Welligkeit des größeren Fluidmassenstroms (rechts) zeigt beispielsweise eine Reduzierung der Amplitude der Wellen für die höchste dargestellte Drehzahl. Schon ein Vergleich mit dem niedrigeren Fluidmassenstrom (links) zeigt ein abweichendes Verhalten. Eine Systematik ist aufgrund der Messergebnisse nicht zu erkennen. Dies bestätigt sich beim den Vergleich weiterer Parameterkombinationen. Nähere Untersuchungen zur Filmströmung auf der Rotationsscheibe sind somit allein mit den hochauflösenden lokalen Messungen der Filmdicke schwierig, so dass für die Beschreibung der Filmströmung zunächst auf die gemittelten Filmdickenprofile zurückgegriffen wird. Für einen Zeitraum von $\Delta t = 10$ s wird für zahlreiche radiale Positionen die aufgenommene lokale Filmdicke arithmetisch gemittelt. Anhand dieser radialen Verläufe ist zunächst eine globale Untersuchung der Filmströmung auf der Rotationsscheibe möglich, bevor mit den zeitlich hochaufgelösten lokalen Filmdicken Details näher betrachtet werden können.

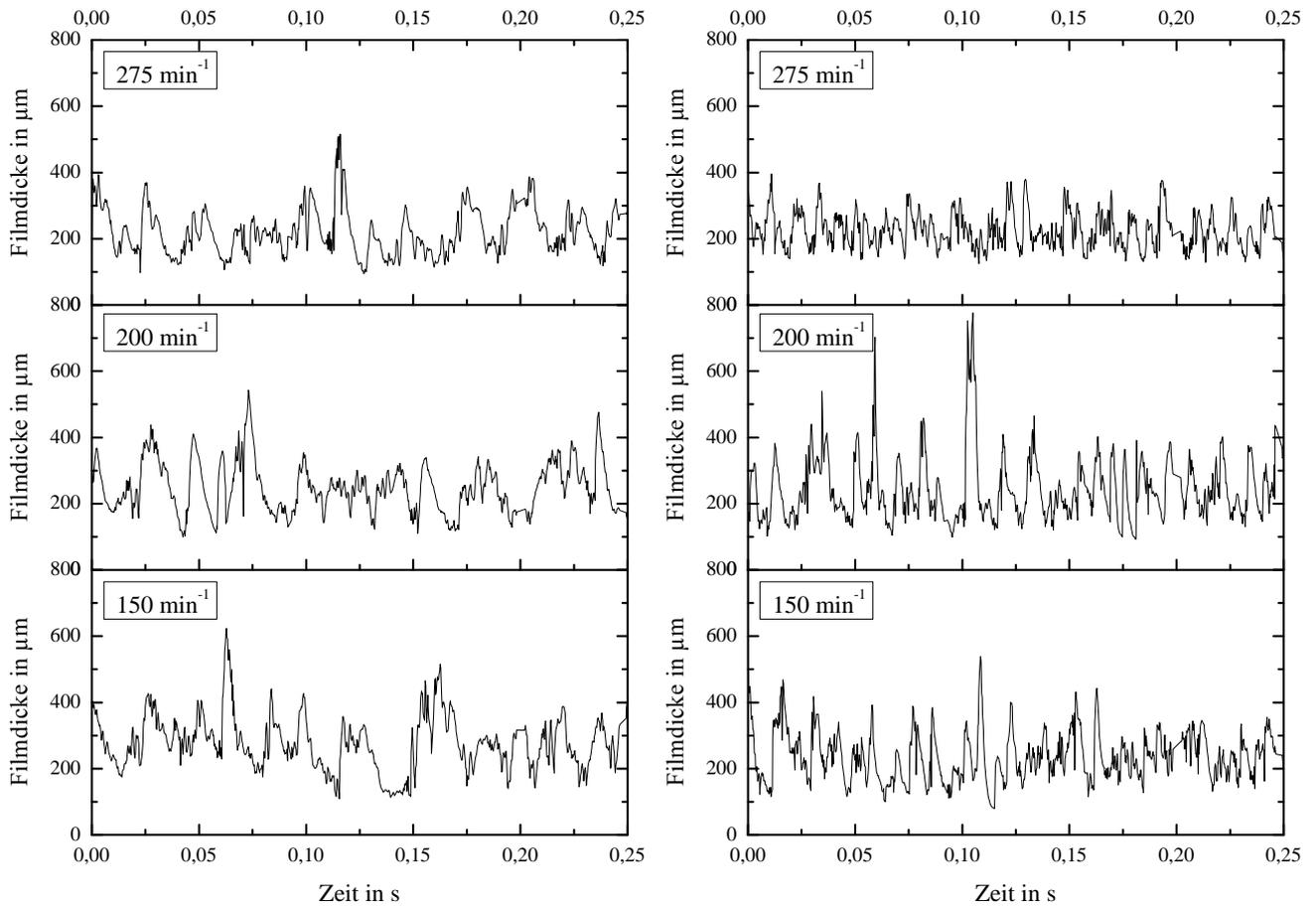


Abbildung 6.2: Lokale Filmstärke an einer radialen Position von $r = 55 \text{ mm}$, einem Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ (links) und $\dot{M} = 125 \text{ kg h}^{-1}$ (rechts) sowie drei unterschiedlichen Drehzahlen.

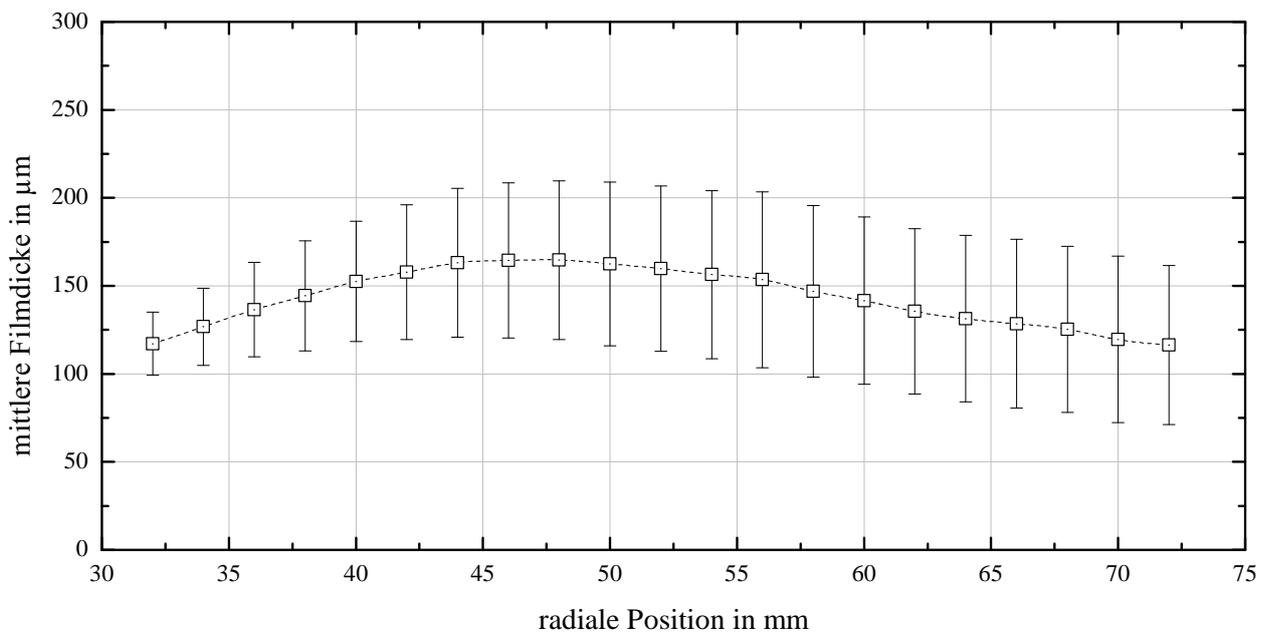


Abbildung 6.3: Radialer Verlauf der mittleren Filmstärke mit Standardabweichung für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 125 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Drehzahl von $U = 400 \text{ min}^{-1}$.

6.1.1 Radiale Filmdickenprofile

Der charakteristische Verlauf der zeitlich gemittelten Filmdicke in radialer Richtung ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Die über einen Zeitraum von $\Delta t = 10$ s gemittelten Filmdicken werden in äquidistanten Schritten von 2 mm in radialer Richtung gemessen. Aufgrund der Eigengröße des CHR-Sensors (3 mm Messkopf) sind Messungen für geringere radiale Positionen als $r = 32$ mm nicht möglich. Zusätzlich ist die Standardabweichung als Maß für die Welligkeit für jede radiale Position dargestellt. Nach dem Verlassen der Düse erfolgt aufgrund der Schwerkraft eine leichte Verjüngung des Freistrahls bevor er im Bereich der Staupunktströmung im Zentrum der Scheibe hin zum Außenbereich umgelenkt wird. Maßgebend für diesen Bereich sind Druck- und Trägheitskräfte. Die Staupunktströmung existiert nur im Bereich kleiner Radien und geht stetig in eine Filmströmung über. Diese ist von Reibungs-, Trägheits- und Zentrifugalkräften bestimmt. Im zentrumsnahen Bereich ist zunächst ein kontinuierliches Ansteigen der Filmdicke bis hin zu einem Filmdickenmaximum zu erkennen. Im vorliegenden Beispiel ist das Maximum etwa im Bereich von $r = 46 - 48$ mm zu finden. Die Strömung wird maßgeblich von den Aufgabebedingungen des Fluids auf die Scheibe bestimmt. Ein zu erwartender reduzierender Effekt auf die Filmdicke aufgrund der Beschleunigung der Flüssigkeit im Rotationsfeld und der Querschnittsvergrößerung mit steigenden radialen Positionen ist nur sehr schwach ausgeprägt. Die Reibungskräfte dominieren und führen zunächst zu einem kontinuierlichen Anstieg der Filmdicke. Mit zunehmendem Radius gewinnen jedoch aufgrund der Rotation die Zentrifugalkräfte an Bedeutung, der Einfluss der Fluidaufgabebedingungen wird vernachlässigbar gering. Dies resultiert in einer kontinuierlich abnehmenden Filmdicke nach dem Filmdickenmaximum bis zum Rand der Rotationsscheibe. Die mittlere Filmdicke sehr nahe am Scheibenrand ($r > 72$ mm) wird nicht mehr dargestellt, da die Filmdicken in diesem Bereich maßgeblich von Randeffekten wie beispielsweise der Strömung an der Abströmkannte abhängen und daher große Abweichungen aufweisen.

Fluidmassenstrom

Der Einfluss des Fluidmassenstroms auf die radialen Filmdickenverläufe ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Der charakteristische Verlauf mit einer zunächst ansteigenden Filmdicke bis hin zu einem Filmdickenmaximum und einer in Richtung Scheibenrand kontinuierlich geringer werdenden Filmdicke ist wieder zu erkennen. Lediglich für den geringsten Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 25 \text{ kg h}^{-1}$ ist über den gesamten aufgenommenen radialen Verlauf eine kontinuierlich fallende Filmdicke zu beobachten. Aufgrund des konstanten Düsendurchmessers sinkt die Austrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit mit geringer werdendem Fluidmassenstrom und damit auch die Geschwindigkeit des Freistrahls signifikant. Die Filmströmung wird für diesen Fall schon an sehr geringen radialen Positionen von den Zentrifugalkräften dominiert. Die Druck- und Trägheitskräfte haben für geringe Austrittsgeschwindigkeiten aus der Düse nur nahe des Auftreffpunkts einen signifikanten Einfluss. Mit zunehmendem Fluidmassenstrom steigt auch die Austrittsgeschwindigkeit an, so dass die Bedeutung der Aufgabebedingungen und somit auch der Druck- und Trägheitskräfte stärker ausgeprägt ist. Das zu erkennende Filmdickenmaximum wird zu größeren radialen Positionen verschoben. Der Absolutwert des Filmdickenmaximums bleibt nahezu unverändert. Dieser prinzipielle Verlauf ist bei den Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit bis auf wenige Ausnahmen stets zu beobachten. Für den geringsten Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 25 \text{ kg h}^{-1}$ ist das Maximum für eine radiale Position $r < 32$ mm zu erwarten.

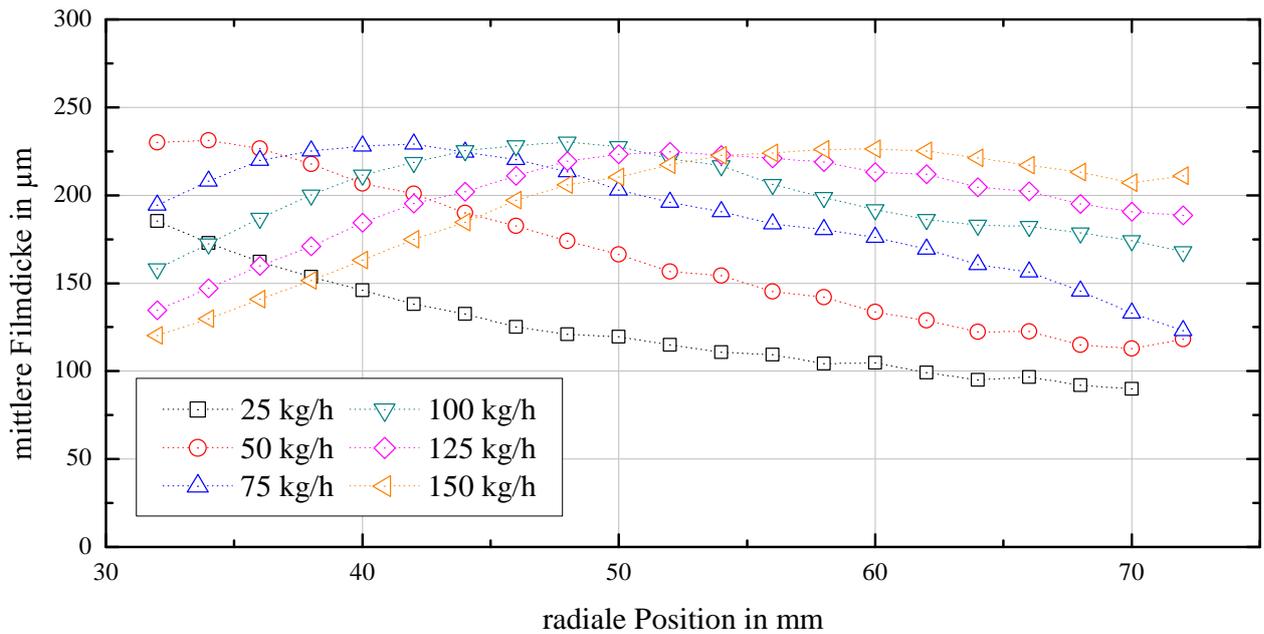


Abbildung 6.4: Radiale Filmdickenverläufe für eine Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$ bei Variation des Fluidmassenstroms.

Düsendurchmesser

Neben unterschiedlichen Fluidmassenströmen ist auch eine Variation des Düsendurchmessers untersucht worden. Der radiale Filmdickenverlauf ist für eine konstante Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$ sowie einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ in Abbildung 6.5 dargestellt. Bis auf den Verlauf für den kleinsten Düsendurchmesser von $d_D = 1,03 \text{ mm}$ sind die Verläufe sehr ähnlich und entsprechen den vorherigen Ergebnissen. Auf einen Bereich ansteigender mittlerer Filmdicke bis zum Filmdickenmaximum folgt der von den Zentrifugalkräften dominierte Bereich einer kontinuierlich sinkenden Filmdicke. Während mit steigendem Düsendurchmesser tendenziell eine Verschiebung des Filmdickenmaximums zu kleineren radialen Positionen und zu größeren absoluten Filmdicken auftritt, ist die Filmdicke ab einer radialen Position von $r \approx 50 \text{ mm}$ unabhängig vom Düsendurchmesser. Die Verschiebung des Maximums ist auf die Verringerung der Austrittsgeschwindigkeit aus der Vollstrahldüse zurückzuführen. Der Einfluss der Aufgabebedingungen ist nicht so stark ausgeprägt. Das Ansteigen des Maximums resultiert ebenfalls aus der Reduzierung der Austrittsgeschwindigkeit und führt aufgrund der Reibungskräfte zu geringeren Absolutgeschwindigkeiten der Fluidströmung auf der Rotationsfläche. Die Ergebnisse konnten für weitere Parameterkombinationen von Rotationsgeschwindigkeit und Fluidmassenstrom bestätigt werden. Der radiale Filmdickenverlauf für den kleinsten Düsendurchmesser zeigt einen völlig abweichenden und welligen Verlauf. Bemerkenswert dabei ist, dass es sich dabei für jede radiale Position um einen zeitlich gemittelten Wert über einen Zeitraum von $\Delta t = 10 \text{ s}$ handelt. Ein Vergleich mit fotografischen Aufnahmen einer Spiegelreflexkamera¹ zeigt die Ausbildung von Spiralwellen auf der Scheibenoberfläche. Diese Spiralwellen erscheinen ortsfest im Koordinatensystem des Betrachters und sind damit auch in der Darstellung der gemittelten radialen Filmdickenverläufe erkennbar. Die Ergebnisse decken sich in Teilen mit denen von Lenewit et

¹ Nikon D90, 50mm Objektiv

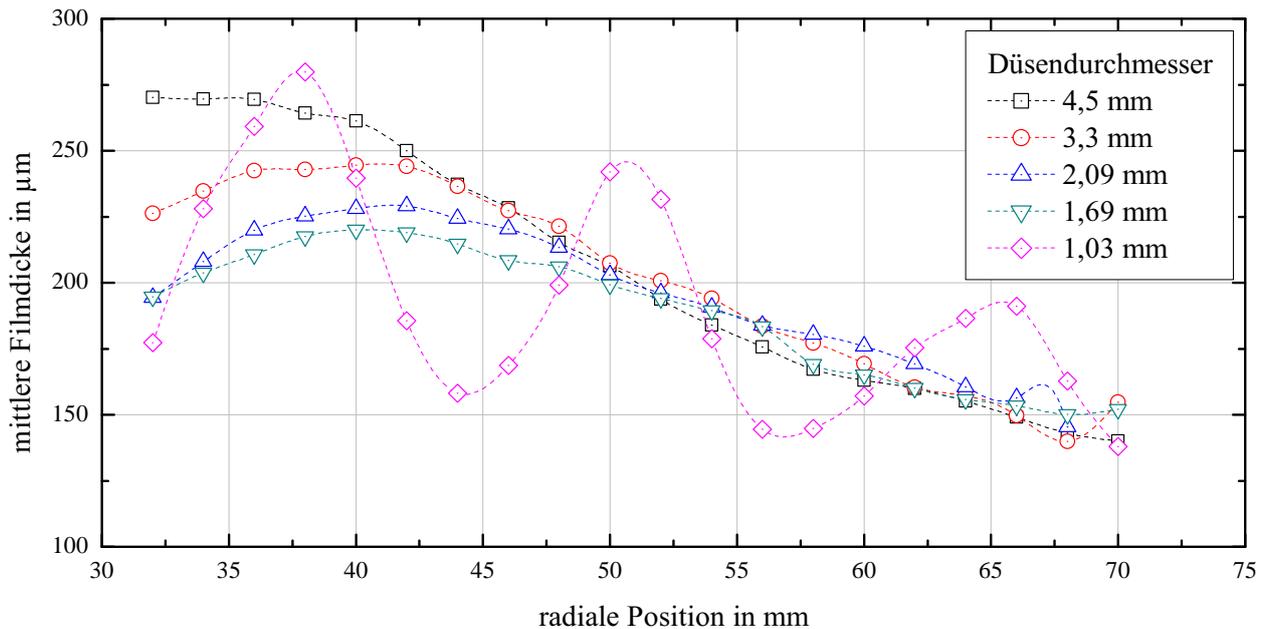


Abbildung 6.5: Radiale Filmdickenprofile für eine Variation des Düsendurchmessers d_D mit einem Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ und einer Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$.

al. [54], eine detailliertere Betrachtung erfolgt im späteren Verlauf dieser Arbeit (vgl. Kapitel 6.1.4).

Drehzahl

Die Variation der Rotationsgeschwindigkeit bestätigt die abgeleiteten Zusammenhänge aus den bereits vorgestellten Messungen. In Abbildung 6.6 sind exemplarisch die radialen Filmdickenverläufe für zwei unterschiedliche Fluidmassenströme sowie unterschiedliche Drehzahlen dargestellt. Für den niedrigeren Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$ befindet sich für eine Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$ das Filmdickenmaximum bei einer radialen Position von etwa $r = 34 \text{ mm}$ und somit sehr nah an der Grenze des mit der Messtechnik erfassbaren Bereichs. Da in diesem Fall die Strömung im beobachteten Bereich nahezu ausschließlich von den Zentrifugalkräften dominiert ist, führt eine Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit wie zu erwarten zu einer über den radialen Bereich nahezu konstanten Reduzierung der mittleren Filmdicke. Das Filmdickenmaximum ist weiter zum Zentrum der Scheibe verschoben und gerade noch im Messbereich des CHR-Sensors zu erkennen.

Für den höheren Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 100 \text{ kg h}^{-1}$ zeigt sich ein anderes Bild. Bis zu einer radialen Position von $r \approx 38 \text{ mm}$ weichen die gemittelten Filmdicken nur geringfügig voneinander ab. Die Strömung im Bereich der ansteigenden mittleren Filmdicke vor dem Filmdickenmaximum wird eindeutig von den Fluidaufgabebedingungen dominiert, die Zentrifugalkräfte haben nur eine untergeordnete Rolle. Ab der radialen Position von $r \approx 38 \text{ mm}$ führt die Erhöhung der Drehzahl zu größeren Zentrifugalkräften und somit sowohl zu einer Verschiebung des Filmdickenmaximums in Richtung des Scheibenzentrums als auch zu einer Reduzierung des Absolutwertes des Filmdickenmaximums. Die Filmströmung wird aufgrund der größeren

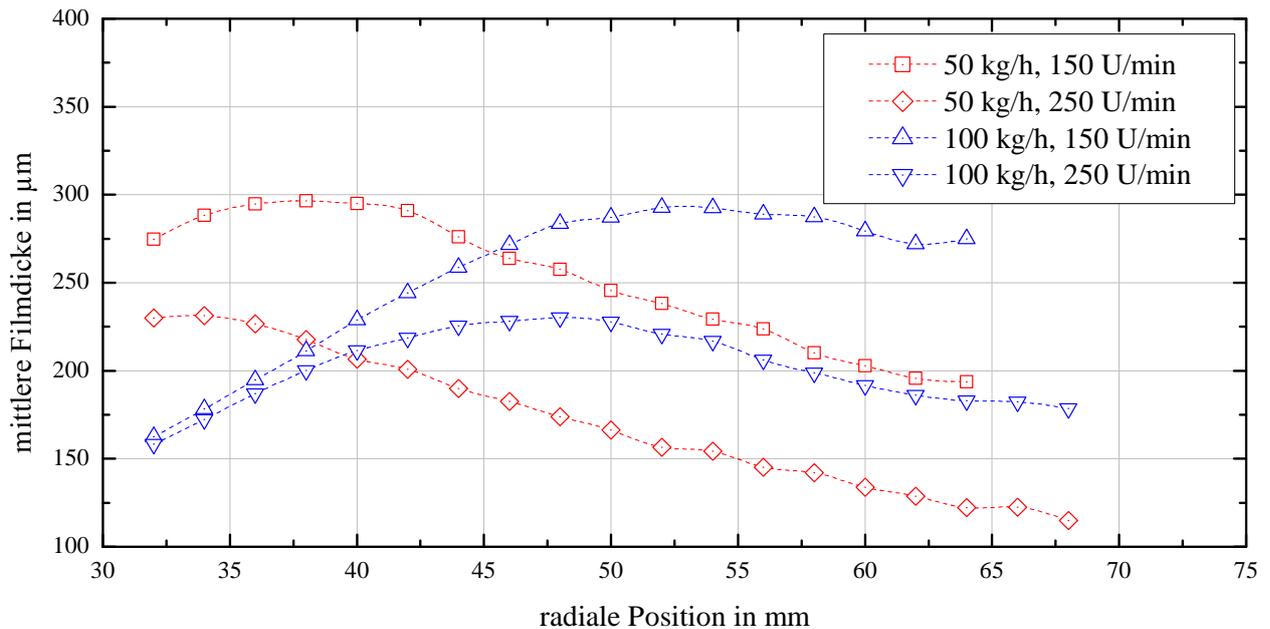
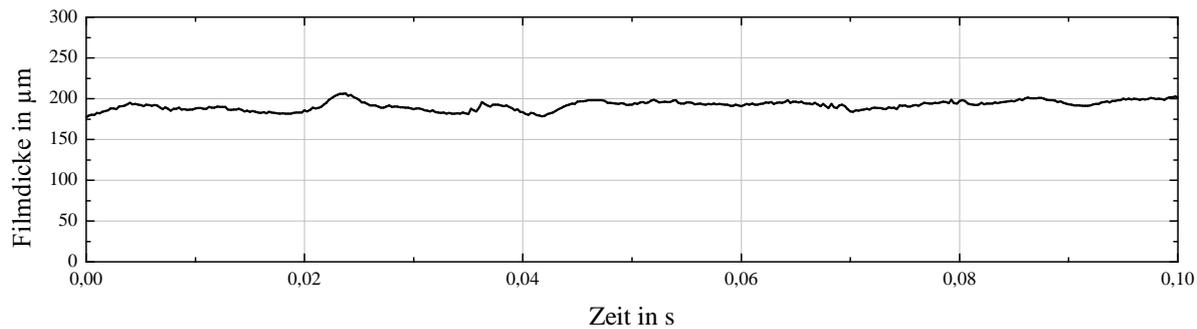


Abbildung 6.6: Radiale Filmdickenprofile für zwei unterschiedliche Fluidmassenströme und Drehzahlen.

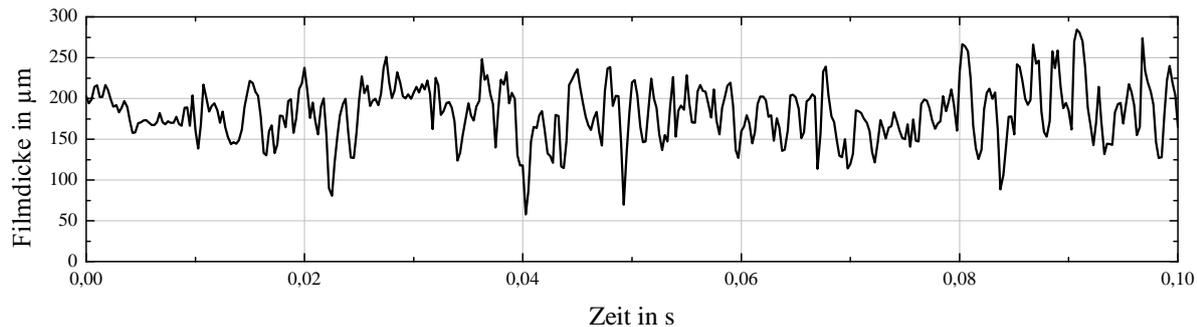
Zentrifugalkräfte stärker beschleunigt und erreicht somit höhere Fließgeschwindigkeiten an gleichen radialen Positionen.

Düsenabstand

Der Einfluss der Störungen im Freistrah auf die Filmdynamik kann anhand von Versuchen mit unterschiedlichen Abständen zwischen Düse und Scheibe verdeutlicht werden. Um die Einflussparameter auf die Filmströmung zu reduzieren, wird ein Abstand angestrebt, der möglichst geringe Einflüsse auf die Filmströmung aufweist. Aufgrund der längeren Kontaktzeit des Freistrahls mit der umgebenden Atmosphäre, können mit steigendem Abstand vermehrt Störungen im Freistrah aufzutreten. Die zeitlich und räumlich hochaufgelöste Messung der Filmdicke ist für eine radiale Position von $r = 32 \text{ mm}$, einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Rotationsgeschwindigkeit von $U = 250 \text{ min}^{-1}$ in Abbildung 6.7 exemplarisch für zwei unterschiedliche Düsenabstände dargestellt. Während für einen geringen Düsenabstand von $h = 1,5 \text{ mm}$ (Abb. 6.7a) eine nahezu wellenfreie Filmströmung zu erkennen ist, zeigt sich für einen Düsenabstand von $h = 3,5 \text{ mm}$ (Abb. 6.7b) eine stark wellige Filmströmung. Besonders stark ausgeprägt ist der Unterschied für kleine radiale Positionen vor dem Filmdickenmaximum, da dort die Strömung maßgeblich von den Aufgabebedingungen dominiert wird. So steigt die Differenz in der Standardabweichung für eine radiale Position mit steigendem Düsenabstand an. Der Einfluss der weiteren Versuchsparameter ist damit nicht mehr von den initialen Störungen der Filmströmung, die durch die Störungen im Freistrah induziert sind, zu trennen. Im äußeren Bereich nahe des Scheibenrands ist auch anhand der normierten Standardabweichung kein eindeutiger Unterschied zu erkennen. Ebenso bleibt die mittlere Filmdicke von den Änderungen des Düsenabstandes unberührt. Weitere Versuche mit variierenden Düsenabständen zeigen vergleichbare Ergebnisse, so dass im Folgenden in dieser Arbeit nur Versuche mit einem geringen Düsenabstand von $h = 1,5 \text{ mm}$ Verwendung finden. Eine Überlagerung der Effekte des größeren



(a) Düsenabstand $h = 1,5$ mm



(b) Düsenabstand $h = 3,5$ mm

Abbildung 6.7: Zeitlich hochaufgelöster Filmdickenverlauf für eine radiale Position $r = 32$ mm, einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$ und zwei unterschiedliche Düsenabstände zur Scheibenoberfläche h .

Düsenabstands sowie der weiteren Versuchsparameter auf die Filmdynamik kann so vermieden werden.

6.1.2 Standardabweichung und normierte Standardabweichung

Nach den globalen Betrachtungen der Filmströmung anhand der zeitlich gemittelten radialen Filmdickenprofile wird für die Charakterisierung der Welligkeit das zeitlich und räumlich hochaufgelöste Messsignal des CHR-Sensors näher untersucht. Als ein Maß für die Welligkeit wird die Standardabweichung an jeder radialen Position einer Messung über einen Zeitraum von $\Delta t = 10$ s bestimmt. Für eine Variation des Fluidmassenstroms ist der radiale Verlauf der Standardabweichung der mittleren Filmdicke in Abbildung 6.8 dargestellt. Für alle Fluidmassenströme ist mit größerer radialer Position ein kontinuierlicher Anstieg der Standardabweichung zu erkennen, die Steigung nimmt jedoch in der Nähe des Scheibenrands ab und scheint für einige Parameterkombinationen im äußeren Bereich konstant zu sein. Während für die größten drei Fluidmassenströme die absoluten Werte der Standardabweichung nahezu unabhängig vom Fluidmassenstrom sind, sind für die geringeren Fluidmassenströme Unterschiede erkennbar. Größere Massenströme resultieren in größeren Werten der Standardabweichung. Aufgrund der unterschiedlichen Strömungsbereiche auf der Rotationsscheibe und den dadurch sehr stark abweichenden Filmdickenverläufen ist für weiterführende Untersuchungen eine Normierung der Standardabweichung sinnvoll. Die Filmdicke variiert innerhalb der Versuchsparameter in einem Bereich von $\delta \approx 50 - 300 \text{ }\mu\text{m}$ und ist so häufig innerhalb einer Größenordnung mit den Absolut-

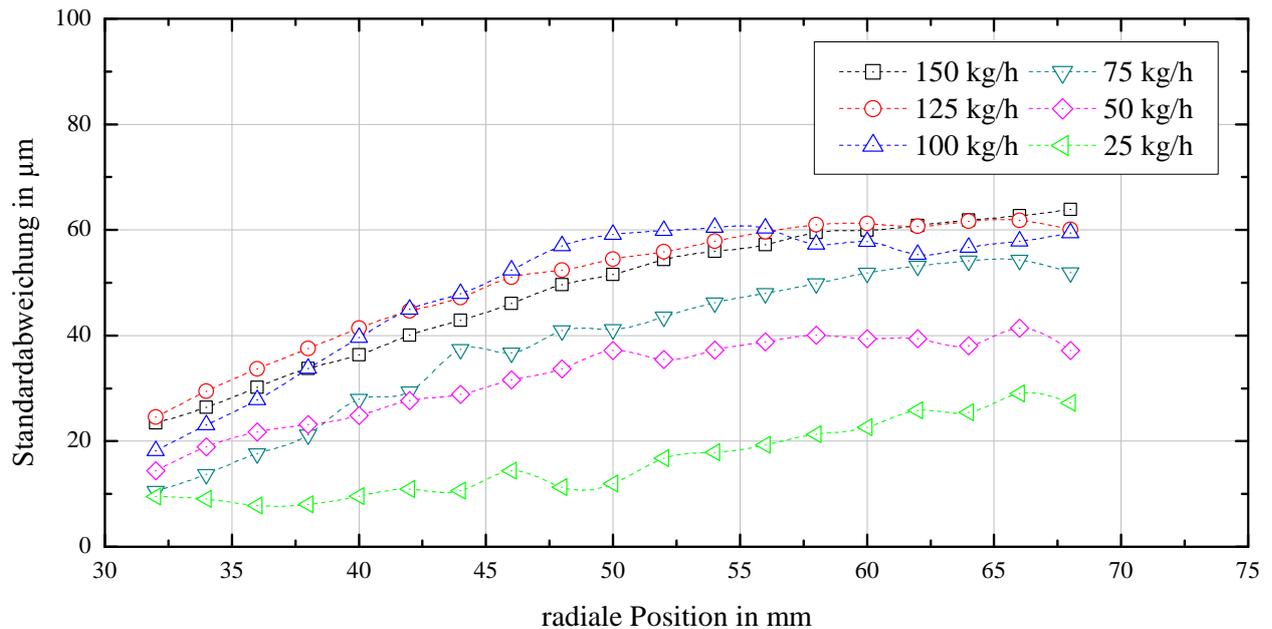


Abbildung 6.8: Radialer Verlauf der Standardabweichung der mittleren Filmdicke für eine Drehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und sechs unterschiedliche Fluidmassenströme.

werten der Standardabweichung. Eine Ausbildung von Wellen und damit der Standardabweichung wird daher nicht unabhängig von der mittleren Filmdicke sein. Für die Entdimensionierung der Standardabweichung wird im Folgenden der Quotient aus der Standardabweichung und der lokalen mittleren Filmdicke verwendet. Der radiale Verlauf der normierten Standardabweichung ist für die Messergebnisse aus Abbildung 6.8 in Abbildung 6.9 dargestellt.

Auch für die normierte Standardabweichung ist mit größerer radialer Position ein kontinuierlicher Anstieg zu erkennen. Eine Abhängigkeit vom Fluidmassenstrom ist wie im vorherigen Fall für geringe radiale Positionen zu erkennen. Für größere Fluidmassenströme nimmt die normierte Standardabweichung tendenziell zu. Im äußeren Bereich in der Nähe des Scheibenrands nähern sich die Verläufe an und eine Abhängigkeit ist nicht mehr eindeutig erkennbar. Die Bereiche korrespondieren teilweise mit den unterschiedlichen Strömungsbereichen auf der Rotationsscheibe. Nach dem Filmdickenmaximum ist die Fluidströmung von den Zentrifugalkräften dominiert und die Verläufe der normierten Standardabweichung fallen nahezu zusammen (vgl. Abbildung 6.4). Die großen Unterschiede im Bereich geringer radialer Positionen sind maßgeblich auf die Aufgabebedingungen zurückzuführen. Mit konstantem Düsendurchmesser steigt die Austrittsgeschwindigkeit proportional zum Fluidmassenstrom. Die Störungen im Freistrah und im von Trägheits- und Reibungskräften dominierten Bereich der Filmströmung nehmen zu und aufgrund der höheren Geschwindigkeiten wird die Position des Filmdickenmaximums zu größeren radialen Positionen verschoben. Dies kann durch Versuche mit größeren Düsendurchmessern bestätigt werden, die Unterschiede der normierten Standardabweichung im zentrumsnahen Bereich sind aufgrund der allgemein sehr viel geringeren Austrittsgeschwindigkeiten deutlich schwächer ausgeprägt.

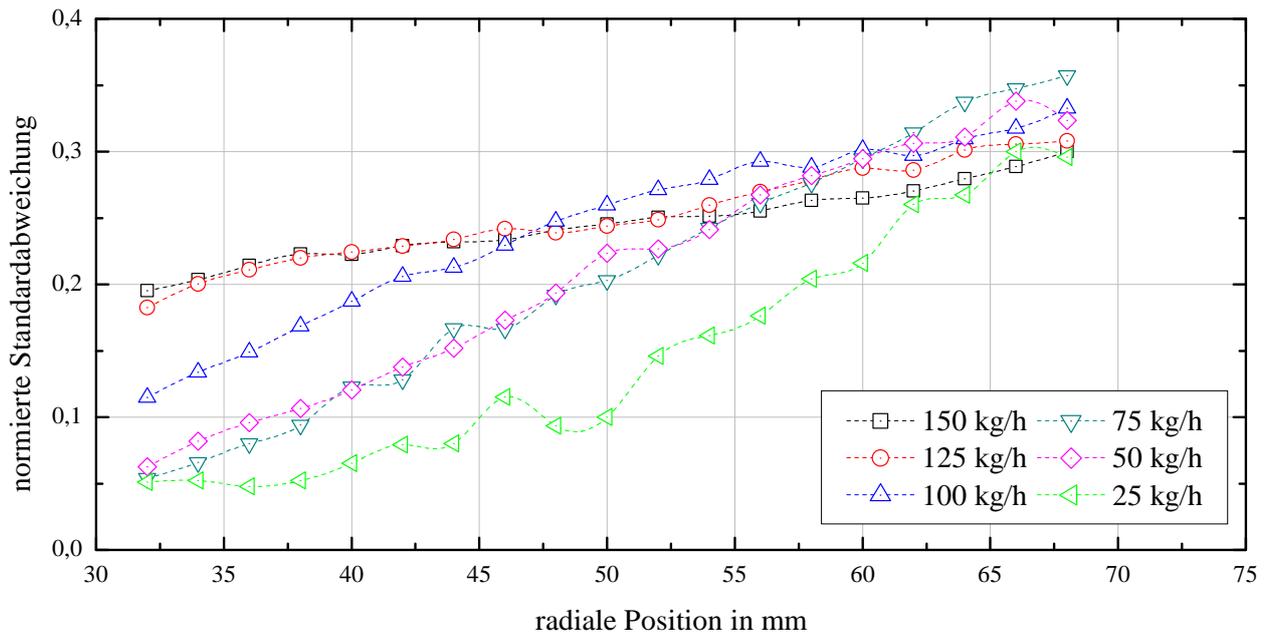


Abbildung 6.9: Radialer Verlauf der mit der lokalen Filmdicke normierten Standardabweichung für eine Drehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und sechs unterschiedliche Fluidmassenströme.

6.1.3 Fourier-Transformation und Rainflow-Matrix

Nach den Untersuchungen zur Standardabweichung sowie zur normierten Standardabweichung können mittels der Fourier-Transformation und der Rainflow-Matrix noch weitere Rückschlüsse auf die Hydrodynamik gezogen werden. Mit Hilfe der Fourier-Transformation kann ein kontinuierliches, nicht periodisches Zeitsignal in ein kontinuierliches Frequenzspektrum überführt werden. Das Signal wird in eine Summe von Sinusfunktionen unterschiedlicher Frequenzen und Amplituden zerlegt. Anhand der Ergebnisse können diskret auftretende Frequenzen und Gesetzmäßigkeiten bestimmt werden. Numerisch wird die Fourier-Transformation zur Reduzierung des Rechenaufwands als Fast-Fourier-Transformation (FFT) ausgeführt. Vor der Implementierung in einen erstellten Matlab-Algorithmus, wird von den lokalen Messwerten der Mittelwert der jeweiligen Messung subtrahiert, um nur Schwankungen um die Nulllage des Mittelwerts zu betrachten. Die FFT wird an allen radialen Messpositionen durchgeführt, um auch sich entwickelnde gleichmäßige Wellenstrukturen der Filmströmung auf der Rotations Scheibe detektieren zu können.

Das hochaufgelöste Zeitsignal der Filmdickenmessungen sowie das dazugehörige Frequenzspektrum der FFT sind für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$, eine Rotationsgeschwindigkeit von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ und der radialen Position $r = 32 \text{ mm}$ in Abbildung 6.10 dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist nur ein Ausschnitt des Filmdickensignals von $\Delta t = 0,25 \text{ s}$ zu sehen, die FFT ist jedoch mit den Werten der gesamten zehneckündigen Messesequenz berechnet. Das Frequenzspektrum besteht aus vielen Peaks mit ähnlicher Amplitude, keine Frequenzen sind signifikant vermehrt vertreten. Es ist ein Anstieg zu niedrigeren Frequenzen zu erkennen. Die Untersuchung einer Vielzahl von Messungen im gesamten Parameterbereich mit Hilfe der FFT hat nur einen sehr geringen Einfluss auf das Frequenzspektrum gezeigt. Zudem sind die sehr geringen Einflüsse nicht reproduzierbar darstellbar, so dass eine Systematik ausgeschlossen

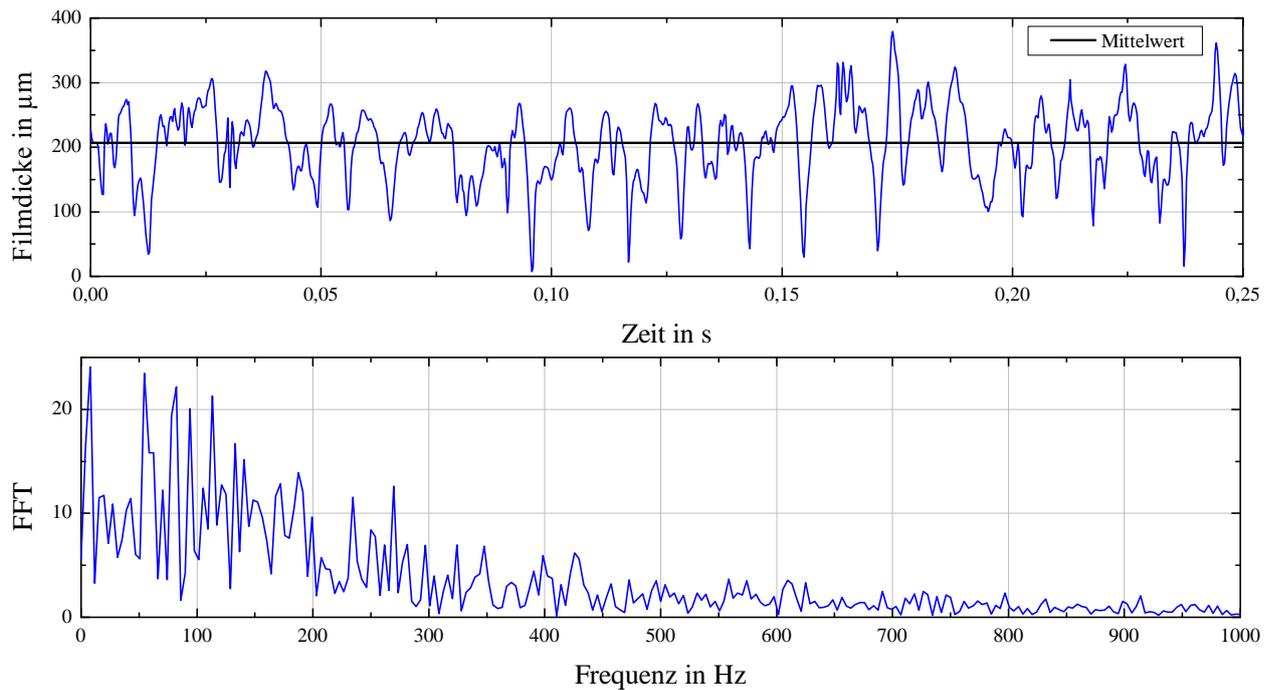


Abbildung 6.10: Zeitlich hochaufgelöste Filmdicke für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ an einer radialen Position von $r = 32 \text{ mm}$ sowie die Fourier-Transformierte für diese Parameterkombination.

werden kann. Dominante Frequenzen sind im Signal der Filmdicke für keine Parameterkombination vorhanden. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass die an einer raumfesten Position gemessenen Filmdickenvariationen ein stochastisches Signal darstellen und eine weitere Analyse mit Hilfe einer FFT für die glatte Scheibe nicht zielführend ist. Zur Beschreibung der Filmdynamik und Welligkeit finden daher im vorliegenden Fall stochastische Methoden Verwendung.

Eine Möglichkeit zur statistischen Auswertung von komplexen und wechselnden Zeitsignalen stellt die Rainflow-Methode dar (vgl. Kapitel 5.4.3). Dazu werden Zyklen gezählt, nach Abweichung des Zyklus vom Mittelwert und Amplitude sortiert und aufsummiert. Die Zyklen werden dazu nach Mittelwert sowie Amplitude in Klassen von 10 µm eingeteilt. Diese können abschließend in einem dreidimensionalen Histogramm dargestellt werden. Dies gewährt neue Einblicke in die Gesetzmäßigkeiten der Filmdickenvariationen auf rotierenden Scheiben. Diese Art der Darstellung ermöglicht es, die relative Häufigkeit von Schwingungen bzw. Wellen in Abhängigkeit ihrer Amplitude und dem Mittelwert der einzelnen Welle bzw. des einzelnen erkannten Zyklus δ_z näher zu untersuchen. Die Einflüsse verschiedener Parameter können so beschrieben werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Matlab-Algorithmus aus dem Bereich der Betriebsfestigkeit genutzt. Der Algorithmus wird für den aktuellen Anwendungsfall leicht modifiziert und weiterentwickelt. Die Applikate wird auf die Gesamtzahl der vom Algorithmus erkannten Zyklen normiert und als *relative Zyklenzahl* bezeichnet. Die detektierte Zyklenzahl für eine Kombination von Amplitude und der Differenz der Mittelwerte des Zyklus und der Filmströmung ($\delta_z - \bar{\delta}$) wird hierfür durch die aufsummierte Gesamtzyklenanzahl geteilt. Diese Normierung ermöglicht einen einfacheren Vergleich von Diagrammen für unterschiedliche Parameterkombinationen. Die verwendete Farbskala der Balken verdeutlicht lediglich deren Höhe und dient der einfacheren optischen Erfassbarkeit.

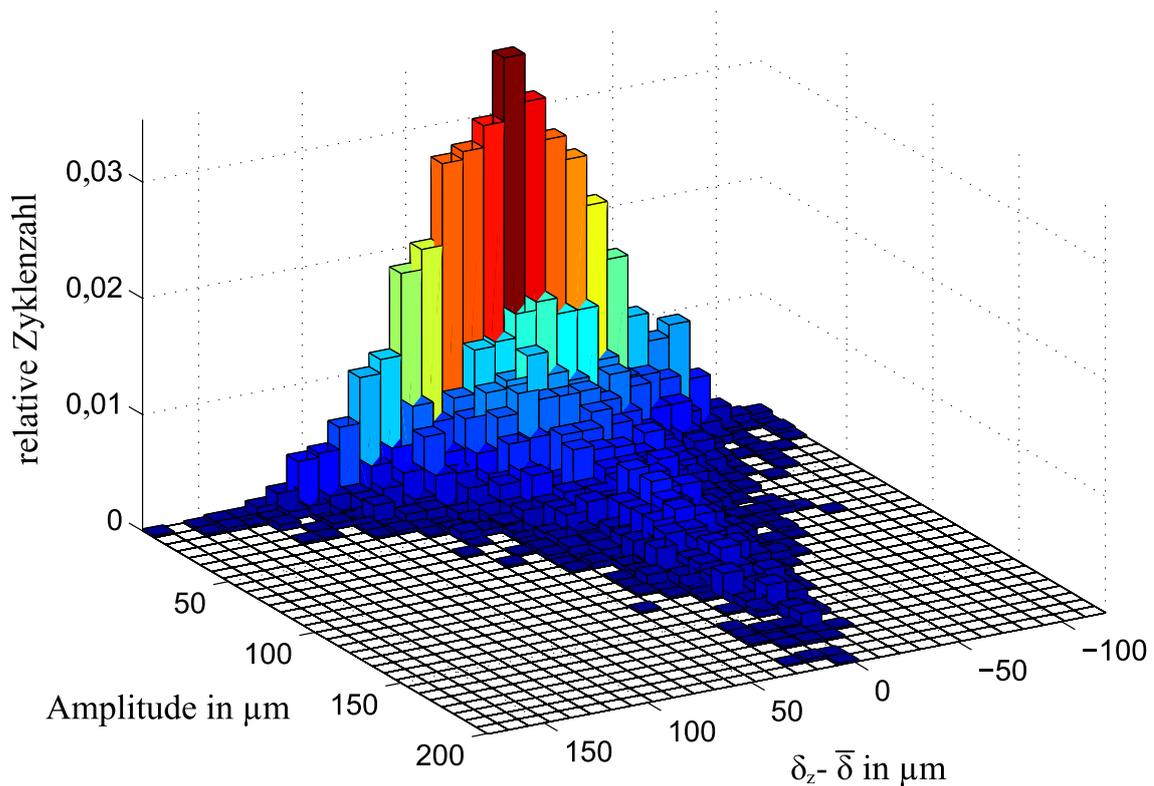


Abbildung 6.11: Rainflow-Matrix für einen Massenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ an einer radialen Position $r = 42 \text{ mm}$ nach [98].

In Abbildung 6.11 ist eine für die Filmdickenmessungen typische Rainflow-Matrix dargestellt. Für eine Rotationsgeschwindigkeit von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ und einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ wurde die Filmdicke an einer radialen Position von $r = 42 \text{ mm}$ aufgenommen. Auf der Abszisse ist die Amplitude des detektierten Zyklus, auf der Ordinate die Abweichung des Mittelwerts des Zyklus vom Mittelwert der Filmdicke sowie auf der Applikate die relative Zyklenzahl aufgetragen. Charakteristisch für die Filmdickenvariationen ist, dass große Abweichungen vom Mittelwert ($\delta_z - \bar{\delta}$) nur für kleine Amplituden auftreten. Mit der deutlich größten Wahrscheinlichkeit tritt der Mittelwert der Filmdicke ($\delta_z - \bar{\delta} = 0$) mit zugehöriger Amplitude von Null auf. Die Verteilung der Variationen vom Mittelwert (y-z-Ebene) zeigt eine nahezu symmetrische Verteilung, die einer Gaußverteilung nahe kommt. Eine leichte Verschiebung auf der positiven Seite hin zu höheren Werten von ($\delta_z - \bar{\delta}$) ist jedoch zu erkennen. Für Filmdickenvariationen hin zu größeren Filmdicken treten vermehrt höhere Amplituden der Wellen auf. Die größten Amplituden von bis zu $200 \mu\text{m}$ treten nur um die mittlere Filmdicke auf. Das Spektrum der Variationen vom Mittelwert ($\delta_z - \bar{\delta}$) ist mit zunehmender Amplitude weniger stark ausgeprägt.

Für einen geringeren Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 25 \text{ kg h}^{-1}$ zeigt die Rainflow-Matrix ein deutlich anderes Erscheinungsbild (vgl. Abbildung 6.12). Die Ausdehnung in Richtung der Amplituden sowie Variationen der Filmdicke vom Mittelwert fallen deutlich geringer aus. Das Amplitudenspektrum ist bei weitem nicht so ausgefüllt. Dies zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Standardabweichungen für die beiden Parameterkombinationen. Mit einer sehr hohen relativen Häufigkeit sind für diese Parameterkombination Schwingungen um den Mittelwert mit geringer Amplitude zu erkennen. Die absolute Standardabweichung sowie die normierte

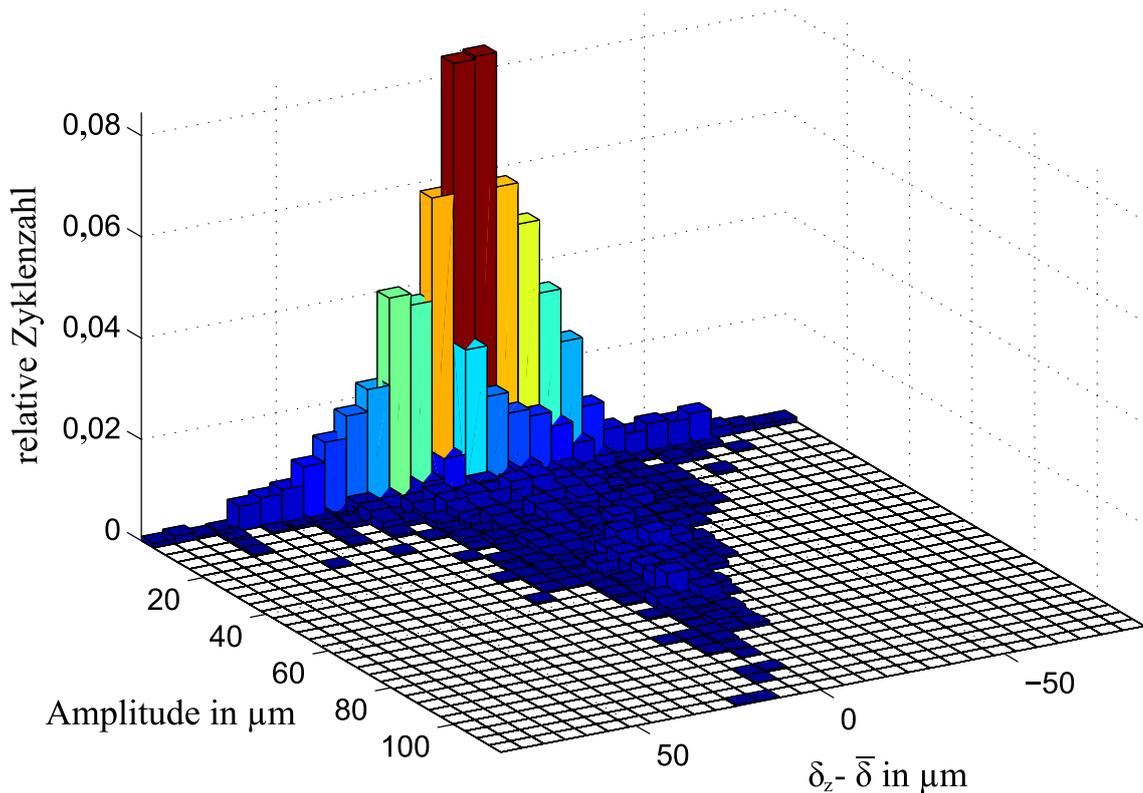


Abbildung 6.12: Rainflow-Matrix für einen Massenstrom von $\dot{M} = 25 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ an einer radialen Position $r = 42 \text{ mm}$ nach [98].

Standardabweichung sind für diesen Fall gering. Die Standardabweichung sowie die normierte Standardabweichung der vorherigen Parameterkombination (vgl. Abbildung 6.11) ist deutlich größer. Zusätzlich zu den bestätigten Ergebnissen der Standardabweichungen wird durch die statistische Betrachtung ein tieferer Einblick in die Filmdynamik eröffnet. Die Welligkeit kann auf Basis von Schwankungen um den Mittelwert und den zugehörigen Amplituden charakterisiert werden.

In Abbildung 6.13 ist eine Rainflow-Matrix für einen höheren Massenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ und eine radiale Position von $r = 70 \text{ mm}$ in der Nähe des Scheibenrands dargestellt. Die Ergebnisse weichen wiederum deutlich von den zuvor dargestellten Ergebnissen für kleinere radiale Positionen ab. Am auffälligsten ist, dass keine symmetrische Verteilung mehr vorliegt. Die mit der höchsten relativen Häufigkeit auftretende Kombination aus Mittelwert der Schwankung und Amplitude ist nicht mehr im Ursprung des Graphen zu finden. Für geringe Amplituden ist eine Verschiebung zu negativen Abweichungen vom Mittelwert zu erkennen. Zudem ähnelt der Verlauf nicht mehr einer Gaußverteilung, der Bereich in Richtung der positiven Schwankungen ist deutlich stärker ausgeprägt. Mit steigender Amplitude wandert das Maximum der relativen Zyklenzahl in Richtung positiver Abweichungen vom Mittelwert. Die größten Amplituden von ca. $200 \mu\text{m}$ sind nur für positive Abweichungen zu beobachten. Die Ergebnisse für andere Parameterkombinationen von Fluidmassenstrom und Rotationsgeschwindigkeit in der Nähe des Scheibenrands sind vergleichbar. Auch anhand von den zweidimensionalen Histogrammen ist die starke Asymmetrie zu erkennen. Den großen Schwankungen für positive Abweichungen stehen

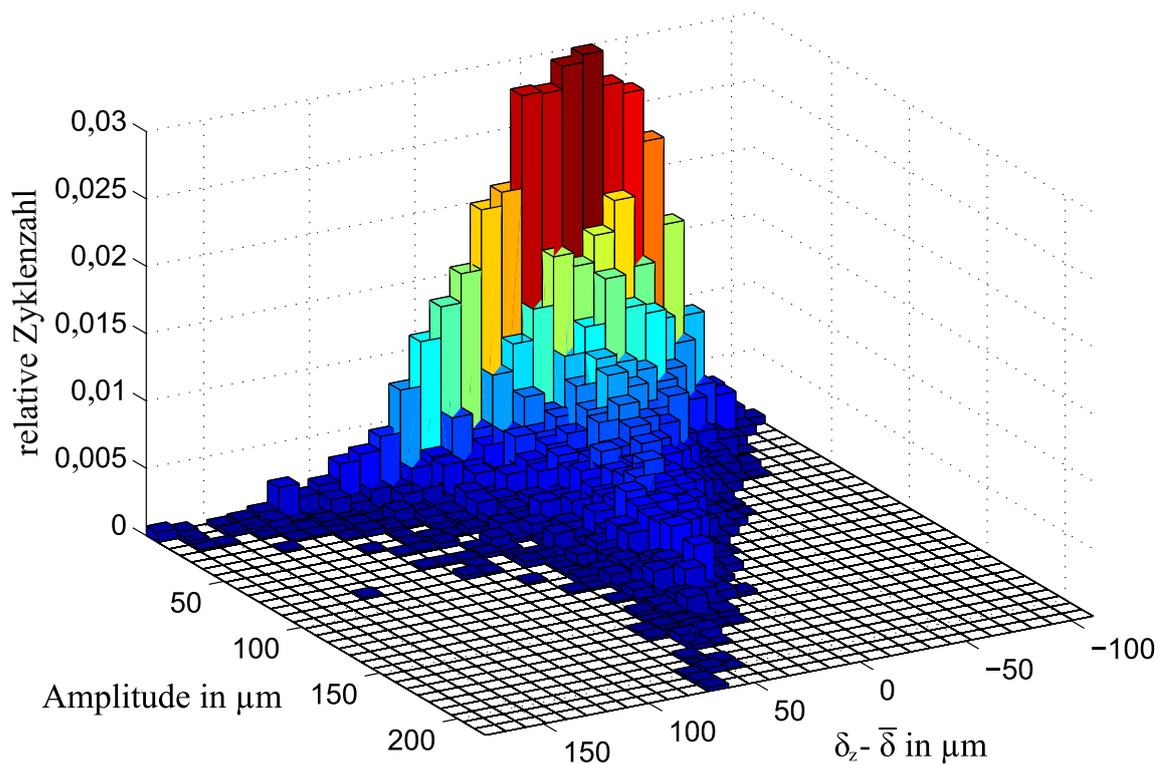


Abbildung 6.13: Rainflow-Matrix für einen Massenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ an einer radialen Position $r = 70 \text{ mm}$ nach [98].

viele kleine Schwankungen unterhalb der mittleren Filmdicke gegenüber. Die Welligkeit nahe am Scheibenrand (radiale Position $r > 65 \text{ mm}$) zeigt allgemein ein deutlich anderes Bild im Vergleich zu Ergebnissen für kleinere radiale Positionen.

Die Suche nach wiederkehrenden Mustern und diskreten Wellenfrequenzen anhand von einer FFT-Analyse hat keine Erkenntnisse gebracht. Die vorgestellten statistischen Auswertungsmethoden ermöglichen einen ersten tieferen Einblick in die Hydrodynamik der Flüssigkeitsströmung auf der glatten Scheibe. Nach dieser Analyse wird im Folgenden das Phänomen des Auftretens regelmäßiger Wellenstrukturen wie Spiralwellen (vgl. Abbildung 6.5) oder Radialwellen näher untersucht.

6.1.4 Wellenbildung (Spiral- und Radialwellen)

In der Literatur werden unterschiedliche Ursachen für die Ausbildung von Spiralwellen auf der Rotationsscheibe angegeben. Neben Störungen im Freistrahler werden die Spiralwellen als Indikator für eine exzentrische Flüssigkeitsaufgabe angesehen [54]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden bereits Spiralwellen für geringe Düsendurchmesser und damit hohe Austrittsgeschwindigkeiten der Flüssigkeit aus der Vollstrahldüse beobachtet (vgl. Abb. 6.5). Der Einfluss unterschiedlicher Fluidmassenströme auf den radialen Filmdickenverlauf ist für einen geringen Düsendurchmesser von $d_D = 1,03 \text{ mm}$ und eine Drehzahl $U = 250 \text{ min}^{-1}$ in Abbildung 6.14 dargestellt. Für den geringsten Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 25 \text{ kg h}^{-1}$ nimmt die Filmdicke mit steigender radialer

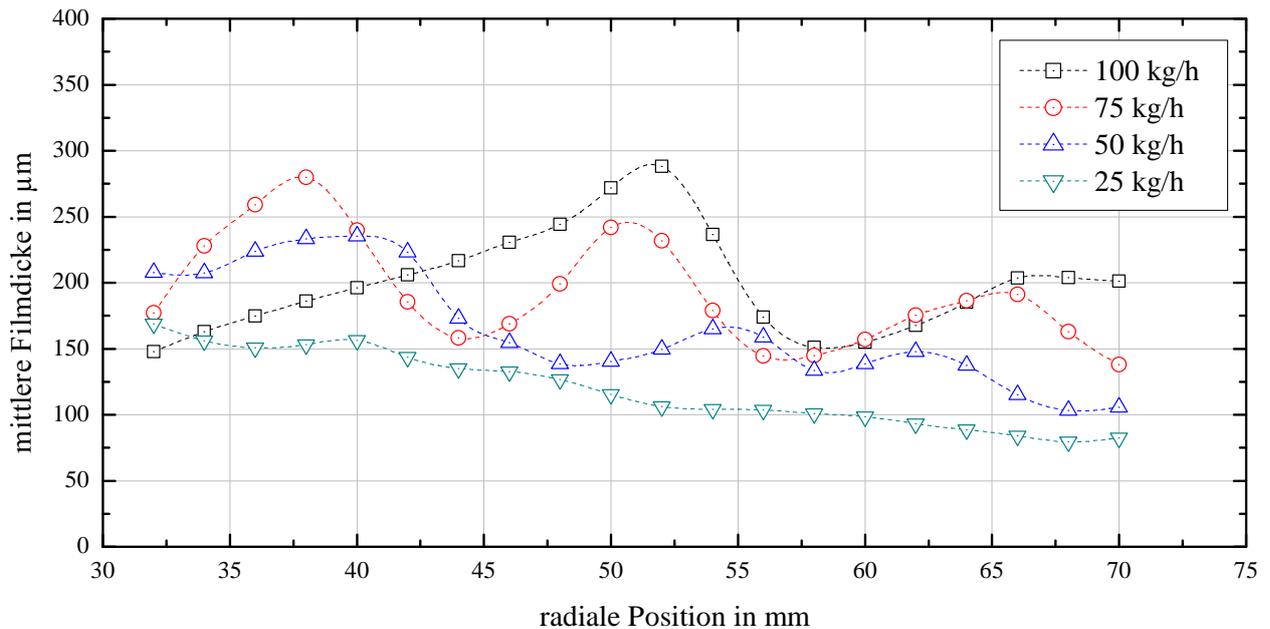
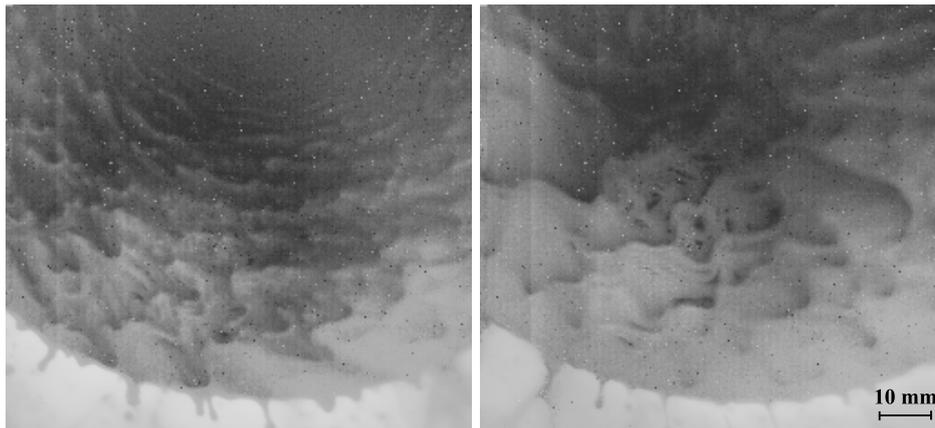


Abbildung 6.14: Radiale Filmdickenprofile für eine Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$, einen Düsendurchmesser von $d_D = 1,03 \text{ mm}$ und vier unterschiedliche Fluidmassenströme \dot{M} zwischen 25 und 100 kg h^{-1} .

Position kontinuierlich ab. Die Filmströmung wird im betrachteten Bereich von den Zentrifugalkräften dominiert, die Fluidaufgabebedingungen haben nahezu keinen Einfluss auf die Strömung. Das Filmdickenmaximum liegt nahe dem Zentrum außerhalb des Messbereichs der CHR-Messtechnik. Für die größeren Fluidmassenströme zeigt sich jedoch ein deutlich anderes Verhalten. Der radiale Verlauf der Filmdicke weist jeweils mehrere Maxima auf. Anhand von Kameraaufnahmen kann für diese Fälle die Ausbildung von Spiralwellen bestätigt werden. Es ist zu bemerken, dass für jede radiale Position die Filmdicke über einen Zeitraum von $\Delta t = 10 \text{ s}$ gemittelt ist. Die Spiralwellen sind im ruhenden Koordinatensystem des Betrachters stationär beziehungsweise weisen nur geringe Schwankungen auf. An den Maxima sind die Wellenberge der Spiralwellen signifikant häufiger als in den Bereichen dazwischen.

Da in der Literatur auch eine exzentrische Flüssigkeitsaufgabe als Ursache für Spiralwellen angegeben ist [54], wird dies anhand von Versuchsreihen näher beleuchtet. Die Vollstrahldüse wird über ihre Halterung an einer linearen Verfahreinheit montiert und kann in radialer Richtung verfahren werden. Es werden Versuche in einem Bereich von $e = 0 - 25 \text{ mm}$ vom Scheibenmittelpunkt mit äquidistanten Schritten von 5 mm durchgeführt. Die Filmdicken werden einmal radial in Richtung des Fahrwegs der Vollstrahldüse sowie orthogonal dazu aufgenommen. Anhand der unterschiedlichen Verläufe der Filmwelligkeit ist bei der exzentrischen Flüssigkeitsaufgabe im Vergleich zur zentralen Aufgabe eine abweichende Wellenstruktur zu vermuten. Anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit der Infrarotkamera wurde die Wellenstruktur näher untersucht. In Abbildung 6.15 sind die Aufnahmen für eine zentrale Fluidaufgabe sowie für eine exzentrische Aufgabe mit einem Abstand von $e = 25 \text{ mm}$ zum Scheibenmittelpunkt dargestellt. Für die exzentrische Flüssigkeitsaufgabe ist eine deutlich veränderte Filmdynamik zu erkennen. Die komplexen dreidimensionalen oder girlandenförmigen Wellenstrukturen der zentralen Aufgabe, verbunden mit Radialwellen im zentrumsnahen Bereich, sind nur noch selten zu beobachten. Teilweise sind spiralförmige, raumfeste Wellenstrukturen wie bei geringen Düsendurchmessern



(a) Exzentrizität $e = 0$ mm

(b) Exzentrizität $e = 25$ mm

Abbildung 6.15: Intensitätsaufnahmen der Hochgeschwindigkeitsinfrarotkamera von der Filmströmung für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl $U = 300 \text{ min}^{-1}$, einen Düsendurchmesser $d_D = 2,09 \text{ mm}$ und eine zentrale Flüssigkeitsaufgabe (links) sowie eine exzentrische Aufgabe (rechts).

zu erkennen. Diese wirken aber unstrukturiert bis chaotisch, zumeist sind ortsfeste Strukturen aber nicht zu finden. Dies wird durch die Ergebnisse des radialen Verlaufes der mittleren Filmdicken bestätigt, die Spiralwellen sind nicht eindeutig aufgrund einer welligen Struktur erkennbar. Zudem verändert sich die Charakteristik der Strömung, da sich für hohe Exzentrizitäten kein Filmdickenmaximum mehr ausbildet.

Mögliche Ursachen für die veränderte Wellenbildung sind die zusätzlichen Einflussgrößen auf die Filmströmung. So erfährt das Fluid bei Überquerung des Scheibenmittelpunkts eine Richtungsänderung der wirkenden Zentrifugalbeschleunigung. Die Bildung von Spiralwellen aufgrund einer exzentrischen Flüssigkeitsaufgabe und den damit verbundenen wellenbildenden Störungen kann bestätigt werden [54]. Jedoch führen auch hohe Flüssigkeitgeschwindigkeiten beim Austritt in Verbindung mit kleinen Düsendurchmessern der Vollstrahldüse zu einer Ausbildung von Spiralwellen. Eine mögliche Ursache besteht in diesem Fall in einer erhöhten Sensitivität der Filmströmung gegenüber einer auch sehr geringen Exzentrizität der Flüssigkeitsaufgabe. Die auftretenden Spiralwellen zeichnen sich aber im Unterschied zu den bereits vorgestellten Ergebnissen für die exzentrischen Aufgabe durch eine ortsfeste Position im Koordinatensystem des ruhenden Beobachters auf der Scheibe aus. Die parallele Aufzeichnung der Filmdynamik anhand von Filmdickenmessungen sowie Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit einer Kamera sind daher notwendig, um die Welligkeit verlässlich beschreiben zu können. Auf eine exzentrische Flüssigkeitsaufgabe kann allein aufgrund von auftretenden Spiralwellen nicht zurückgeschlossen werden. Es lässt sich festhalten, dass die Filmdickenverläufe sowie auch die Welligkeit des Flüssigkeitsfilms von einer exzentrischen Aufgabe signifikant beeinflusst werden. Zusätzlich ist erwartungsgemäß keine rotationssymmetrische Beschreibung der Filmströmung mehr möglich. Für eine genaue Prozessführung und gezielte Beeinflussung der Filmdicken ist daher eine zentrale Flüssigkeitsaufgabe von entscheidender Bedeutung.

6.1.5 Einfluss der Beheizung

Neben dem Einfluss der Exzentrizität ist auch der Einfluss der Beheizung der Scheibe und somit des Flüssigkeitsfilms untersucht worden. Mit Hilfe der unter der Scheibe positionierten Strahlungsheizung können unterschiedliche Heizleistungen eingestellt werden und im stationären Zustand die Filmdicken gemessen werden. Die Ergebnisse der Versuchsreihen werden im Folgenden erläutert und zusammengefasst.

In Abbildung 6.16 ist der Einfluss der Heizleistung auf die mittlere Filmdicke für eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ und einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 150 \text{ kg h}^{-1}$ dargestellt. Für die Versuche wurde eine Vollstrahldüse mit dem Durchmesser $d_d = 2,09 \text{ mm}$ verwendet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Filmdicke über den gesamten radialen Verlauf mit zunehmender Heizleistung abnimmt. Der charakteristische Verlauf des radialen Filmdickenprofils bleibt von der Beheizung jedoch unbeeinflusst. Der von Trägheits- und Reibungskräften dominierte innere Bereich wird gefolgt vom Bereich kontinuierlich abnehmender Filmdicke, der durch die Zentrifugalkräfte dominiert wird. Die Position des Maximums ändert sich nicht, dies wird auch durch Messungen mit anderen Parameterkombinationen bestätigt. Die nach den Ansätzen von Bär [4] zu erwartende globale Verringerung der Filmdicke ist auf die verringerte Viskosität aufgrund der Erwärmung des Wassers zurückzuführen. Alle anderen Größen in der Beziehung nach Bär sind temperaturunabhängig (vgl. Gl. 2.8). Eine Variation der Parameter Drehzahl und Fluidmassenstrom führt zu übereinstimmenden Ergebnissen. Anhand der unterschiedlichen untersuchten Heizleistungen und Fluidmassenströme kann die adiabate Mischtemperatur der Flüssigkeitsströmung bei Verlassen der Rotationsscheibe näherungsweise mit Hilfe des 1. Hauptsatzes bestimmt werden. Unter der Annahme, dass die von der Infrarotstrahlern an die Scheibe übertragene Wärme verlustfrei an die Flüssigkeit übertragen wird, ergibt sich eine maximale Temperaturänderung von $\Delta T_{\text{fluid}} < 1,5 \text{ K}$. Für den vorliegenden Fall folgt gemäß der Gleichung nach Bär und der Stoffwerte des Fluids [111] eine Filmdickenreduktion von etwa 1 %. Diese Abschätzung ist sehr konservativ, da jegliche auftretende Wärmeverluste der Scheibe an die Umgebung die adiabate Mischtemperatur der Flüssigkeitsströmung verringern und somit zu einer geringeren rechnerischen Filmdickenreduktion führen. Die gemessene Filmdickenreduktion liegt mit 5 % jedoch deutlich über der nach Bär erwarteten.

Eine mögliche Erklärung liegt in der sehr geringen Verweilzeit der Flüssigkeit auf der Scheibe. Aufgrund dieser kurzen Zeitspanne ist von einem steilen Temperaturgradienten zwischen Scheibenoberfläche und Fluidoberfläche auszugehen. Die geringere Filmdicke resultiert in diesem Fall aus einer oberflächennahen, niederviskosen Unterschicht, welche zu einer deutlich stärker ausgeprägten Verringerung der Filmdicke führt. Ein Vergleich für unterschiedliche Parameterkombinationen zeigt sehr ähnliche Ergebnisse zur oben beschriebenen Filmdickenreduktion. Die gemessenen Reduktionen sind stets um mindestens einen Faktor 3 größer als die nach der Gleichung von Bär abgeschätzten. Eine nähere Untersuchung des Temperaturgradienten innerhalb der Flüssigkeitsströmung wurde mit Hilfe von am Institut des Autors gefertigten Mikrothermoelementen versucht. Die Messspitze dieser Thermoelemente besitzt einen Durchmesser von etwa $13 \mu\text{m}$ und erlaubt so räumlich und zeitlich hochauflösende Messungen mit sehr geringem Einfluss auf die Messumgebung. Erfolgreich eingesetzt wurde die Messtechnik bereits in Siedeversuchen von Einzelblasen und in der Tropfenverdunstung [93, 101]. Das Thermoelement wurde auf einer präzisen x-y-Verfahrenseinheit befestigt und über der Rotationsscheibe positioniert. Aufgrund

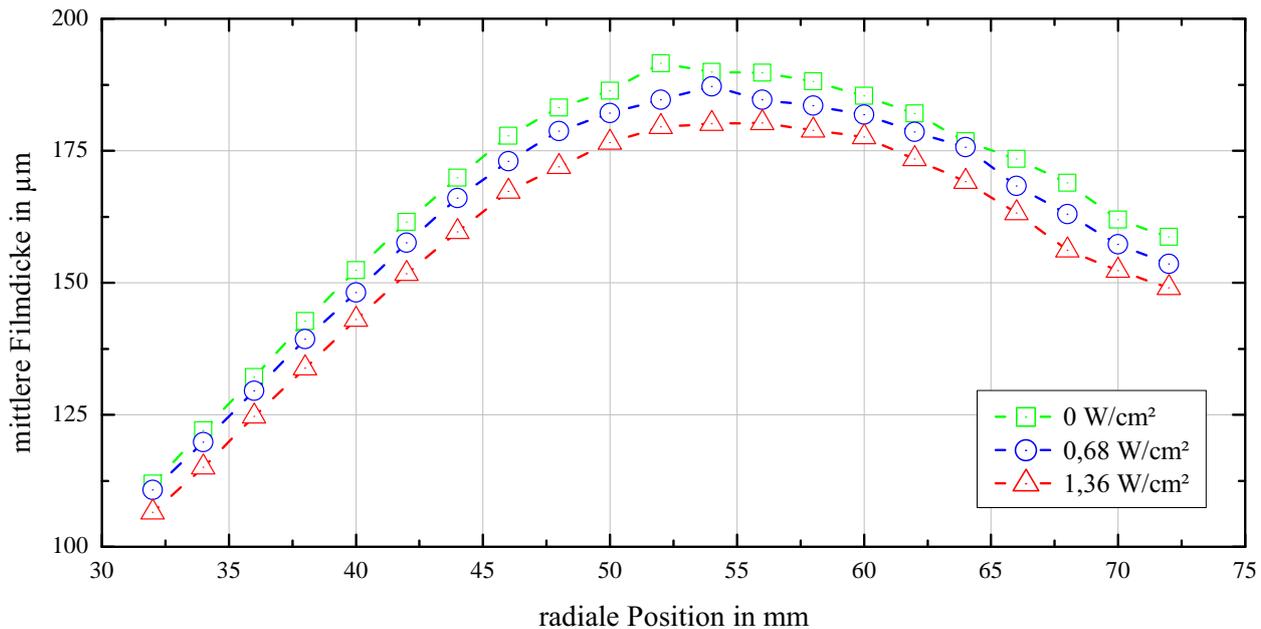


Abbildung 6.16: Einfluss von unterschiedlichen Heizleistungen auf die mittlere Filmdicke für eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ und einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 150 \text{ kg h}^{-1}$.

der geringen Größe weisen die Mikrothermoelemente keine große mechanische Stabilität auf. Es wurde mit unterschiedlichen Eintauchwinkeln zur Flüssigkeitsoberfläche und bei möglichst geringen Rotationsgeschwindigkeiten versucht, das Mikrothermoelement in der Flüssigkeit zu bewegen. Ein zerstörungsfreies Bewegen in der Flüssigkeitsströmung war leider nicht möglich. Die mechanische Stabilität ist nicht ausreichend, um den an der Messspitze wirkenden Kräften stand zu halten. Da mit deutlich größeren Messspitzen von kommerziell verfügbaren Thermoelementen die Flüssigkeitsströmung maßgeblich beeinflusst wird und aufgrund der geringen Filmdicken eine räumliche Auflösung nicht möglich ist, konnten keine weiteren Messungen in dieser Richtung unternommen werden.

Neben den radialen Filmdickenverläufen hat die Beheizung auch einen Einfluss auf die Welligkeit der Flüssigkeitsströmung. In Abbildung 6.17 ist der radiale Verlauf der Standardabweichung für zwei unterschiedliche Massenströme mit und ohne Beheizung dargestellt. Für beide Fälle ist ein deutlicher Einfluss auf die Welligkeit der Filmströmung zu erkennen. Im zentrumsnahen Bereich ist die Welligkeit durch die Beheizung signifikant geringer. Mit steigender radialer Position fällt die Reduzierung zunehmend kleiner aus und ist im randnahen Bereich nicht mehr erkennbar. Die Differenz der Standardabweichung zwischen beheizter und unbeheizter Fluidströmung ist im zentrumsnahen Bereich deutlich größer. Weitere Parametervariationen bestätigen, dass sich mit steigendem Fluidmassenstrom und einer konstanten Heizleistung die Graphen annähern.

Die Betrachtung der normierten Standardabweichung führt nicht zu weiteren Erkenntnissen, da durch die Beheizung der charakteristische Filmdickenverlauf nicht beeinflusst wird. Es ist lediglich eine geringfügige Reduzierung der Filmdicke zu erkennen, die den prinzipiellen Verlauf nicht verändert. Daher bietet sich eine detaillierte Betrachtung des zeitlich hochaufgelösten Signals der lokalen Filmdicke an unterschiedlichen radialen Positionen an. In Abbildung 6.18 ist der Einfluss der Beheizung auf die lokale Filmdicke für zwei Fluidmassenströme an einer radialen Position von $r = 32 \text{ mm}$ dargestellt. Die Welligkeit wird in beiden Fällen signifikant

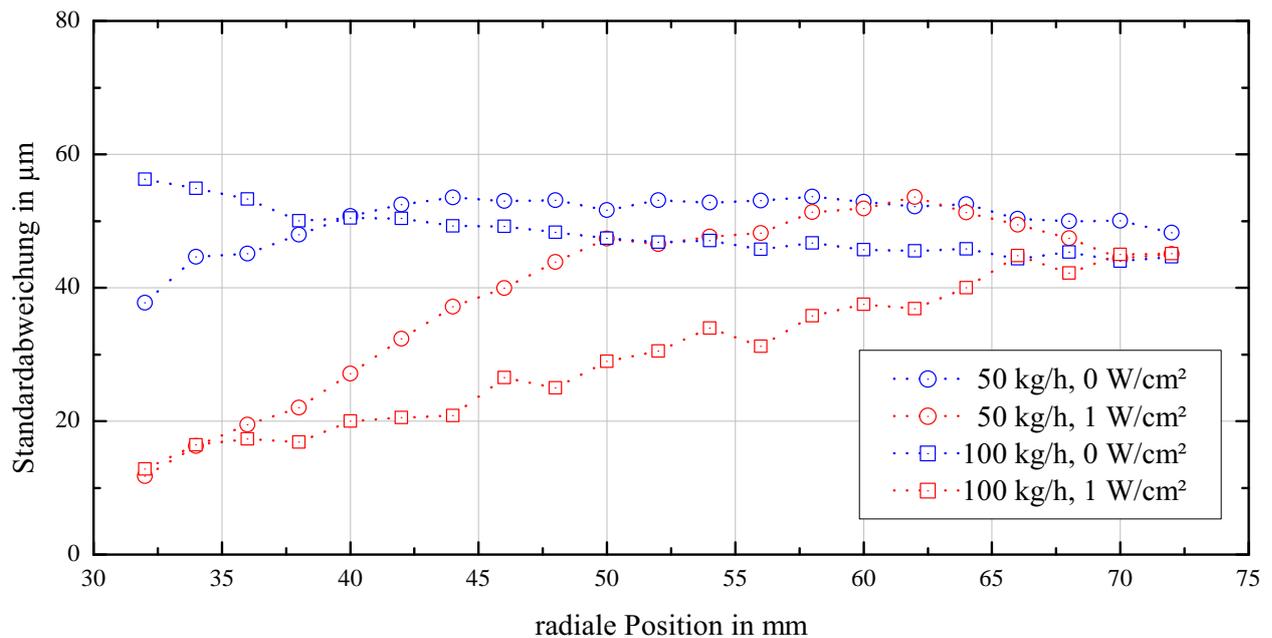


Abbildung 6.17: Einfluss der Beheizung auf den radialen Verlauf der Standardabweichung für eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ und zwei unterschiedliche Fluidmassenströme.

durch die Beheizung reduziert. Für den geringeren Fluidmassenstrom ist sogar eine nahezu wellenfreie Strömung erreichbar. Lediglich für den höheren Fluidmassenstrom sind teilweise wellige Bereiche erkennbar. Im Vergleich der Verläufe für die unbeheizte Scheibe ist für den höheren Fluidmassenstrom eine deutliche höhere Wellenfrequenz zu erkennen. Ein eindeutiger Trend ist aus der Betrachtung von weiteren Parameterkombinationen aber nicht abzuleiten.

Eine mögliche Ursache für den stark dämpfenden Effekt ist die mit steigender Temperatur geringer werdende Viskosität. Nach dem Auftreffen des Flüssigkeitsstrahls auf die warme Scheibenoberfläche bildet sich initial ein steiler Temperaturgradient aus. Aufgrund der geringen Quervermischung orthogonal zur Strömungsrichtung bildet sich eine niederviskose Unterschicht aus. Mögliche Störungen der Strömung, die aufgrund von Einflüssen der Scheibe bzw. Scheibenoberfläche zu Oberflächenwellen führen würden, werden gedämpft. Mit steigender radialer Position, somit höheren Strömungsgeschwindigkeiten und einer besseren Durchmischung nimmt dieser Effekt ab und der Einfluss auf die Welligkeit der Filmströmung wird signifikant reduziert. In der Nähe des Scheibenrands ist er für den vorliegenden Fall nicht mehr messtechnisch nachweisbar. Beispielhaft ist der Verlauf der lokalen Filmdicke an einer radialen Position von $r = 68 \text{ mm}$ und für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 100 \text{ kg h}^{-1}$ in Abbildung 6.19 dargestellt. Eindeutige Unterschiede der Flüssigkeitsströmung aufgrund der Beheizung sind nicht mehr nachweisbar. Auch eine FFT-Analyse zeigt keine signifikanten Unterschiede zwischen den Filmströmungen (vgl. Abbildung 6.10).

Auch wenn der Einfluss der Beheizung auf die Hydrodynamik im randnahen Bereich nicht mehr signifikant ist, so lässt sich anhand von Aufnahmen mit der Infrarotkamera die Topographie der Flüssigkeitsströmung auf der Rotationsscheibe visualisieren. Die Bestimmung der Oberflächentemperatur der Flüssigkeit ist nicht möglich (vgl. Kapitel 4.3), aber die Intensitätsunterschiede zwischen Wellentälern und -bergen sind eindeutig erkennbar. Beispielhaft sind in Abbildung 6.20 Aufnahmen der Infrarotkamera und die korrespondierende zeitlich hochaufgelöste lokale Film-

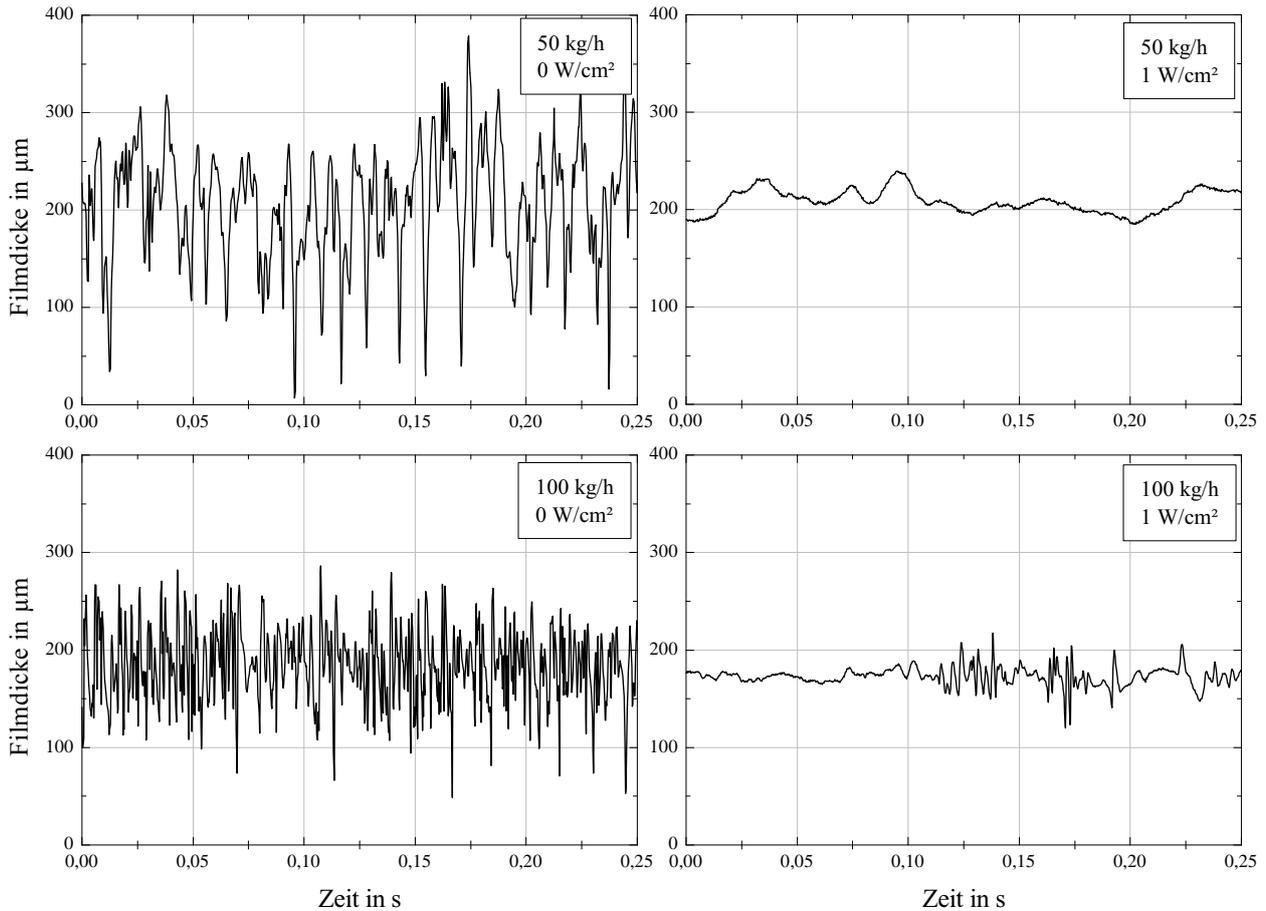


Abbildung 6.18: Einfluss der Beheizung auf den zeitlich hochaufgelösten Verlauf der lokalen Filmdicke für eine radiale Position von $r = 32 \text{ mm}$, eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ und zwei unterschiedliche Fluidmassenströme von $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$ (oben) und $\dot{M} = 100 \text{ kg h}^{-1}$ (unten).

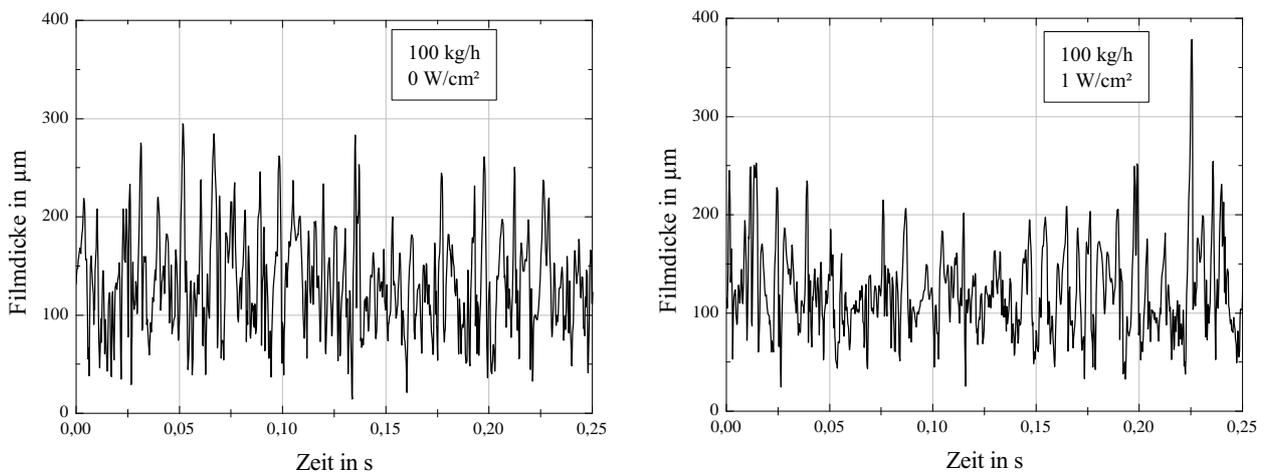


Abbildung 6.19: Einfluss der Beheizung auf den zeitlichen hochaufgelösten Verlauf der lokalen Filmdicke für eine radiale Position von $r = 68 \text{ mm}$, eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ und einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 100 \text{ kg h}^{-1}$.

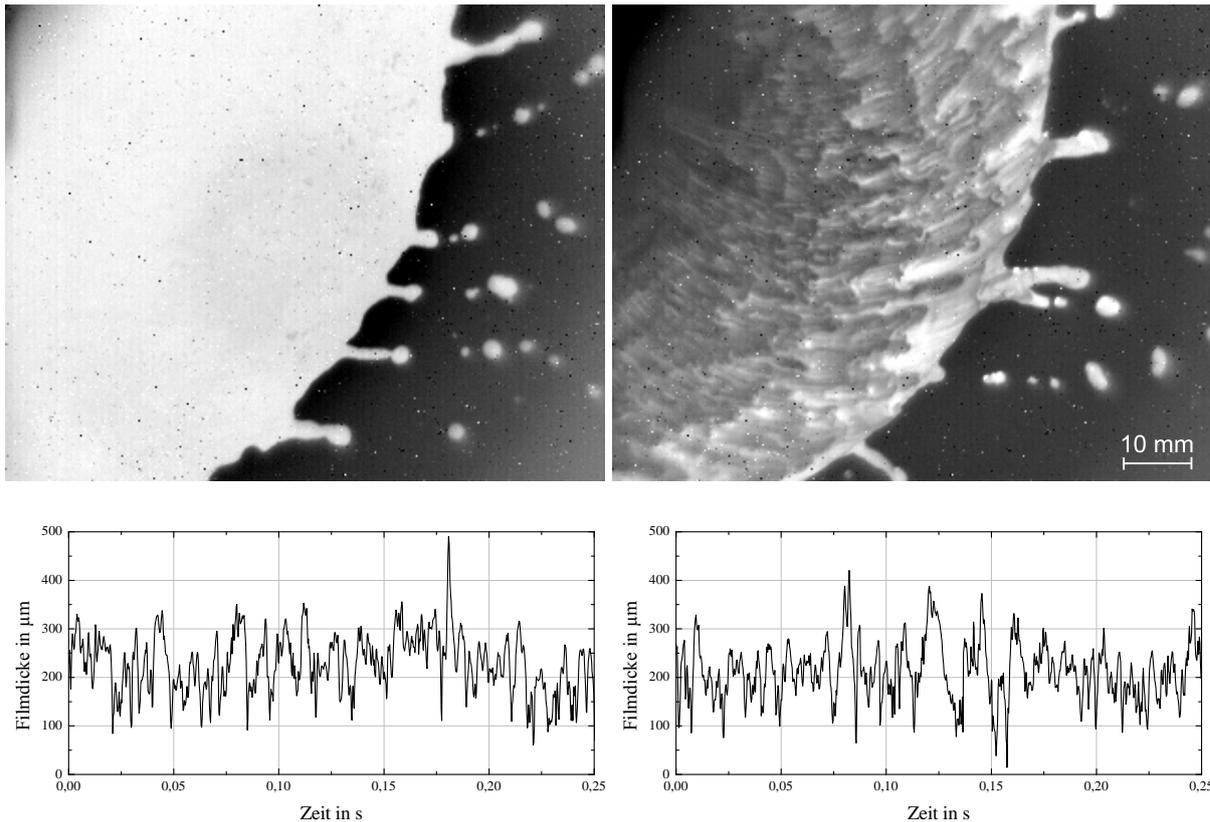


Abbildung 6.20: Intensitätsbilder mittels Hochgeschwindigkeitsinfrarotkamera der Filmoberfläche mit unbeheizter (links) und beheizter Scheibe mit $\dot{q} = 1 \text{ W cm}^{-2}$ (rechts) für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 150 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ sowie die zugehörigen zeitlich hochaufgelösten lokalen Filmstärken an einer radialen Position von $r = 68 \text{ mm}$.

dicke für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 100 \text{ kg h}^{-1}$ dargestellt. Eine Charakterisierung der Oberflächentopographie der Filmströmung ist mit Hilfe der Infrarotthermographie daher nur im Fall der beheizten Scheibe möglich.

6.2 Strukturierte Scheibenoberfläche

Neben den Untersuchungen auf glatten Scheibenoberflächen wird auch der Einfluss einer Oberflächenstrukturierung untersucht. Aus vorangegangenen Arbeiten an Fallfilmströmungen am Institut geht hervor, dass durch eine mikrostrukturierte Oberfläche die Welligkeit der Strömung zum Teil signifikant reduziert werden kann [39, 43, 58]. So haben beispielsweise Längsrillen im Vergleich zu den anderen untersuchten Strukturen für verschiedene Parameterkombinationen die Filmdynamik am stärksten beeinflusst und zudem auch stabilisiert. Die Umsetzung dieser Struktur auf die Rotationsscheibe führt zum im Rahmen dieser Arbeit verwendeten radialen Rillenverlauf (vgl. Kapitel 3.3). In Abbildung 6.21 sind die radialen Filmstärkenprofile für die glatte und die strukturierte Scheibenoberfläche für eine Variation des Fluidmassenstroms dargestellt. Der charakteristische Verlauf der Filmstärke mit den unterschiedlichen Strömungsbereichen wird durch die mikrostrukturierte Oberfläche der Rotationsscheibe nicht maßgeblich verändert. Lediglich die Filmstärkenmaxima sind nicht so ausgeprägt sichtbar und erstrecken sich über

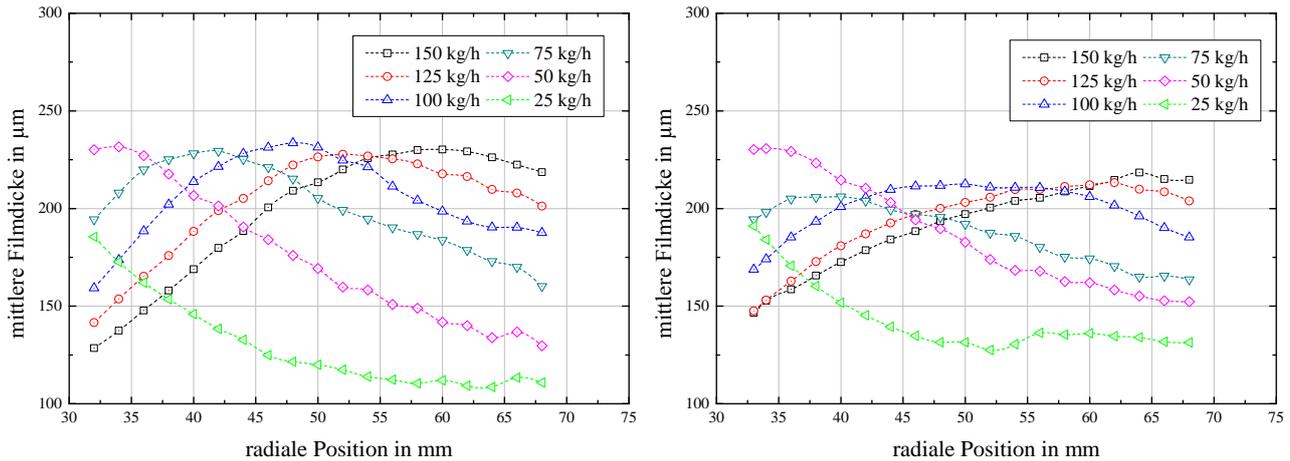


Abbildung 6.21: Radiale Filmdickenprofile für die glatte (links) und die strukturierte Scheibenoberfläche (rechts) für eine Scheibendrehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und sechs unterschiedliche Fluidmassenströme im Bereich von $\dot{M} = 25 - 150 \text{ kg h}^{-1}$.

einen größeren radialen Bereich. Für geringe Fluidmassenströme ist die mittlere Filmdicke für größere radiale Positionen im Vergleich zur unstrukturierten Scheibe leicht erhöht. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit ist folglich für die geringeren Massenströme kleiner als im Vergleich zur glatten Rotations-scheibe. Der Unterschied ist mit steigender radialer Position deutlicher zu erkennen.

Ein signifikanter Unterschied fällt jedoch bei der Betrachtung der normierten Standardabweichungen auf (vgl. Abbildung 6.22). Während für die glatte Scheibe die Kurven für große radiale Positionen von $r \approx 60 \text{ mm}$ nahezu übereinander liegen, ist für geringe Fluidmassenströme eine deutliche Abhängigkeit vom Fluidmassenstrom zu erkennen. Mit steigendem Fluidmassenstrom steigt auch die normierte Standardabweichung an (vgl. Abbildung 6.9). Diese Abhängigkeit ist für die strukturierte Scheibenoberfläche deutlich schwächer ausgeprägt. Abgesehen vom geringsten Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 25 \text{ kg h}^{-1}$ verlaufen die Graphen über den gesamten radialen Bereich nahe beieinander, die Standardabweichung weist dort nur eine sehr geringe Abhängigkeit vom Fluidmassenstrom auf. Ein weiterer Unterschied besteht darin, dass die Standardabweichung stetig bis zum Scheibenrand zunimmt und nicht wie im Fall der glatten Scheibenoberfläche ein Plateau ausbildet bzw. einem konstanten Wert in Richtung Scheibenrand entgegenstrebt. Ein vergleichbares Verhalten ist auch für weitere untersuchte Parameterkombinationen zu erkennen. Für den gesamten untersuchten Bereich ist ein dämpfender Effekt der mikrostrukturierten Oberfläche nicht gemessen worden. Die Welligkeit der Filmströmung hat meistens sogar zugenommen. Die normierte Standardabweichung ist im Bereich des Scheibenrands für die dargestellte Parameter-variation um ca. 40% gestiegen. Eine der möglichen Ursachen für die im Vergleich zur glatten Scheibenoberfläche größere Welligkeit kann der stärkere Reibungseinfluss auf der strukturierten Scheibe darstellen. Aufgrund der Strukturierung ist die Scheibenoberfläche vergrößert, und somit auch die Kontaktfläche zwischen Flüssigkeit und Rotations-scheibe. Die Vergrößerung fällt aber gering aus und befindet sich abhängig von der radialen Position nur in einem Bereich von etwa 3 – 5%.

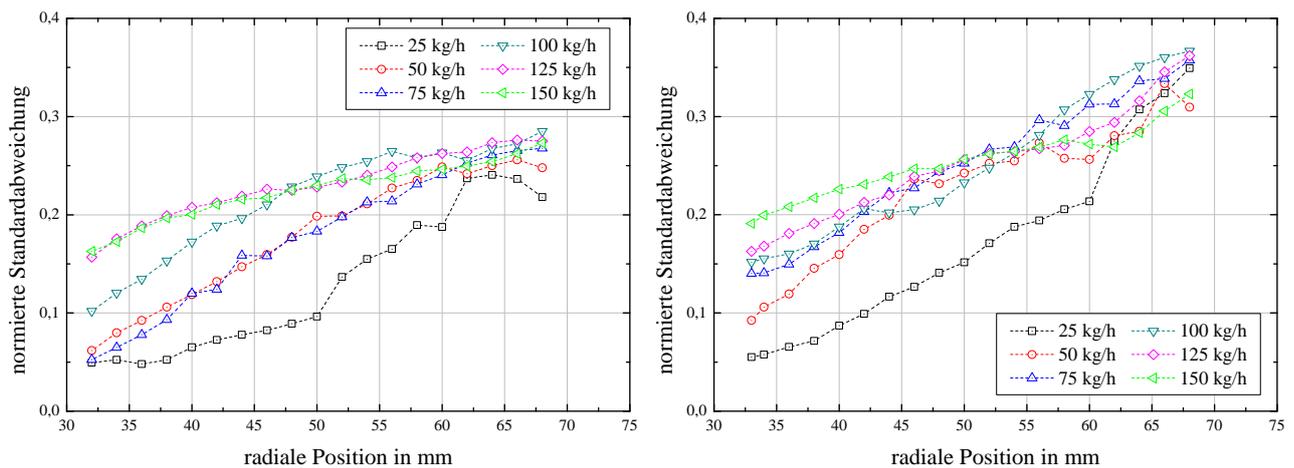


Abbildung 6.22: Radiale Verlauf der normierten Standardabweichung für die glatte (links) und die strukturierte Scheibenoberfläche (rechts) für eine Scheibendrehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und sechs unterschiedliche Fluidmassenströme im Bereich von $\dot{M} = 25 - 150 \text{ kg h}^{-1}$.

6.2.1 Wellenbildung (Spiral- und Radialwellen)

Eine Reduzierung der Welligkeit konnte für die untersuchten Parametervariationen nicht erzielt werden. Die direkte Übertragbarkeit der Mikrostrukturierung von den Fallfilmversuchen auf die rotierende Scheibe ist daher nicht möglich. Anhand weiterführender Betrachtungen mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Infrarot- sowie Schwarzweiß-Kamera werden die Ursachen für die erhöhte Welligkeit näher beleuchtet. Auf den IR-Aufnahmen der Filmströmung sind für die mikrostrukturierte Scheibenoberfläche deutlich ausgeprägte Spiralwellen zu erkennen. Diese gleichmäßig verteilte Wellenstruktur tritt für vergleichbare Parameterkombinationen auf der glatten Scheibe nicht auf. In Abbildung 6.23 ist anhand einer geeigneten Bildbearbeitung eine Überlagerung einer Schwarzweiß-Aufnahme der Scheibenoberfläche sowie einer Aufnahme mit der IR-Kamera dargestellt. Die Kameras wurden für diese Aufnahmen direkt nebeneinander positioniert und auf den gleichen Scheibenabschnitt ausgerichtet. Anhand von Einzelaufnahmen ohne Flüssigkeitsströmung wird die notwendige Verschiebung bestimmt, um deckungsgleiche Bilder zu bekommen. Später werden die Aufnahmen der Filmströmung der IR-Kamera automatisiert verschoben und mit den Schwarzweiß-Aufnahmen überlagert.

Traten die Spiralwellen auf der glatten Scheibe ausschließlich für sehr geringe Düsendurchmesser und eine Exzentrizität des Flüssigkeitsstrahls auf, so sind für die strukturierte Scheibenoberfläche nahezu für alle Parametervariationen nicht ortsfeste Spiralwellen zu beobachten. Sie unterscheiden sich lediglich in der Deutlichkeit ihrer Ausprägung. Anhand der Abbildung 6.23 ist eine sehr gleichmäßige Wellenstruktur erkennbar, die scheinbar mit den Nuten der Oberflächenstruktur der Scheibe korrespondiert. Betrachtet man die Wellenberge direkt am Scheibenrand, so befinden sich ca. 4 radiale Rillen zwischen einem Wellenberg und dem der nächsten Spirale. Die visuellen Beobachtungen der gleichmäßigen Wellenstrukturen führen zu der Vermutung, dass im Gegensatz zur glatten Scheibe eine FFT-Analyse tiefere Einblicke in die Strukturen ermöglicht. In Abbildung 6.24 ist das Frequenzspektrum für die gleiche Parameterkombination an einer radialen Position von $r = 39 \text{ mm}$ dargestellt. Es sind eindeutig drei Spitzen zu erkennen. Neben der zu

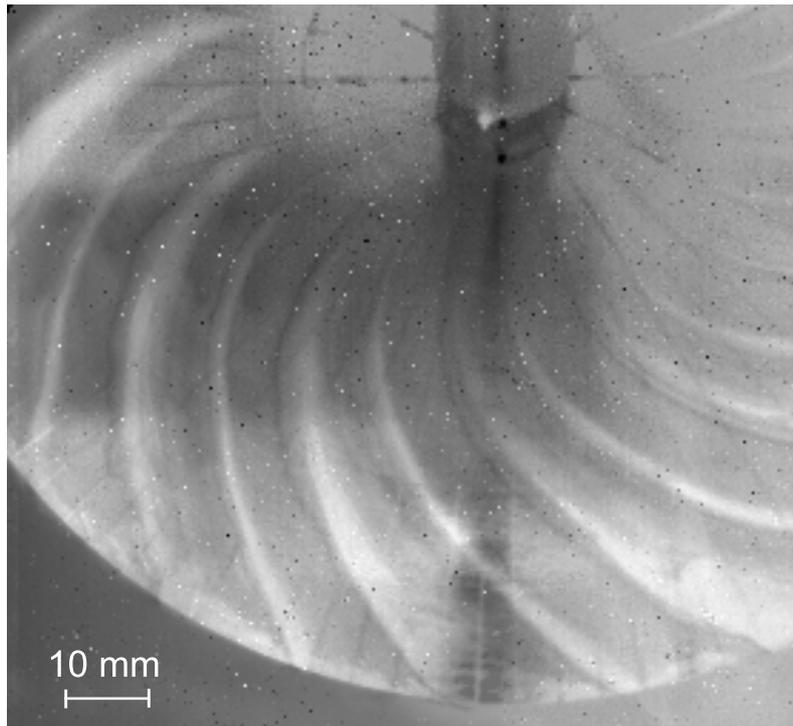


Abbildung 6.23: Mittels Bildbearbeitung überlagerte Aufnahmen der Scheibe ohne Fluidströmung mit der Schwarzweiß-kamera und Aufnahmen der Spiralwellen mit der Hochgeschwindigkeitsinfrarotkamera für eine Drehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$.

erwartenden Drehfrequenz der Rotations Scheibe selbst von $f \approx 2,8 \text{ Hz}$ sind noch zwei weitere Spitzen erkennbar. Diese Spitzen korrelieren auch für andere Drehzahlen jeweils mit dem 12- und 24-fachen der Rotationsgeschwindigkeit und stimmen mit der Anzahl der Nuten der 1. und 2. Nutengeneration überein (vgl. Kapitel 3.3). Für Messungen an größeren radialen Positionen werden weitere Spitzen im Frequenzspektrum erkennbar, die jeweils mit den neuen Nutengenerationen übereinstimmen. Es liegt die Vermutung nahe, dass jede neue Nutengeneration zu Störungen der Filmströmung führt, deren systematische Auswirkungen im FFT-Signal erkennbar sind. Die mikrostrukturierte Scheibenoberfläche führt so nicht nur zu keiner Dämpfung der Welligkeit des Flüssigkeitsfilms, die Wellenbildung wird sogar aktiv verstärkt.

Neben den beobachteten Spiralwellen sind für verschiedene Versuchsparameter auch regelmäßig erscheinende Radialwellen zu beobachten. Ausgehend vom Auftreffpunkt des Flüssigkeitsstrahls breiten sich die Radialwellen bis zum Rand der Scheibe aus. Vornehmlich treten die Radialwellen für große Düsendurchmesser auf, im Rahmen dieser Arbeit konnten Radialwellen nur für Düsendurchmesser von $d_D > 3 \text{ mm}$ auf der strukturierten Scheibe beobachtet werden. In Abbildung 6.25 ist die Ausbreitung einer Radialwelle anhand von drei direkt aufeinander folgenden Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitsinfrarotkamera exemplarisch dargestellt (Aufnahmefrequenz $f = 300 \text{ Hz}$). Radialwellen können durch Störungen im Freistrahls entstehen, die sich nach dem Auftreffen des Flüssigkeitsstrahls auf der Scheibe weiter ausbilden. In den Aufnahmen ist die Radialwelle deutlich zu erkennen. Der Einfluss der Nuten ist nicht ausreichend, um zusätzlich regelmäßige Spiralwellen auszubilden. Detaillierte Betrachtungen der Aufnahmen lassen aber Wellenstrukturen erkennen, die in ihrem Charakter den Spiralwellen ähneln. Eine eindeutige

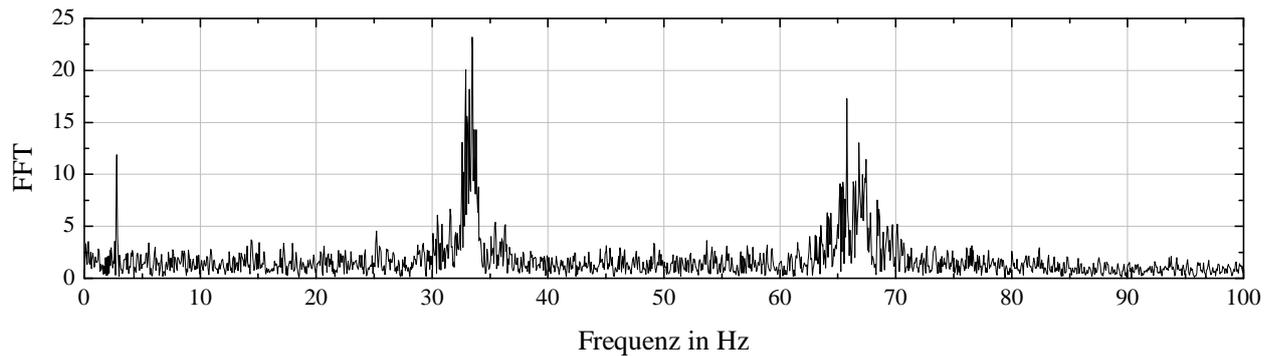


Abbildung 6.24: Fourier-Transformierte der zeitlich hochaufgelösten lokalen Filmdicke für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und eine radiale Position von $r = 39 \text{ mm}$.

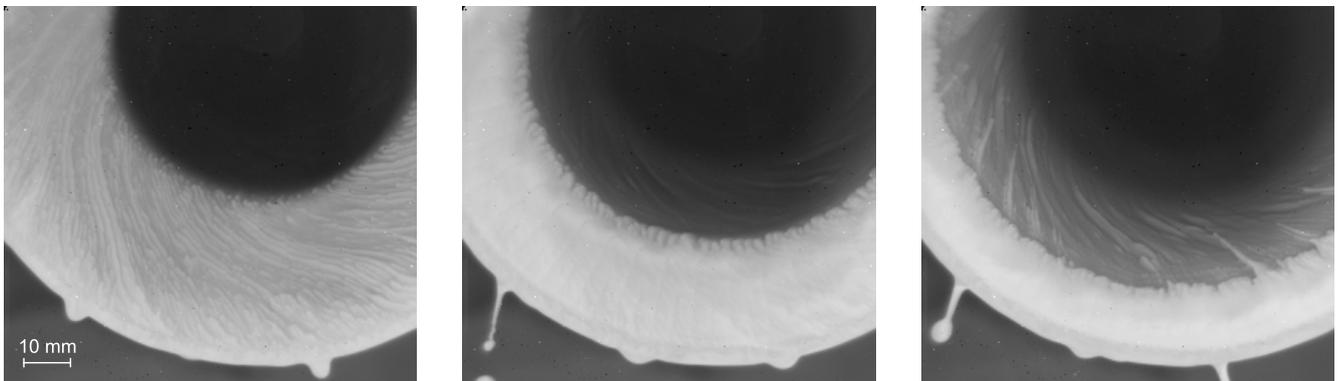


Abbildung 6.25: Direkt aufeinanderfolgende Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitsinfrarotkamera (Frequenz $f = 300 \text{ Hz}$) des exemplarischen Verlaufs von Radialwellen auf der beheizten Scheibe mit $\dot{q} = 1 \text{ W cm}^{-2}$ für einen Düsendurchmesser von $d_D = 5,16 \text{ mm}$, einer Drehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und einem Massenstrom von $\dot{M} = 25 \text{ kg h}^{-1}$.

Abgrenzung dieser Strukturen ist aber nicht möglich und somit auch keine weiterführende Untersuchung.

Für die folgenden detaillierteren Untersuchungen der Parameterbereiche, für die Radialwellen auftreten, finden sowohl die Aufnahmen der IR-Kamera als auch die FFT-Analyse der lokalen Filmdicke Verwendung. Eine robuste Detektierung der Radialwellen anhand von Intensitätsverläufen der Aufnahmen der IR-Kamera in radialer Richtung ist dabei leider nicht immer realisierbar. Für stark ausgeprägte Radialwellen und einer kaum welligen Filmoberfläche in den Bereichen zwischen den Radialwellen ist eine automatische Erfassung mit dieser Methodik aber möglich. Sie liefert keine verlässlichen Ergebnisse mehr, sobald neben den Radialwellen erste dreidimensionale Wellenstrukturen auftreten. Alternativ wird für die Bestimmung eine FFT-Analyse der zeitlich hochaufgelösten Filmdicke an diskreten radialen Positionen verwendet. Die Ergebnisse der FFT-Analyse haben diskrete Frequenzen gezeigt und somit die Vermutung bestätigt, dass es sich um regelmäßige Radialwellen handelt. Lediglich für große radiale Positionen führt die FFT zu etwas schwächer ausgeprägteren Spitzen im Frequenzbereich. Aber auch dort sind die Radialwellen noch nachweisbar.

Für die Bildung von Radialwellen werden vornehmlich Störungen im Freistrahл vermutet. Dies wird gestützt von der Tatsache, dass die Radialwellen mit steigendem Düsendurchmesser und sinkendem Fluidmassenstrom deutlicher ausgeprägt sind. Beides führt jeweils zu langsameren Austrittsgeschwindigkeiten der Flüssigkeit am Düsenaustritt und somit zu einer längeren Zeitspanne bis zum Auftreffen des Freistrahls auf die Scheibenoberfläche. Die bessere Detektierbarkeit geht einher mit einer allgemein weniger welligen Strömung für diese Parameterkombinationen. Die gleichmäßigen Radialwellen zerfallen durch weitere Störungen der Filmströmung in dreidimensionale Wellenstrukturen und sind somit nicht mehr eindeutig nachweisbar. Die Frequenzen der Radialwellen nehmen mit steigendem Fluidmassenstrom zu sowie mit steigendem Düsendurchmesser ab. In einem ersten Ansatz wird davon ausgegangen, dass für die Frequenz der Radialwellen f folgende Beziehung gilt:

$$f \propto \frac{w_D}{d_D}. \quad (6.1)$$

Darin sind w_D die Austrittsgeschwindigkeit des Flüssigkeitsstrahls aus der Düse sowie d_D der Düsendurchmesser. Für unterschiedliche Parametervariationen von Fluidmassenstrom, Düsendurchmesser und Drehzahl ist die Wellenfrequenz bestimmt worden und mit dem Ansatz verglichen worden. Die Wellenfrequenz ist für unterschiedliche radiale Messpositionen der CHR-Messtechnik unverändert. Die Proportionalität konnte bestätigt werden und es konnte eine Konstante bestimmt werden, so dass für die experimentellen Ergebnisse der Radialwellen im Rahmen dieser Arbeit folgende Näherung die Wellenfrequenz beschreibt:

$$f \approx \frac{w_D}{13 d_D}. \quad (6.2)$$

Diese Beziehung ist für einen relativ engen Parameterbereich von Düsendurchmesser $3 \text{ mm} < d_D < 5,16 \text{ mm}$, Fluidmassenströme in einem Bereich von $\dot{M} = 25 - 50 \text{ kg h}^{-1}$ sowie Drehzahlen bis $U = 250 \text{ min}^{-1}$ mit einer relativen Unsicherheit von etwa 5% anwendbar. Für den größten Düsendurchmesser $d_D = 5,16 \text{ mm}$ ist der Zusammenhang auch für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ nachweisbar. Für höhere Massenströme und Drehzahlen sind mitunter noch Radialwellen zu erkennen, diese werden aber mit steigender radialer Position von Spiralwellen und anderen dreidimensionalen Wellenstrukturen überlagert und sind somit messtechnisch nicht mehr eindeutig zu detektieren.

6.3 Vergleich mit Modellen der Literatur

Die Betrachtungen der Welligkeit der Filmströmung hat gezeigt, dass sich im Vergleich zur glatten Scheibenoberfläche auf der strukturierten Oberfläche eine welligere Strömung ausbildet. Die statistischen Schwankungen auf der glatten Scheibe werden abgelöst von zunehmend auftretenden regelmäßigen Strukturen. Eine dämpfende Wirkung der Struktur wie in den Versuchen an Fallfilmen konnte nicht gezeigt werden. Im Gegenteil wird die Wellenbildung sogar noch verstärkt. Für einen Vergleich der Ergebnisse mit den Modellen der Literatur wird stets eine Überführung der Messergebnisse in eine geeignete dimensionslose Form angestrebt. In der Literatur sind

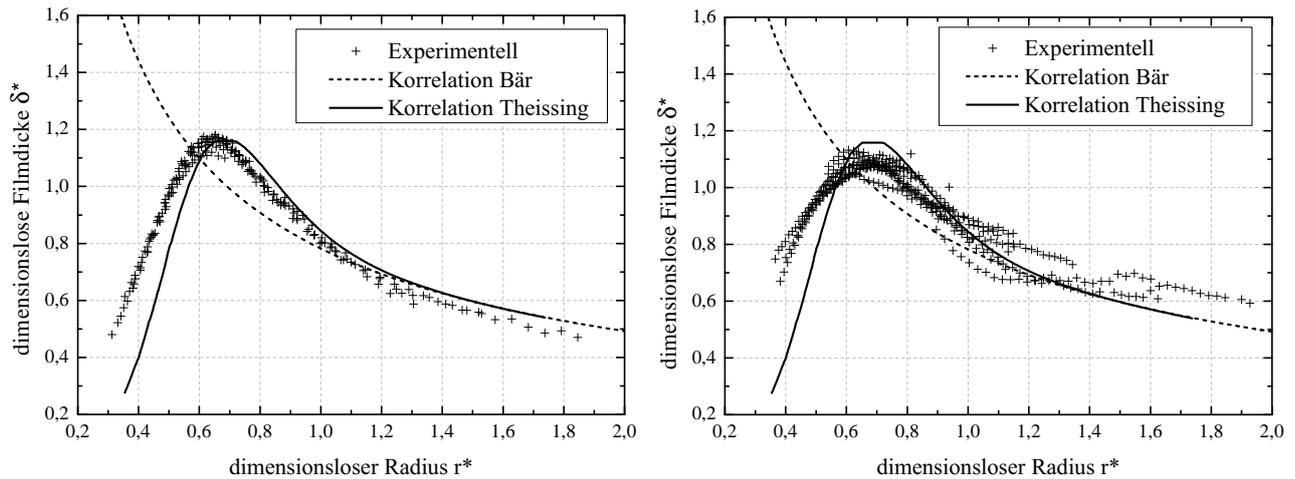


Abbildung 6.26: Vergleich der Modelle von Bär [4] und Theissing [106] mit den experimentellen Ergebnissen der glatten Scheibe (links) und der strukturierten Scheibe (rechts) für einen weiten Parameterbereich ($d_D = 2,09 \text{ mm}$, $h = 1,5 \text{ mm}$, $\dot{M} = 25 - 150 \text{ kg h}^{-1}$, $U = 50 - 300 \text{ min}^{-1}$ und $\dot{q} = 0 - 1,36 \text{ W cm}^{-2}$).

unterschiedliche Ansätze zur Entdimensionierung der Filmdicke sowie des Radius zu finden, im Folgenden wird nur der beste Ansatz weiter verfolgt (vgl. Gleichungen 2.9 und 2.10). Als maßgebliche Modelle für die Filmdicke werden dabei die Modelle nach Bär [4] und Theissing [106] verwendet. In Abbildung 6.26 sind die Messergebnisse für einen weiten Parameterbereich von Fluidmassenstrom, Rotationsgeschwindigkeit und Beheizung in dimensionsloser Form dargestellt. Der Düsendurchmesser beträgt für alle dargestellten experimentellen Ergebnisse $d_D = 2,09 \text{ mm}$ und der Düsenabstand $h = 1,5 \text{ mm}$. Für die Parameter Fluidmassenstrom, Drehzahl sowie Beheizung wird jeweils ein Bereich von $\dot{M} = 25 - 150 \text{ kg h}^{-1}$, $U = 50 - 300 \text{ min}^{-1}$ beziehungsweise $\dot{q} = 0 - 1,36 \text{ W cm}^{-2}$ abgedeckt.

Der charakteristische Verlauf der Kurve nach Theissing kann durch die Messergebnisse für die glatte Scheibenoberfläche bestätigt werden, die Position der Maxima weicht allerdings leicht voneinander ab (Abb. 6.26 (links)). Mit steigender radialer Position nähert sich das Modell nach Theissing dem Modell nach Bär an, die gemessenen Filmdicken liegen dabei jedoch systematisch leicht unter den prognostizierten. Ab einem dimensionslosen Radius von $r^* \approx 1,4$ sind die beiden Modelle identisch. Die Ergebnisse bestätigen, dass die gewählte Entdimensionierung der Messergebnisse sinnvoll ist. Vor allem für die Ergebnisse der glatten Scheibenoberfläche liegen alle Ergebnisse nahezu auf einer Kurve übereinander. Für eine Variation des Düsendurchmessers ergeben sich nahezu identische Verläufe. Ein deutlich anderes Bild zeigt sich im Vergleich der Ergebnisse der strukturierten Scheibenoberfläche mit den Modellen (Abb. 6.26 (rechts)). Der charakteristische Verlauf ist zwar immer noch erkennbar, der Verlauf weicht aber deutlich stärker von den Modellen ab. Die Streuung der experimentellen Ergebnisse ist deutlich größer und eine Systematik ist nicht zu erkennen. Eine mögliche Erklärung der signifikant größeren Abweichungen besteht darin, dass die Modelle von Bär und Theissing von einer wellenfrenigen Strömung ausgehen. Die unregelmäßigen und statistisch verteilten Strukturen der glatten Scheibenoberfläche (siehe Abschnitt 6.1) haben im Vergleich zur strukturierten Scheibe nur deutliche geringere Auswirkungen. Die experimentellen Ergebnisse ähneln dem Modellverlauf stark. Die unterschiedlichen regelmäßigen Filmoberflächenstrukturen für die strukturierte Scheibenoberfläche führen zu der starken Streuung der Ergebnisse.

6.4 Tropfengrößenverteilungen

Tropfenbildung

Im Folgenden wird abschließend exemplarisch dargestellt, welchen Einfluss die strukturierte Oberfläche sowie die daraus resultierenden Wellenstrukturen auf die Tropfenbildung am Scheibenrand haben. Für die glatte Scheibenoberfläche konnten die in der Literatur zu findenden Tropfenbildungsmechanismen nachgewiesen werden (vgl. Kapitel 2.3). In Abbildung 6.27 sind die Tropfenbildungsmechanismen anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen exemplarisch dargestellt. Beim direkten Abtropfen (Abb. 6.27a) bildet sich hinter einem großen Primärtropfen ein dünner Flüssigkeitsfaden, der im weiteren zeitlichen Verlauf zu wesentlich kleineren Sekundärtropfen zerfällt. Die Tropfengrößenverteilung des entstehenden Sprays zeichnet sich durch eine bimodale Verteilung aus, es entsteht jeweils ein Maximum für die Primärtropfen sowie für die Sekundärtropfen.

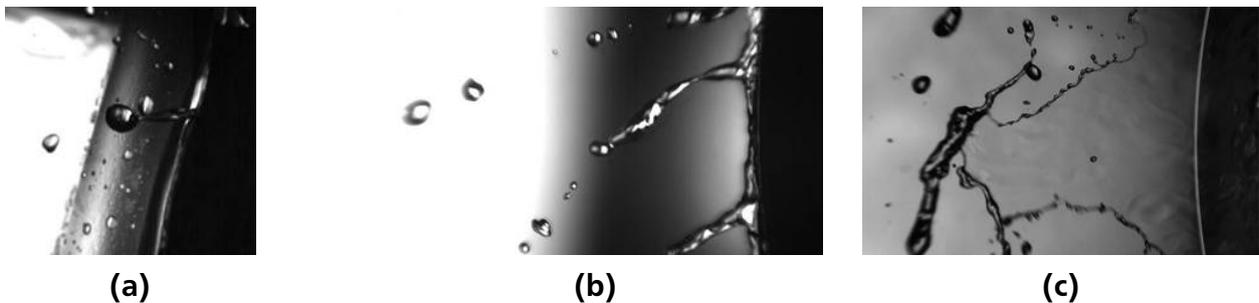


Abbildung 6.27: Exemplarische Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera für die an Rotationszerstäubern auftretenden Tropfenbildungsmechanismen direktes Abtropfen (a) ($\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$, $U = 150 \text{ min}^{-1}$), Fadenzerfall (b) ($\dot{M} = 125 \text{ kg h}^{-1}$, $U = 200 \text{ min}^{-1}$) und Lamellenzerfall (c) ($\dot{M} = 240 \text{ kg h}^{-1}$, $U = 1000 \text{ min}^{-1}$).

Für einen konstanten Fluidmassenstrom gelangt man mit steigender Drehzahl in den Bereich des Faden- oder auch Strahlzerfalls (Abb. 6.27b). Es bildet sich ein länglicher Flüssigkeitsfaden, der in der umgebenden Luft zu kleineren Tropfen zerstäubt. Dieser Tropfenbildungsmechanismus ist durch enge Tropfengrößenverteilungen charakterisiert und wird in einer Vielzahl von technischen Anwendungen der Zerstäubung angestrebt [67]. Der Fadenzerfall tritt jedoch nur in einem schmalen Parameterbereich auf [123].

Eine weitere Steigerung der Drehzahl führt zu Lamellen, die über den Scheibenrand hinausströmen (Abb. 6.27c). Die Lamelle zerfällt durch Randkontraktion oder Lochbildung [121]. Für sehr hohe Drehzahlen oder Fluidmassenströme setzt ein turbulenter Lamellenzerfall ein. Die hohen resultierenden aerodynamischen Kräfte versetzen die Lamelle in Schwingungen und sie zerstäubt. Der Lamellenzerfall weist ein sehr breites Tropfengrößenspektrum auf, jedoch mit dem Vorteil hoher Fluidmassenströme. Der Wechsel zwischen den Zerfallsmechanismen ist durch Übergangsbereiche geprägt, in denen beide Mechanismen auftreten können. In diesen Bereichen treten zudem Hystereseeffekte auf. Es ist hierbei von großer Bedeutung, ob ein Parameter Drehzahl bzw. Fluidvolumenstrom verringert oder erhöht wird. Eine scharfe Abgrenzung der Zerfallsmechanismen ist aus diesen Gründen nicht möglich (vgl. Kapitel 2.3).

Vergleich glatte und strukturierte Scheibenoberfläche

Der Vergleich zwischen den Ergebnissen der strukturierten und der glatten Scheibenoberfläche ist in Abbildung 6.28 als volumetrische Verteilungskurve für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 30 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Variation der Drehzahl dargestellt. Die Tropfengrößen bewegen sich in einem Bereich von etwa 0,2 – 3,5 mm, wobei die minimale Tropfengröße nahezu unabhängig von der Drehzahl ist. Es ist zu bemerken, dass die von der Messtechnik minimal detektierbare Tropfengröße ($d_{\text{Tropfen}} \approx 30 \mu\text{m}$) etwa eine Größenordnung kleiner ist als die minimal auftretenden Tropfengrößen der entstehenden Sprays. Die Parameterkombinationen befinden sich im Übergangsbereich zwischen direktem Abtropfen und dem Fadenzerfall. Der Vergleich der Verteilungskurven der glatten Scheibe zeigt den für diesen Bereich erwarteten Verlauf, dass mit steigender Drehzahl und damit auch höherem Energieeintrag ins Fluid die Verteilungskurven stärker ansteigen. Die maximale Tropfengröße nimmt ab und die Tropfengrößenverteilung wird somit enger. Je geringer die Drehzahl, desto deutlicher bildet sich ein Plateau aus, welches charakteristisch für eine bimodale Tropfengrößenverteilung ist. Für die geringste Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ ist ein direktes Abtropfen zu erkennen, das mit steigender Drehzahl langsam in den Fadenzerfall und somit engeren Tropfengrößenverteilungen übergeht. Das entstehende Spray wird für die bimodalen Verteilungen maßgeblich durch die größeren Primärtropfen geprägt.

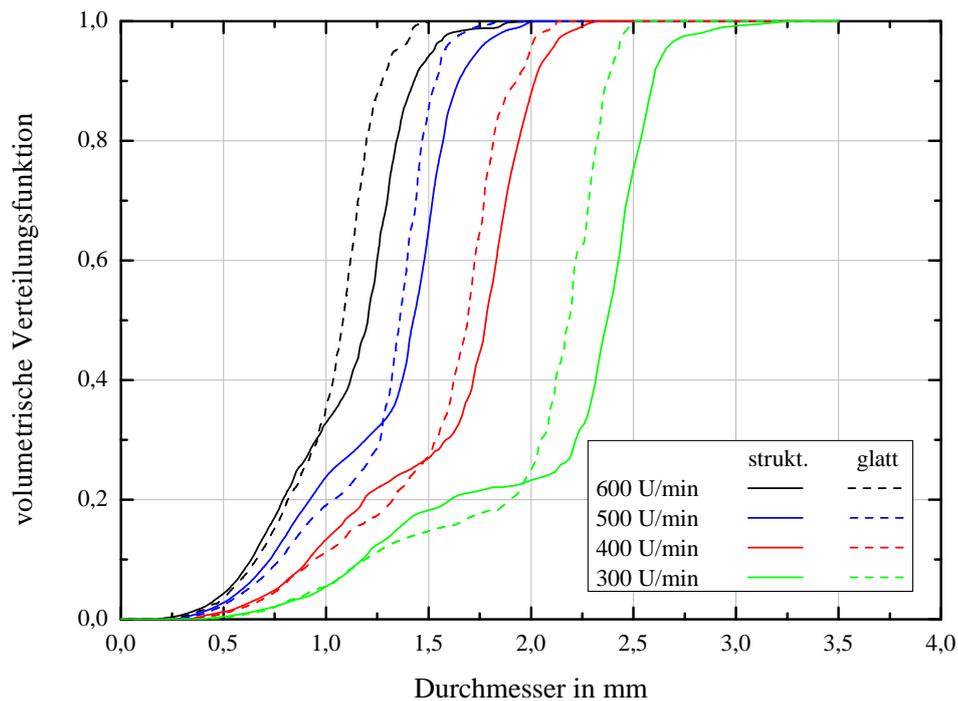


Abbildung 6.28: Vergleich der volumetrischen Verteilungskurven der strukturierten und glatten Scheibenoberfläche für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 30 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Variation der Drehzahl.

Der Vergleich mit den Ergebnissen der strukturierten Scheibenoberfläche zeigt für die glatte Scheibenoberfläche eine größere Steigung für kleine Tropfengrößen, der Anteil kleiner Tropfen steigt somit an. Das Niveau des Plateaus liegt dadurch etwas niedriger. Für die höchste Drehzahl von $U = 600 \text{ min}^{-1}$ ist, entgegen der Ergebnisse der glatten Scheibe, für die strukturierte noch die Tendenz einer Plateaubildung zu erkennen. Der Übergang von direktem Abtropfen zum

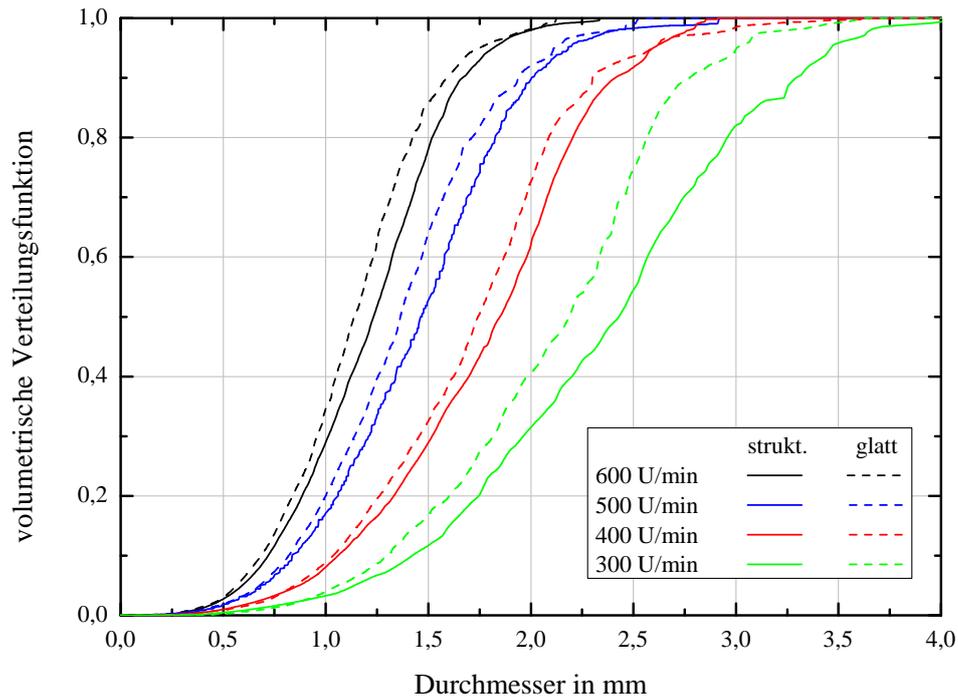


Abbildung 6.29: Vergleich der volumetrischen Verteilungskurven der strukturierten und glatten Scheibenoberfläche für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Variation der Drehzahl.

Fadenzerfall wird durch die Strukturierung zu größeren Drehzahlen verschoben. Der Vergleich mit anderen Parameterkombinationen bestätigt diesen Trend. Die Tropfengrößenverteilungen der strukturierten Scheiben sind breiter als für die glatte Scheibe, eine in der technischen Anwendung größtenteils erwünschte engere Verteilung ist nicht erkennbar.

In Abbildung 6.29 ist die volumetrische Verteilungsfunktion für einen Fluidmassenstrom $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ und die gleichen Drehzahlen wie zuvor dargestellt. Der prinzipielle Verlauf, dass die Tropfengrößenverteilung mit zunehmender Drehzahl enger wird, ist deutlich zu erkennen. Die Geschwindigkeit des Fluids ist aufgrund des konstanten Düsendurchmessers deutlich höher und somit tritt ausschließlich ein Fadenzerfall auf. Es kommt zu keiner Ausbildung eines Plateaus. Allgemein ist auch für alle weiteren untersuchten Parameterkombinationen für die strukturierte Scheibenoberfläche eine breitere Tropfengrößenverteilung erkennbar.

Die Ursachen für die breiteren Tropfengrößenverteilungen werden anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Tropfenbildung am Scheibenrand näher betrachtet. In Abbildung 6.30 sind Spiralwellen auf der strukturierten Scheibenoberfläche zu erkennen. Die regelmäßigen Spiralwellen setzen sich größtenteils über den Scheibenrand als Fluidfäden fort und zerfallen. Da sich nicht jede Spiralwelle gleichermaßen als Faden fortsetzt, resultiert hieraus maßgeblich die bereits beschriebene Verbreiterung der Tropfengrößenverteilung. Vom optischen Erscheinungsbild gleicht sich in diesem Fall die Tropfenbildung, es sind jeweils Flüssigkeitsfäden zu erkennen. Die Bildung dieser Fäden unterscheidet sich jedoch grundlegend von der glatten Scheibenoberfläche und somit führt die strukturierte Scheibenoberfläche nicht zu einer Verbesserung der Tropfengrößenverteilung. Im Gegenteil, sie wird für die untersuchte Strukturierung deutlich breiter.

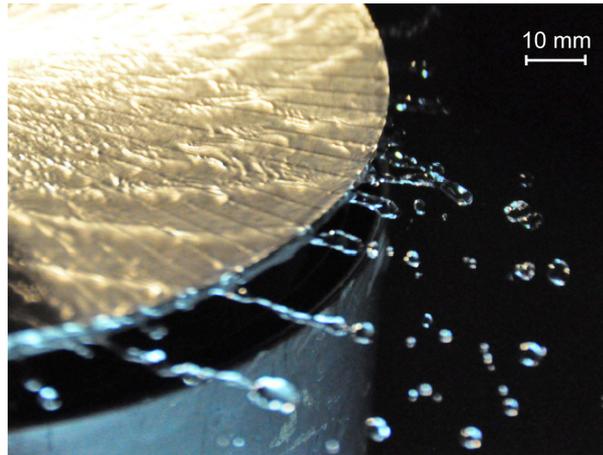


Abbildung 6.30: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Spiralwellen auf der strukturierten Scheibe, die sich als Fluidfäden am Scheibenrand fortsetzen für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Drehzahl von $U = 600 \text{ min}^{-1}$.

6.4.1 Vergleich mit der Literatur

Abschließend werden die experimentellen Tropfengrößen mit Korrelationen der Literatur verglichen (siehe Kapitel 2.3). Als Vergleichsgröße dient der Sauterdurchmesser d_{32} . In Abbildung 6.31 sind die Sauterdurchmesser als Funktion der Drehzahl für die experimentellen Ergebnisse der glatten und strukturierten Scheibe sowie für ausgewählte Korrelation der Literatur dargestellt. Die experimentellen Ergebnisse der glatten und strukturierten Scheibe werden im Rahmen dieses ersten Vergleichs zunächst zusammengefasst. Der charakteristische Verlauf von geringeren Tropfengrößen mit steigender Drehzahl ist anhand der Messergebnisse deutlich zu erkennen. Da die Parameterkombinationen der experimentellen Ergebnisse sowohl zum Bereich des direkten Abtropfens als auch des Fadenzerfalls führen, werden Korrelationen für beide Regime dargestellt. Die Korrelationen von Tanasawa et al. [104] und Matsumoto et al. [62] (Gleichungen 2.21 und 2.22) gelten für den Bereich des direkten Abtropfens. Der Bereich des Fadenzerfalls wird durch die Korrelationen von Oyama und Endou [75], Tanasawa et al. [104] und Kayano und Kamiya [49] (Gleichungen 2.24, 2.26 und 2.27) abgedeckt. Die Korrelationen weichen erkennbar sehr stark voneinander ab. Zwischen den Korrelationen von Oyama und Endou sowie Kayana und Kamiya liegt beispielsweise eine Größenordnung zwischen den vorhergesagten Sauterdurchmessern, obwohl beide den Fadenzerfall beschreiben. Dies ist ein Resultat davon, dass die Korrelationen rein empirisch hergeleitet wurden. Die große Streuung bei sehr ähnlichen Versuchsaufbauten weist auch darauf hin, dass nicht alle maßgeblichen Einflussparameter der Tropfenbildung in den Korrelationen Berücksichtigung finden. Eine Differenzierung zwischen den experimentellen Ergebnissen der glatten und strukturierten Scheibe wird im Folgenden vorgestellt.

In Abbildung 6.32 sind die differenzierten Ergebnisse mit der am besten passenden Korrelation von Tanasawa et al. [104] (Gl. 2.26, Fadenzerfall) dargestellt. Die tendenziell breiteren Tropfengrößenverteilungen aufgrund der strukturierten Scheibenoberfläche sind anhand der Darstellung des Sauterdurchmessers nicht so deutlich wie in den volumetrischen Verteilungskurven erkennbar. Die Sauterdurchmesser der strukturierten Scheibenoberfläche liegen nur gering über denen der glatten Scheibe für gleiche Parameterkombinationen von Drehzahl und Fluidmassenstrom.

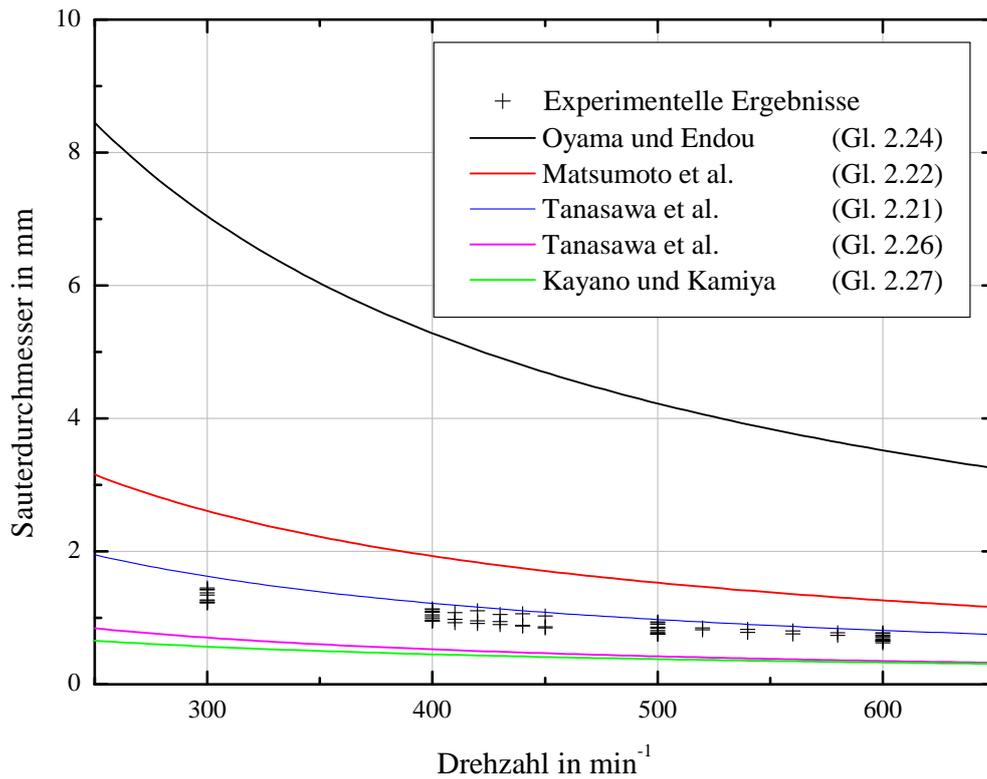


Abbildung 6.31: Experimentelle Ergebnisse des Sauterdurchmessers als Funktion der Drehzahl für die glatte und strukturierte Scheibenoberfläche und Vergleich mit Korrelationen der Literatur für Massenströme \dot{M} von 30 bis 100 kg h^{-1} .

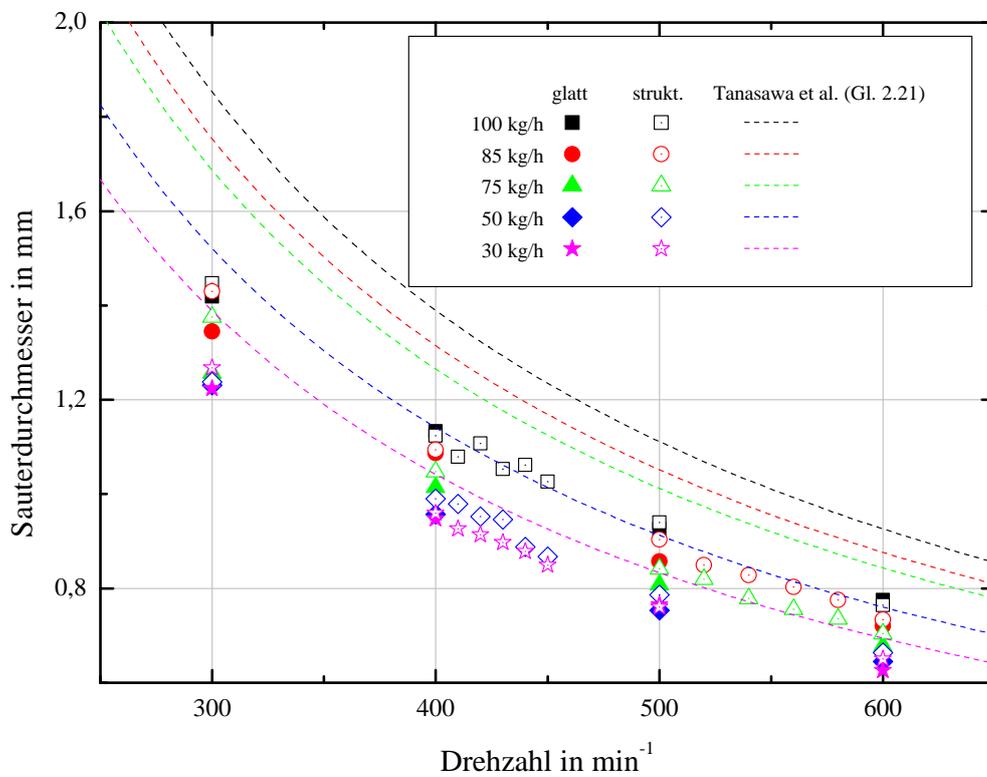


Abbildung 6.32: Vergleich der experimentellen Sauterdurchmesser als Funktion der Drehzahl für die glatte und strukturierte Scheibenoberfläche und Vergleich mit der Korrelation nach Tanasawa et al. [104].

Zusammenfassung, Fazit und Ausblick

Die Hydrodynamik von Fluidströmungen auf rotierenden Scheiben ist von sehr einfachen Anwendungen wie Schleuderscheiben auf Schiffen bis hin zu sehr komplexen Anwendungen wie beispielsweise Stofftransportprozessen auf der Internationalen Raumstation ISS von großem technischen Interesse. Auch wenn die Zielsetzungen der Anwendungen stark differieren, so hat die Fluidströmung zumeist einen zentralen Einfluss auf den Prozess. Die Lücken im Stand der Technik zeichnen sich vor allem durch das Fehlen hochaufgelöster experimenteller Daten für die Fluidströmung auf der Rotationsscheibe aus. Eine Validierung der numerischen Modelle ist unter anderem aus diesem Grund bisher nicht umfassend möglich.

Zusammenfassung und Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Versuchsaufbau entwickelt, um die physikalischen Phänomene einer Fluidströmung auf einer Rotationsscheibe messtechnisch erfassen zu können. Hierfür haben unterschiedliche optische Messtechniken Verwendung gefunden. Für die Bestimmung der dynamischen Filmdicke konnte eine hochauflösende chromatische Schichtdickenmessung erfolgreich von ruhenden auf bewegte Oberflächen übertragen werden. Neben der Verwendung von Hochgeschwindigkeitskameras zur Filmcharakterisierung und zur Bestimmung der Tropfenbildungsmechanismen am Scheibenrand sowie der Tropfengrößenverteilungen, ist die Eignung der Infrarotthermographie für die Bestimmung der Oberflächentemperaturen des Flüssigkeitsfilms näher untersucht worden. Die quantitative Messung der Oberflächentemperatur ist aus unterschiedlichen physikalischen Gründen in ausreichender Genauigkeit nicht möglich. Hingegen konnte aber eine Charakterisierung der Wellencharakteristik mit Hilfe der Infrarotthermographie erreicht werden.

Zunächst sind auf der glatten Scheibenoberfläche anhand der gemittelten radialen Filmdickenprofile sowie hochaufgelösten lokalen Filmdickenmessungen die Einflüsse der Parameter Fluidmassenstrom, Düsendurchmesser, Düsenabstand, Drehzahl und Beheizung unabhängig voneinander bestimmt worden. Ein Filmdickenverlauf mit einem von den Trägheits- und Reibungskräften der Fluidströmung sowie einem von den Zentrifugalkräften dominierten Bereich

ist für die Fluidströmung charakteristisch. Im ersten Bereich steigt die Filmdicke mit steigender radialer Position an. Sobald die Zentrifugalkräfte dominieren, nimmt die Filmdicke kontinuierlich in Richtung des Scheibenrands ab. In einem Übergangsbereich, in dem beide Kräfte einen ähnlich stark ausgeprägten Einfluss auf die Fluidströmung haben, bildet sich ein Filmdickenmaximum aus.

Die Welligkeit der Filmströmung wurde mit Hilfe der Standardabweichung und einer mit der lokalen Filmdicke normierten Standardabweichung näher untersucht. Für alle Parameterkombinationen ist ein Anstieg der Welligkeit mit steigender radialer Position zu beobachten. Diskrete Frequenzen oder Gesetzmäßigkeiten der Wellenbildung bzw. -bewegung konnten mit Hilfe einer FFT-Analyse nicht gefunden werden. Es wurden Ansätze zur Analyse des Messsignals untersucht und die Rainflow-Matrix aus der Bauteilfestigkeit zur Analyse von Ermüdungsdaten ließ tiefere Einblicke in die Hydrodynamik und die Gesetzmäßigkeiten zu. Vor allem im äußeren Bereich der Rotationsscheibe ist die Amplitude sowie der Mittelwert einer Welle nicht mehr symmetrisch verteilt. Die Wellenbildung sowie insbesondere das Auftreten von Spiral- und Radialwellen wurde zudem untersucht. Die unterschiedlichen Ansätze aus der Literatur für das Auftreten von Radialwellen konnten zusammengeführt werden. Spiralwellen treten sowohl für eine exzentrische Fluidaufgabe als auch für Störungen im Freistrah auf.

Die Beheizung der Fluidströmung und ein erster Vergleich mit einem der Modelle der Literatur zeigte keine Übereinstimmung, die Filmdickenreduktion fällt deutlich stärker aus als vorhergesagt. Vereinfachend wurde für den Vergleich eine adiabate Mischtemperatur der Fluidströmung angenommen, um mit den isothermen Modell vergleichen zu können. Es wird vermutet, dass sich aufgrund der kurzen Verweilzeiten auf der Scheibe ein steiler Temperaturgradient orthogonal zur Strömungsrichtung ausbildet und die Filmströmung somit auf einer niederviskosen Unterschicht gleitet. Die Welligkeit der Filmströmung wird durch die Beheizung im zentrumsnahen Bereich signifikant reduziert, ein Einfluss nahe am Scheibenrand ist nicht erkennbar.

Nach der Charakterisierung der Fluidströmung ist eine Oberflächenstruktur entwickelt worden, um gezielt die Strömung auf der Scheibe zu beeinflussen. Eine funktionierende Struktur aus Fallfilmversuchen ist auf die Strömungsbedingungen auf der Rotationsscheibe übertragen worden. Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse zeigt jedoch höhere Welligkeiten und breitere Tropfengrößenverteilungen. Optische Auswertungen belegen regelmäßige Spiralwellen auf der Rotationsscheibe, die mit der Anzahl der Nuten der Oberflächenstruktur korrespondieren. Dies wird durch die Ergebnisse einer FFT-Analyse bestätigt. Die Welligkeit erfährt durch die Einbringung der Oberflächenstruktur eine Verstärkung und keine Dämpfung. Für die für große Düsendurchmesser auftretenden regelmäßigen Radialwellen konnte mit einem einfachen Ansatz die Wellenfrequenz angenähert werden. Eine Beeinflussung der Strömung zur Bildung definierter Fäden am Scheibenrand für die Generierung engerer Tropfengrößenverteilungen konnte nicht realisiert werden.

Für einen umfassenden Vergleich der Messergebnisse der Filmdickenprofile ist eine geeignete Entdimensionierung der Filmdicke sowie des Radius gefunden worden. Während die Ergebnisse für die glatte Scheibe nahezu alle auf einer Kurve liegen, zeigen die Ergebnisse der strukturierten Scheibe eine deutliche Streuung.

Die Tropfenbildungsmechanismen am Scheibenrand sowie die Tropfengrößenverteilungen sind anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bestimmt worden. Analog zur Welligkeit zeigen die experimentellen Ergebnisse der strukturierten Scheibe keine gewünschte Verbesserung hin zu

engeren Tropfengrößenverteilungen. Im Bereich des direkten Abtropfens sowie dem Fadenzerfall werden die Verteilungen breiter und es kommt zum Teil zur Ausbildung von bimodalen Verteilungen. Die Betrachtung der Tropfenbildung auf der strukturierten Scheibe ähnelt der der glatten Scheibe, die Mechanismen sind aber nicht identisch. Ein Vergleich mit zahlreichen Korrelationen der Literatur zeigt deren große Streuung. Dies lässt vermuten, dass die empirischen Korrelationen nicht alle maßgeblichen physikalischen Einflussgrößen berücksichtigen.

Ausblick

Für Fallfilme wurden in Vorarbeiten am Institut des Autors unterschiedliche Strukturen getestet, die in Abhängigkeit der Versuchsparameter sowohl zu einer Dämpfung als auch zu einer Verstärkung der Wellen geführt haben. Für zukünftige Untersuchungen können die Ergebnisse genutzt werden, um gezielter neue Strukturen auszuwählen. So besteht eine Option in einer Struktur mit einer längeren Verweilzeit der Flüssigkeit innerhalb der Struktur, um gezielt auch im äußeren Bereich eine niederviskose Unterschicht zu etablieren. Der Temperaturgradient innerhalb der Strömung konnte leider nicht näher untersucht werden, da die mechanische Stabilität der verwendeten Mikrothermoelemente aktuell nicht ausreichend ist. Neue Entwicklungsschritte in der Herstellung von Mikrothermoelementen oder der Weg zu einem anderen Versuchsmedium mit einer geringeren Beanspruchung des Mikrothermoelements stellen eine Möglichkeit zur detaillierteren Betrachtung des Temperaturprofils dar. Allgemein eröffnet der Wechsel des Versuchsmediums eine Vielzahl an neuen Themenfeldern und erlaubt die gezielte Untersuchung der einzelnen Phänomene und Überprüfung der aufgestellten Thesen. Die Komponenten des Versuchsaufbaus, im besonderen die Pumpe, sind dahingehend bereits ausgesucht worden. Auch eine Förderung von Suspensionen mit Partikelgrößen von mehreren Mikrometern ist möglich. Anhand dieser Ergebnisse ist dann eine deutlich bessere Steuerung der Prozesse in Wärme- und Stoffübertragungsanwendungen erreichbar. Davon abgesehen eröffnen schon die aktuellen experimentellen Ergebnisse durch die im Vergleich zur glatten Scheibenoberfläche auf der strukturierten Scheibe signifikant und reproduzierbar gesteigerte Welligkeit der Filmströmung Möglichkeiten zur Verbesserung des Wärme- und Stofftransports. Die vorgestellten experimentellen Ergebnisse der zeitlich und räumlich hochaufgelösten Filmdickenmessungen können bereits jetzt für die Validierung der numerischen Modelle verwendet werden und eröffnen einen deutlich tieferen Einblick in die physikalischen Vorgänge von Fluidströmungen auf rotierenden Scheiben.



Literaturverzeichnis

- [1] A. Aoune and C. Ramshaw. Process intensification: heat and mass transfer characteristics of liquid films on rotating discs. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42(14):2543–2556, 1999.
- [2] T. Astarita and G. Cardone. Convective heat transfer on a rotating disk with a centred impinging round jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(7-8):1562–1572, 2008.
- [3] S. Banerjee, R. Rhodes and D. Scott. Mass transfer to falling wavy liquid films at low Reynolds numbers. *Chemical Engineering Science*, 22(1):43–48, 1967.
- [4] P. Bär. *Über die physikalischen Grundlagen der Zerstäubungstrocknung*. Ph.D. thesis, TH Karlsruhe, Karlsruhe, 1935.
- [5] R. B. Bird, W. E. Stewart and E. N. Lightfoot. *Transport phenomena*. J. Wiley, New York, 2 edition, 2007. ISBN 9780470115398.
- [6] D. Bizzak and M. Chyu. Use of a laser-induced fluorescence thermal imaging system for local jet impingement heat transfer measurement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(2):267–274, 1995.
- [7] Z. Bogdan. Cooling of a rotating disk by means of an impinging jet. In *Proceedings of the 7th International Heat Transfer Conference*, pages 333–336, 1982.
- [8] L. Bogdanic, H. Auracher and F. Ziegler. Two-phase structure above hot surfaces in jet impingement boiling. *Heat and Mass Transfer*, 45(7):1019–1028, 2009.
- [9] L. Boltzmann. Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie. *Annalen der Physik*, 258(6):291–294, 1884.
- [10] V. Bontozoglou. A numerical study of interfacial transport to a gas-sheared wavy liquid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(15):2297–2305, 1998.
- [11] K. Boodhoo and R. Jachuck. Process intensification: spinning disk reactor for styrene polymerisation. *Applied Thermal Engineering*, 20(12):1127–1146, 2000.
- [12] K. V. K. Boodhoo, W. A. E. Dunk, M. Vicevic, R. J. Jachuck, V. Sage, D. J. Macquarrie and J. H. Clark. Classical cationic polymerization of styrene in a spinning disc reactor using silica-supported BF₃ catalyst. *Journal of Applied Polymer Science*, 101(1):8–19, 2006.

-
- [13] G. Borodkin, G. Dahina, G. Lepehin, G. Riabchuk and A. Uklistii. Experimental determination of film thickness of viscous and non-newtonian liquid of a rotating disk: (in Russian). *Works of Polytechnic Institute of Volgograd*, pages 15–21, 1977.
- [14] T. Borsdorf. *Untersuchungen zur Hydrodynamik und zur Wärmeübertragung auf Rotationszerstäubern*. M.sc. thesis, TU Darmstadt, Darmstadt, 2012.
- [15] H. Brauer. *Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen*. Sauerländer, Aarau and Frankfurt am Main, 1971.
- [16] N. Brauner and D. M. Maron. Characteristics of inclined thin films, waviness and the associated mass transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25(1):99–110, 1982.
- [17] G. Brenn. *Die gesteuerte Sprayerzeugung für industrielle Anwendungen*. Habilitationsschrift, Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, 1999.
- [18] S. Bruin. Velocity distribution in a liquid film flowing over a rotating conical surface. *Chemical Engineering Science*, 24(11):1647–1654, 1969.
- [19] D. Brutin, B. Sobac, F. Rigollet and C. Le Niliot. Infrared visualization of thermal motion inside a sessile drop deposited onto a heated surface. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 35(3):521–530, 2011.
- [20] J. Burns and R. Jachuck. Determination of liquid–solid mass transfer coefficients for a spinning disc reactor using a limiting current technique. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(12):2540–2547, 2005.
- [21] G. Cardone, T. Astarita and G. M. Carlomagno. Heat transfer measurements on a rotating disk. *International Journal of Rotating Machinery*, 3(1):1–9, 1997.
- [22] H. J. Carper and D. M. Defenbaugh. Heat transfer from a rotating disk with liquid jet impingement. In *Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference*, pages 113–118, 1978.
- [23] H. J. Carper, J. J. Saavedra and T. Suwanprateep. Liquid jet impingement cooling of a rotating disk. *Journal of Heat Transfer*, 108(3):540, 1986.
- [24] A. F. Charwat, R. E. Kelly and C. Gazley. The flow and stability of thin liquid films on a rotating disk. *Journal of Fluid Mechanics*, 53(02):227–255, 1972.
- [25] Z. H. Chaudhury. Heat transfer in a radial liquid jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 20(03):501, 1964.
- [26] J. Chicheportiche, J. Zainoun, J. Renaudeaux, M. Jenger and G. Liu. New vibro-rotating spray generator. In *Proceedings of the 24th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, 2011.
- [27] N. Dombrowski and R. P. Fraser. A photographic investigation into the disintegration of liquid sheets. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 247(924):101–130, 1954.
- [28] N. Dombrowski and W. Johns. The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets. *Chemical Engineering Science*, 18(3):203–214, 1963.

-
- [29] N. Dombrowski and G. Munday. Spray Drying. In N. Blakebrough, editor, *Biochemical and biological engineering science*, volume Kapitel 16, pages 209–320. Academic Press, London, 1968. ISBN 0121036022.
- [30] P. Eisenklam. Recent research and development work on liquid atomization in Europe and the USA. In *Proceedings of the 5th Conference on Liquid Atomization*, 1976.
- [31] R. Emmert and R. Pigford. A study of gas absorption in falling liquid films. *Chemical Engineering Progresses Symposium Series*, 50, 1954.
- [32] H. Espig and R. Hoyle. Waves in a thin liquid layer on a rotating disk. *Journal of Fluid Mechanics*, 22(04):671–677, 1965.
- [33] A. Fenner, C. Meyer, T. Ressmann and M. van Loon. *Auslegung und Konstruktion der Antriebseinheit eines Versuchsstandes zur Untersuchung von Rotationszerstäubern*. Advanced design project, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2010.
- [34] S. Fischer. *Experimental investigation of heat transfer during evaporation in the vicinity of moving three-phase contact lines*. Ph.D. thesis, Institut für Technische Thermodynamik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2015.
- [35] R. Fraser, N. Dombrowski and J. Routley. The filming of liquids by spinning cups. *Chemical Engineering Science*, 18(6):323–337, 1963.
- [36] R. P. Fraser, P. Eisenklam, N. Dombrowski and D. Hasson. Drop formation from rapidly moving liquid sheets. *AIChE Journal*, 8(5):672–680, 1962.
- [37] M. Freystein, C. Kirse and P. Stephan. Bubble coalescence and moving contact line evaporation during flow boiling in a single minichannel. In *ASME 2013 11th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels*, page V001T04A001, 2013.
- [38] A. Frost. Rotary atomization in the ligament formation mode. *Journal of Agricultural Engineering Research*, 26(1):63–78, 1981.
- [39] T. Gambaryan-Roisman and P. Stephan. Analysis of falling film evaporation on grooved surfaces. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 10(4):445–458, 2003.
- [40] D. Hartley and W. Murgatroyd. Criteria for the break-up of thin liquid layers flowing isothermally over solid surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 7(9):1003–1015, 1964.
- [41] H. Haustein, G. Tebrügge, W. Rohlfis and R. Kneer. Local heat transfer coefficient measurement through a visibly-transparent heater under jet-impingement cooling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55(23-24):6410–6424, 2012.
- [42] K. Helbig. *Messung zur Hydrodynamik und zum Wärmetransport bei der Filmverdampfung*. Phd, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 01.07.2007.
- [43] K. Helbig, R. Nasarek, T. Gambaryan-Roisman and P. Stephan. Effect of longitudinal minigrooves on flow stability and wave characteristics of falling liquid films. *Journal of Heat Transfer*, 131(1):011601, 2009.
- [44] S. Herbert, S. Fischer, T. Gambaryan-Roisman and P. Stephan. Local heat transfer and phase change phenomena during single drop impingement on a hot surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 61:605–614, 2013.

-
- [45] J. Hinze and H. Milborn. Atomization of liquids by means of a rotating cup. *ASME Journal of Applied Mechanics*, 17(2):145–453, 1950.
- [46] L. Hopf. Turbulenz bei einem Flusse. *Annalen der Physik*, 337(9):777–808, 1910.
- [47] K. Javdani. Mass transfer in wavy liquid films. *Chemical Engineering Science*, 29(1):61–69, 1974.
- [48] J. Jespen, O. Crosser and R. Perry. The effect of wave induced turbulence on the rate of absorption of gases in falling liquid films. *AIChE Journal*, 12:186, 1966.
- [49] A. Kayano and T. Kamiya. Calculation of the mean size of the droplets purged from the rotating disk. In *Proceedings of the 1st International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, pages 133–143, 1978.
- [50] M. Köhler. *Zählverfahren und Lastannahme in der Betriebsfestigkeit*. Springer, Berlin, 2012. ISBN 978-3-642-13163-9.
- [51] M. Kunkel and J. Schulze. Mittendicke von Linsen berührungslos messen. *Sonderdruck aus Photonik*, 36(6), 2004.
- [52] A. H. Lefebvre. *Atomization and sprays*. Combustion. Hemisphere Pub. Corp., New York, 1989. ISBN 0891166033.
- [53] V. V. Lel, F. Al-Sibai, A. Leefken and U. Renz. Local thickness and wave velocity measurement of wavy films with a chromatic confocal imaging method and a fluorescence intensity technique. *Experiments in Fluids*, 39(5):856–864, 2005.
- [54] G. Leneweit, K. G. Roesner and R. Koehler. Surface instabilities of thin liquid film flow on a rotating disk. *Experiments in Fluids*, 26(1-2):75–85, 1999.
- [55] I. Leshev and G. Peev. Film flow on a horizontal rotating disk. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 42(11):925–929, 2003.
- [56] P. Leveson, W. A. E. Dunk and R. J. Jachuck. Numerical investigation of kinetics of free-radical polymerization on spinning disk reactor. *Journal of Applied Polymer Science*, 90(3):693–699, 2003.
- [57] K. Löffler, T. Gambaryan-Roisman and P. Stephan. Wave patterns in thin films flowing down inclined smooth and structured plates. In *Proceedings in the 6th International Conference on Multiphase flow, ICMF*, 2007.
- [58] K. Löffler, H. Yu, S. Hardt, T. Gambaryan-Roisman and P. Stephan. Heat transfer and evaporation of falling liquid films on surfaces with advanced three-dimensional periodic structures: experiments and numerical simulations. In *Proceedings of the 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels, Minichannels*, volume 30761, 2010.
- [59] O. K. Matar, C. J. Lawrence and G. M. Sisoiev. The flow of thin liquid films over spinning disks: Hydrodynamics and mass transfer. *Physics of Fluids*, 17(5):052102, 2005.
- [60] M. Matsuishi and T. Endo. Fatigue of metals subject to varying stress - Fatigue lives under random loading: Preliminary Proc. of the Kyushu District Meeting. *The Japan Society of Mechanical Engineers*, pages 37–40 [auf japanisch], 1968.

-
- [61] S. Matsumoto, D. Belcher and E. Crosby. Rotary atomizers: Performance understanding and prediction. In *Proceedings of the 3rd International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, 1985.
- [62] S. Matsumoto, K. Saito and Y. Takashima. Phenomenal transition of liquid atomization from disk. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 7(1):13–19, 1974.
- [63] S. Matsumoto, K. Saito and Y. Takashima. The thickness of a viscous liquid film on a rotating disk. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 6(6):503–507, 1974.
- [64] S. Matsumoto and Y. Takashima. Droplet size distribution in spray. *Chemical engineering*, 33(4):357–360,a1, 1969.
- [65] E. Mehrhardt and H. Brauer. Zerstäubung von Flüssigkeiten mit rotierenden Scheiben. *Forschung im Ingenieurwesen*, 46(1):26–30, 1980.
- [66] A. Mescher. *Einfluss der Gasführung in Sprühtrocknern auf den Fadenzerfall an Rotationszerstäubern - Analyse und Optimierung: Dissertation*, volume 18. Dr. Hut, München, 1 edition, 2012. ISBN 3843904421.
- [67] A. Mescher, E. M. Littringer, R. Paus, N. A. Urbanetz and P. Walzel. Homogene Produkteigenschaften in der Sprühtrocknung durch laminare Rotationszerstäubung. *Chemie Ingenieur Technik*, 84(1-2):154–159, 2012.
- [68] D. E. Metzger, R. S. Bunker and G. Bosch. Transient liquid crystal measurement of local heat transfer on a rotating disk with jet impingement. *Journal of Turbomachinery*, 113(1):52, 1991.
- [69] D. E. Metzger and L. D. Grochowsky. Heat transfer between an impinging jet and a rotating disk. *Journal of Heat Transfer*, 99(4):663, 1977.
- [70] D. E. Metzger, W. J. Mathis and L. D. Grochowsky. Jet cooling at the rim of a rotating disk. *Journal of Engineering for Power*, 101(1):68, 1979.
- [71] V. Nikolaev, K. Vachagin and Y. Baryshev. Film flow of viscous liquids over surfaces of rapidly rotating conical discs. *International Chemical Engineering: A quarterly journal of translations from Russia, Eastern Europe and Asia*, 7(4):595–598, 1967.
- [72] W. Nusselt. Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. *Zeitschrift VDI*, 1916(60):541 ff.
- [73] D. Oliver and T. Atherinos. Mass transfer to liquid films on an inclined plane. *Chemical Engineering Science*, 23, 1968.
- [74] J. M. Owen and R. H. Rogers. *Flow and heat transfer in rotating disc systems*, volume 1. Research Studies Press, Taunton, 1989. ISBN 978-0471924746.
- [75] Y. Oyama and K. Endou. On the centrifugal disk atomization. *Chemical engineering*, 17(7):256–260, 1953.
- [76] B. Ozar, B. M. Cetegen and A. Faghri. Experiments on the flow of a thin liquid film over a horizontal stationary and rotating disk surface. *Experiments in Fluids*, 34(5):556–565, 2003.

-
- [77] B. Ozar, B. M. Cetegen and A. Faghri. Experiments on heat transfer in a thin liquid film flowing over a rotating disk. *Journal of Heat Transfer*, 126(2):184, 2004.
- [78] R. Parthier. *Messtechnik: Grundlagen und Anwendungen der elektrischen Messtechnik für alle technischen Fachrichtungen und Wirtschaftsingenieure*. Studium. Vieweg & Teubner, Wiesbaden, 6 edition, 2011. ISBN 9783834815934.
- [79] C. O. Popiel and L. Boguslawski. Local heat transfer from a rotating disk in an impinging round jet. *Journal of Heat Transfer*, 108(2):357, 1986.
- [80] G. Quinn and B. Cetegen. Investigation of heat transfer and bubble dynamics in a boiling thin liquid film flowing over a rotating disk. *International Journal of Thermal Sciences*, 49(4):643–652, 2010.
- [81] M. Rahman and A. Faghri. Analysis of heating and evaporation from a liquid film adjacent to a horizontal rotating disk. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 35(10):2655–2664, 1992.
- [82] M. M. Rahman, A. Faghri and W. L. Hankey. Computation of turbulent flow in a thin liquid layer of fluid involving a hydraulic jump. *Journal of Fluids Engineering*, 113(3):411, 1991.
- [83] L. Rayleigh. On the instability of jets. *Proceedings of the London Mathematical Society*, s1-10(1):4–13, 1878.
- [84] R. Roberts and H.-C. Chang. Wave-enhanced interfacial transfer. *Chemical Engineering Science*, 55(6):1127–1141, 2000.
- [85] E. Ruckenstein and C. Berbente. Mass transfer in wave flow. *Chemical Engineering Science*, 20(9):795–801, 1965.
- [86] J. B. Schmidt. *Experimentelle Untersuchung zur Tropfengrößenverteilung eines Rotationszerstäubers mit strukturierter Oberfläche*. B.sc. thesis, TU Darmstadt, Darmstadt, 2014.
- [87] T. Schröder. *Tropfenbildung an Gerinneströmungen im Schwere- und Zentrifugalfeld*. VDI, Düsseldorf, 1997. ISBN 3183503034.
- [88] T. Schröder and P. Walzel. Design of laminar operating rotary atomizers under consideration of the detachment geometry. *Chemical Engineering & Technology*, 21(4):349, 1998.
- [89] N. Schweizer. *Multi-scale investigation of nucleate boiling phenomena in microgravity*. Ph.D. thesis, Institut für Technische Thermodynamik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2010.
- [90] D. J. Segelstein. *The complex refractive index of water*. Master thesis, University of Missouri, Kansas City, Missouri, 1981.
- [91] J. R. Selman and C. Tobias. Mass transfer measurements by the limiting current technique. In T. B. Drew, editor, *Advances in chemical engineering*, volume 10, pages 211–318. Academic Press, New York and London, 1978. ISBN 9780080565576.
- [92] Y. Senuma and J. G. Hilborn. High speed imaging of drop formation from low viscosity liquids and polymer melts in spinning disk atomization. *Polymer Engineering & Science*, 42(5):969–982, 2002.

- [93] A. Sielaff. *Experimental investigation of single bubbles and bubble interactions in nucleate boiling*. Ph.D. thesis, Institut für Technische Thermodynamik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2014.
- [94] G. M. Sisoiev, O. K. Matar and C. J. Lawrence. Axisymmetric wave regimes in viscous liquid film flow over a spinning disk. *Journal of Fluid Mechanics*, 495:385–411, 2003.
- [95] G. M. Sisoiev, O. K. Matar and C. J. Lawrence. Absorption of gas into a wavy falling film. *Chemical Engineering Science*, 60(3):827–838, 2005.
- [96] G. M. Sisoiev, O. K. Matar and C. J. Lawrence. Gas absorption into a wavy film flowing over a spinning disc. *Chemical Engineering Science*, 60(7):2051–2060, 2005.
- [97] G. M. Sisoiev, O. K. Matar and C. J. Lawrence. The flow of thin liquid films over spinning discs. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 84(6):625–642, 2006.
- [98] L. Spiegel. *Experimentelle Untersuchungen von dünnen Flüssigkeitsfilmen auf rotierenden Scheiben*. B. sc. thesis, TU Darmstadt, Darmstadt, 2013.
- [99] R. Spiers, C. Subbaraman and W. Wilkinson. Free coating of a Newtonian liquid onto a vertical surface. *Chemical Engineering Science*, 29(2):389–396, 1974.
- [100] V. Starov and K. Sefiane. On evaporation rate and interfacial temperature of volatile sessile drops. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, 333(1-3):170–174, 2009.
- [101] M. Still, T. Gambaryan-Roisman and P. Stephan. Experimental investigation of interfacial temperature evolution during evaporation of sessile droplet. In *Proceedings of the 15th International Heat Transfer Conference*.
- [102] J. Taler and P. Duda. *Solving direct and inverse heat conduction problems*. Springer, Berlin and New York, 2006. ISBN 978-3-540-33471-2.
- [103] Y. Tanasawa, Y. Miyasaka and M. Umehara. On the filamentation of liquid by means of rotating discs: 3rd Report, Theory of Filament Formation of Liquid. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, 25(156):897–905, 1959.
- [104] Y. Tanasawa, Y. Miysaka and M. Umehara. Effect of shape of rotating disks and cups on liquid atomization. In *Proceedings of the 1st International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, pages 165–172, 1978.
- [105] S. Tharmalingam and W. Wilkinson. The coating of newtonian liquids onto a rotating roll. *Chemical Engineering Science*, 33(11):1481–1487, 1978.
- [106] P. Theissing. *Erzeugung von Flüssigkeitsfilmen, Flüssigkeitslamellen und Tropfen durch rotierende Scheiben*. Dissertation, TU Berlin, Berlin, 1975.
- [107] S. Thomas, A. Faghri and W. Hankey. Experimental analysis and flow visualization of a thin liquid film on a stationary and rotating disk. *Journal of Fluids Engineering*, 113(1):73–80, 1991.
- [108] S. Thomas, W. Hankey, A. Faghri and T. Swanson. One-dimensional analysis of the hydrodynamic and thermal characteristics of thin film flows including the hydraulic jump and rotation. *Journal of Heat Transfer*, 112(3):728, 1990.

-
- [109] I. Thormählen, J. Straub and U. Grigull. Refractive index of water and its dependence on wavelength, temperature, and density. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 14(4):933, 1985.
- [110] B. Vahlensieck. Anwendung der Betriebsfestigkeit: Getriebedimensionierung für mobile Arbeitsmaschinen. In *Antriebssysteme für Off-Road-Einsätze*, volume 1793, pages 111–122. VDI-Verlag, Düsseldorf, 2003. ISBN 3180917938.
- [111] VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC), editor. *VDI Heat Atlas*. Springer, Berlin and Heidelberg, 2nd edition, 2010. ISBN 3540778764.
- [112] M. Vicevic, R. J. J. Jachuck, K. Scott, J. H. Clark and K. Wilson. Rearrangement of alpha-pinene oxide using a surface catalysed spinning disc reactor (SDR). *Green Chemistry*, 6(10):533, 2004.
- [113] E. Wagner. *Hochauflösende Messungen beim Blasensieden von Reinstoffen und binären Gemischen*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2009.
- [114] W. H. Walton and W. C. Prewett. The production of sprays and mists of uniform drop size by means of spinning disc type sprayers. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 62(6):341–350, 1949.
- [115] P. Walzel. Auslegung von Einstoff-Druckdüsen. *Chemie Ingenieur Technik*, 54(4):313–328, 1982.
- [116] P. Walzel. Zerstäuben von Flüssigkeiten. *Chemie Ingenieur Technik*, 62(12):983–994, 1990.
- [117] P. Walzel. Vorrichtung zum Aufteilen von Flüssigkeiten in Rotationszerstäubern, Patentschrift, DE 10 2007 047 411 A1, 2009.
- [118] F. K. Wasden and A. E. Dukler. A numerical study of mass transfer in free falling wavy films. *AIChE Journal*, 36(9):1379–1390, 1990.
- [119] E. J. Watson. The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 20(03):481, 1964.
- [120] B. Webb and C.-F. Ma. Single-phase liquid jet impingement heat transfer. *Advances in Heat Transfer*, 26:105–217, 1995.
- [121] S. Wilhelm. *Tropfenbildung beim Zerteilen von Lamellen und Filmen*, volume 312 of *Fortschrittberichte VDI : Reihe 3, Verfahrenstechnik*. VDI-Verl, Düsseldorf, als ms. gedr. edition, 1993. ISBN 9783181412039.
- [122] W. Woods. *The hydrodynamics of thin liquid films flowing over a rotating disc*. Dissertation, University of Newcastle upon Tyne, Newcastle, 1995.
- [123] G. Wozniak. *Zerstäubungstechnik: Prinzipien, Verfahren, Geräte*. Springer, Berlin and Heidelberg, New York and Barcelona and Hongkong and London and Mailand and Paris and Tokio, 2003. ISBN 3-540-41170-4.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Unterschiedliche Bauformen von Rotationszerstäubern [123].	5
2.2	Strömungsbereiche auf einer Rotationsscheibe mit zentraler Fluidaufgabe.	6
2.3	Zerfall von symmetrischen Wellenstrukturen in dreidimensionale Strukturen im Außenbereich [122] (links) und Spiralwellen auf einer Rotationsscheibe [54] (rechts).	9
2.4	Exemplarischer Vergleich der Modelle nach Bär (Gl. 2.8), Nikolaev et al. (Gl. 2.11) und Theissing (Gl. 2.17); Fluidmassenstrom $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$ (Versuchsmedium Wasser), Düsendurchmesser $d_D = 2,09 \text{ mm}$, Düsenabstand $h = 1,5 \text{ mm}$ und Drehzahl $U = 250 \text{ min}^{-1}$	12
2.5	Zerfallsformen am Scheibenrand eines Rotationszerstäubers, a) Abtropfen, b) Strahl- bzw. Fadenzerfall, c) laminarer Lamellenzerfall, d) turbulenter Lamellenzerfall [116].	18
3.1	Konzept des Experiments.	25
3.2	Fließbild des Versuchskreislaufs.	27
3.3	Schematische 3D-CAD-Ansicht der Hauptkomponenten der Versuchsanlage (links) und fotografische Aufnahme des Versuchszustandes (rechts).	28
3.4	3D-CAD-Ansicht der Rotationsscheibe mit Halterung und Antriebsmotor.	29
3.5	3D-CAD-Ansicht der strukturierten Rotationsscheibe (links) und Anordnung der radialen Rillen auf der Scheibenoberfläche (rechts).	30
3.6	3D-CAD-Ansicht eines Reflektors (links) und der Positionierung unterhalb der Rotationsscheibe mit eingebauten Strahlern (rechts).	32
4.1	Prinzip der chromatisch konfokalen Distanzmessung [51].	36
4.2	Strahlengang in einer transparenten Schicht (links) und Spektrum einer Schichtdickenmessung (rechts) [51].	37
4.3	Prinzipskizze der Tropfengrößenerkennung mit Hilfe des Schattenverfahrens.	40
4.4	Eindringtiefe als Funktion der Wellenlänge für Wasser [90].	42
4.5	Schematischer Aufbau der Messung unterschiedlicher Oberflächentopographien mittels Infrarotthermographie.	43
4.6	Messergebnisse der Infrarotthermographie für die negative Krümmung (links) sowie positive Krümmung (rechts) als Differenz zur Referenzmessung der ebenen Flüssigkeitsoberfläche für einen Bohrungsdurchmesser von $d = 10 \text{ mm}$	44
4.7	Einfluss der Position der Fokusebene auf die Messung der Oberflächentemperatur eines Tropfens mit einem Durchmesser von $d = 5 \text{ mm}$	45

4.8	Intensitätsaufnahmen der Flüssigkeitsoberfläche für den unbeheizten (links) und den beheizten Fall (rechts) für einen Massenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$	46
5.1	Abstandsmessung nahe dem Scheibenrand (radiale Position $r = 74 \text{ mm}$) für eine Scheibendrehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$ zur Charakterisierung der Rotationsscheiben und der Bestimmung der Fertigungsgüte.	48
5.2	Messergebnisse von drei unterschiedlichen Messtagen zur Bestimmung der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse an der radialen Position $r = 32 \text{ mm}$ für einen Düsendurchmesser von $d_D = 2,09 \text{ mm}$, eine Scheibendrehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$ und einer Variation des Fluidmassenstroms.	50
5.3	Beispiel für die Ersatzmethode zur Bestimmung der Filmdicken bei fehlenden Reflexionen an der Filmoberfläche.	51
5.4	Ungefiltertes Abstandssignal vom CHR-Sensor zur Scheibenoberfläche (links) sowie mit Bandpassfilter (rechts) an der radialen Position $r = 55 \text{ mm}$ für eine Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$	53
5.5	Ursprüngliche Form des „Regenfließens“ der Rainflow-Methode [50].	54
5.6	Installierte Infrarothheizung und Position der Thermolemente auf der Scheibenoberseite [14].	55
5.7	Graphische Darstellung der einzelnen Arbeitsschritte des Algorithmus der automatisierten Tropfenerkennung in MATLAB.	57
5.8	Fotografische Aufnahme der Kalibrationsplatte aus Natronkalkglas mit Laser-Litographie Punkten aus Chrom mit definiertem Durchmesser.	59
5.9	Einfluss der Schärfentiefe und des Graythreshold auf die Bestimmung der Kreisgröße nach [86].	60
5.10	Absolute (links) sowie relative Unsicherheiten (rechts) der Tropfenerkennung als Funktion des Abstandes zur Fokusebene.	61
5.11	Histogramme für zwei fiktive Tropfengrößenverteilungen A und B.	62
5.12	Summarische (links) und volumetrische Verteilungsfunktion (rechts) für die beiden exemplarischen fiktiven Tropfengrößenverteilungen A und B.	62
6.1	Fotografie der Rotationsscheibe für einen Düsendurchmesser $d_D = 1,03 \text{ mm}$, einen Düsenabstand $h = 1,5 \text{ mm}$, einen Fluidmassenstrom $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Drehzahl $U = 250 \text{ min}^{-1}$	63
6.2	Lokale Filmdicke an einer radialen Position von $r = 55 \text{ mm}$, einem Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ (links) und $\dot{M} = 125 \text{ kg h}^{-1}$ (rechts) sowie drei unterschiedlichen Drehzahlen.	65
6.3	Radialer Verlauf der mittleren Filmdicke mit Standardabweichung für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 125 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Drehzahl von $U = 400 \text{ min}^{-1}$	65
6.4	Radiale Filmdickenverläufe für eine Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$ bei Variation des Fluidmassenstroms.	67
6.5	Radiale Filmdickenprofile für eine Variation des Düsendurchmessers d_D mit einem Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ und einer Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$	68
6.6	Radiale Filmdickenprofile für zwei unterschiedliche Fluidmassenströme und Drehzahlen.	69

6.7	Zeitlich hochaufgelöster Filmdickenverlauf für eine radiale Position $r = 32$ mm, einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$ und zwei unterschiedliche Düsenabstände zur Scheibenoberfläche h	70
6.8	Radialer Verlauf der Standardabweichung der mittleren Filmdicke für eine Drehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und sechs unterschiedliche Fluidmassenströme.	71
6.9	Radialer Verlauf der mit der lokalen Filmdicke normierten Standardabweichung für eine Drehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und sechs unterschiedliche Fluidmassenströme.	72
6.10	Zeitlich hochaufgelöste Filmdicke für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ an einer radialen Position von $r = 32$ mm sowie die Fourier-Transformierte für diese Parameterkombination.	73
6.11	Rainflow-Matrix für einen Massenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ an einer radialen Position $r = 42$ mm nach [98].	74
6.12	Rainflow-Matrix für einen Massenstrom von $\dot{M} = 25 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ an einer radialen Position $r = 42$ mm nach [98].	75
6.13	Rainflow-Matrix für einen Massenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ an einer radialen Position $r = 70$ mm nach [98].	76
6.14	Radiale Filmdickenprofile für eine Drehzahl von $U = 250 \text{ min}^{-1}$, einen Düsendurchmesser von $d_D = 1,03$ mm und vier unterschiedliche Fluidmassenströme \dot{M} zwischen 25 und 100 kg h^{-1}	77
6.15	Intensitätsaufnahmen der Hochgeschwindigkeitsinfrarotkamera von der Filmströmung für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl $U = 300 \text{ min}^{-1}$, einen Düsendurchmesser $d_D = 2,09$ mm und eine zentrale Flüssigkeitsaufgabe (links) sowie eine exzentrische Aufgabe (rechts).	78
6.16	Einfluss von unterschiedlichen Heizleistungen auf die mittlere Filmdicke für eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ und einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 150 \text{ kg h}^{-1}$	80
6.17	Einfluss der Beheizung auf den radialen Verlauf der Standardabweichung für eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ und zwei unterschiedliche Fluidmassenströme.	81
6.18	Einfluss der Beheizung auf den zeitlich hochaufgelösten Verlauf der lokalen Filmdicke für eine radiale Position von $r = 32$ mm, eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ und zwei unterschiedliche Fluidmassenströme von $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$ (oben) und $\dot{M} = 100 \text{ kg h}^{-1}$ (unten).	82
6.19	Einfluss der Beheizung auf den zeitlichen hochaufgelösten Verlauf der lokalen Filmdicke für eine radiale Position von $r = 68$ mm, eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ und einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 100 \text{ kg h}^{-1}$	82
6.20	Intensitätsbilder mittels Hochgeschwindigkeitsinfrarotkamera der Filmoberfläche mit unbeheizter (links) und beheizter Scheibe mit $\dot{q} = 1 \text{ W cm}^{-2}$ (rechts) für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 150 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Drehzahl von $U = 300 \text{ min}^{-1}$ sowie die zugehörigen zeitlich hochaufgelösten lokalen Filmdicken an einer radialen Position von $r = 68$ mm.	83
6.21	Radiale Filmdickenprofile für die glatte (links) und die strukturierte Scheibenoberfläche (rechts) für eine Scheibendrehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und sechs unterschiedliche Fluidmassenströme im Bereich von $\dot{M} = 25 - 150 \text{ kg h}^{-1}$	84
6.22	Radiale Verlauf der normierten Standardabweichung für die glatte (links) und die strukturierte Scheibenoberfläche (rechts) für eine Scheibendrehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und sechs unterschiedliche Fluidmassenströme im Bereich von $\dot{M} = 25 - 150 \text{ kg h}^{-1}$	85

6.23	Mittels Bildbearbeitung überlagerte Aufnahmen der Scheibe ohne Fluidströmung mit der Schwarzweiß-kamera und Aufnahmen der Spiralwellen mit der Hochgeschwindigkeitsinfrarotkamera für eine Drehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$	86
6.24	Fourier-Transformierte der zeitlich hochaufgelösten lokalen Filmdicke für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$, eine Drehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und eine radiale Position von $r = 39 \text{ mm}$	87
6.25	Direkt aufeinanderfolgende Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitsinfrarotkamera (Frequenz $f = 300 \text{ Hz}$) des exemplarischen Verlaufs von Radialwellen auf der beheizten Scheibe mit $\dot{q} = 1 \text{ W cm}^{-2}$ für einen Düsendurchmesser von $d_D = 5,16 \text{ mm}$, einer Drehzahl von $U = 150 \text{ min}^{-1}$ und einem Massenstrom von $\dot{M} = 25 \text{ kg h}^{-1}$	87
6.26	Vergleich der Modelle von Bär [4] und Theissing [106] mit den experimentellen Ergebnissen der glatten Scheibe (links) und der strukturierten Scheibe (rechts) für einen weiten Parameterbereich ($d_D = 2,09 \text{ mm}$, $h = 1,5 \text{ mm}$, $\dot{M} = 25 - 150 \text{ kg h}^{-1}$, $U = 50 - 300 \text{ min}^{-1}$ und $\dot{q} = 0 - 1,36 \text{ W cm}^{-2}$).	89
6.27	Expemplarische Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera für die an Rotationszerstäubern auftretenden Tropfenbildungsmechanismen direktes Abtropfen (a) ($\dot{M} = 50 \text{ kg h}^{-1}$, $U = 150 \text{ min}^{-1}$), Fadenzerfall (b) ($\dot{M} = 125 \text{ kg h}^{-1}$, $U = 200 \text{ min}^{-1}$) und Lamellenzerfall (c) ($\dot{M} = 240 \text{ kg h}^{-1}$, $U = 1000 \text{ min}^{-1}$).	90
6.28	Vergleich der volumetrischen Verteilungskurven der strukturierten und glatten Scheibenoberfläche für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 30 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Variation der Drehzahl.	91
6.29	Vergleich der volumetrischen Verteilungskurven der strukturierten und glatten Scheibenoberfläche für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Variation der Drehzahl.	92
6.30	Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Spiralwellen auf der strukturierten Scheibe, die sich als Fluidfäden am Scheibenrand fortsetzen für einen Fluidmassenstrom von $\dot{M} = 75 \text{ kg h}^{-1}$ und eine Drehzahl von $U = 600 \text{ min}^{-1}$	93
6.31	Experimentelle Ergebnisse des Sauterdurchmessers als Funktion der Drehzahl für die glatte und strukturierte Scheibenoberfläche und Vergleich mit Korrelationen der Literatur für Massenströme \dot{M} von 30 bis 100 kg h^{-1}	94
6.32	Vergleich der experimentellen Sauterdurchmesser als Funktion der Drehzahl für die glatte und strukturierte Scheibenoberfläche und Vergleich mit der Korrelation nach Tanasawa et al. [104].	94

Tabellenverzeichnis

3.1	Übersicht über die Parametergrenzen der Versuchsanlage.	34
4.1	Übersicht der verwendeten Messköpfe zur chromatischen Schichtdickenmessung .	38



Lebenslauf

Persönliche Daten

Martin Freystein
Bruchwiesenstr. 1
64285 Darmstadt

*25. 05. 1983 in Burgwedel

Schulbildung

1989–1993 Albert-Schweitzer-Grundschule in Lehrte
1993–1995 Orientierungsstufe Lehrte-Mitte
1995–2002 Gymnasium Lehrte

Studium

10/2003–06/2009 Diplomstudiengang Maschinenbau an der Leibniz Universität Hannover
Vertiefungsrichtung: Energie- und Verfahrenstechnik

Berufliche Tätigkeit

10/2009–10/2014 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Technische Thermodynamik
der TU Darmstadt
seit 02/2015 Projektingenieur bei der ENTEGA AG, Darmstadt
