

# **Experimentelle Untersuchung des Skalenverhaltens bei Kondensation und Verdampfen in einem generischen Fahrzeugscheinwerfer**

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grads

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

der Fakultät Maschinenbau der  
Technischen Universität Ilmenau

vorgelegt von

**Konstantin Alexander Niehaus**

Einreichung	11. Juli 2023
Öffentliche Aussprache	9. Januar 2024
Gutachter	Herr Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Claus Wagner Herr Univ.-Prof. Dr.-Ing. Christian Cierpka Herr Dr. rer. nat. Lars Röhe

DOI 10.22032/dbt.59510

URN urn:nbn:de:gbv:ilm1-2024000018



---

---

## Danksagung

Ich möchte mich bei Prof. Dr. Claus Wagner für das Ermöglichen dieser Arbeit in der Abteilung Bodengebundene Fahrzeuge am Institut Aerodynamik und Strömungstechnik im Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., für die fachlichen Diskussionen und das Korrekturlesen dieser Arbeit bedanken.

Dr. Andreas Westhoff danke ich für die Übernahme der fachlichen Betreuung dieser Arbeit, die zahlreichen fachlichen und überfachlichen Diskussionen und Korrekturen. Insbesondere während der Phasen, in denen ein gemeinsames Arbeiten vor Ort nicht möglich war, waren sein hohes Interesse an dem Thema und das gemeinsame Philosophieren über Programmierstile motivierend und bereichernd. Weiter danke ich meinem Bürokollegen Christian Brückner für seine bereitwillige Hilfe bei experimentellen Arbeiten. Insbesondere freut mich, wie wenig schwankende Verbindungsqualitäten der Güte und dem Ertrag unserer fachlichen Diskussionen anhaben konnten. Insgesamt möchte ich allen Mitarbeitenden der Abteilung Bodengebundene Fahrzeuge dafür danken, dass sie eine so freundliche und offenherzige Arbeitsatmosphäre geschaffen haben. Mein Dank gilt hierbei insbesondere Dr. Daniel Schmeling und Dr. Daniel Schiepel für die Hilfe bei organisatorischen Problemen und ihre fachlichen und persönlichen Ratschläge. Dr. Daniel Schiepel und Dr. Michael Mommert danke ich für die Unterstützung und Einweisung in die tomografische PIV-Technik. Weiter danke ich Robert Brinkema für die Hilfe beim Aufbau des staubarmen Zuluftstrangs und für die Unterstützung beim Vermessen des Einlassprofils. Für die technische Unterstützung und das Einweisen im Umgang mit diversen Werkzeugen danke ich André Volkmann und Felix Werner. Torsten Gries danke ich weiter für die Fertigung der zahlreichen Frästeile und die Ratschläge während der Konstruktionsphase. Gerrit Heine danke ich für die Organisation der Messmittel auch über die Grenzen der Abteilung hinweg. Zusätzlich möchte ich Marie Volk und Rupert Anschütz für die bereichernden Diskussionen und ihre Begeisterung während der Durchführung ihrer studentischen Arbeiten danken.

Zudem gebührt den Projektbeteiligten der Volkswagen AG aus der Abteilung Licht und Sicht Ruben Stahlbaum, Martin Kleimeyer, Dr. Lars Roehe sowie Dr. Bert Günther und Janna Grabowski mein Dank. Insbesondere bin ich ihnen dankbar für die spannenden Diskussionen und Einblicke während unseres Journal Clubs.

Ganz besonders möchte ich meinen Freund\*innen für die fortwährende Unterstützung, den Zuspruch und die Zerstreung danken, die mir das Lösen kollaborativer und konfliktgeladener Problemstellungen auf unserem Küchentisch geschenkt hat. Zusätzlich gebührt den Teams von Göttingen Lacrosse mein Dank. Insbesondere meinem Freund Jonathan Groß, der sich fortwährend darum bemüht hat, mich trotz der langen Stunden am Rechner fit zu halten. Meiner Freundin Dr. Lena Ackermann danke ich für das Korrekturlesen dieser Arbeit, für all die fachlichen und persönlichen Ratschläge und das Mitziehen bei und Anspornen zu diversen Prokrastinationsprojekten.

Ich danke meinen Eltern, die mich immer gefördert, unterstützt und in allen meinen Entscheidungen bestärkt haben. Nicht in Worte zu fassen ist mein Dank gegenüber meiner Partnerin Patricia Zumbroich, die es, auch wenn mein Experiment gerade in Scherben lag, immer verstand, mich zum Lachen zu bringen.

DANKE.





---

---

## Zusammenfassung

Diese Promotionsschrift befasst sich mit der experimentellen Untersuchung des Wärmetransports und Stofftransfers feuchter Luft mit Phasentransition an einer Oberfläche. Eine Motivation hierfür gibt unter anderem das vermehrte Auftreten von unerwünschter Kondensation innerhalb von Automobilscheinwerfern. Hierzu wird ein experimenteller Aufbau vorgestellt, der die physikalischen Prozesse abbildet, die für die Tropfenkondensation und die Verdampfung von Tropfen relevant sind. Der in dieser Arbeit untersuchte Parameterbereich umfasst  $200 < Re < 1300$ , bei  $0 < Gr < 10^8$  und relative Luftfeuchten von  $0.19 < \varphi_{\text{ein}} < 0.85$  (bei  $25\text{ °C}$ ). Das Geschwindigkeitsfeld im Zellinneren wurde mittels tomografischer Particle Image Velocimetry gemessen. Die Ergebnisse einer probabilistischen Analyse und einer Hauptkomponentenanalyse werden präsentiert. Hierbei zeigt sich, dass die erzwungene Strömung den internen Wärme- und Stofftransport dominiert, höhere Temperaturgradienten jedoch zu einer Stabilisierung beziehungsweise Symmetrieerhöhung der großskaligen Strömung führen.

Zur Bestimmung des Massentransfers beim Kondensieren und Verdampfen werden drei Messmethoden vorgestellt. Die erste bilanziert die Menge an Wasser an Ein- und Auslass, die zweite wiegt die Wassermasse direkt, während die dritte Konturen einzelner Tropfen mittels eines Mikroskops misst. Die ersten beiden liefern Aussagen über die globale Entwicklung der Masse auf der Kühlplatte. Die optische Methode eröffnet Einblicke in die lokale Tropfendynamik. Auf Basis dieser Messergebnisse wird die Skalierung der Sherwood-Zahl in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl und der relativen Luftfeuchte am Einlass untersucht. Zusätzlich wurde eine dimensionslose Beschreibung des Anwachsens und Schrumpfens von Einzeltropfen auf der Oberfläche formuliert.

Die Messergebnisse des sensiblen und des latenten Wärmestroms werden abschließend in einem 1D-Modell reproduziert, validiert und auf den konkreten Betriebsfall eines Serienscheinwerfers angewendet.





---

---

## Abstract

This doctoral thesis deals with the experimental investigation of the heat transport and mass transfer of moist air with phase transition on a surface. This investigation is motivated by the high incidence of undesired condensation inside of automotive headlights. For this purpose, an experimental setup is presented which represents the physical processes relevant to droplet condensation and evaporation. The parameter range studied in this work includes  $200 < \text{Re} < 1300$ , at  $0 < \text{Gr} < 10^8$  with a relative humidity of  $0.19 < \varphi_{\text{ein}} < 0.85$  (at 25 °C). Measurements of the velocity field inside the container were performed by means of tomographic particle image velocimetry. The results are studied using a probabilistic and a principal component analysis. It is found that the forced flow dominates the internal heat and mass transfer. Further, an increase of the internal temperature gradients lead to a stabilization and a symmetry enhancement of the large-scale flow structure.

Three measurement methods are applied to determine the mass transfer during condensation and evaporation. The first measures the difference of the water content at the inlet and the outlet. The second weighs the condensed mass directly. The third measures the droplet contours using a microscope. The first two provide information on the total water mass, while the optical method reveals the local droplet dynamics. Based on the experimental results the scaling of the Sherwood number as a function of the Reynolds number and the relative humidity at the inlet is studied. In addition, a dimensionless description of the growth and shrinkage of individual droplets on the surface was formulated.

Finally, the measurement results of the sensible and latent heat flux are reproduced in a 1D model. These are validated and applied to the specific operating case of an automotive headlamp.



---

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>Nomenklatur</b>	<b>xv</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Stand der Forschung . . . . .	4
1.2.1 Konvektiver Wärmetransport . . . . .	5
1.2.2 Latenter Wärmetransport feuchter Luft . . . . .	7
1.2.3 Thermodynamik des Automobilscheinwerfers . . . . .	11
1.3 Zielsetzung und Aufbau dieser Arbeit . . . . .	16
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>19</b>
2.1 Grundlagen der Wärme- und Stoffübertragung . . . . .	19
2.2 Zustandsgrößen feuchter Luft . . . . .	23
2.3 Thermodynamik der gekrümmten Phasengrenzschicht . . . . .	25
2.3.1 Tropfengrößenverteilung . . . . .	30
2.3.2 Verdampfung von Tropfen . . . . .	33
2.4 Dimensionsanalyse und Ähnlichkeit . . . . .	35
2.5 Signalverarbeitung . . . . .	39
2.5.1 Singulärwertzerlegung . . . . .	40
2.5.2 Hough-Transformation . . . . .	42
2.5.3 Kantendetektion . . . . .	43
<b>3 Experimenteller Aufbau</b>	<b>47</b>
3.1 Versuchszelle . . . . .	47
3.1.1 Feuchteregelung . . . . .	51
3.1.2 Einlassgeschwindigkeit . . . . .	53
3.1.3 Bestimmung der Einlasstemperatur . . . . .	57
3.1.4 Heizplatte . . . . .	58
3.1.5 Kühlplatte . . . . .	59

3.1.6	Randbedingungen . . . . .	61
3.1.7	Signalverarbeitung und Regelung . . . . .	63
3.2	Messmethoden . . . . .	65
3.2.1	Hygrometrie . . . . .	65
3.2.2	Kapazitive Feuchtemessung . . . . .	65
3.2.3	Kondensatmassenbestimmung mittels Wägezelle . . . . .	67
3.2.4	Volumenstrommessung . . . . .	69
3.2.5	Tomografische Particle Image Velocimetry . . . . .	70
<b>4</b>	<b>Wärme- und Stofftransport eines durchströmten Hohlkörpers</b>	<b>73</b>
4.1	Skalenverhalten der konvektiven Strömungen . . . . .	73
4.1.1	Messung dreidimensionaler Geschwindigkeitsfelder . . . . .	73
4.1.2	Kohärente Strömungsstrukturen . . . . .	77
4.1.3	Stochastik der Geschwindigkeitsverteilung . . . . .	83
4.1.4	Strömungsablösung an isothermen Randflächen . . . . .	90
4.2	Skalierung des Wärmetransports . . . . .	93
<b>5</b>	<b>Wärmetransport und Massentransfer bei Phasentransition</b>	<b>95</b>
5.1	Messablauf . . . . .	95
5.2	Bestimmung der Wassermasse an der Kühlplatte . . . . .	97
5.2.1	Massenbilanz . . . . .	97
5.2.2	Wägezelle . . . . .	99
5.3	Zeitliche Entwicklung der räumlichen Kondensatmassenverteilung . . . . .	100
5.4	Kondensation . . . . .	105
5.5	Verdampfung . . . . .	108
5.6	Optische Messung lokaler latenter Wärmeströme . . . . .	111
5.6.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	111
5.6.2	Kontaktwinkelmessung . . . . .	113
5.6.3	Tropfengrößenverteilung . . . . .	114
5.6.4	Kontaktlinien haftender Tropfen . . . . .	116
5.6.5	Automatisierte Tropfendetektion . . . . .	119
5.6.6	Tropfenwachstum . . . . .	124
<b>6</b>	<b>Modellierung des latenten und sensiblen Wärmetransports</b>	<b>135</b>
6.1	Modellbeschreibung . . . . .	135
6.2	Vergleich Modell und Experiment . . . . .	140

Inhaltsverzeichnis	<b>xiii</b>
<b>7 Adaption auf einen Fahrzeugscheinwerfer</b>	<b>145</b>
<b>8 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>151</b>
8.1 Zusammenfassung . . . . .	151
8.2 Ausblick . . . . .	155
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>157</b>
<b>Anhang A Messgrößen</b>	<b>169</b>
A.1 Fehlerrechnung . . . . .	169
A.2 Stoffgrößen . . . . .	169
A.3 Taupunkttemperatur . . . . .	171
A.4 Tomografische Particle Image Velocimetry . . . . .	172
A.5 Tropfengrößen . . . . .	173
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>175</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>179</b>



---

---

# Nomenklatur

## Lateinische Buchstaben

<i>A</i>	Fläche	$m^2$
	Parameterraum der Circular Hough Transformation	
<i>a</i>	Proportionalitätsfaktor	
<i>B</i>	Zellbreite	$m$
<i>B<sub>0</sub></i>	Bond-Zahl	
<i>b</i>	Korrelationskoeffizient	
<i>C</i>	Elektrische Kapazität	$F$
	Rechter Singulärvektor	
	Proportionalitätsfaktor des sensiblen Wärmeübergangs	
<i>C</i>	Kurve	$m$
<i>c</i>	Stoffmengenkonzentration	$mol/kg$
<i>c<sub>p</sub></i>	Wärmekapazität	$J/(kgK)$
<i>D</i>	Diffusionskoeffizient	$m^2/s$
<i>d</i>	Wandstärke	$m$
	Abstand	$m$
	Durchmesser	$m$
	Ganzzahliger Wert	
<i>d<sub>pvc</sub></i>	Dicke der PVC-Folie	$m$
<i>d<sub>gl</sub></i>	Dicke der inneren Glasscheibe	$m$
<i>dδ</i>	Kurvenelement	$m$
<i>E</i>	Kinetische Energie eines Moleküls	$J$
<i>Eu</i>	Euler-Zahl	
<i>e</i>	Energiedichte	$J/m^3$
<i>F<sub>ad</sub></i>	Adhäsionskraft	$N$
<i>F<sub>g</sub></i>	Gewichtskraft	$N$
<i>F<sub>0</sub></i>	Grundbelastung auf die Wägezelle	$N$
<i>F<sub>s</sub></i>	Gewichtskraft des Kondensats	$N$

$f$	Beliebige Funktion	
$\vec{f}, F$	Kraft	N
$G$	Gauß'sche Normalverteilung	
$G, G_x, G_y$	Matrizen des Sobel-Operators	
$Ga$	Galilei-Zahl	
$Gr$	Grashof-Zahl	
$Gr_{hc}$	Grashof-Zahl mit charakteristischer Temperaturdifferenz $T_h - T_c$	
$Gr_{\text{ein}}$	Grashof-Zahl mit charakteristischer Temperaturdifferenz $T_{\text{ein}} - T_c$	
$\vec{g}, g$	Gravitationsbeschleunigung	$\text{m/s}^2$
$H$	Zellhöhe	m
$h$	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$
$h_v$	Spezifische Verdampfungsenthalpie von Wasser	$\text{J/kg}$
$I$	Intensitätskarte	
$I_R$	Unbearbeitete Intensitätskarte	
$Ja$	Jakob-Zahl	
$k$	Wärmedurchgangskoeffizient	$\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$
	Turbulente kinetische Energie	$\text{m}^2/\text{s}^2$
	Proportionalitätsfaktor	
$k_B$	Boltzmann-Konstante	$\text{J/K}$
$L$	(Zell)länge	m
$Le$	Lewis-Zahl	
$\ell$	Charakteristische Länge	m
$l$	Ganzzahliger Wert	
$l_1/l_2$	Referenzlänge nach Grandi und Passerini (2021)	m
$l_k$	Kapillarlänge	m
$M$	Massenverhältnis	$\text{kg/kg}$
	Allgemeine Masse	kg
$m$	Fluidmasse	kg
	Ganzzahliger Wert	
$m_v$	Wasserdampfmasse	kg
$m_c$	Kalibriergewicht	kg
$N$	Tropfenzahldichte	$\text{m}^{-3}$
	Gesamtanzahl	
$Nu$	Nußelt-Zahl	
$n$	Ganzzahliger Wert	
	Brechungsindex	



	Tropfenanzahl	
$\vec{n}$	Normalenvektor	
$n_w$	Anzahldichte von Wassermolekülen	$\text{m}^{-3}$
$P$	Umgebungsdruck	Pa
$\vec{P}$	Ortsvektor	
$P_{el}$	Elektrische Leistung	W
Pr	Prandtl-Zahl	
$p$	Lokales skaleres Druckfeld	Pa
	Wahrscheinlichkeitsdichte	
$\hat{p}$	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion	
$p_s$	Sättigungsdampfdruck	Pa
$Q$	Wärmemenge	J
$\dot{Q}_l$	Gesamter latenter Wärmestrom der Kühlplatte	W
$\dot{Q}_s$	Gesamter sensibler Wärmestrom der Kondensationszelle	W
$\dot{q}$	Wärmestromdichte	$\text{W}/\text{m}^2$
$R$	Universelle Gaskonstante	$\text{J}/(\text{molK})$
	Elektrischer Widerstand	$\Omega$
	Bestimmtheitsmaß	
Re	Reynolds-Zahl	
Ri	Richardson-Zahl	
$r$	Radius	m
$r_{95}$	95. Radiusperzentil	m
$r_h$	Radialer Abstand vom Heizplattenzentrum	m
$r_t$	Mindestabstand zwischen Tropfen und Bildkante	m
$\mathbf{S}$	Oberflächennormale	$\text{m}^2$
Sc	Schmidt-Zahl	
Sh	Sherwood-Zahl	
$s$	Proportionalitätsfaktor	
$T$	Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
	Allgemeine Zeit	s
$T_e$	Umgebungstemperatur	$^{\circ}\text{C}$
$T_{cl}$	Kühlmitteltemperatur	$^{\circ}\text{C}$
$t$	Zeit	s
$\vec{t}$	Tangentialvektor	
$t_d$	Charakteristische Diffusionszeit	s
$t_g$	Charakteristische mechanische Relaxionszeit	s

$t_h$	Charakteristische Relaktionszeit einer gekrümmten Oberfläche	s
$t_v$	Verdampfungsdauer	s
$t_\tau$	Zeitpunkt niedrigster Massenstromrate	s
$U$	Gemittelte Absolutgeschwindigkeit	m/s
	Wärmetransmissionskoeffizient	W/(m <sup>2</sup> K)
	Elektrische Spannung	V
	Linker Singulärvektor	
$\vec{u}$	Lokale vektorielle Geschwindigkeit	m/s
$u_i$	Geschwindigkeitskomponente $i$	m/s
$V$	Volumen	m <sup>3</sup>
$W$	Zelltiefe	m
$We$	Weber-Zahl	
$w$	Massenanteil in einem Gemisch	kg/kg
$\vec{x}, \vec{X}$	Ortsvektor	m
$x$	$x$ -Koordinate innerhalb der Kondensationszelle	m
$x_\varepsilon$	Ablöseposition als Funktion der Höhe	m
$x_d$	Mittlere Ablöseposition als Funktion der Lauflänge	m
$\vec{x}'$	Variierter Ortsvektor	m
$y$	$y$ -Koordinate innerhalb der Kondensationszelle	m
$z$	$z$ -Koordinate innerhalb der Kondensationszelle	m

### Griechische Buchstaben

$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient	W/(m <sup>2</sup> K)
	Neigungswinkel	rad
	Allgemeiner Skalar	
$\alpha_{cl}$	Wärmeübergangskoeffizient zwischen Kühlmittel und Glasscheibe	W/(m <sup>2</sup> K)
$\alpha_m$	Stoffübergangskoeffizienten	m/s
$\beta$	Ganzzahlige Potenz	
	Formfaktor einer Venturidüse	
	Allgemeiner Skalar	
$\beta_c$	Stoffkonzentrationsabhängiger Ausdehnungskoeffizient	m <sup>3</sup> /kg
$\beta_T$	Thermischer Ausdehnungskoeffizient	1/K
$\Gamma_{\text{ein}}$	Aspektverhältnis des Einlass- und Auslasskanals	
$\Gamma_{xy}$	Aspektverhältnis von Zelllänge zu -breite	
$\Gamma_{xz}$	Aspektverhältnis von Zelllänge zu -höhe	
$\Gamma_{yz}$	Aspektverhältnis von Zelltiefe zu -höhe	

$\gamma$	Reflektionswinkel	rad
$\gamma$	Allgemeiner Skalar	
$\gamma_{\min}, \gamma_{\max}$	Grenzwerte der Canny-Kantendetektionsmethode	
$\gamma_t$	Winkel der Totalreflektion	rad
$\delta_{ij}$	Kronecker Symbol	
$\Delta G$	Gibbs freie Energie	J
$\Delta g$	Potentialdifferenz	J
$\Delta p$	Druckdifferenz	Pa
$\Delta r$	Radiusintervall	m
$\Delta T$	Temperaturdifferenz	K
$\Delta \Theta$	Taupunkttemperaturdifferenz	K
$\Delta \sigma_c$	Differenz der Oberflächenspannung	N/m
$\varepsilon$	Mechanische Spannung	N/m <sup>2</sup>
	Emissionsgrad	
	Mittlere quadratische Geschwindigkeitsabweichung	m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>
	Kinetische Energiedichte	kg/(s <sup>2</sup> m)
$\varepsilon_i$	Anteil am Energieeigenwertspektrum	
$\varepsilon_r$	Relative Permeabilität	
$\varepsilon_0$	Elektrische Feldkonstante des Vakuums	F/m
$\zeta$	Übersättigungsgrad	
	Winkel der Gradientenmatrix aus dem Sobel-Operator	rad
$\Theta$	Taupunkttemperatur	°C
	Allgemeine Temperatur	K
	Grundeinheit der Temperatur	K
$\theta$	Kontaktwinkel	rad
$\vartheta$	Winkel	rad
$\theta_a$	Vorlaufender Kontaktwinkel	rad
$\theta_r$	Rückziehender Kontaktwinkel	rad
$\kappa$	Diffusionsrate	m <sup>2</sup> /s
	Einschnürungsverhältnis eines Venturirohrs	
$\kappa_\mu$	Bypassverhältnis	
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	W/(mK)
	Eigenwert	
$\lambda_d$	Tropfenmasse pro Fläche	kg/m <sup>2</sup>
$\mu$	Dynamische Viskosität	kg/(ms)
	Freier Regressionsfaktor	

	Mittelwert einer Normalverteilung	
$\nu$	Kinematische Viskosität	$\text{m}^2/\text{s}$
$\xi$	Amplitude einer Normalverteilung	
$\Pi$	Dimensionslose Kennzahl	
$\rho$	Stoffdichte	$\text{kg}/\text{m}^3$
$\rho_{Ad}$	Flächenbelastung	$\text{kg}/\text{m}^2$
$\rho_{s,c}$	Sättigungsdampfdichte an der Kühlplatte	$\text{kg}/\text{m}^3$
$\Sigma$	Singulärwertmatrix	
	Standardabweichung einer Normalverteilung	
$\sigma$	Stefan-Boltzmann-Konstante	$\text{W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$
$\sigma_f$	Oberflächenenergie	$\text{N}/\text{m}$
$\sigma_{fl}$	Grenzflächenenergie	$\text{N}/\text{m}$
$\sigma_m^f, \sigma_m^s$	Korrekturfaktoren für Nebelbildung und Sogwirkung oberhalb von Tropfen	
$\sigma_{\text{tot}}$	Standardabweichung einer superpositionierten PDF	
$\sigma_w$	Oberflächenspannung	$\text{N}/\text{m}$
$\sigma_x$	Messunsicherheit der Messgröße $x$	
$\tau_c$	Reaktionszeit eines Partikels	$\text{s}$
$\tau_m$	Belichtungszeit des Fernfeldmikroskops	$\text{s}$
$\tau_{\text{PIV}}$	Zeit zwischen zwei Doppelbildern bei PIV	$\text{s}$
$\tau_s$	Reaktionszeit eines Partikels	$\text{s}$
$\phi$	Winkel	$\text{rad}$
	Eigenvektor der POD	
$\varphi$	Relative Luftfeuchte	
$\chi$	Skalare Größe	
	Kalibrierfunktion der Intensität	
$\Psi$	Einheitenbehaftete Größe	
	Vollständige Basis	
$\psi$	Einheitenloser Skalar	
	Basisvektor	
$\Omega$	Vektorraum	

### Indexierungen

$a$	Auf die Außenseite bezogene Größe
$aus$	Auf den Auslass bezogene Größe
$bl$	Größe der Massenbilanz
$c$	Auf die Kühlplatte bezogene Größe

---

	Eine kritische Größe
<i>c</i>	Auf den Kondensationsprozess bezogene Größe
CHT	Auf die Circular Hough Transformation bezogene Größe
<i>cl</i>	Auf das Kühlmittel der Kühlplatte bezogene Größe
<i>D</i>	Größe eines Diffusionsprozesses
<i>d</i>	Auf einen Tropfen bezogene Größe
<i>e</i>	Auf die Zellumgebung bezogene Größe
	Auf den Verdampfungsprozess bezogene Größe
<i>gl</i>	Auf Glas bezogene Größe
<i>h</i>	Auf die Heizplatte bezogene Größe
<i>i</i>	Ganzzahliger Index
	Auf die Innenseite bezogene Größe
I, II, III	Auf die Abschnitte I, II oder III der Messung bezogene Größe
<i>ein</i>	Auf den Einlass bezogene Größe
<i>k</i>	Größe eines konvektiven Prozesses
<i>l</i>	Auf Luft bezogene Größe
	Auf den latenten Wärmeübergang bezogene Größe
<i>min</i>	Minimal möglicher Wert
<i>mirr</i>	Auf einen Taupunktspiegel bezogene Größe
<i>mix</i>	Mischgröße zweier Strömungsbereiche
<i>max</i>	Maximal möglicher Wert
<i>Pt100</i>	Mittels Pt100 gemessene Größe
<i>p</i>	Auf ein PIV-Partikel bezogene Größe
<i>pvc</i>	Auf PVC bezogene Größe
<i>sens</i>	Auf den sensiblen Wärmeübergang bezogene Größe
<i>SHT85</i>	Mittels SHT85 Sensor gemessene Größe
<i>soll</i>	Sollwert
<i>sup</i>	Supremum eines Wertes
<i>sw</i>	Auf die Seitenwand bezogene Größe
<i>v</i>	Auf Wasserdampf bezogene Größe
<i>w</i>	Größe der Kraftwaage
<i>x, y, z</i>	In Bezug auf die Richtung <i>x</i> , <i>y</i> oder <i>z</i>
<i>0</i>	Referenzgröße

**Weitere Symbole**

$\bar{a}$	Mittelwert der Größe <i>a</i>
-----------	-------------------------------

---

$a^\dagger$	Komplexe Konjugation von $a$
$\dot{a}$	Differentiation der Variable $a$ nach der Zeit
$\hat{a}$	Normierter Vektor $\vec{a}$
$\mathcal{O}$	Landau-Symbol zur Angabe der Größenordnung
$\langle a \rangle_b$	Über $b$ gemittelte Größe $a$
$a'$	Entdimensionalisierte Form der Größe $a$ Von $a$ abgeleitete Größe
$A^*$	Hermesch transponierte Form der Matrix $A$
$\tilde{a}$	Größe in einem anderen System

### Akronyme und Abkürzungen

1D/2D/3D	Ein-/zwei-/dreidimensional
API	Application Programming Interface
CHT	Circular Hough Transformation
DAQ	Data Acquisition
DHCP	Dynamic Host Configuration Protocol
DNS	Direkte Numerische Simulation
engl.	Englisch
I <sup>2</sup> C	Inter-integrated circuit
IDEAL	Inner Doubly Iterative Efficient Algorithm for Linked Equations
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LDA	LASER-Doppler-Anemometer
LED	Light-emitting diode
LiDAR	Light Detection and Ranging
LSC	Larg-scale circulation
lat.	Latein
NTP	Network Time Protocol
PID	Proportional Integral Differential
PIV	Particle Image Velocimetry
PLA	Poly lactide
POD	Proper orthogonal decomposition
PVC	Polyvinylchlorid
RaDAR	Radio Detection And Ranging
RANS	Reynolds-averaged Navier–Stokes
RB	Rayleigh-Bénard
REST	Representational State Transfer

R&I Rohrleitungs- und Instrumentenfließschema

ROM Reduced Order Model

RS232 Recommended Standard 232

RTD Resistance Temperature Detectors

SIMPLE Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations

SLSQP Sequential Least Squares Programming

SPI Serial peripheral interface

SVD Single Value Decomposition

sCMOS Scientific Complementary Metal-Oxide-Semiconductor





## Einleitung

### 1.1 Motivation

In der Natur treten Stoffe in fester, flüssiger oder gasförmiger Form auf. Während Wasser hier keine Ausnahme bildet, zeichnet es sich doch dadurch aus, dass es als einziger Stoff in allen drei Aggregatzuständen auf unserem Planeten auftritt. So finden wir Wasser als Reinstoff<sup>1</sup> in flüssiger Form oder erstarrt als Schneekristall in der Natur. In der gasförmigen Phase kommt Wasser in der Natur stets als Gemisch vor und macht etwa 0.25 % der gesamten verfügbaren Luftmasse in unserer Atmosphäre aus (Stevens und Bony, 2013). Während es für die Gesundheit von Menschen und ihren Atemwegen relevant ist, dass Wasser in der Luft gelöst ist, ist es für manche Tierarten die einzige Möglichkeit zur Flüssigkeitsaufnahme. Zum Beispiel sammelt der Namib-Wüstenkäfer Wasser aus der Luft auf seinem Rücken und lässt es dann in sein Maul laufen. Dies ist ihm durch die spezielle Oberflächenbeschaffenheit seines Rückenpanzers möglich, der für hohe Kondensationsraten ausgelegt ist (Parker und Lawrence, 2001). Der umgekehrte Phasenübergang von flüssig zu gasförmig wird vom Menschen beim Schwitzen zur Regulierung der Körpertemperatur genutzt. Da ein Phasenübergang immer mit einer Volumenänderung verbunden ist, muss dafür Arbeit aufgewendet werden. Die auf diese Weise dem Fluid zugeführte Energie bewirkt keine Temperaturänderung und wird daher auch als latente<sup>2</sup> Wärme bezeichnet, während Temperaturänderungen das Ergebnis eines sensiblen<sup>3</sup> Wärmeübergangs sind.

Der Phasenübergang zwischen flüssigem und gasförmigem Wasser ist nicht nur in biologischen, sondern auch in technischen Prozessen von entscheidender Bedeutung. So wird der verdampfende Phasenübergang zum Antrieb von Dampfturbinen in Kraftwerken und als

---

<sup>1</sup> Hier handelt es sich um eine Idealisierung, da in der Natur immer geringe Mengen von Fremdstoffen beigemischt sind.

<sup>2</sup> Von *latere* (lat.): verborgen sein.

<sup>3</sup> Von *sensire* (lat.): fühlen.

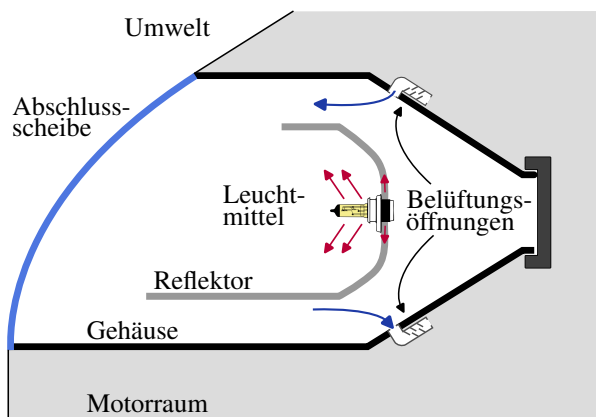
Grundlage für Destillations- und Entsalzungsanlagen genutzt. Bei diesen Anwendungen ist es ein erklärtes Ziel, möglichst hohe Phasenübergangsraten und damit hohe Wärmeübergänge über möglichst lange Zeiträume zu gewährleisten.

Im Gegensatz dazu stehen transparente oder spiegelnde Oberflächen, für deren Anwendung stabile optische Eigenschaften erforderlich sind. Kondensation auf und in Objektiven (Vicklund, 1946) vermindert die Abbildungsschärfe optischer Systeme, während die Ansammlung von Wassertropfen auf Brillengläsern die Sicht von Personen beeinträchtigt, die auf Sehhilfen angewiesen sind (Liu et al., 2021). An Gebäudewänden (Wyrwał und Marynowicz, 2002), Fenstern (Laukkarinen et al., 2018) und in Lüftungsanlagen (Pasanen et al., 1993) weist Kondensat auf das Vorhandensein von Wärmebrücken hin und erhöht gleichzeitig das Risiko gesundheitsgefährdender Schimmelpilzbildung.

Im Straßenverkehr ist Kondensation sicherheitsrelevant. Beispielsweise erschweren beschlagene Windschutzscheiben in Straßenbahnen (Guesset et al., 2016) und Automobilen (San-Juan et al., 2016) die Sicht der Fahrenden. Mit steigender Energieeffizienz der Leuchtmittel steigt auch die Wahrscheinlichkeit, dass kondensiertes Wasser im Scheinwerfer nicht mehr verdampft, sondern im Bauteil verbleibt. Dies verstärkt einerseits die Korrosion und vermindert andererseits die abgegebene Lichtleistung und damit die Sicht der Fahrenden und die Erkennbarkeit für andere Verkehrsteilnehmende. Problematisch sind die veränderten optischen Eigenschaften auch für neue, hochintegrierte Systeme wie LED-Matrixscheinwerfer oder LASER-basierte Beleuchtungssysteme, deren Strahlengänge kontinuierlich angepasst werden müssen, um beispielsweise entgegenkommende Verkehrsteilnehmende nicht zu blenden (Gut, 2018). Auch für autonome Fahrzeuge ohne oder mit eingeschränkter menschlicher Führung ist Kondensation problematisch und reduziert die Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit von zum Beispiel LiDAR- und RaDAR-basierten Assistenzsystemen (Vargas et al., 2021).

Scheinwerfer ermöglichen es dem Fahrzeug beziehungsweise den Insassen, die Umgebung zu erfassen. Umgekehrt ermöglichen sie das Erkennen von Präsenz, Ausrichtung und Reisegeschwindigkeit des Automobils. Blinker, Warnblinker und Lichthupe ermöglichen zudem eine Kommunikation zwischen Verkehrsteilnehmenden. Weiter kommt dem Fahrzeugscheinwerfer eine wichtige Rolle im Fahrzeugdesign zu. So hat er eine hohe Bedeutung für die allgemeine äußere Anmutung und das Corporate Design der Hersteller (Philip et al., 2013).

Die Gehäuse heutiger Scheinwerfer sind aus Kunststoffformteilen gefertigt. Diese sind von hoher geometrischer Komplexität und im Inneren mit einer Vielzahl an Lichtquellen und



**Abbildung 1.1** Schematische Darstellung eines Automobilscheinwerfers. Rote Pfeile zeigen den Wärmetransport aufgrund von Strahlung, Konvektion und Konduktion. Blaue Pfeile geben den Volumenstrom durch die Belüftungsöffnungen an. Schwarz eingezeichnet ist das Gehäuse innerhalb des Motorraums (grau). Die Abschluss-scheibe hin zur Fahrzeugumgebung ist in Blau dargestellt.

Reflektoren ausgestattet. Mit der Einführung LED-basierter Leuchtsysteme als energieeffizienterem Nachfolger der Halogenlampen haben sich die Freiheitsgrade in der Bauteilgestaltung erhöht, da so deutlich kompaktere Geometrien möglich sind. Dies eröffnet zusätzlich größere gestalterische Möglichkeiten, deren Freiheit sich mit dem Einzug von lichtwellenleiterbasierten Fahrzeugscheinwerfern noch weiter vergrößern wird.

Eine effizientere elektrische Lichtquelle impliziert, dass bei gleicher elektrischer Leistung ein höherer Anteil in Licht im sichtbaren Spektrum umgewandelt wird und sich umgekehrt die abgestrahlte Wärme beziehungsweise die Erwärmung der Lichtquelle reduziert. Vergrößerungen der Energieeffizienz im Beleuchtungssystem haben direkte positive Implikationen für die Reichweite batteriebetriebener Fahrzeuge. Hier macht die Lichanlage zwischen 1 % und 2 % des gesamten Energiebedarfs eines Fahrzeugs aus und hat somit direkten Einfluss auf die Fahrzeugreichweite (Schoettle et al., 2008).

Abbildung 1.1 zeigt den schematischen, stark vereinfachten Aufbau eines Scheinwerfers. Auf der linken Seite befindet sich die Fahrzeugfront mit der als blaue Linie dargestellten Abschluss-scheibe, die das Scheinwerferinnere von der Umwelt abgrenzt. Die Temperatur der Frontscheibe entspricht dann näherungsweise der Temperatur der Fahrzeugumgebung. Motorraum (grau) und Scheinwerferinneres (weiß) tauschen Luft durch Belüftungsöffnungen aus. Von diesen sind zwei in Abbildung 1.1 eingezeichnet, wobei sich vor den Öffnungen im Scheinwerfergehäuse (schwarz) Schmutzfänger zum Abscheiden von Spritzwasser und Schmutz befinden. Während sich das Fahrzeug bewegt, sorgen Druckgradienten im Inneren des Motorraums für Druckunterschiede an den Belüftungsöffnungen. Diese erzwingen eine Strömung im Inneren des Fahrzeugscheinwerfers. Die Lichtquelle (gelb) hat gegenüber dem Scheinwerferinneren eine stark erhöhte Temperatur und erwärmt zusätzlich die in unmittelbarer Nähe befindlichen Reflektoren. Durch die Abwärme des Motors ist die Luft, die in das

Scheinwerferinnere strömt, wärmer als die Abschlusscheibe. Gleichzeitig ist die mittlere Temperatur innerhalb des Gehäuses niedriger als die Temperatur der Leuchtmittel und ihrer Umgebung. Diese Temperaturdifferenzen verursachen Dichteunterschiede der Luft und somit thermische Konvektion. Bei bestimmten Bedingungen können thermische und erzwungene Strömungen einen vergleichbaren Einfluss auf den Fluidtransport in einem System haben. In solchen Fällen wird von Mischkonvektion gesprochen. Befindet sich das Fahrzeug in einem Nebel- oder Regengebiet, ist die Feuchtigkeit innerhalb des Motorraums ebenfalls erhöht. Es verdampft zusätzlich Wasser aufgrund der hier gegenüber der äußeren Umgebung herrschenden höheren Temperaturen. Der so erhöhte Dampfgehalt der in das Beleuchtungssystem eindringenden Luft kann dafür sorgen, dass Wasser an der Frontscheibe des Fahrzeugscheinwerfers kondensiert. Dies hat Implikationen für alle Anwendungsgebiete dieses Systems. So verändert das Vorhandensein von Wasserdampf die Streueigenschaften der Abschlusscheibe und die allgemeine Anmutung der Baugruppe. Weiter verdampfen solche Tropfen nicht rückstandsfrei, sodass Kondensation auch eine nachhaltige Veränderung für das optische System bedeutet. Die Effizienz sinkt, da die abgestrahlte Lichtleistung und mit ihr Sicht und Sichtbarkeit reduziert sind. Zusätzlich mindern beschlagene oder verschmutzte Oberflächen die Leistungsfähigkeit innerhalb des Scheinwerfers verbauter Sensoren, was insbesondere zu kritischen Funktionsausfällen beim autonomen Fahren führen kann.

Die Vorhersage von Auftreten und Ausprägung von Beschlag in Fahrzeugscheinwerfern ist aufgrund der Überlagerung und Wechselwirkung der Wärmeströme durch Konvektion und Phasentransition oft schwierig. Um möglichst frühzeitig in der industriellen Konzeptphase eines Bauteils vorhersagen zu können, ob Kondensationsprobleme zu erwarten sind, werden Computersimulationen von Wärmeströmen und Stofftransport durchgeführt. Die aktuellen Standardmodelle weichen jedoch häufig um bis zu einer Größenordnung vom Messergebnis ab, da die Einflüsse der gekrümmten Oberflächen, Bedeckungsgrad und der Diffusionswiderstand hervorgerufen durch das Vorhandensein nicht kondensierbaren Gases nicht berücksichtigt werden (Stahlbaum, 2023). Hieraus erwächst der Wunsch nach einer niederdimensionalen Beschreibung eines Referenzsystems, das möglichst alle für einen Fahrzeugscheinwerfer typischen physikalischen Effekte abbildet. Eine Übersicht der Forschungsarbeiten, die einen Beitrag zum Erreichen dieses Ziels leisten, gibt der nachfolgende Abschnitt.

## 1.2 Stand der Forschung

Die vorliegende Arbeit befasst sich grundlegend mit dem Zusammenspiel von Phasentransition und konvektiven Luftströmungen. Die durchgeführten Untersuchungen zielen darauf ab, die

Vorhersagequalität von Betaung und Verdampfen innerhalb von Fahrzeugscheinwerfern zu erhöhen. Daher gliedert sich der folgende Abschnitt in zwei Teile.

Der erste stellt den Forschungsstand zum Stoff- und Wärmetransport in Mischkonvektion und Systemen mit Phasentransition dar. Dazu werden Ergebnisse präsentiert, die den sensiblen Wärmetransport in durchströmten Geometrien thematisieren. Diesem folgen Studien, die latente Wärmeströme in konvektiven Strömungen untersuchen. Der zweite Teil gibt einen Überblick über vorangegangene Arbeiten, die sich mit Kondensation aus feuchter Luft in technischen Anwendungen befassen, wobei hier der Fokus auf Automobilscheinwerfern liegt.

### 1.2.1 Konvektiver Wärmetransport

Ein häufig studiertes Beispiel für die Untersuchung von freier Konvektion in einem abgeschlossenen Volumen mit Temperaturgradienten zwischen Fluid und Wänden ist das Rayleigh-Bénard-(RB)-Experiment. Allen Ausführungen dieses Experiments ist gemein, dass ein Fluid in Folge eines vertikalen Temperaturgradienten zwischen einer beheizten Grundfläche und einer gekühlten Decke in einem abgeschlossenen System strömt. Innerhalb dieser Konfigurationen bildet sich beim Überschreiten der kritischen Rayleigh-Zahl  $Ra$  eine großskalige Zirkulation (LSC<sup>4</sup>) aus, die einen vertikalen Wärmetransport durch Fluidbewegung antreibt. Eine Zusammenfassung insbesondere der untersuchten Geometrien stellte Ahlers (2006) vor. Die Topologie der LSCs in Abhängigkeit des geometrischen Aspektverhältnisses wurde unter anderem von Ahlers et al. (2022) beschrieben. Eine Untersuchung der Dynamik der LSCs geben zum Beispiel Podvin und Sergent (2017). Ein topologisch verwandtes Experiment mit horizontalem Temperaturgradienten stellten Patterson und Imberger (1980) vor. Makroskopisch lag hier eine identische Strömungsstruktur vor, wobei die Strömung in Wandnähe der oberhalb einer beheizten senkrechten Wand ähnelt. Werden jedoch die Ergebnisse von Davis und Jones (1983) bezüglich der globalen Nußelt-Zahl bei einem Seitenverhältnis von  $\Gamma_{yz} = 1$  mit denen von Heslot et al. (1987) für das RB-Experiment verglichen, zeigt sich, dass die Wärmeübergangskoeffizienten bis zu Rayleigh-Zahlen von  $Ra = 10^{10}$  in derselben Größenordnung liegen. Weitere Studien untersuchten den Einfluss von Wärmequellen innerhalb eines Volumens (Choi et al., 2015) oder adiabater Versperrungen (Lee, 2018) auf den Gesamtwärmestrom. In diesen Studien wurde jedoch nur freie Konvektion betrachtet.

Bei der in dieser Arbeit studierten Konfiguration sowie in einer Vielzahl von Beispielen in Natur und Technik liegt eine mischkonvektive Strömung vor. Hier überlagern sich erzwungene

<sup>4</sup> *Large-Scale Circulation* (engl.).

und freie Konvektion. Eine prominente Versuchsanordnung zur Untersuchung von Mischkonvektion ist die Poiseuille-Bénard-Strömung, wie sie der Übersichtsartikel Nicolas (2002) beschreibt. Hierbei handelt es sich um eine Kanal- oder Rohrströmung, bei der ein vertikaler Wandtemperaturgradient vorliegt.

Deutlich weniger Arbeiten befassen sich mit rezirkulierenden mischkonvektiven Strömungen. Eine umfassende Übersicht von mischkonvektiven Strömungen innerhalb verschieden geformter Hohlkörper mit bewegten Wänden, Belüftungsöffnungen, beheizten Oberflächen und internen Wärmequellen gaben Lukose und Basak (2021). Aus dieser Zusammenstellung war das Experiment von Bilgen und Muftuoglu (2008) am nächsten an der in dieser Arbeit diskutierten Konfiguration. Bilgen und Muftuoglu (2008) simulierten mittels *Semi-implicit Method for Pressure Linked Equations* (SIMPLE) unter anderem eine 2D-Strömung in einer quadratischen Fläche. Die Konfiguration hatte zwei Belüftungsöffnungen an der Unter- und Oberkante einer vertikalen Wand. Der Einlass befand sich am Boden und der Einlassstrom war direkt auf eine beheizte Fläche gerichtet, sodass die interne Zirkulation beim Erhöhen der Wandtemperatur zusätzlich angefacht wurde. Für Reynolds-Zahlen  $100 \leq Re \leq 1000$  und Rayleigh-Zahlen  $10 \times 10^3 \leq Ra \leq 10 \times 10^7$  berichteten Bilgen und Muftuoglu (2008) Nußelt-Zahlen zwischen 3 und 30.

Ein weiteres Beispiel ist die mischkonvektive Abwandlung des RB-Experiments vorgestellt von Westhoff et al. (2010). Zu der vertikalen Temperaturdifferenz kamen ein Einlass auf der Höhe von und parallel zur Deckenplatte und ein Auslass am Boden. Die zeitliche Entwicklung und Stabilität der sich im Inneren ausbildenden LSC wurden von Mommert (2022) mittels tomografischer Particle Image Velocimetry (PIV) vermessen und das transiente Verhalten der Zeitentwicklungskoeffizienten als Resultat einer *Proper Orthogonal Decomposition* (POD) quantifiziert. Diese nutzte Mommert (2022), um den Einfluss von freier und erzwungener Konvektion separat voneinander zu diskutieren.

Vielfache Erwähnung fand zudem eine Anordnung, in der im RB-Experiment an der oberen Wand (Koseff und Street, 1984) oder an der oberen und unteren Wand (Ouertatani et al., 2009) die Geschwindigkeit von Null verschieden war. Eine Übersicht untersuchter Geometrien mit an der Decke angefachter Strömung lieferten Mustafa et al. (2020). Um den Einfluss der Position und Größe der Belüftungsöffnungen auf den Wärmetransport zu quantifizieren, stellten Singh und Sharif (2003) umfangreiche 2D-Simulationen mittels abgewandelter SIMPLE-Methode vor. Die Studie beinhaltete zusätzlich eine Variation des Aspektverhältnisses der rechteckigen Geometrie. Für Reynolds-Zahlen  $50 < Re < 500$ , gebildet mit der Zellhöhe, wurden

Geschwindigkeitsfelder und Wärmeübergangskoeffizienten berechnet, wobei die Betrachtung der Wärmeübergangskoeffizienten lokal und über alle Flächen gemittelt erfolgte. Eine Vielzahl von Arbeiten nutzen Konfigurationen ähnlich der von Singh und Sharif (2003). Diese Geometrien lassen sich meist als Abstraktionen einer konkreten technischen Anwendung begreifen. So wurde die Versuchsanordnung von Schmeling et al. (2013) durch die Fahrgastkabine in einem Flugzeug oder Zug motiviert. Shishkina und Wagner (2012) untersuchten eine Konfiguration ähnlich zu einem belüfteten Innenraum, während Kimmel und Yerkes (1997) den Fluidtransport in einem simplifizierten Laborkäfig betrachteten. All diese Arbeiten hatten zum Ziel, eine allgemeine Beschreibung des Wärmetransports für das jeweilige abstrahierte Problem zu finden. Diese Resultate sollten im zweiten Schritt dazu dienen, das räumliche und zeitliche Verhalten von Strömung und Wärmetransport in technischen Implementierungen möglichst schon während der Konzeptionierung vorhersagen zu können.

### 1.2.2 Latenter Wärmetransport feuchter Luft

Laut dem Übersichtsartikel von Huang et al. (2015) wurde zuerst von Othmer (1929) eine drastische Reduktion des latenten Wärmestroms in Folge des Vorhandenseins von Luft als parasitäres Gasgemisch in Wasserdampf beschrieben. So zeigten Sideman et al. (1977), dass sich der Wärmeübergangskoeffizient in einem horizontalen, von Wasserdampf durchströmten Rohr schon bei 3 % Luftkonzentration um 65 % reduzierte. Hiervon ausgehend modellierten Seifert und Genthner (1991) den Massenstrom bei Phasentransition, indem Gleichungen zur Beschreibung reinen Dampfs mit empirischen Korrekturtermen versehen wurden. Hieran anknüpfend formulierten Caruso und Maio (2014) ein Modell zur Bestimmung der Nußelt-Zahl in Abhängigkeit der Konzentration nicht kondensierbarer Gase. Brouwers (1996) fand heraus, dass zusätzliche Wärmewiderstände aufgrund von Nebelbildung oberhalb der kondensierenden Oberfläche und eine Sogwirkung in Folge des Dichtesprungs bei der Kondensation berücksichtigt werden müssen.

Caruso und Maio (2014) führten Validierungen in einer Rohrströmung mit unterschiedlichen Neigungswinkeln bei einer maximalen Luftkonzentrationen von 50 % durch. Dies nutzen Eimann et al. (2020) als Ausgangspunkt und formulierten eine Beschreibung der sensiblen und latenten Wärmeströme für Konzentrationen nicht kondensierbaren Gases unterhalb von 8%. Hierin untersuchten sie eine turbulente Rohrströmung mit Reynolds-Zahlen von  $3 \times 10^3 \leq Re \leq 22 \times 10^3$ . Die globale Nußelt-Zahl wurde als Summe aus der Nußelt-Zahl für sensiblen Wärmetransport und dem latenten Wärmestrom formuliert. Da der globale Wärmestrom über einen Korrekturfaktor an die Messergebnisse angepasst wurde, handelt es sich hierbei um ein semi-empirisches Modell. Weiter gaben Eimann et al. (2020) einen Ausdruck

für den maximalen Radius eines haftenden Tropfens als Funktion des Kontaktwinkels, der Reynolds-Zahl und der Rohrneigung.

Es gibt deutlich weniger Arbeiten, die Phasentransitionen von Wasserdampf als Inertgas feuchter Luft in Hohlräumen betrachten, als Studien mit reinem Wasserdampf. Erstere beschränken sich meist auf auf numerische Untersuchungen motiviert durch Fragestellungen aus der Meteorologie. Als das prominenteste Beispiel ist hier das *Rainy-Bénard*-Experiment oder feuchtes Rayleigh-Bénard-Experiment zu nennen, das zum Beispiel Vallis et al. (2019) und Pauluis und Schumacher (2010) vorstellten. Hierin untersuchten sie das Zusammenwirken von natürlicher Konvektion und freier Kondensation mittels direkter numerischer Simulation (DNS). Dabei wurde zwar der latente Wärmestrom, nicht aber das Vorhandensein einer Flüssigphase betrachtet. Eine Turbulenzanregung in Folge der als instantan angenommenen Dichteänderungen während der Phasentransition wurde beobachtet. Zusätzlich beschrieben Pauluis und Schumacher (2010) Kohärenten-Strukturen, die, wenn auch in abgewandelter Form, aus der RB-Konvektion bekannt sind. Ein abgeschlossenes 2D-System mit isothermen Wänden zeitlich variierender Temperatur beschrieben Sun et al. (2011) und stellten Ergebnisse einer inkompressiblen einphasigen Strömungssimulation mittels des in Sun et al. (2008) vorgestellten IDEAL<sup>5</sup> Lözers vor. Die Kondensatmasse an den Grenzflächen wurde über ein Diffusionsschichtmodell beschrieben und kohärente Strukturen in der räumlichen Dichte-, Geschwindigkeits- und Feuchteverteilung dargestellt. Weiter wurden die Frequenz der oszillierenden Wandtemperatur variiert und ein Übergang zu chaotischen Strukturen bei hohen Frequenzen vorausgesagt.

Wie schon in Unterabschnitt 1.2.1 beziehen sich die meisten Untersuchungen zu latenten Wärmeströmen in Mischkonvektion auf durchströmte, zylindrische Geometrien mit rechteckiger oder runder Grundfläche. Eine Ausnahme stellt die Arbeit von Alleborn et al. (1999) dar, die ein geschlossenes 2D-System mit zwei bewegten Wänden bei unterschiedlicher Neigung betrachtete. Ab einer Richardson-Zahl  $Ri = Gr/Re^2 > 8.6$  beobachteten sie ein durch Mischkonvektion hervorgerufenenes, nicht lineares Verhalten und legten dar, dass die Neigung der Zelle bei hinreichend hoher Reynolds-Zahl keinen Einfluss auf die Kondensationsrate hatte. Eine 2D numerische Studie zur Phasentransition in Mischkonvektion, bei der das Fluid von unten beheizt, von oben gekühlt und die obere Grenzlinie gleichförmig bewegt wurden<sup>6</sup>, stellten Al-Amiri et al. (2007) vor. Hierzu nutzten sie eine Finite-Elemente-Methode zusammen mit einer Interpolation mittels Galerkin-Ansatz. Sie beobachteten eine von erzwungener Konvektion dominierte Strömung für  $Ri < 0.1$ . Weiter berichteten sie, dass eine Erhöhung der Lewis-Zahl,

<sup>5</sup> *Inner Doubly Iterative Efficient Algorithm for Linked Equations.*

<sup>6</sup> Dieses Experiment ist auch als *driven cavity (engl.)* bekannt.



die ein Maß für das Verhältnis von Wärmeleitung zu Diffusion ist, den Kondensatmassenstrom erhöhte. Den Kondensatmassenstrom an den Wänden eines einseitig offenen unterkühlten Hohlraums als generisches Analogon eines geöffneten Kühlschranks untersuchten Terrell und Newell (2007). Sie gaben den Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten für Aspektverhältnisse zwischen 0.5 und 2 an und schlussfolgerten, dass die Wärmeleitung durch Tropfen an der Wand weitgehend unbeeinflusst bleibt. Weiter stellten Terrell und Newell (2007) fest, dass der Strahlungsaustausch zwischen dem Zellinneren und der Umgebung einen geringen Einfluss auf den internen Wärmetransport hat. Experimente mit Geometrien höherer Komplexität hatten zumeist eine konkretere Anwendung als Hintergrund. So betrachteten Guo et al. (2020) beispielsweise das Kondensationsrisiko in einem strahlungsgekühlten Büroraum mit Wärme- und Feuchtigkeitsquellen experimentell sowie numerisch. Basierend auf ihren Ergebnissen formulierten sie Vorschläge zur Kondensationsvermeidung. Kim et al. (2011) variierten die Positionen der Belüftungsöffnungen einer doppelt-verglasten Außenfassade und untersuchten das Kondensationsrisiko in Wohngebäuden.

Die zuvor genannten Arbeiten konzentrierten sich auf die Charakterisierung des globalen Wärme- und Massenstroms als Folge einer Phasentransition. Diese globalen, makroskopischen Größen sind ein Resultat des An- und Zusammenwachsens mikroskopischer Tropfen auf einer unterkühlten Oberfläche. Die Dynamik solcher Tropfen beschrieben Zheng et al. (2018) in einer turbulenten Rohrströmung mit feuchter Luft als Arbeitsfluid. Hierzu wurde eine 2D-Simulation mittels der *Multi-relaxation-time* Gitter-Boltzmann-Methode (Lallemand und Luo, 2000) durchgeführt. Unter anderem beschrieben sie die Strömung innerhalb eines Tropfens, in dem Mischkonvektion beobachtet wurde. Diese ist eine Folge des Temperaturgradienten zwischen Grund- und Tropfenoberfläche und einer erzwungenen Strömung, die durch einen Gradienten der Oberflächenspannung entsteht. Dieser ist Resultat des Strömungsfelds innerhalb des Tropfens. Detaillierter wurde die Umströmung von ruhenden oder sich bewegenden Einzeltropfen mit Reynolds-Zahlen (gebildet mit dem Tropfendurchmesser) bis  $Re = 100$  von Orazzo und Tanguy (2019) simuliert. Die Ergebnisse dieser DNS wurden genutzt, um den veränderten Widerstandsbeiwert verursacht durch das Geschwindigkeitsfeld im Tropfeninneren zu quantifizieren. Weiter beschrieben Orazzo und Tanguy (2019) die radiale Geschwindigkeitsverteilung als Folge der durch Kondensation hervorgerufenen Sogwirkung.

Sind die Massenströme an den mikroskopischen Strukturen bekannt, kann auf den globalen Massenstrom geschlossen werden. Hierzu sind sowohl die Transportprozesse an den einzelnen Tropfen als auch der Einfluss der räumlichen Massenverteilung zu berücksichtigen. So untersuchten Castillo und Weibel (2018), die an die Arbeit von Annamalai et al. (1993)

anknüpften, wie die Kondensationsrate eines Tropfen von der Tropfenverteilung in seiner Umgebung beeinflusst wird. Castillo und Weibel (2018) näherten das 3D-Konzentrationsfeld über ein divergentes 2D-Potentialfeld, wobei sie Tropfen als Punktsenken idealisierten. Die Modellvalidierung erfolgte für Zwei- und Mehrtropfensysteme und konnte die 3D numerischen Vorhersagen für das Tropfenwachstum ohne eine konvektive Strömung reproduzieren. Eine experimentelle Validierung führten Castillo und Weibel (2019) durch und berichteten eine mittlere relative Abweichung zwischen Experiment und Simulation von 5 % der gemessenen Massentransferrate an einem Tropfen. Castillo und Weibel (2019) verdeutlichten insbesondere, dass die Annahme isoliert wachsender Tropfen für eine korrekte Vorhersage des Massenstroms nicht ausreichend ist. Das Gleiche gilt für das ausschließliche Einbeziehen direkt benachbarter Tropfen bei der Berechnung des Konzentrationsprofils. Zheng et al. (2019) erweiterten das Modell von Castillo und Weibel (2018), indem sie die Massenstromrate von Tropfen in einer erzwungenen Strömung untersuchten. Sie validierten ihre Ergebnisse mittels der Mikroskopie von Tropfen an einer vertikalen Wand in einer turbulenten Rohrströmung. Das Modell von Castillo und Weibel (2018) wurde mit der Methode der Bildladung von Zheng et al. (2019) verglichen und zusätzlich eine Erweiterung des Modells hin zu einer 3D Konzentrationsverteilung vorgestellt. Das zuletzt genannte Modell wies zwar einen stark erhöhten Rechenaufwand auf, konnte jedoch die Konzentration im Nahfeld eines Tropfens korrekt abbilden. Hieraus leitete Zheng (2019) einen Skalar für jeden mit einem Mikroskop beobachteten Tropfen ab, um den Massenstrom bei isoliertem Tropfenwachstum zu korrigieren und somit den Einfluss der Massenverteilung berücksichtigen zu können.

Um Aussagen aus Experimenten über die Massenstromrate von Tropfen verschiedener Größen auf einer Oberfläche ableiten zu können, werden zumeist bildbasierte Messverfahren genutzt. Diese ermöglichen die Erfassung einer Vielzahl von Tropfen. Hierzu nutzen Eimann et al. (2018) Infrarotthermografie zur Bestimmung der Oberflächentemperatur und schätzen auf Basis der Aufnahmen die Tropfengrößenverteilung. Wie auch in den Arbeiten von Danilo et al. (2016) und Tancon et al. (2022) ist die Verwendung von Fernfeldmikroskopen zusammen mit im sichtbaren Spektrum arbeitenden Kameras verbreiteter, wenn es darum geht, Position und Größe einzelner Tropfen zu untersuchen. Zur Bestimmung der Größenverteilung stoßen manuelle Selektionsverfahren, wie sie Rose und Glicksman (1973) verwendeten, mit steigender Tropfenzahl rasch an ihre Grenzen. Eimann et al. (2020) erzeugten durch die Anwendung von Bildfiltern ein Binärbild, in dem von Tropfen bedeckte Flächen von nicht benetzten Flächen abgegrenzt waren. Anschließend wurden benetzte Flächen über eine Wasserscheidentransformation separiert (siehe auch Meyer (1994)). Lenk et al. (2013) schlugen vor, ein Muster auf die kondensierende Oberfläche aufzutragen, das durch die Änderung des Brechungsindex der

Flüssigkeitstropfen deformiert erscheint. Diese Deformation kann in Analogie zur Schlierenfotografie genutzt werden, um die Tropfenhöhe zu bestimmen. Für Tropfen mit Kontaktwinkeln oberhalb von  $70^\circ$  sind Kontaktlinien in guter Näherung kreisrund. Dies wurde von Castillo et al. (2015) bei der Verwendung der Hough-Kreisdetektion zur Tropfendetektion ausgenutzt. Suh et al. (2021) motivierten die Verwendung von faltenden neuronalen Netzen, die auf das Erkennen von Tropfen in einem Bild angelernt wurden. Als Grundlage wurde die in Tsai et al. (2019) vorgestellte Netzarchitektur, die zur Untersuchung transients zellbiologischer Prozesse entwickelt wurde, genutzt.

### 1.2.3 Thermodynamik des Automobilscheinwerfers

Der in dieser Arbeit untersuchte Aufbau lässt sich als generische Version eines Fahrzeugscheinwerfers auffassen. Entsprechend fokussiert sich dieser Abschnitt auf den Wärme- und Stofftransport in Automobilscheinwerfern. Untersuchungen, die sich mit dem internen Wärmetransport in Automobilscheinwerfern befassen, zielen meist darauf ab, die durch die Leuchtmittel verursachten internen Wärmelasten frühzeitig im Entwicklungsprozess vorherzusagen. Dies soll thermischen Problemen im Prototypen und später im Serienscheinwerfer vorbeugen und die Kosten und Dauer der Entwicklungsprozesse reduzieren.

Eine Vielzahl an Studien beschränkt sich auf eine 2D-Betrachtung scheinwerferähnlicher Systeme. So stellte Langebach (2008) eine umfangreiche Untersuchung des Wärmetransports innerhalb eines generischen 2D-Fahrzeugscheinwerfers vor. Hierin wurde der Effekt variabel positionierter Wärmequellen auf den globalen Wärmestrom in einem belüfteten Hohlraum experimentell und in 2D-Simulationen betrachtet. Dabei wurde  $Re$  mit der Einlasshöhe gebildet und zwischen 190 und 3800 variiert. Eine Seite der ansonsten quaderförmigen Zellgeometrie konnte zwischen  $0^\circ$  und  $45^\circ$  geneigt werden bei einem variablem Seitenverhältnis von  $1 \leq \Gamma_{xz} \leq 2$ . Ebenfalls untersuchte Langebach (2008) den Effekt des Neigungswinkels, der Position von Versperrungen und des Aspektverhältnisses des Quaders auf den internen Wärmetransport experimentell und numerisch. Diese Arbeit motivierte zudem die niederdimensionale Beschreibung des Scheinwerfersystems über dimensionslose Kennzahlen. Ergebnisse der 2D-Simulation verglich Langebach (2008) sowohl mit experimentellen Daten aus der generischen Geometrie als auch mit Messungen innerhalb eines realen Serienscheinwerfers. Die Simulation unterschätzte hierbei die Nußelt-Zahlen um 23 % im Vergleich zum Experiment, wobei hier nur ein Referenzpunkt zugrunde gelegt wurde.

Der Rechenaufwand einer 3D-Simulation ist im Vergleich zu einer 2D-Simulationen stark erhöht, sodass mit 2D-Simulationen größere Parameterräume bei gleicher Rechenzeit untersucht werden können. Dass die Reduktion eines realen Fahrzeugscheinwerfers auf eine 2D-Konfiguration eine zu starke Vereinfachung ist, zeigte die Arbeit von Shiozawa (2001). Hierin wurden Resultate für experimentell bestimmte Geschwindigkeitsfelder innerhalb eines Serienscheinwerfers vorgestellt. Shiozawa (2001) führte dazu 2D-PIV in mehreren Schnittebenen durch und beobachtete 3D-Strömungsstrukturen hervorgerufen durch interne Versperrungen und Wärmequellen. Aus dieser Untersuchung folgte, dass das Vernachlässigen der Turbulenzanregung an den Grenzflächen und die Reduktion der Transportgleichungen auf zwei Dimensionen zu grobe Vereinfachungen sind, um die internen Transportmechanismen zuverlässig vorherzusagen. Zum selben Ergebnis kam Zenin (2007), der wie Langebach (2008) eine Strömung in einem generischen Scheinwerferexperiment untersuchte. Hierbei wurde ein abgeschlossenes System mittels 2D-PIV in der das Leuchtmittel schneidenden  $yz$ -Ebene betrachtet. Eine von natürlicher Konvektion getriebene, zirkulierende Rolle wurde in der Ebene beobachtet, wobei das Hinzuschalten einer Strahlungsquelle eine überlagernde Auftriebsströmung nahe der Frontscheibe induzierte. Die hierdurch zusätzlich entstehende Auftriebsströmung wirkte der großskaligen Konvektionsrolle entgegen und begünstigte das Ausbilden von Eckwirbeln und einen Wärmestau in der oberen Volumenhälfte. Eine experimentelle Erfassung der räumlichen Geschwindigkeitsverteilung innerhalb eines Serienscheinwerfers führten Sousa et al. (2005) durch. Hierzu wurden ein LASER-Doppler-Anemometer (LDA) auf einem Traversensystem montiert und das mittlere Geschwindigkeitsfeld in mehreren  $xz$ -Ebenen vermessen. Auch hier wurde eine 3D-Rollenstruktur bei maximalen Geschwindigkeitsgradienten nahe des Leuchtmittels beobachtet. Fernab der Lichtquelle waren die mittleren lokalen Geschwindigkeitsgradienten um mindestens eine Größenordnung kleiner. Dies bestätigen auch die Messungen von Kim et al. (2019), die zeitaufgelöste Stereo-PIV-Messungen in mehreren Schnittebenen durchführten. Kim et al. (2019) untersuchten die ortsabhängigen Einträge des Reynolds'schen Spannungstensors in einem Fahrzeugscheinwerfer. Aufgrund einer unbekannt Normierung ist ein Vergleich der einzelnen Tensoreinträge nicht möglich, jedoch wird verdeutlicht, wie aufsteigende Plumes<sup>7</sup> lokal den Wärmestrom erhöhen bei gleichzeitig weitestgehend laminarer Bulkströmung.

Für Fahrzeugscheinwerfer sind keine Simulationen bekannt, die die turbulente Strömung auf allen physikalisch relevanten Skalen vollständig auflösen. Da es sich hierbei zumeist um Simulationen im industriellen Kontext handelt, ist es üblich, Modellannahmen über die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie zu treffen und zeiteffizientere Simulationen der *Reynolds-*

<sup>7</sup> Eine kegelförmige oder trichterförmige, sich von ihrem Ursprung ausdehnende Struktur, die sich durch einen Dichteunterschied zu ihrer Umgebung hin abgrenzt.

*gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen* (RANS) durchzuführen. Eine 3D-RANS zusammen mit PIV-Resultaten stellten Neukam et al. (2017) vor. Die Arbeit ging jedoch nicht über einen qualitativen Vergleich von Experiment und Simulation hinaus und stellte lediglich fest, dass das mittlere Geschwindigkeitsfeld der RANS-Simulation Strukturen aufwies, die den experimentell gemessenen ähnelten. Ein weiteres Beispiel für eine 3D-RANS in einem Fahrzeugscheinwerfer lieferten Cimolin et al. (2011), die Ergebnisse zur Vorhersage thermisch induzierter Lasten in LED-Rückleuchten vorstellten. Der Vergleich mit ihren eigenen experimentellen Ergebnissen zeigte zwar eine Abweichung von der maximalen Oberflächentemperatur um wenige Kelvin, im Mittel überschätzten die Simulationsergebnisse jedoch die tatsächlich gemessenen Temperaturen um circa 4 K. Als weitere Arbeiten, die sich mit der Vorhersage der Oberflächen-temperaturverteilung befassen, sind insbesondere Sokmen et al. (2013) und Zhao et al. (2015) zusammen mit dem Übersichtsartikel von Long et al. (2015) zu nennen.

Zum Erstellungszeitpunkt der vorliegenden Arbeit scheint es im industriellen Kontext keine allgemein akzeptierte Referenzkonfiguration für Fahrzeugscheinwerfer zu geben, die alle relevanten physikalischen Vorgänge abbildet. Falls eine experimentelle Validierung stattfand, wurden in den vorgestellten Simulationen von Fahrzeugscheinwerfern stets eigene generische Geometrien oder spezielle Serienscheinwerfer genutzt. Dies macht eine quantitative Bewertung der vorgeschlagenen Simulationsstrategien für die Bestimmung des Strömungsfelds und des Wärmetransports unmöglich.

Das Problem der unerwünschten Kondensation in Automobilscheinwerfern fand erstmalige Erwähnung in der Arbeit von Hoines und Jiao (1998). Hier wurde der Einfluss der Position von Einströmern und Auslässen auf die Luftfeuchtigkeit im Inneren eines Scheinwerfers mit parabolischer Frontscheibe experimentell untersucht. Zyklisches Ein- und Ausschalten des Leuchtmittels simulierte hierbei das Benutzen und Abstellen eines Fahrzeugs. Die in Folge des Abkühlens einströmende Luft wurde mit zusätzlicher Feuchte beladen. Hierbei beobachteten Hoines und Jiao (1998) einen zyklischen Pumpeffekt, der eine zunehmende Anreicherung von Wasser insbesondere auf dem unteren Teil der Abschlusscheibe hervorrief.

Hieran knüpften Hoines et al. (1999) an, indem sie ein 1D-Diffusionssystem als Modellansatz nutzten, um den Massenstrom kondensierenden Wassers vorherzusagen. Für ein System mit stationären Randbedingungen wurde die Lösung der formulierten Differentialgleichung mit experimentellen Ergebnissen für die relative Luftfeuchte im Scheinwerferinneren verglichen. Hoines et al. (1999) berichteten relative Abweichungen zwischen Experiment und Modellvorhersage für unterschiedliche Belüftungsöffnungsdurchmesser von 6 % bis 32 %. Dabei

betrachteten sie lediglich einen Stofftransport in Folge eines Konzentrationsgradienten und vernachlässigten Strömungen aufgrund von natürlicher oder erzwungener Konvektion. Dieses stark simplifizierte Modell wurde später von Chang et al. (2008) aufgegriffen, um die Dauer des restlosen Entfernens vorhandener Wasseranlagerung vorherzusagen. Hierbei konzentrierten sie sich besonders auf den Einfluss von Schmutzfängern und Membranen auf den Diffusionsstrom.

Messergebnisse einer durchströmten Scheinwerfergeometrie mit feuchter Luft als Arbeitsfluid wurden von Moore und Hilburger (2001) vorgestellt und mit den Ergebnissen ihrer computergestützten Strömungssimulation verglichen. In ihrer Arbeit betrachteten sie jedoch lediglich die Entwicklung der Luftfeuchte im Volumen, nicht aber den Massenstrom durch Phasentransition an die Frontscheibe. Zudem wurde die Kopplung zwischen Diffusionsgleichung und Energiegleichung über den Enthalpiestrom nicht betrachtet. Den Enthalpiestrom im Automobilscheinwerfer berücksichtigten Bensler et al. (2005) später und nahmen einen Wasserfilm im Sinne der Nußelt'schen Wasserhauttheorie an (Nußelt, 1916). Ihr Modell berücksichtigte neben dem Wärmetransport aufgrund von Strahlung auch den Einfluss natürlicher und erzwungener Konvektion. Während sich die mittleren Temperaturen von Experiment und Simulation um 19 % unterschieden, lagen lokale Unsicherheiten während sprunghafter Temperaturanstiege als Resultat zugeschalteter Heizlasten über 90 %. Zudem konnte mit dem Filmmodell keine verlässliche Vorhersage des Massenstroms durch Phasentransition getroffen werden. Ein vergleichbares Ergebnis stellten Guzej und Zachar (2019) vor, die die Dauer des Verdampfungsprozesses und die zeitliche Entwicklung der Massenverteilung auf der Abschlusscheibe numerisch und experimentell ebenfalls unter Verwendung eines Filmmodells untersuchten. Zwar erwähnen die genannten Autoren die verwendete Simulationsplattform, das Fehlen von Informationen über die konkrete Implementierung macht die Bewertung ihrer Ergebnisse jedoch unmöglich. Maschkio (2007) lieferte eine detailliertere Beschreibung des RANS-basierten Simulationsvorgehens. Wie schon bei Bensler et al. (2005) idealisierte Maschkio (2007) die Massenverteilung auf der kondensierenden Oberfläche als einen Fluidfilm. Maschkio (2007) verglich Ergebnisse von Simulation und Experiment in einer Rohrströmung oberhalb einer liegenden unterkühlten Polycarbonatplatte für Reynolds-Zahlen zwischen  $2038 \leq Re \leq 7965$  bei mittleren Absolutgeschwindigkeiten zwischen 0.33 m/s und 1.28 m/s. Hierbei stimmten die Simulationsergebnisse für den Ort auftretender Kondensation mit den bildgebenden Messverfahren überein. Während die transiente integrale Masse an auskondensiertem Wasser eine mittlere Abweichungen von circa 30 % aufwies, wurde die lokale Wassermasse insbesondere in den Randbereichen auftretender Kondensation teilweise um eine Größenordnung unterschätzt. Dies kann durch die deutlich höheren Kondensationsraten der vorliegenden Tropfenkondensation begründet werden, die von dem verwendeten Filmmodell nicht abgebildet werden konnten.

Dennoch gelang es, das Temperaturfeld zuverlässig vorauszusagen, wobei die Abweichung hin zu größeren Reynolds-Zahlen anstieg. Vergleichbare Ergebnisse berichtete Maschkio (2007) für Messungen in einem Serienscheinwerfer. Hieran schloss die Arbeit von Ponca (2011) an. Mit dem Ziel, alle für den internen Wärmetransport verantwortlichen Prozesse abzubilden, führte Ponca (2011) Versuche mit unterschiedlich angeordneten Wärmequellen in einem von feuchter Luft durchströmten Serienscheinwerfer durch. In einer Simulation wurde neben dem Wärmetransport aufgrund von Konvektion und Strahlung auch Kondensation betrachtet, wobei auch hier eine Idealisierung entsprechend der Nußelt'schen Wasserhauttheorie zum Einsatz kam. Ponca (2011) stellte eine umfangreiche Validierung verschiedener Messmethoden vor und erzielte Genauigkeiten, die vergleichbar mit denen von Maschkio (2007) waren. Messergebnisse von Freifahrtversuchen bei unterschiedlichen Wetterbedingungen und Fahrtgeschwindigkeiten präsentierte beispielsweise Deane (2005). Hier wurde zum einen festgehalten, dass neben dem Feuchteeintrag durch die Belüftungsöffnungen auch das Freisetzen von Wasserdampf beim Erwärmen des Polymergehäuses die interne Taupunkttemperatur erhöht. Zum anderen wurde festgestellt, dass Kondensation verstärkt nach Abstellen des Fahrzeugs zu beobachten ist. Eine Vorhersage des Kondensationsverhaltens innerhalb eines Fahrzeugscheinwerfers, der direkten Wettereinflüssen ausgesetzt war, stellten Oxyzoglou und Tejero (2018) vor. Es wurden sechs verschiedene Scheinwerferkonfigurationen vermessen, um die Randbedingungen für die Simulationen möglichst realitätsnah wählen zu können. In den Simulationen wurde wie in den bereits diskutierten Arbeiten ein Wasserfilm angenommen. Einen quantitativen Vergleich zwischen Experiment und Simulation stellten Oxyzoglou und Tejero (2018) nicht vor, sondern fokussierten sich auf den Vergleich der verschiedenen Serienscheinwerfermodelle.

Das präferierte industriell angewendete Verfahren zur Simulation von Kondensation auf Oberflächen beruht auf der Annahme eines Wasserfilms, wobei hier zusätzliche Wärme- und Diffusionswiderstände aufgrund des Vorhandenseins einer gekrümmten Grenzfläche auf der Abschlusscheibe vernachlässigt werden. Eine systematische Beschreibung auf Basis dimensionsloser Kennzahlen und ein Vergleich mit anderen Experimenten oder Simulationen fehlen in allen genannten Arbeiten. Wie schon im vorangegangenen Abschnitt zur Untersuchung des internen Wärmetransports und Strömungsfelds fehlt es auch für die Untersuchung des Scheibenbeschlags in Fahrzeugscheinwerfern an einem Referenzaufbau, der es ermöglicht, Simulationsansätze direkt miteinander zu vergleichen.

### 1.3 Zielsetzung und Aufbau dieser Arbeit

Wie in den vorangegangenen Abschnitten dargelegt, ist es in diversen technischen und industriellen Anwendungen notwendig, das Auftreten von Kondensation zuverlässig vorherzusagen. Auch die Simulation des Verdampfungsprozesses ist von großem Interesse, um abschätzen zu können, wie hoch Energie und Zeitbedarf für die Trocknung einer bereits beschlagenen Oberfläche sind. Da eine Simulation, die Konzentrations-, Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder vollständig auflöst, hohe Anforderungen an Rechenleistung und Komplexität der Implementierung stellt, sind vereinfachte Modelle wie zum Beispiel Skalierungsansätze wünschenswert, um diese Anforderungen – insbesondere an die Auflösung der Simulation – zu reduzieren. Weiter ermöglichen Skalengesetze das Übertragen mittels Ähnlichkeitstheorie von Messergebnissen auf geometrisch ähnliche Systeme.

An dieser Stelle setzt die vorliegende Arbeit mit dem Ziel an, solche empirischen Skalengesetze in entdimensionalisierter Form zu formulieren und zu verifizieren. Zu diesem Zweck wird in Kapitel 3 ein Versuchsstand präsentiert, in dem das Skalenverhalten des sensiblen und latenten Wärmestroms bei Phasentransition aus feuchter Luft an einer Oberfläche untersucht wird. Das vorgestellte Experiment soll sämtliche Parameter abbilden, die für technische Applikationen relevant sind, und orientiert sich hierbei an der Geometrie eines Fahrzeugscheinwerfers. Mit dem Ziel, zu untersuchen, wie natürliche und erzwungene Konvektion den bei Phasentransition auftretenden Massenstrom beeinflussen, wurden Messungen des Geschwindigkeitsfelds mittels tomografischer PIV durchgeführt, Strömungs- und Oberflächentemperaturen bestimmt, sowie der Wasserdampfmassenstrom an der kondensierenden Oberfläche gemessen. Die so gemessenen Strömungsfelder decken hierbei das gesamte durchströmte Volumen ab. Die Analyse der Strömungsstrukturen liefert Abschnitt 4.1. Aus diesen Ergebnissen wird im Anschluss in Abschnitt 4.2 die gegenseitige Beeinflussung zwischen Strömungsstrukturen und dem globalen Wärmeübergang quantifiziert.

Kapitel 5 hat zum Ziel, die Massenströme bei Kondensieren oder Verdampfen an einer Oberfläche zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurden mehrere Messverfahren erarbeitet, die einen experimentellen Zugang zum globalen Massenstrom an einer unterkühlten Oberfläche sowie dem Wachstum einzelner Tropfen eröffnen. Damit ist es möglich, den makroskopischen, globalen latenten Massenstrom in Abhängigkeit von den experimentellen Randbedingungen anzugeben. Zudem kann gleichzeitig der lokale, mikroskopische Wärmetransport an einzelnen Tropfen in Abhängigkeit von deren Topologie untersucht werden. Die Brücke zur Simulation schlägt Kapitel 6. Hier wird ein eindimensionales semi-empirisches Modell vorgestellt. Zu-



---

sammen mit den in vorangegangenen Abschnitten untersuchten Skalierungsansätzen ist es hiermit möglich, den globalen sensiblen und latenten Wärmestrom vorherzusagen und auf eine technische Anwendung zu übertragen.

Bevor diese Ziele jedoch angegangen werden, gibt das nachfolgende Kapitel 2 einen Überblick über die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen theoretischen Konzepte. Zuletzt sei angemerkt, dass die Messunsicherheiten von Größen, die für die Ergebnisdiskussion relevant sind, gemäß Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) (2010, S. 25) angegeben werden.



# Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die grundlegenden physikalischen Gleichungen und Konzepte vorgestellt, auf denen die in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Verfahren, Auswertemethoden und Analysen basieren. Das Kapitel ist wie folgt aufgebaut: Die Charakterisierung des Systems beginnt mit der Beschreibung der Prozesse des Wärme-, Impuls- und Stofftransports in konvektiven Strömungen mit Phasentransition. Anschließend werden die physikalischen Eigenschaften feuchter Luft beschrieben. Die Physik eines Tropfens wird zunächst durch die Betrachtung einer gekrümmten Grenzfläche zwischen einem kondensierten und einem nicht kondensierten Stoff grundlegend motiviert. Der Abschnitt über die thermodynamischen Grundlagen schließt mit der Analyse von Mehrtropfensystemen und deren Populationsstatistik. Es folgen eine Dimensionsanalyse und die Definition eines vollständigen Satzes von Kennzahlen zur Charakterisierung des hier beschriebenen Systems. Das Kapitel schließt mit der Darstellung der verwendeten Datenanalysemethoden.

## 2.1 Grundlagen der Wärme- und Stoffübertragung

Wird Energie von einem System in ein anderes übertragen, kann die Energiemenge nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik in zwei Komponenten zerlegt werden. Der eine Teil wird als Arbeit bezeichnet, die immer eine Änderung eines Systems bewirkt. Bei idealen Gasen ist dies immer eine Volumen- oder Druckänderung. Die Energiemenge  $Q$ , die nicht in Arbeit umgesetzt wird, wird als Wärme bezeichnet und bewirkt eine Änderung der inneren Energie beziehungsweise eine Entropiezunahme. Dies kann bei idealen Gasen eine Änderung der Temperatur  $T$  bedeuten oder zum Verdampfen oder Schmelzen eines Stoffs führen. Klassischerweise erfolgt die Übertragung von Wärme über Systemgrenzen hinweg konduktiv, konvektiv oder durch Strahlungsaustausch.

Die Wärmeleitung ist eine Folge des Impulsübertrags zwischen benachbarten, im zeitlichen Mittel ruhenden Teilchen. Die Wärmeübergangsrate dieses diffusiven<sup>1</sup> Prozesses durch Fluide oder Festkörper beschreibt das Fourier'sche Gesetz

$$\dot{Q} = -\lambda A \nabla T \cdot \hat{n}. \quad (2.1)$$

Sie ist proportional zur übertragenden Fläche  $A$ , dem stoffspezifischen Wärmeleitkoeffizienten  $\lambda$  und dem lokalen Temperaturgradienten  $\nabla T$  parallel zur Flächennormalen  $\hat{n}$ . Aus dem Äquipartitionstheorem folgt, dass eine aus einer Wärmeerhöhung resultierende Temperaturerhöhung um  $dT$  stets proportional zu  $\dot{Q}$ , reziprok proportional zur spezifischen Wärmekapazität  $c_p$  und dem Massenstrom  $\dot{m}$  ist. Entsprechend gilt für die Wärmeflussdichte

$$\dot{q} = \dot{Q}/A = \dot{m} c_p \frac{dT}{A}.$$

Findet in einem System eine gerichtete Bewegung statt, erfolgen Stoff- und Wärmetransport zwischen zwei angrenzenden Volumina nicht nur durch den diffusiven Transport, sondern auch in Folge von Konvektion. Im Zuge dieser Arbeit ist Konvektion das Resultat extern aufgeprägter Temperatur- und Druckgradienten. Entsprechend beschreiben die inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen unter Verwendung der Boussinesq-Approximation

$$\partial_t \vec{u} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\nabla p / \rho + \nu \nabla^2 \vec{u} - \beta_T (T - T_0) \vec{g} - \beta_c (\rho_v - \rho_{v,0}) \vec{g} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.3)$$

den konvektiven Momententransport im vorliegenden System. Hier sind  $\vec{u}$  die orts- und zeitabhängige Fluidgeschwindigkeit,  $\rho$  die Fluidichte,  $\nu$  die kinematische Viskosität,  $\beta_T$  der thermische Ausdehnungskoeffizient,  $T_0$  eine Referenztemperatur,  $\vec{g}$  die Erdbeschleunigung und  $\beta_c$  die Dichteänderung von feuchter Luft bei veränderter Wasserdampfdichte  $\rho_v$ . Der letzte und vorletzte Term der rechten Seite von Gleichung 2.2 geben die extern angetriebene natürliche Konvektion<sup>2</sup> an, während die übrigen Terme den konvektiven und diffusiven Momententransport beschreiben.

Hierbei wurde die Boussinesq-Approximation verwendet, in der lediglich lineare Auftriebsterme berücksichtigt werden. Entsprechend müssen lokale Dichteänderungen als Folge von Scherung, Volumenänderung und Druckänderung vernachlässigbar sein. Dies ist der Fall, wenn

<sup>1</sup> Von *diffundere* (lat.): ausbreiten, zerstreuen.

<sup>2</sup> Häufig auch als freie Konvektion bezeichnet.

die Bedingungen von Grandi und Passerini (2021) und Barletta und Nield (2009)

$$\frac{\Delta T}{\bar{T}} \ll 1, \quad \frac{L}{l_1} \ll 1 \quad \text{und} \quad \frac{L}{l_2} \gg \sqrt{\frac{l_2 \bar{T}}{l_1 \Delta T}} \quad (2.4)$$

erfüllt sind, wobei  $\Delta T$  eine charakteristische Temperaturdifferenz,  $\bar{T}$  die mittlere Systemtemperatur und  $L$  die charakteristische Systemlänge angibt.  $l_1$  und  $l_2$  sind zwei Stoffeigenschaften mit der Dimension einer Länge und sind nach Grandi und Passerini (2021)

$$l_1 = \frac{c_p T_c}{g} \quad \text{und} \quad l_2 = \left( \frac{\mu^2}{\bar{\rho}^2 g} \right)^{1/3},$$

mit  $T_c$  der niedrigsten Systemtemperatur. Weiter ist in dieser Arbeit das Verhältnis  $\beta_c/\beta_T \ll 1$ , sodass der Einfluss der Dampfdichtedifferenz auf das Geschwindigkeitsfeld vernachlässigt wird. Für eine Untersuchung bei deutlich höheren Dampfdichte und Temperaturgradienten sei auf die Arbeit von Vallis et al. (2019) verwiesen.

Die in 2.2 angegebene Form der Transportgleichung geht von einem divergenzfreien Strömungsfeld beziehungsweise von einem inkompressiblen Fluid aus. Dies spiegelt sich auch in der inkompressiblen Kontinuitätsgleichung Gleichung 2.3 wider. Liegt feuchte Luft als Arbeitsfluid vor, so kann bei Unterschreitung der Taupunkttemperatur  $\Theta$  der in der Luft enthaltene Wasserdampf kondensieren. Die skalare Dampfkonzentration  $c$  der Luft ist dann nicht mehr isotrop. Das entstehende Konzentrationsgefälle führt zu einer Sekundärströmung innerhalb der Luft. Diesen diffusiven Massentransport beschreibt das Fick'sche Gesetz

$$\partial_t c = D \nabla^2 c,$$

wobei der Massenstrom proportional zur Diffusionskonstanten  $D$  ist. Ist  $\dot{m}_c$  die Kondensationsrate, so kann die Massenbilanz für lokale Dampfbeladung in der Gasphase  $m_v$  geschrieben werden als

$$\partial_t \rho_v + \vec{u} \cdot \nabla \rho_v = D \nabla^2 \rho_v + \dot{\rho}_v. \quad (2.5)$$

Mit Gleichung 2.2 und 2.5 ist der diffusive Massen- und Momententransport beschrieben als gekoppeltes System partieller Differentialgleichungen. Da die Wasserdampfdichte  $\rho_v$  und die Fluidtemperatur  $T$  unbestimmt sind, ist mit diesen Gleichungen keine geschlossene Systembeschreibung möglich. Die Kopplung dieser beiden Größen liefert die Wärmetransportgleichung

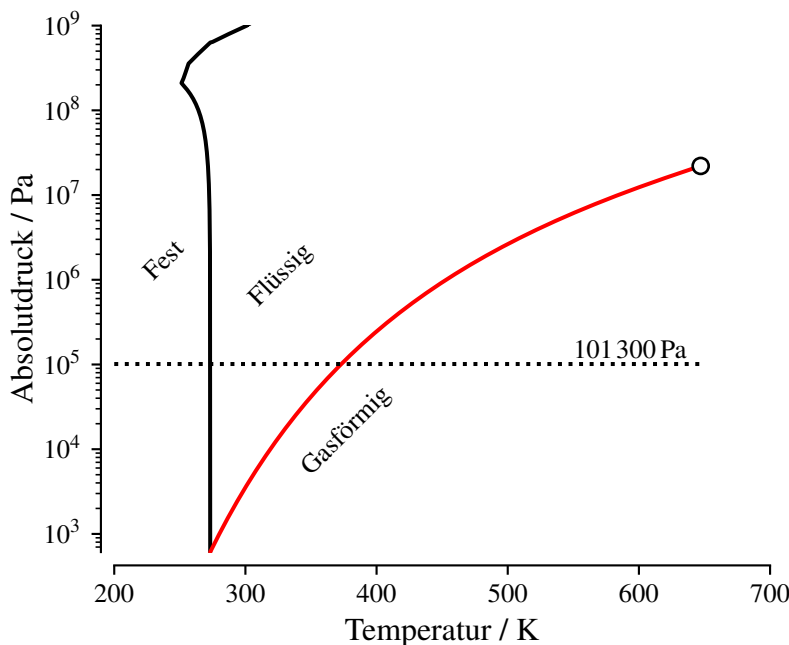
$$\partial_t T + \vec{u} \cdot \nabla T = \frac{\lambda}{\rho c_p} \nabla^2 T + \frac{h_v}{c_p \rho} \dot{\rho}_v, \quad (2.6)$$

die eine Kombination des Fourier'schen Gesetzes aus Gleichung 2.1 mit einem zusätzlichen Quellterm ist. Letzterer beschreibt die Temperaturänderung bei Phasentransition proportional zur Verdampfungsenthalpie  $h_v$ .

Die drei Diffusions-Konvektionsgleichungen 2.2, 2.5 und 2.6 beschreiben die Transportprozesse in einer konvektiven Strömung mit Phasentransition. Dabei wird angenommen, dass Luft und Wasserdampf als ein homogenes Gemisch beschrieben werden kann. Da der Dichteanteil von Wasser in dieser Arbeit stets unterhalb von 3 % liegt, kann davon ausgegangen werden, dass Diffusionsströme in Folge von Konzentrationsgradienten einen vernachlässigbaren Einfluss auf das großskalige Strömungsfeld haben.

Vernachlässigt wurde in der bisherigen Diskussion die Wärmeübertragung eines Körpers durch Strahlung. Die Energieübertragung erfolgt hier durch die Emission beziehungsweise die Absorption von elektromagnetischen Wellen. Das Stefan-Boltzmann-Gesetz  $\dot{q} = \varepsilon \sigma T^4$  beschreibt hierzu die Wärmestromdichte eines idealen Schwarzen Körpers. Für Schwarze Körper ist die Emissivität  $\varepsilon = 1$ , während in den meisten technischen Anwendungen graue Körper vorliegen, deren materialspezifische Emissivität kleiner als 1 ist. Mit steigender Temperatur nimmt die emittierte Leistung biquadratisch zu, wobei  $\sigma$  die Stefan-Boltzmann-Konstante bezeichnet. Um diese Form des Wärmetransports in einem System zu beschreiben, ist neben der orts aufgelösten Emissivität  $\varepsilon$  für graue Strahler auch die Kenntnis der lokalen Temperaturen und die Orientierung der strahlenden Flächen zueinander notwendig. Dies erfordert hohe Rechenleistungen bei computergestützten Simulationen beziehungsweise einen erhöhten experimentellen Aufwand. Daher finden viele Untersuchungen an idealisierten Modellen statt. Um abschätzen zu können, ob die Strahlung in der Wärmebilanz eines Systems berücksichtigt werden muss, ist eine Berechnung der Größenordnungen einzelner Wärmetransportprozesse notwendig. Hierzu existieren zahlreiche analytische und empirische Lösungen für generische Geometrien (VDI, 2010). Beispielsweise ist der Strahlungswärmeübergang zwischen zwei gleich großen, planparallelen, intransparenten Flächen der Temperatur  $T_h$  und  $T_c$  und der Emissivität  $\varepsilon_h$  und  $\varepsilon_c$  unter Vernachlässigung von Strahlungsverlusten an die Umgebung (VDI, 2010, S. 955ff.)

$$\dot{q}_h = \sigma \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_h} + \frac{1}{\varepsilon_c} - 1} (T_h^4 - T_c^4).$$



**Abbildung 2.1** Phasendiagramm von Wasser mit der Sättigungskurve (rot), der Schmelzkurve (schwarz) und dem kritischen Punkt (weiß).

## 2.2 Zustandsgrößen feuchter Luft

Allgemein beschreibt eine Phase ein abgegrenztes Teilvolumen eines Systems desselben Aggregatzustands. Klassischerweise sind dies feste beziehungsweise kristalline, flüssige und gasförmige Phasen. Der Aggregatzustand hängt von den Stoffeigenschaften, der Temperatur und dem Umgebungsdruck  $P$  ab und kann einem Phasendiagramm entnommen werden, wie es in Abbildung 2.1 beispielhaft für Wasser dargestellt ist. Die schwarze Schmelzkurve markiert hier die Grenze, entlang derer Wasser vom festen in den flüssigen Zustand übergeht. Analog dazu markiert die rote Sättigungskurve die Grenze, an der Dampf kondensiert beziehungsweise Flüssigkeit verdampft.

Der Phasenübergang von flüssig zu gasförmig bedeutet eine Änderung der Dichte bei konstanter Temperatur. Auf mikroskopischer Ebene bedeutet dies, dass die Expansion Arbeit gegen die Kohäsionskräfte des Stoffs verrichtet und die kinetische Energie der Teilchen zusammen mit der Wärme des Stoffvolumens zunimmt. Wird die Wärme der Flüssigphase entzogen, spricht man auch von Verdunstungskälte. Die benötigte Energie pro Stoffmenge gibt die Erstarrungsenthalpie beziehungsweise die bereits in Gleichung 2.6 erwähnte Verdampfungsenthalpie  $h_v$  an. Obwohl beim Verdampfen und beim Kondensieren die identische Energiemenge benötigt wird, wird allgemein von der Verdampfungsenthalpie und nicht von der Kondensationsenthalpie gesprochen. Befinden sich die flüssige und die gasförmige Phase im thermodynamischen Gleichgewicht, so folgt die Wahrscheinlichkeit eines Moleküls, zu einer der beiden Phasen

zu gehören, der Boltzmann-Verteilung und ist somit proportional zu  $\exp(-E/k_B T)$ . Hier gibt  $E$  die kinetische Energie eines Moleküls an, während  $k_B$  die Boltzmann-Konstante ist. Da der mittlere Energieunterschied der beiden Phasen gerade  $h_v$  beträgt, folgt aus dem Wahrscheinlichkeitsverhältnis beider Zustände (auch Boltzmann-Faktor genannt) und dem idealen Gasgesetz

$$p_s = n_w k_B T \exp\left\{-\frac{h_v(T)}{k_B T}\right\}, \quad (2.7)$$

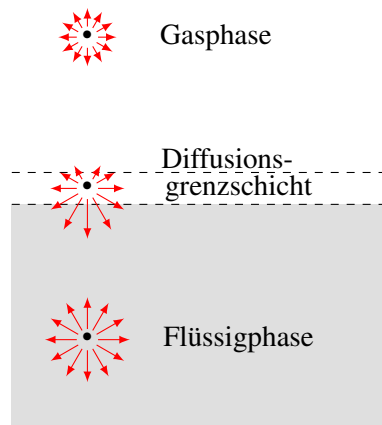
wobei  $n_w$  Anzahldichte von Wasser bezeichnet (Meschede, 2010, S. 300). Dieser Zusammenhang liefert die Grenze zwischen der Flüssig-Dampf-Phase (rote Linie in Abbildung 2.1). Gleichung 2.7 kann als Lösung der Clausius-Clapeyron-Gleichung für ideale Gase

$$\frac{dp}{dT} = \frac{ph_v}{T^2 R}$$

aufgefasst werden, wenn  $h_v$  als unabhängig von  $T$  angenommen wird.  $R$  ist hier die universelle Gaskonstante. Henderson-Sellers (1984) führte aus, dass durch diese Vereinfachung eine Abweichung von bis zu 2.5 % bei der Berechnung von  $h_v$  entsteht, und schlug die empirische Korrektur aus Gleichung A.3 vor. Des Weiteren wird der Sättigungsdampfdruck aus Gleichung 2.7 über die empirische Magnus-Formel (siehe Gleichung A.4) berechnet.

Trockene Luft besteht hauptsächlich aus Sauerstoff, Stickstoff und Argon, deren Sättigungstemperatur bei normalem Umgebungsdruck bei etwa 90 K, 77 K und 87 K liegt (Bell et al., 2014). Abbildung 2.1 zeigt, dass in feuchter Luft unter Standardbedingungen Wasser als einzige Komponente in allen drei klassischen Phasen vorliegen kann. Die anderen Luftkomponenten sind währenddessen gasförmig. Daher wird Luft in der Literatur für Temperaturen oberhalb von 90 K als nicht kondensierbares Gas bezeichnet. In einem Volumen, in dem sich Luft und Wasser im thermischen Gleichgewicht befinden, kann Wasser in flüssigem und gasförmigem Zustand vorliegen, wenn der Partialdruck des Wasserdampfs gerade gleich dem Sättigungsdampfdruck  $p_s$  ist. Nach dem Dalton'schen Gesetz  $\sum_i p_i = p$  ist die Summe der Partialdrücke  $p_i$  eines Gasgemisches gleich seinem Gesamtdruck. In Verbindung mit dem idealen Gasgesetz ist auch die Summe der Komponentendichten  $\rho_i$  gleich der Gesamtdichte  $\rho$ . Dies motiviert die relative Feuchte  $\varphi = p_v/p_s$ , die auch als Sättigungsgrad der Luft mit Wasserdampf aufgefasst werden kann, respektive die Angabe der absoluten Feuchte als Massenverhältnis  $M_v/M_l$  von trockener Luftmasse  $M_l$  und Wasserdampfmasse  $M_v$  pro Volumeneinheit. Ein temperaturunabhängiges Maß für die Feuchtebelastung ist die Taupunkttemperatur  $\Theta$ . Sie gibt die Temperatur an, bei der unterhalb dieser Wasserdampf kondensieren kann. Berechnet wird sie entsprechend der Gleichung A.6 aus dem Tupel  $(\varphi, T)$ .





**Abbildung 2.2** Übergang von Gasphase zur Flüssigphase durch eine Diffusionsgrenzschicht hindurch. Schwarze Punkte symbolisieren einzelne Moleküle. Die Länge der roten Pfeile symbolisiert die intermolekularen, zum Teil richtungsabhängigen Anziehungskräfte.

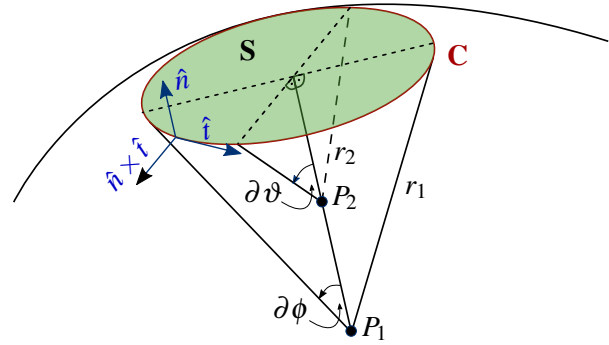
## 2.3 Thermodynamik der gekrümmten Phasengrenzschicht

An einer Grenzfläche mit der Oberflächentemperatur  $T \leq \Theta$  kann Wasserdampf kondensieren. Auf der Oberfläche können Kondensationsraten jedoch variieren. So hängt das räumliche und zeitliche Verhalten von einer Vielzahl von Parametern ab. Entscheidend sind hier Oberflächeneigenschaften und die räumliche Verteilung des bereits kondensierten Wassers an der Grenzfläche. Allgemein wird zwischen Film- und Tropfenkondensation unterschieden. Während in Filmkondensation eine Fluidschicht nahezu konstanter Höhe parallel zur kondensierenden Oberfläche anwächst, ist die in dieser Arbeit untersuchte Tropfenkondensation durch gekrümmte Topologien charakterisiert. Ein Flüssigkeitsfilm wächst, sobald dessen Temperatur unterhalb der Taupunkttemperatur ist. Für gekrümmte Oberflächen gilt dies jedoch nicht. Ein endlicher Krümmungsradius beeinflusst die Oberflächenspannung an der Grenzfläche zwischen Gas- und Flüssigphase, die wiederum den Massenstrom beeinflusst.

Moleküle, die sich innerhalb einer Flüssigkeit befinden, erfahren eine isotrope Anziehung durch ihre sie umgebenden Nachbarmoleküle. Hieraus folgt ein Kräftegleichgewicht, solange keine externen Kräfte auf das Fluid wirken. Wie in Abbildung 2.2 durch verkürzte Pfeile angedeutet, gibt es bei ausschließlicher Betrachtung der intermolekularen Wechselwirkungen an der Grenzschicht kein solches Gleichgewicht. Dies liegt daran, dass die mittlere freie Weglänge von Wasseratomen in feuchter Luft unter Laborbedingungen<sup>3</sup> bei  $10^{-8}$  m liegt, während sie in der flüssigen Phase eine Größenordnung kleiner ist. Beträgt der mittlere Abstand zweier benachbarter Moleküle  $d$ , so nimmt die elektrostatische Anziehung durch die Wasserstoffbrückenbindung mit  $d^{-2}$  ab. Entsprechend resultiert eine Kraft auf die Oberfläche der Phasengrenzfläche. Dies führt zu einer Druckerhöhung  $p_w$  in der flüssigen Phase gegenüber dem oberhalb der Grenzfläche herrschenden Sättigungsdampfdruck  $p_s$  in der Gasphase. Die Oberflächenspannung

<sup>3</sup> ISO 8778: 20 °C und 65 % relativer Feuchte (ISO Central Secretary, 2003).

**Abbildung 2.3** Abstrahierte Grenzfläche zwischen Gas- und Flüssigphase, wobei  $P_1$  und  $P_2$  Krümmungszentren innerhalb der Flüssigphase eines infinitesimalen Flächenelements (grün) mit zugehörigen Krümmungsradien  $r_1$  und  $r_2$  sowie Öffnungswinkeln  $\partial\phi$  und  $\partial\vartheta$  bezeichnen.



entspricht im Equilibrium gerade der Differenz dieser Flächenkräfte.

In Abbildung 2.3 ist eine zweidimensionale geometrische Vereinfachung für ein beliebiges, grün hervorgehobenes Oberflächenelement  $S$  einer Grenzfläche dargestellt. Ist  $S$  von der Kurve  $C$  umrandet, gilt für die auf  $S$  wirkende Kraft  $\vec{f}$  unter stationären Bedingungen

$$\vec{f} = \vec{0} = \int_S (p_w - p_0) \hat{n} dS + \sigma_w \oint_C \hat{n} \times \hat{t} d\delta.$$

Dabei sind  $\hat{t}$  und  $\hat{n}$  der normierte Tangentialvektor an  $C$  beziehungsweise der Normalenvektor auf  $S$ .  $\sigma_w$  beschreibt die Oberflächenspannung orthogonal zu einem Kurvenelement  $d\delta$  auf  $C$ . Ihre Richtung ist tangential zu  $S$  und wirkt der Oberflächenauslenkung infolge der Druckdifferenz  $\Delta p = p_w - p_0$  entgegen. Unter Ausnutzung des Satzes von Stokes und der Kommutativität des Spatprodukts ergibt sich die Young-Laplace-Gleichung  $\Delta p = -\sigma_w \nabla \hat{n}$ . Diese kann mit der Kleinwinkelnäherung<sup>4</sup> für die das Flächenelement  $S$  parametrisierenden Winkel  $\partial\phi$  und  $\partial\vartheta$  zu  $\Delta p = -\sigma_w (1/r_1 + 1/r_2)$  geschrieben werden. Ist weiterhin  $\bar{r} = r_1 = r_2$ , gilt für die Oberflächenspannung eines rotationssymmetrischen Flächenelements  $2\sigma_w = \bar{r}\Delta p$ . Für eine ausführlichere Herleitung sei an dieser Stelle auf die Arbeit von Kosevich et al. (1986, S. 7ff.) verwiesen.

Die Druckdifferenz  $\Delta p$  soll nun durch die Betrachtung zweier idealisierter Modellsysteme motiviert werden. Das erste System hat eine ebene Oberfläche, die ein Flüssigkeitsvolumen  $V_w$  einschließt und über der sich eine gesättigte Gasphase mit dem Sättigungsdampfdruck  $p_s$  befindet. Das zweite System, dessen Größen mit  $\tilde{\phantom{x}}$  gekennzeichnet sind, hat eine gekrümmte Oberfläche, sodass der Druck innerhalb der Flüssigkeit  $\tilde{p}_l = \tilde{p}_s + \Delta p$  ist, wobei sich der Sättigungsdampfdruck über dem Fluid  $\tilde{p}_s$  ändert. Für die Arbeit, die zur Krümmung der Grenzfläche zwischen Flüssig- und Dampfphase verrichtet wurde, gilt für ein Fluid bei isothermer

<sup>4</sup> Vernachlässigung aller Taylorglieder  $\geq 2$ , sodass  $\sin \alpha \approx \alpha$ ,  $\cos \alpha \approx 1$  und  $\tan \alpha \approx \alpha$  folgt.

Kompression

$$\int_{p_s}^{\tilde{p}_l} V_w dp = \int_{p_2}^{\tilde{p}_s} V_g dp,$$

wobei  $V_g$  das Volumen der Gasphase bezeichnet. Wird  $V_g$  über das ideale Gasgesetz ausgedrückt, die Young-Laplace-Gleichung für  $\Delta p$  eingesetzt und das Integral aufgelöst, folgt die Young'sche Gleichung für einen symmetrischen Tropfen

$$V_w \left( \tilde{p}_s - p_s + \frac{2\sigma_w}{\bar{r}} \right) = RT \ln \left( \frac{\tilde{p}_s}{p_s} \right) = RT \ln \zeta,$$

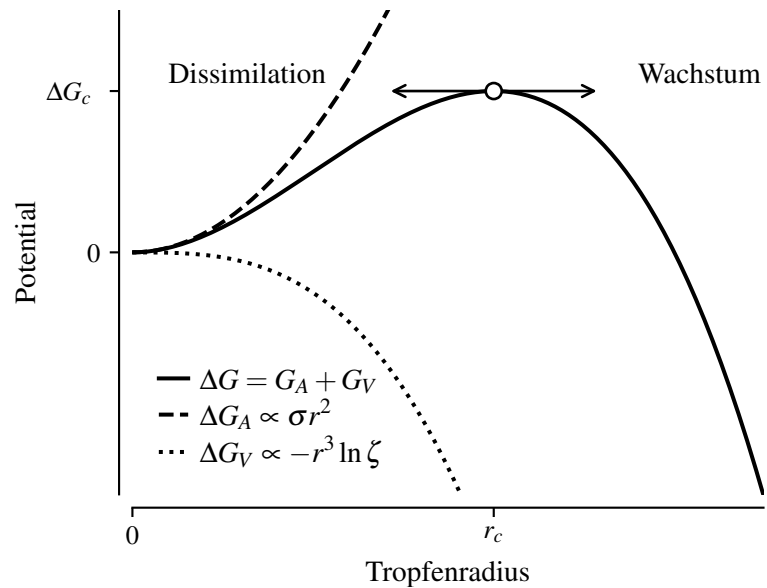
mit  $\zeta$  dem Sättigungsverhältnis,  $R$  der allgemeinen Gaskonstante und  $T$  der mittleren Fluidtemperatur. Unter der Annahme atmosphärischer Bedingungen und hinreichend kleiner Tropfen gilt weiter  $(\tilde{p}_s - p_s) \ll 2\sigma_w/\bar{r}$ . Hiermit folgt die Kelvin-Gleichung

$$\zeta = \exp \left( \frac{2\sigma_w V_w}{RT \bar{r}} \right). \quad (2.8)$$

Für eine nähere Analyse der Grenzen dieser Annahme sei auf die Arbeiten von Powles (1985) und Skinner und Sambles (1972) verwiesen.

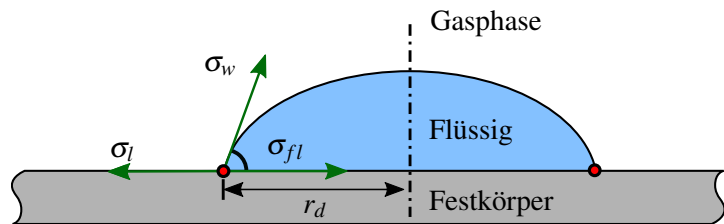
Allgemein gilt für große Tropfen beziehungsweise planare Grenzflächen  $p_s = \tilde{p}_s$ , während der Dampfsättigungsdruck oberhalb der Tropfenoberfläche zu kleinen  $r$  hin exponentiell ansteigt. Dieser Druckgradient an der Oberfläche führt dazu, dass Tropfen kleiner Radien wesentlich schneller verdampfen. Obwohl bei jeder konvexen Krümmung das Sättigungsverhältnis  $\zeta > 1$  ist, findet nicht sofort ein Phasenübergang statt. Vielmehr befindet sich das Fluid an der Phasengrenzfläche in einem metastabilen Zustand. Dieser Bereich verläuft entlang der Grenzlinien im Phasendiagramm und beschreibt den kontinuierlichen Übergang benachbarter Phasen. Damit ein Stoff von der gasförmigen in die flüssige Phase übergeht, muss eine ausreichend hohe Unterkühlung vorliegen. Für diesen Übergang sind Kondensationskeime erforderlich, an denen die Flüssigkeit kondensieren kann. Diese können durch homogene Keimbildung als Folge statistischer Fluktuationen in der übersättigten Dampfphase oder durch die Anwesenheit von Fremdstoffpartikeln entstehen. Letztere können zum Beispiel Rußpartikel hinter Flugzeugen sein, die die Bildung von Kondensstreifen begünstigen, oder durch ionisierende Strahlung, zum Beispiel in einer Nebelkammer, hervorgerufen werden.

Eine thermodynamische Betrachtung der zur Bildung solcher Kondensationskeime notwendigen Energie wurde von Kalikmanov (2012) vorgestellt. Im Kontext der homogenen



**Abbildung 2.4** Freies Energiepotential verschiedener Tropfenradien für Wasser mit  $\zeta = 1.2$  bei Laborbedingung mit  $r_c = 5.8 \text{ nm}$ .

**Abbildung 2.5** 2D-Schnitt durch einen Flüssigkeitstropfen auf einem Festkörper umgeben von einer Gasphase zusammen mit den an dem Punkt auf der Dreiphasenlinie (rot) wirkenden Oberflächenspannung  $\sigma_w$ , Oberflächenenergie  $\sigma_l$  und Grenzflächenenergie  $\sigma_{fl}$ . Zusätzlich sind der Kontaktwinkel  $\theta$  und der Kontaktlinienradius  $r_d$  eingezeichnet.



Kondensation wird die Gibbs freie Energie  $\Delta G$  betrachtet. Sie ist die Summe aus der Arbeit  $\propto \sigma_w r^2$ , die gegen die konvexe Phasengrenze aufgewendet werden muss, um einen kugelförmigen Tropfen auf den Radius  $r_d$  wachsen zu lassen, und der für den Phasenübergang notwendigen Arbeit  $\propto r^3 \Delta g_v < 0$ . Dabei bezeichnet  $\Delta g_v$  die Differenz zwischen dem chemischen Potential der flüssigen und der übersättigten gasförmigen Phase. Abbildung 2.4 veranschaulicht, dass  $\Delta g_v > 0$  die Existenz eines kritischen Tropfenradius  $r_c$  bedingt, bei dem  $\Delta G$  maximal wird. Für Tropfenradien  $r_d < r_c$  ist das Verdampfen und für  $r_d > r_c$  das Wachstum energetisch günstiger (Kalikmanov, 2012). So beschrieben Volmer und Weber (1926), dass in Experimenten homogene Kondensation selbst bei hohen Übersättigungen von  $\zeta < 10$  nicht zur Nebelbildung führt, wohl aber heterogene Kondensation. Bei letzterer spielen insbesondere die Größe der Fremdpartikel und deren Benetzbarkeit eine Rolle, die sich in der Oberflächenenergie  $\sigma$  niederschlägt. Außerdem ist der positive Term der freien Energie proportional zur benetzten Oberfläche. Diese ist insbesondere bei der heterogenen Kondensation an Wänden deutlich kleiner.

Ist durch Unterkühlung an einer Oberfläche ein hinreichend großes  $\zeta$  erreicht, bilden sich persistente Tropfen mit dem Radius  $r_d > r_c$ . Betrachtet man eine solche Flüssigkeit auf einer Oberfläche, die von einer Gasphase umgeben ist, erhält man ein System, wie es in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt ist. An der Dreiphasenlinie, die im 2D-Schnitt in Abbildung 2.5 als roter Punkt dargestellt ist, treffen Flüssigphase, Gasphase und Festkörper aufeinander. An diesem Punkt sind die Oberflächenspannung  $\sigma_w$ , die Oberflächenenergie  $\sigma_l$  und die Grenzflächenenergie  $\sigma_{fl}$  im Gleichgewicht. Die Oberflächenenergie des Festkörpers  $\sigma_f$  entspricht der Energiemenge, die pro Oberfläche aufgebracht werden muss, um eine neue Oberfläche zu erzeugen, und ist eine Materialeigenschaft. Die Grenzflächenspannung zwischen der flüssigen Phase und dem Festkörper ist die Energiemenge pro Fläche, die aufgebracht werden muss, um die Grenzfläche zu vergrößern. Aus dieser Betrachtung resultiert die von Young (1832) vorgestellte Young'sche Gleichung

$$\cos \theta = \frac{\sigma_w - \sigma_{fl}}{\sigma_l}$$

zur Beschreibung des am Dreiphasenpunkt anliegenden Kontaktwinkels  $\theta$ . Da  $\sigma_w$  und  $\sigma_{fl}$  sowohl experimentell als auch theoretisch schwer zu erfassen sind, beschränkt man sich in der Regel darauf, ihre Differenz durch optische Bestimmung von  $\theta$  und direkte Messung von  $\sigma_l$  zu bestimmen.  $\theta$  hängt von der Oberflächentemperatur ab, da diese die Flüssigkeitstemperatur und somit  $\sigma_l$  beeinflusst. In dieser Arbeit wird zur Beschreibung von  $\sigma_l$  die empirische Parametrisierung von Vargaftik et al. (1983) verwendet.

Auf einer isotropen Oberfläche sind Tropfen kleiner Massen stets rotationsinvariant (siehe auch Abbildung 2.5) und können als Kugelsegment betrachtet werden, deren Volumen sich mit

$$V_d(r_d, \theta) = \frac{\pi r_d^3}{3} \cos^3(\theta) (2 + \sin \theta) (1 - \sin \theta)^2. \quad (2.9)$$

berechnen lässt. Wie in Abbildung 2.5 dargestellt, beschreibt  $r_d$  den Radius der kreisförmigen Kontaktlinie. Diese Idealisierung ist jedoch nur valide für Tropfen auf horizontalen und glatten Oberflächen, an denen  $\theta$  konstant ist. Ein Tropfen auf einer schiefen Ebene wird durch die Gravitation verformt. Am höchsten Punkt stellt sich ein flacherer  $\theta_a < \theta$  und an der Unterseite ein steilerer  $\theta_r > \theta$  Kontaktwinkel ein. Eine Parametrisierung dieser komplexeren Oberfläche wurde von El Sherbini und Jacobi (2004) vorgestellt, jedoch existiert keine geschlossene Form. Aus dieser Arbeit geht ebenfalls hervor, dass die Abweichung zwischen dem Modell von El Sherbini und Jacobi (2004), das keine totale Oberflächensymmetrie voraussetzt, und Gleichung 2.9 für Kontaktwinkeldifferenzen  $\theta_r - \theta_a$  zwischen  $0^\circ$  und  $100^\circ$  linear zunimmt.

Entsprechend ist bei hinreichend kleinen Kontaktwinkeldifferenzen, einem bekannten maximalen  $\theta_r$ , minimalen  $\theta_a$  und mittleren Kontaktwinkel  $\theta$  eine geschlossene Volumenberechnung mit linearer Korrektur mittels Gleichung 2.9 möglich.

Während das Potential aus Abbildung 2.4 die Existenz eines minimalen Nukleationsradius  $r_c$  fordert, ist auf schiefen, nicht vollständig benetzbaren Oberflächen die Tropfengröße ebenfalls nach oben beschränkt. Dies ist Resultat einer endlichen Adhäsionskraft, die den Tropfen auf der Oberfläche hält. Aus der Existenz eines maximalen Tropfenvolumens folgt das Vorhandensein eines maximalen Tropfenradius  $r_{\max}$ . Für einen stationären Tropfen auf einer Fläche mit Neigungswinkel  $\alpha$  wirkt die Adhäsionskraft  $F_{ad}$  der am Schwerpunkt angreifenden Gewichtskraft  $F_g = m_d g \sin \alpha$  entgegen. Wie in der Arbeit von Pilat et al. (2012) wird die Kontaktlinie über eine Ellipse angenähert, sodass

$$F_{ad} = \frac{48}{\pi^3} \sigma_l (\cos \theta_r - \cos \theta_a) r_d.$$

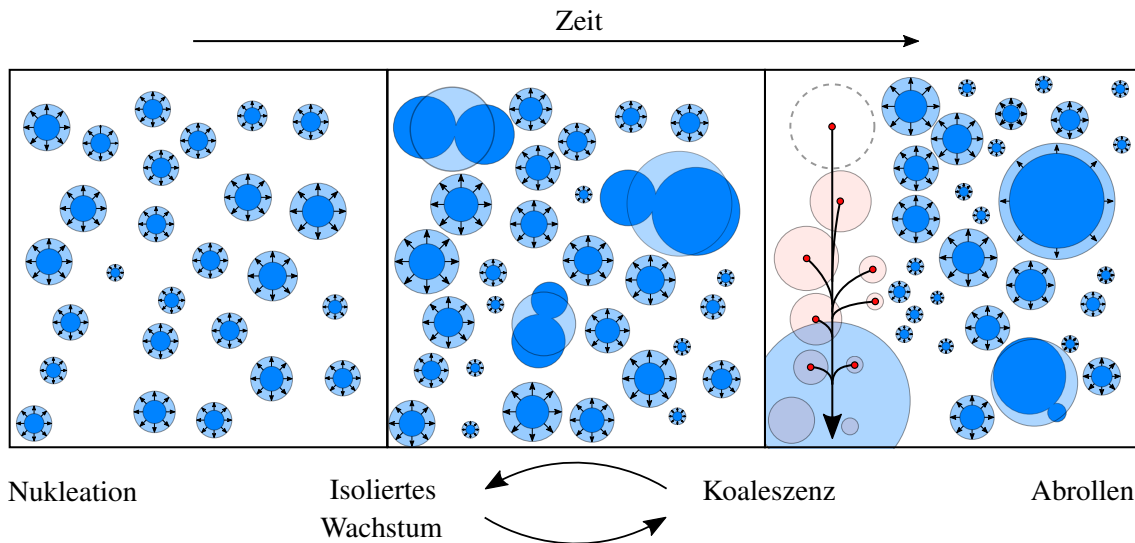
Entsprechend folgt für den Kontaktlinienradius an einer vertikalen Wand

$$r_d = \frac{36}{\pi^4} \frac{\sigma_l (\cos \theta_r - \cos \theta_a)}{\cos^3 \bar{\theta} (2 + \sin \bar{\theta}) (1 - \sin \bar{\theta})^2 \rho g},$$

wobei  $\bar{\theta}$  den mittlere Kontaktwinkel  $\theta_r + \theta_a/2$  bezeichnet. Um  $r_{\max}$  zu bestimmen, müssen  $\min(\theta_a)$  und  $\max(\theta_r)$  bestimmt werden. Hierzu gibt es diverse Messverfahren, die unter anderem von Akbari und Antonini (2021) vorgestellt wurden. Für destilliertes Wasser auf PVC wurde beispielsweise von Pitt et al. (1987)  $\min(\theta_a) = 76^\circ$  und  $\max(\theta_r) = 102^\circ$  bestimmt, sodass sich ein maximaler Tropfenradius von  $r_{\max} = 1.3 \text{ mm}$  ergibt.

### 2.3.1 Tropfengrößenverteilung

Im vorhergehenden Abschnitt wurden der minimale Radius eines stabilen Tropfens und der maximale Radius, bei dem ein Tropfen gerade noch an der Wand haftet, diskutiert. Auf einer Oberfläche, die hinreichend kalt ist, dass sich Tropfen auf ihr bilden, sind die Tropfenradien  $r_d$  zwischen diesen Extrema verteilt. Diese Verteilung ist transient und durchläuft mehrere Stadien, deren zeitliche Abfolge in Abbildung 2.6 dargestellt ist. Die ersten stabilen Tropfen der Größe  $r_c$  bilden sich, wenn die Übersättigung  $\zeta$  groß genug ist. Diese Tropfen wachsen zunächst unbeeinflusst voneinander an. Mit zunehmendem  $r_d$  treten die von feuchter Luft umgebenen Tropfen jedoch in „Konkurrenz“ um den in der Grenzschicht vorhandenen Wasserdampf. Als Folge der Kondensation nimmt die Wasserdampfkonzentration oberhalb der flüssigen Phase



**Abbildung 2.6** Verschiedene Zustände des Tropfenwachstums: isoliertes Wachstum (links), isoliertes Wachstum und Koaleszenz (Mitte) und isoliertes Wachstum, Koaleszenz und Abrollen (rechts).

ab. Hierdurch entsteht eine Diffusionsbarriere aus nicht kondensierbaren Gasen<sup>5</sup>, durch die Wasser aus der Umgebung in die Flüssigkeitsgrenzschicht diffundieren muss, um kondensieren zu können. Dieser inhibitorische Effekt wurde erstmals von Fevre und Rose (1965) beschrieben.

Im Allgemeinen wachsen Tropfen auf horizontalen isotropen Oberflächen radialsymmetrisch. Temperaturunterschiede zwischen der Grundfläche und der Grenzfläche zur Gasphase verursachen einen Gradienten der temperaturabhängigen Oberflächenspannung. Zusätzliche Oberflächengradienten entstehen in Folge von Gravitation bei Tropfen, die sich auf geneigten Oberflächen befinden. Diese Spannungsunterschiede erzeugen eine nicht radialsymmetrische Strömung entlang der Oberfläche (Marangoni-Effekt). Da der hierdurch angefachte tropfeninterne konvektive Wärmetransport in Folge der auf den Tropfen wirkenden Gravitationskräfte klein gegenüber dem Transport aufgrund von Wärmeleitung ist, werden diese Effekte jedoch nachfolgend vernachlässigt. Um abzuschätzen, ob eine Deformation in Folge von Gravitation zu berücksichtigen ist, wird die Kapillarlänge  $l_k$  ins Verhältnis zur charakteristischen Länge gesetzt. Diese Länge ist für Tropfen auf Oberflächen  $r_d$ . Hieraus ergibt sich die Bond-Zahl

$$\text{Bo}(r_d) = \frac{l_k^2}{r_d^2} = \frac{g(\rho_w - \rho_v)r_d^2}{\sigma}$$

<sup>5</sup> Bezogen auf die in dieser Arbeit verwendeten Temperaturen und Umgebungsdrücke.

als dimensionsloses Maß zur Charakterisierung der Verformung von Tropfen aufgrund der Gravitation. Für einen hemisphärischen Wassertropfen mit  $r_{\max} = 1.3 \text{ mm}$  gilt bei Laborbedingungen  $\text{Bo}(r_{\max}) < 0.25$  für alle auftretenden Tropfengrößen. Entsprechend der Ausführungen von Timm et al. (2019) kann die Krümmung der Tropfenoberfläche daher als konstant angenommen werden.

Das Anwachsen von  $r_d$  während der Kondensation wurde von Leach et al. (2006) nach Beysens und Knobler (1986) beschrieben über den Potenzansatz

$$\dot{r}_d = a(t - t_0)^\mu, \quad (2.10)$$

wobei die Parameter  $a$  und  $\mu$  den Einfluss der Oberflächentemperatur, der Temperatur und der Feuchte der Umgebung und des Oberflächenmaterials abbilden. Mit Gleichung 2.9 folgt entsprechend

$$\dot{V}_d \propto r_d^2 \dot{r}_d \propto r_d^2 (t - t_0)^{\mu-1}. \quad (2.11)$$

Das Tropfenwachstum ist somit proportional zur bedeckten Fläche, während Werte für  $\mu$  typischerweise zwischen  $1/3$  und  $1/2$  liegen (Leach et al., 2006).

Das ausschließlich isolierte Wachstum endet, sobald sich die Grenzflächen benachbarter Tropfen so nahe kommen, dass die Van-der-Waals-Kräfte sie zusammenwachsen lassen. Wie in Abbildung 2.6 angedeutet, führt dies zu lokal stark reduzierten Oberflächenkrümmungsradien und hohen Oberflächenspannungen. Die kleinen Oberflächenkrümmungsradien bewirken, dass sich die Schwerpunkte der beiden Tropfen weiter aufeinander zubewegen und einen neuen, idealisiert radialsymmetrischen Tropfen formen. Die Koaleszenz sich berührender Tropfen in einem Zwei-Tropfen-System wird zum Beispiel von Eggers et al. (1999) analytisch behandelt. An dieser Stelle existieren isoliertes Tropfenwachstum und Koaleszenz nebeneinander. Durch Koaleszenz vergrößert sich der Radius eines Tropfens sprunghaft und wächst dann gemäß Gleichung 2.10 und 2.11 bis zur nächsten Koaleszenz kontinuierlich weiter. Wie in Castillo et al. (2015) anschaulich dargestellt, erreicht die Tropfengrößenverteilung ein Gleichgewicht, in dem der mittlere Tropfenradius konstant ist. Weitergehend beschrieben Leach et al. (2006) die Koexistenz von zwei Tropfengenerationen auf dem Weg zu diesem Gleichgewicht. Die erste Generation umfasst Tropfen, die zu Beginn der Kondensation auf der Oberfläche nukleiert sind. Die zweite Generation ist Resultat von einer Überlagerung von Koaleszenz und isoliertem Wachstum. Die nach einer Koaleszenz frei werdenden Flächen ermöglichen lokal so große  $\zeta$ , dass neue Tropfen nukleieren können. Die nukleierten Tropfen wachsen so lange, bis sie von den Elterngenerationen aufgenommen werden. Bei Erreichen von  $r_{\max}$  rollen die großen



Tropfen ab und hinterlassen eine Schneise, in der eine neue Tropfengeneration heranwachsen kann. Innerhalb dieser Schneise durch die vorangegangene Benetzung ist die notwendige Übersättigung niedriger, da bereits ein dünner Wasserfilm vorliegt. Dies ist schematisch rechts in Abbildung 2.6 dargestellt, wobei der gestrichelte Kreis die Ausgangsposition des während des Abrollens wachsenden Tropfens darstellt. Die Schwerpunkte der Tropfen, die sich zuvor auf der Oberfläche befanden und während des Rollens mitgerissen wurden, sind rot markiert. Schwarze Linien skizzieren die Trajektorien der mitgerissenen Tropfen. Der mittlere Radius einer neuen Generation ist durch den mittleren Abstand der bereits vorhandenen Tropfen an der Oberfläche begrenzt. Die Verteilung der Tropfengrößen wurde erstmals von Rose und Glicksman (1973) für die Kondensation reinen Wasserdampfs beschrieben. Diese Arbeit formulierte ein probabilistisches Modell zur Bestimmung der Häufigkeitsverteilung von Tropfen einer definierten Generation. Dabei wurde angenommen, dass Tropfen einer Generation immer einen Radius im Intervall  $[r_d, r + dr]$  haben. Weiter schlossen Rose und Glicksman (1973) aus eigenen Simulationen, dass die bedeckte Fläche auch während der Koaleszenz zeitlich konstant ist. Ist  $N(r_d)$  die Häufigkeitsverteilung der Tropfengrößen, so beschreibt  $N(r_d)\Delta r$  die Anzahl der Tropfen im Intervall  $\Delta r$ . An dieser Stelle sei auf die ausführliche Herleitung in der Arbeit von Rose und Glicksman (1973) verwiesen, sodass sich hier auf die Angabe der später von Rose (1981) abgeleiteten Näherung

$$N(r_d) = \frac{1}{\pi r_d^3} \left( 0.871 \left( \frac{r_d}{r_{\max}} \right)^{1/2} - 1.39 \left( \frac{r_d}{r_{\max}} \right) + 1.296 \left( \frac{r_d}{r_{\max}} \right)^2 \right) \quad (2.12)$$

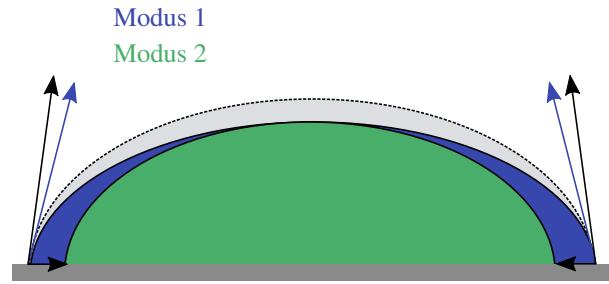
beschränkt wird. Hierin fließen Oberflächenbeschaffenheit und Fluideigenschaften bei der Berechnung von  $r_{\max}$  mit in die Gleichung ein.

Die Tropfenverteilung aus Gleichung 2.12 gilt jedoch nur für Strömungen reinen Wasserdampfs. Für das Kondensieren aus feuchter Luft muss der bereits beschriebene zusätzliche Diffusionswiderstand betrachtet werden. Dieser behindert jedoch hauptsächlich das Anwachsen kleinerer Tropfen. Somit nimmt der Verteilungsanstieg hin zu kleineren  $r_d$  mit niedrigeren Luftfeuchten ab. Dies wurde beispielsweise von Zheng et al. (2020) beschrieben. Die Aussage über die radiusabhängige Tropfenmassenverteilung aus Gleichung 2.12 bleibt daher auch für Atmosphären bestehend aus einem Gasgemisch gültig.

### 2.3.2 Verdampfung von Tropfen

Eine erste Beschreibung der Verdampfungsrate eines Tropfens, der sich auf einer Oberfläche befindet, lieferten Birdi et al. (1989). Hierin wurden mit dem Radius linear ansteigende

**Abbildung 2.7** Querschnitt eines rotationssymmetrischen verdampfenden Tropfens: Ausgangskontur (gestrichelt), Kontur nach Verdampfen bei raumfester Kontaktlinie (blau) und grün die Kontur bei konstantem Kontaktwinkel.



Verdampfungsraten analytisch beschrieben und experimentell bestätigt. Eine übersichtliche Herleitung hierzu lieferten Hu und Larson (2002), die zwei Verdampfungsmodi beschreiben. Diese veranschaulicht Abbildung 2.7. Im ersten (blau) zieht die Massenreduktion in Folge des Verdampfens eine Abnahme des Kontaktwinkels nach sich, während die Kontaktlinie ortsfest bleibt. Im zweiten Modus bleibt der Kontaktwinkel konstant und  $r_d$  nimmt ab. Ist  $t_v(r_d)$  die Verdampfungsdauer eines Tropfens mit Radius  $r_d$ , so stellten Hu und Larson (2002) fest, dass Modus 2 erst ab  $0.9t_v(r_d)$  relevant ist. Entsprechend liegt das Hauptaugenmerk auf der Beschreibung der Dynamik von Modus 1. Das Verdampfen an der Oberfläche wird durch die Diffusionsgleichung

$$\partial_t p = D\Delta p \quad (2.13)$$

bestimmt. Die charakteristische Zeit des Diffusionsprozesses lässt sich nach unten abschätzen zu  $t_d \approx r_d^2/D$ . Ändert sich die Masse eines Tropfens, so wird dessen Oberfläche deformiert. Die Zeit  $t_g$ , die eine Tropfenhaut nach der Deformation benötigt, wieder ein Kräftegleichgewicht zu erreichen, ergibt sich näherungsweise über

$$t_g \approx \sqrt{\frac{4\pi r_d^3 \rho}{3\sigma}}.$$

Das Verhältnis der beiden Zeiten gibt somit an, welcher Prozess schneller abläuft. Für einen Wassertropfen mit  $r_d = 1.3 \text{ mm}$  bei Standardlaborbedingungen gilt  $t_d/t_g \gg 1$ . Demnach erreicht die Tropfenhaut sehr viel schneller einen Gleichgewichtszustand als die Konzentrationsgrenzschicht und kann bei der Betrachtung des Diffusionsprozesses als quasistatisch angenommen werden. Basierend auf den Ausführungen von Hu und Larson (2002) kann ebenfalls davon ausgegangen werden, dass die Geschwindigkeit, mit der sich eine Konzentrationsgrenzschicht ausbildet, sehr viel höher ist als die Bewegungsgeschwindigkeit der Phasengrenzschicht. Diese Überlegung motiviert die Annahme eines quasistatischen Diffusionsprozesses. Damit kann der transiente Teil der Diffusionsgleichung vernachlässigt werden, wodurch sich das Problem auf das Lösen einer Laplace-Gleichung reduziert.

Die Zeit  $t_d$ , die ein einzelner Tropfen benötigt, um vollständig zu verdampfen, folgt aus dem  $d^2$ -Gesetz (Cazabat und Guéna, 2010). Hiernach gilt für die zeitliche Änderung des Tropfendurchmessers  $d$

$$\frac{\partial}{\partial t} d^2 = 4 \frac{\partial}{\partial t} r_d^2 = -\kappa < 0, \quad (2.14)$$

wobei die positive Konstante  $\kappa$  bei rein diffusivem Massentransport eine Funktion von  $D$  und der Dampfdruckdifferenz zwischen Umgebung und Sättigungsdampfdruck an der Tropfenoberfläche ist. Für Verdampfungsprozesse in konvektiven Strömungen werden meist Nußelt- oder Sherwood-Reynolds-Korrelationen verwendet, um  $\kappa$  in Abhängigkeit von  $r_d$  zu bestimmen. Für eine lineare Korrektur von Gleichung 2.14 werden in der Regel Linearfaktoren verwendet, die experimentell ermittelt werden. Dies stellte beispielsweise Faeth (1977) vor. Sei  $t$  der Zeitpunkt, zu dem ein Tropfen den Radius  $r_d$  einnimmt, und  $t + t_d$  der Zeitpunkt, an dem der Tropfen vollständig verdampft ist, so folgt aus Gleichung 2.14, dass  $r_d = \sqrt{\kappa t_d}$ . Entsprechend steigt die Lebensdauer  $t_d$  eines Tropfens quadratisch mit dem Radius an. Während des Verdampfungsprozesses verschiebt sich die Verteilung aus Gleichung 2.12 kontinuierlich zu kleineren  $r_d$ .

## 2.4 Dimensionsanalyse und Ähnlichkeit

Um großskalige natürliche Systeme wie die Erdatmosphäre, Ozeanströmungen oder technische Systeme wie Flugzeuge und Reaktoren auf kleineren Maßstäben oder in numerischen Simulationen zu untersuchen, muss gewährleistet sein, dass Untersuchungsergebnisse vom Labormaßstab auf veränderten Längenskalen übertragbar sind. Die dafür benötigte Methode liefert die Ähnlichkeitstheorie. In der Strömungsmechanik und Thermodynamik wird diese zudem genutzt, um die Betrachtung komplexer Systeme, die von einer großen Anzahl an Einflussgrößen determiniert wird, in einem niederdimensionalen Parameterraum zu charakterisieren. Zu diesem Zweck werden dimensionslose Kennzahlen definiert, die die physikalischen Eigenschaften des Systems beschreiben. Sind alle Kennzahlen im skalierten und im maßstäblichen Modell identisch, sind die internen physikalischen Prozesse einander ähnlich und das System vollständig charakterisiert. Auf diese Weise können Vorhersagen über die physikalischen Prozesse in einem realen System getroffen werden, ohne an diesem System selbst zu messen. Um ein System und seine Antwort auf veränderte Randbedingungen zu charakterisieren, bedarf es einer Variation relevanter Parameter. Hierzu ermöglichen dimensionslose Kennzahlen eine Abschätzung, welche physikalischen Effekte innerhalb des Systems dominant sind. Gleichzeitig reduziert diese Beschreibung die Anzahl zu variierender Größen und damit den Aufwand für eine solche Parameterstudie. In der Arbeit von Buckingham (1915) wird das Theorem, das

heute als Buckingham'sches  $\Pi$ -Theorem bekannt ist, vorgestellt. Dieses gibt an, wie viele dimensionslose Kennzahlen notwendig sind, um ein System vollständig zu beschreiben, und wird nachfolgend vorgestellt<sup>6</sup>.

Allgemein lässt sich jede physikalische Größe  $\Psi$  als reeller Skalar  $\psi$  verknüpft mit seiner Einheit verstehen. Für das untersuchte System haben alle physikalischen Größen Einheiten, die sich aus den Grundeinheiten Länge  $L$ , Masse  $M$ , Temperatur  $\Theta$  und Zeit  $T$  zusammensetzen. Ist  $\alpha_i \in \{L, M, \Theta, T\}$ , so können die Einheiten als

$$[\Psi] = \prod_i \alpha_i^{\beta_i}$$

geschrieben werden, wobei  $\beta_i \in \mathbb{N}$  ist. Die Einheit eines Produkts von  $N$  beliebigen Parameterpotenzen ist somit unter Verwendung der Einstein'schen Summenkonvention

$$\left[ \prod_{n=0}^{N-1} \Psi_n^{\chi_n} \right] = \prod_i \alpha_i^{\chi_n \beta_{n,i}}.$$

Für ein dimensionsloses Produkt muss somit  $\chi_n \beta_{n,i} = 0 \forall i \in \mathbb{N}$  mit  $0 \leq i < N$  erfüllt sein. Die Lösungen dieses homogenen, linearen und meist unterbestimmten Gleichungssystems geben mögliche dimensionslose Kennzahlen für einen gegebenen Satz physikalischer Parameter an. Das Buckingham'sche  $\Pi$ -Theorem sagt nun aus, dass ein System mit  $n$  physikalischen Einheiten und  $m$  relevanten Parametern durch  $m - n$  unabhängige dimensionslose Kennzahlen beschrieben werden kann.

Für das in dieser Arbeit betrachtete System soll nun ein Satz dimensionsloser Kennzahlen hergeleitet und das Ergebnis physikalisch interpretiert werden. Betrachtet wird ein quaderförmiges Volumen mit einem Lufteinlass und einem Luftauslass, durch das Luft mit der Temperatur  $T_{\text{ein}}$ , der mittleren Geschwindigkeit  $U_{\text{ein}}$  und der Dampfdruckdifferenz  $p_v - p_s$  strömt. Die Kantenlängen des Quaders seien  $L$ ,  $H$  und  $W$ . Eine Oberfläche wird geheizt und eine gekühlt mit Temperaturen  $T_h$  und  $T_c$ , wobei an der gekühlten Oberfläche Kondensation auftreten kann. Die für die Kondensation relevanten Oberflächeneigenschaften der gekühlten Oberfläche sind  $\sigma_w$  und die Differenz  $\Delta\sigma_c = \sigma_f - \sigma_{fl}$ . Die für die hier betrachteten Prozesse relevanten Stoffparameter des Arbeitsfluids sind  $c_p$ ,  $\lambda$ ,  $\rho$ ,  $h_v$ ,  $\beta_T$ ,  $\nu$  und  $D$ . Die Beschreibung der Geometrie beschränkt sich auf die drei Kantenlängen des Quaders. In diesem Fall sind  $m - n = 14 - 4 = 10$

<sup>6</sup> Dieses ist allgemeiner formuliert als hier dargestellt, da es reellwertige Exponenten zulässt, die jedoch keine physikalische Relevanz haben (Buckingham, 1915).

**Tabelle 2.1** Übersicht physikalisch relevanter, das System beschreibender Parameter und ihren zugehörigen Einheiten. Die Zahlenwerte geben die jeweiligen Exponenten zu den Einheiten der Länge  $L$ , Masse  $M$ , Zeit  $T$  und Temperatur  $\Theta$  an.

	$T_h - T_c$	$c_p$	$\lambda$	$\rho$	$h_v$	$p_v - p_s$	$\beta_T$	$D$	$L$	$\Delta\sigma_c$	$\sigma_w$	$v$	$g$	$U_{\text{ein}}$
$L$	0	2	1	-3	2	-1	0	2	1	0	0	2	1	1
$M$	0	0	1	1	0	1	0	0	0	1	1	0	0	0
$T$	0	-2	-3	0	-2	-2	0	-1	0	-2	-2	-1	-2	-1
$\Theta$	1	-1	-1	0	0	0	-1	0	0	0	0	0	0	0

dimensionslose Kennzahlen zur Beschreibung des Systems erforderlich.

Um hieraus auf einen Satz von dimensionslosen Parametern zu schließen, der das System beschreibt, gibt Tabelle 2.1 eine Übersicht physikalischer Größen (Spalten) und die zugehörigen Exponenten zu den jeweiligen Einheiten (Zeilen). Eine spezielle Lösung des hieraus ableitbaren Gleichungssystems ist der dimensionslose Kennzahlensatz

$$\begin{aligned}
 \text{Gr}_{hc} &= \frac{g\beta_T(T_h - T_c)L^3}{v^2} & \cos\theta &= \frac{\sigma_w}{\Delta\sigma_c} \\
 \text{Ga} &= \frac{gL^3}{v^2} & \text{We} &= \frac{\rho U_{\text{ein}}^2 L}{\sigma_{l,c}} \\
 \text{Ja} &= \frac{(T_h - T_c)c_p}{h_v} & \text{Eu} &= \frac{(1 - \varphi)p_s}{\rho U_{\text{ein}}^2} \\
 \text{Pr} &= \frac{v\rho c_p}{\lambda} & \text{Re} &= \frac{U_{\text{ein}}L}{v} \\
 \text{Sc} &= \frac{v}{D} & \Pi &= \frac{U_{\text{ein}}^2}{h_v}
 \end{aligned}$$

Der Kontaktwinkel  $\theta$  ist bereits aus Abschnitt 2.3 bekannt. Die Reynolds-Zahl  $\text{Re}$  ist das Verhältnis von konvektivem zu diffusivem Impulstransport. Die Grashof-Zahl  $\text{Gr}_{hc}$  setzt die Zeitskala, auf der thermische Diffusion stattfindet, mit der, auf der konvektiver Transport erfolgt, ins Verhältnis. Gleichermäßen folgen aus der Gleichung 2.5 die Prandtl-Zahl  $\text{Pr}$  als Verhältnis von Viskosität und Temperaturleitfähigkeit und die Jakob-Zahl  $\text{Ja}$  als Verhältnis von sensibler zur latenten Wärme. Das Analogon von  $\text{Pr}$  zur Beschreibung von Systemen mit diffusivem Stofftransport ist die Schmidt-Zahl  $\text{Sc}$ . Ein Großteil der Kennzahlen lässt sich direkt aus der

dimensionslosen Formulierung der Navier-Stokes Gleichungen 2.2

$$\partial_t' \vec{u}' + \vec{u}' \nabla' \vec{u}' = -\nabla' p' - \frac{1}{\text{Re}} \nabla'^2 \vec{u}' - \frac{\text{Gr}_{hc}}{\text{Re}^2} (T' - T_0) \vec{e}_z,$$

der Wärmeleitungsgleichung 2.6

$$\partial_t' T' + \vec{u}' \nabla' T' = \frac{1}{\text{PrRe}} \nabla' T' + \frac{1}{\text{Ja}} \partial_t' \rho_v'$$

und der Diffusionsgleichung 2.5

$$\partial_t' \rho_v' + \vec{u}' \cdot \nabla' \rho_v' = \frac{1}{\text{ScRe}} \nabla'^2 \rho_v' + \frac{1}{\text{Ja}} \dot{\rho}_v'$$

herleiten. In diesen Formulierungen bezeichnet ' stets eine dimensionslose Größe. Diese sind definiert über  $\nabla' = L\nabla$ ,  $\vec{u}' U_\infty = \vec{u}$ ,  $p' U_\infty^2 \rho = p$ ,  $\partial_t' L = U_\infty \partial_t$ ,  $T'(T_h - T_c) = T$  und  $\rho_v' \rho_\infty = \rho_v$ .

Verknüpft sind Pr und Sc über die Lewis-Zahl  $\text{Le} = \text{Pr} \cdot \text{Sc}$  und erlauben beispielsweise im Falle einer überströmten Platte Aussagen über das Dickenverhältnis von Diffusions-, Konzentrations-, und Impulsgrenzschicht. Die Galilei-Zahl Ga gibt das Verhältnis der internen Reibung zum Einfluss der Gravitation an. In Abschnitt 2.3 wurde nicht darauf eingegangen, dass ein Tropfen nicht nur durch das Erdschwerefeld, sondern auch durch dessen Strömungswiderstand in einem strömenden Medium deformiert werden kann. Das Verhältnis dieser beiden Effekte kann über die Weber-Zahl We quantifiziert werden. Die Euler-Zahl Eu gibt das Verhältnis von maximaler Dampfdruckdifferenz zum Staudruck an. Somit wird die Durchmischung in einem System mit  $\text{Eu} \ll 1$  von erzwungener Konvektion dominiert. Der Satz dimensionsloser Kennzahlen wird mittels der beiden Größen  $\Pi$  und  $\cos \theta$  geschlossen, die keinen eigenen Namen erhalten haben.  $\Pi$  ist das Verhältnis der Energie der erzwungen konvektiven Strömung und der Energie, die während einer Phasentransition umgesetzt wird.

Da in dieser Arbeit weder eine Variation der Geometrie noch des verwendeten Arbeitsfluids stattfindet, sind  $\Pi$ ,  $\theta$  und alle Aspektverhältnisse konstant. Die Variation von Pr, Sc und Ga bei veränderter Feuchte und Temperatur liegt im untersuchten Parameterbereich unterhalb von 1 %. Diese Parameter werden daher ebenfalls als konstant angenommen. Zudem unterscheiden sich We und Re ebenfalls nur durch einen arbeitsfluidspezifischen Vorfaktor. Entsprechend reicht zur Systembeschreibung hier einer der drei Parameter. Mit demselben Argument kann auch die Verwendung von entweder  $\text{Gr}_{hc}$  oder Ja begründet werden. Unter Berücksichtigung dieser experimentellen Randbedingungen ist eine Beschreibung der im Volumen ablaufenden Prozesse mit vier Parametern möglich. Weiter wird in dieser Arbeit eine zusätzliche Grashof-Zahl  $\text{Gr}_{\text{ein}}$

über die Temperaturdifferenz  $T_{\text{ein}} - T_c$

$$\text{Gr}_{\text{ein}} = \frac{g\beta_T(T_{\text{ein}} - T_c)L^3}{\nu^2}$$

definiert, um die Randbedingung der Einlasstemperatur anzugeben. Die Geometrie ist über die Aspektverhältnisse

$$\Gamma_{yz} = \frac{W}{H} \quad \text{und} \quad \Gamma_{xy} = \frac{L}{H}$$

beschrieben.

Die bis zu diesem Punkt diskutierten dimensionslosen Kennzahlen beschreiben den experimentellen Aufbau. Um experimentelle Resultate in einem ähnlichen System mit abweichenden physikalischen Dimensionen übertragen zu können, ist das Quantifizieren des globalen Stoff- und Wärmetransports in einem System notwendig. Hierzu wird die Nußelt-Zahl

$$\text{Nu} = \frac{\alpha L}{\lambda} = \frac{\dot{m}Lc_p}{\lambda A_0} \cdot \frac{(T_{\text{ein}} - T_{\text{aus}})}{(T_{\text{ein}} - T_0)} \quad (2.15)$$

als Verhältnis von konvektivem zu diffusivem Wärmetransport in einem System definiert, wobei  $T_{\text{aus}}$  die Auslasstemperatur,  $T_0$  eine gewählte Referenztemperatur und  $\alpha$  den Wärmeübergangskoeffizienten bezeichnet.

Das Äquivalent zur Nußelt-Zahl für die dimensionslose Erfassung des Massenstroms in einem System ist die Sherwood-Zahl

$$\text{Sh} = \frac{\alpha_m L}{D} = \frac{\dot{m}_v}{A_0(\rho_{\text{in}} - \rho_0)} \frac{L}{D} \quad (2.16)$$

Im Allgemeinen wird diese über den Stoffübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  analog zu  $\alpha$  in Gleichung 2.15 bestimmt. In diesem Fall lässt sie sich, wie auf der rechten Seite von Gleichung 2.16 dargestellt, zur Beschreibung einer Phasentransition als Verhältnis der umgesetzten Stoffmenge pro Zeit  $\dot{m}_v$  und Referenzfläche  $A_0$  dividiert durch eine charakteristische Dichtedifferenz nutzen.

## 2.5 Signalverarbeitung

Nachfolgend werden die Methoden der computergestützten Datenauswertung, die in dieser Arbeit Verwendung finden, vorgestellt.

### 2.5.1 Singulärwertzerlegung

Eine *Proper orthogonal decomposition* oder auch *Karhuen-Loève decomposition* wird beispielsweise im Bereich der Fluidodynamik verwendet, um kohärente Strukturen und deren zeitliche Entwicklung in einem Strömungsfeld zu extrahieren. Hierzu wird das Strömungsfeld analog zur Fourier-Transformation in einer neuen Basis ausgedrückt. Während die Fourier-Transformation auf harmonische Basisfunktionen beschränkt ist, ist die Form der der POD zugrundeliegenden orthogonalen Basis *a priori* nicht festgelegt. Es handelt sich somit um eine datengetriebene Analyse, in die keine physikalischen Annahmen fließen, außer dass die partielle Differentialgleichung, die das analysierte Feld beschreibt, stetig lösbar ist. Physikalisch können die Quadrate der Eigenwerte, die jeder Basisfunktion zugeordnet sind, als proportional zur Signalenergie interpretiert werden. Nachfolgend wird das mathematische Grundkonzept der POD vorgestellt, der in dieser Arbeit verwendete Implementierungsansatz diskutiert und die Bedeutung der POD in der Strömungsmechanik motiviert. Hierbei sei vorab für eine vollständige mathematische Herleitung der POD auf die Arbeiten von Berkooz et al. (1993) und Benner et al. (2017) verwiesen.

Sei  $\vec{u}(\vec{x}, t) \in \mathbb{R}^{3 \times n \times m}$  ein skalares, von der Zeit  $t$  und vom Ort  $\vec{x}$  abhängiges Vektorfeld. Dieses Feld kann äquivalent über den verallgemeinerten Separationsansatz auf dem Gebiet  $\Omega \subset \mathbb{R}^3$  ausgedrückt werden zu

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \psi_k(\vec{x}),$$

mit der ortsabhängigen Funktion  $\psi_k \in \mathcal{L}^2$ . Somit ergibt sich für das Skalarprodukt

$$\langle \psi_i, \psi_k \rangle = \int_{\Omega} \psi_i(\vec{x})^\dagger \psi_k(\vec{x}) \, d\vec{x} \quad \text{und} \quad \|\psi_i\| = \langle \psi_i, \psi_i \rangle,$$

wobei  $\dagger$  eine komplexe Konjugation anzeigt. Sei weiter  $\Psi$  die Menge aller möglichen, vollständigen orthonormalen Basen und  $\psi \in \Psi$ , so gilt mit dem Kronecker-Delta  $\delta_{ij}$ , dass  $\langle \psi_i, \psi_k \rangle = \delta_{ij}$ . Zudem sei  $\phi \in \Psi$  die orthonormale Eigenbasis mit Eigenwerten  $\lambda_i$  sodass  $\vec{u}$  ausgedrückt werden kann über

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \sum_{k=1}^{\infty} b_k(t) \phi_k(\vec{x}). \quad (2.17)$$

Dann gibt es  $b_k$  mit

$$\langle b_i(t) b_j^\dagger(t) \rangle = \delta_{ij} \lambda_i. \quad (2.18)$$



Hieraus kann entsprechend den Ausführungen von Riesz und Sz.-Nagy (1990) gefolgert werden, dass die Koeffizienten  $b_i$  zeitlich unkorreliert sind und  $\phi$  die POD Bedingung

$$\forall 0 < l \in \mathbb{N}, \text{ gilt } \sum_{i=1}^l \langle b_i(t) b_j(t)^\dagger \rangle = \sum_{i=1}^l \lambda_i \geq \langle a_i(t) a_j(t)^\dagger \rangle$$

erfüllt. Als *proper* (engl. geeignet) wird somit diejenige Basis bezeichnet, deren ersten  $l$  nach ihren Eigenwerten  $\lambda_i > \lambda_{i+1} > 0$  sortierten Basisvektoren im Vergleich zu allen anderen Basen den größten Eigenwert hat. Wird  $\vec{u}$  als Geschwindigkeitsvektorfeld aufgefasst, gilt für die kinetische Energiedichte bei einer Basis mit  $N$  Eigenvektoren

$$e = \frac{\rho}{2} \|u\|^2 = \frac{\rho}{2} \sum_{i=0}^N \lambda_i^2. \quad (2.19)$$

Den Anteil  $\varepsilon_i$  der Mode  $i$  an der Gesamtenergie des Felds ist definiert über

$$\varepsilon_i = \frac{\lambda_i^2}{\sum_{j=0}^n \lambda_j^2}.$$

Werden nicht alle Elemente der Eigenbasis, sondern nur die ersten  $0 < l \in \mathbb{N}$  betrachtet, so wird die Dimension des Systems reduziert, während sichergestellt wird, dass stets diejenigen Basiselemente mit dem höchsten Energieanteil in der Untermenge der Basisvektoren ausgewählt werden. Diese Basisreduktion wird auch als *reduced order model* (ROM) bezeichnet. Im Kontext der Strömungsmechanik eignet sich dieses Verfahren insbesondere, um großskalige, sich überlagernde, kohärente Strukturen hoher Energiedichte zu separieren und deren zeitliche Dynamik einzeln zu betrachten. Dies wurde beispielsweise von Westhoff et al. (2010) und Mommert et al. (2019) zur Analyse kohärenter Strukturen in turbulenter Mischkonvektion genutzt. Podvin und Sergent (2012) verwendeten die POD, um die Stabilität von großskaligen Zirkulationen in turbulenter Rayleigh-Bénard-Konvektion zu untersuchen.

Zur Implementierung empfiehlt sich im Kontext dieser Arbeit die Methode der Momentaufnahmen (*snapshots*), vorgestellt von Sirovich (1987). Hierhin wird eine Menge  $N$  an Observablen  $\{\vec{u}(\vec{x}, t) \in \mathbb{R}^{3 \times m \times n}\}$  als Spaltenvektoren  $\mathbb{R}^d$  mit  $d = 3nm$  ausgedrückt, sodass alle vorhandenen Felder in einer Matrix  $C \in \mathbb{R}^{N \times d}$  zusammengefasst werden können. Mit dem Ziel, die Eigenvektoren zu der Matrix  $C$  zu bestimmen, wird die Singulärwertzerlegung (SVD) berechnet zu  $C = U \Sigma V^*$  mit  $U \in \mathbb{R}^{N \times N}$ ,  $\Sigma \in \mathbb{R}^{N \times d}$  und  $V \in \mathbb{R}^{d \times d}$ , wobei  $*$  die hermitesch transponierte Matrix kennzeichnet. Hierbei ist die SVD so definiert, dass den Spalten von  $U$  die Eigenvektoren von  $C^*C$ , den Spalten von  $V$  die Eigenvektoren von  $CC^*$  und den Einträgen der

Diagonalmatrix  $\Sigma$  die quadrierten Eigenwerte abgelesen werden können. Die Auflösung des Vektorfelds ist in den meisten Anwendungen höher als die Anzahl der Observablen und entsprechend ist  $N \ll d$ . Allgemein werden höhere Rechenkapazitäten benötigt, um die SVD für eine  $d \times d$  als für eine  $N \times N$  Matrix zu bestimmen. Daher ist es im Kontext der Snapshot-Methode zielführend, die Eigenvektoren  $\phi'_i$  mittels SVD für  $CC^\dagger$  zu bestimmen und anschließend die Eigenvektoren von  $C^\dagger C$  via  $\phi_i = C^\dagger \phi'_i$  auszurechnen.

## 2.5.2 Hough-Transformation

Initial wurde die Hough-Transformation formuliert, um Geraden in digitalen Bildern zu detektieren. Bei der Circular Hough Transformation (CHT) handelt es sich um eine Erweiterung, mit deren Hilfe Mittelpunktposition und Radius rotationsinvarianter Bildelemente bestimmt werden können (Hart, 2009). Da die CHT im Kontext dieser Arbeit zur Detektion von Tropfen, die näherungsweise kreisrund sind, eingesetzt wird, beschränkt sich die nachfolgende Beschreibung auf die CHT. Beide Formulierungen setzen ein Binärbild voraus, das Resultat einer zuvor durchgeführten Kantendetektion sein kann. Die Kantendetektion eines Bilds mit Pixelbreite  $N_x$  und -Höhe  $N_y$  liefert eine Intensitätskarte  $I(\vec{x})$ , die für  $\vec{x} \in \mathbb{N}^{N_x \times N_y}$  gleich 1 bei Vorhandensein einer Bildkante und andernfalls 0 ist. In diesem Fall ist die CHT-Transformation als eine Abbildung der zweidimensionalen skalaren Identitätskarte  $I$  in einen dreidimensionalen skalaren Parameterraum  $A$  zu interpretieren. Die Werte von  $A(\vec{x}, r) \in \mathbb{N}$  sind wiederum Funktion der Pixelposition  $\vec{x} \in \mathbb{N}^2$  und des Pixelradius  $r \in \mathbb{N}$ . Gegenüber nächster Nachbarn erhöhte  $A(\vec{x}, r)$  korrespondieren mit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit, dass sich an  $\vec{x}$  der Mittelpunkt eines rotationsinvarianten Objekts des Radius  $r$  befindet. Der Algorithmus, der der Berechnung von  $A$  zugrunde liegt, ist als Flussdiagramm in Abbildung 2.8 dargestellt. Nachdem Intensitätskarte  $I$  eingelesen wurde und alle Einträge des skalaren Felds  $A$  mit 0 initiiert wurden, wird der Ortsvektor des Mittelpunktskandidaten  $\vec{x}$  festgelegt. Anschließend wird das Polarkoordinatentupel  $(r, \theta)$  mit  $r_0 < r < \min(N_x, N_y)$  und  $0 \leq \theta < 2\pi$  variiert, wobei  $r_0$  der extern vorgegebene minimale Radius ist. Aus dem Tupel wird der Ortsvektor

$$\vec{x}' = \vec{x} - r \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}$$

bestimmt. Anschließend wird  $I$  an  $\vec{x}'$  ausgewertet und das Resultat zu  $A(\vec{x}', t)$  hinzuaddiert. Entsprechend steigt  $A$  genau dann, wenn viele Tupel variabler  $\theta$  und konstanter  $r$  die Position einer Kante liefern. Ein Beispielergebnis der CHT ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Links in schwarzweiß ist die Intensitätskarte, in der weiße Flächen das Vorhandensein einer Kante anzeigen. Hierbei handelt es sich um drei Ringe mit um Faktor 2 abnehmenden Durchmessern bei

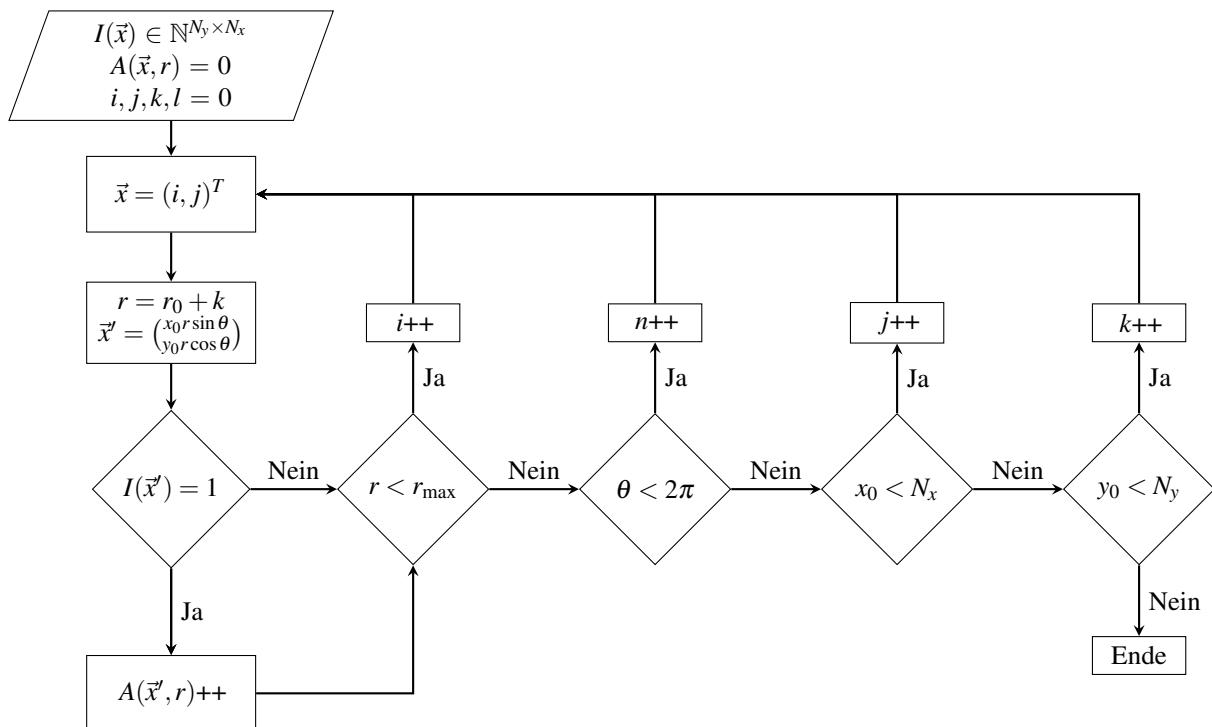
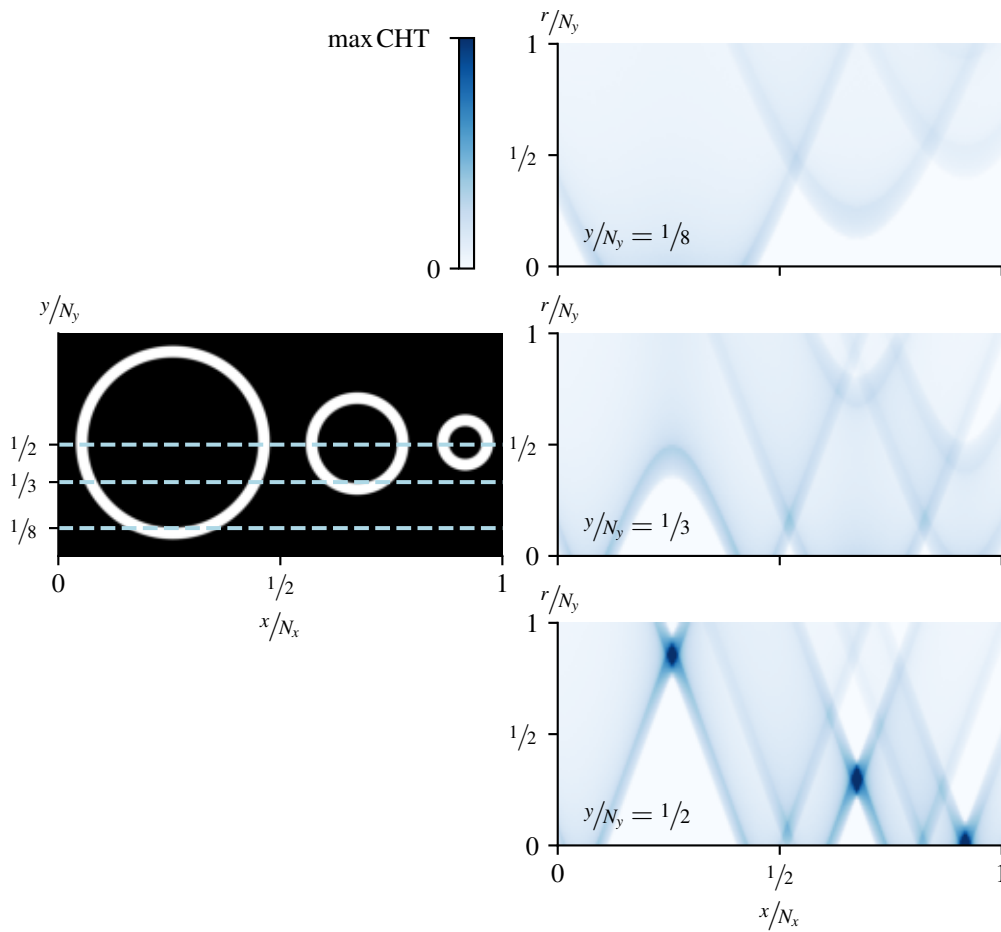


Abbildung 2.8 Flussdiagramm der Circular Hough Transformation.

konstanter Differenz zwischen äußerem und innerem Radius. Die  $y$ -Position der Mittelpunkte ist für alle drei Kreise identisch, während die  $x$ -Position variiert. Auf der rechten Seite mit identischer, auf  $\max(A)$  normierter Farbskala kodiert sind Schnitte durch den Parameterraum  $A$  für konstante  $y$ -Koordinaten. Die korrespondierenden Positionen werden als hellblau gestrichelte Linie in der linken Intensitätskarte dargestellt. Linien und Kurven in den obigen beiden Schnitten deuten zwar die Existenz kohärenter Strukturen an, scharf abgegrenzte lokale Maxima können jedoch nicht ausgemacht werden. Erst bei  $y/N_y = 1/2$  fällt die  $y$ -Koordinate des Schnitts durch den CHT-Raum mit der  $y$ -Position der Kreismittelpunkte zusammen und im CHT-Raum zeigen sich drei lokale Maxima. Entsprechend reduziert sich die Detektion von Kreisen auf das Identifizieren lokaler Maxima in  $A(\vec{x}, r)$ . Ergänzend kann zu einer grenzwertbasierten Maskierung oder einem spezialisierten Detektionsalgorithmus lokaler Maxima, wie beispielsweise von Du et al. (2006) beschrieben, gegriffen werden.

### 2.5.3 Kantendetektion

Die Circular Hough Transformation setzt stets eine Kantendetektion voraus. Diese bewirkt, dass ein Rohbild  $I_R \in \mathbb{N}^{N_x \times N_y}$ , dessen ganzzahlige Werte nach oben durch die Anzahl der vom Aufnahmegerät unterscheidbaren Helligkeitsunterschiede begrenzt ist, in ein Binärbild



**Abbildung 2.9** Darstellung der CHT: Links ist das binäre Rohbild mit drei Ringen, gestrichelt sind die Schnitte durch den CHT-Parameterraum, deren Werte rechts farbkodiert dargestellt sind, wobei der Radius gegen die  $x$ -Position aufgetragen ist.

umgewandelt wird. Hierzu wurden in der Vergangenheit diverse Kantendetektionsmethoden vorgeschlagen, die im Übersichtsartikel von Sun et al. (2022) zusammengefasst wurden. Zur Kantendetektion der Tropfenkontaktklinie wird in der vorliegenden Arbeit der Canny-Algorithmus genutzt, um  $I$  zu extrahieren. Zunächst wird ein Gauß'scher Weichzeichner angewendet, um das hochfrequente Bildrauschen in  $I_R$  zu dämpfen. Die Kantenlänge der quadratischen Matrix ist über die Kernelgröße definiert, wobei sie ungerade ist, sodass der Mittelpunkt der Matrix stets den maximalen Wert hat. Anschließend wird der Sobel-Operator zur Berechnung des lokalen Helligkeitsgradienten genutzt. Dieser ist bestimmt mittels zweier symmetrischer  $3 \times 3$  Operatoren

$$G_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 \\ 2 & 0 & -2 \\ 1 & 0 & -1 \end{bmatrix} * I_R \quad G_y = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{bmatrix} * I_R,$$

die mit dem Rohbild gefaltet werden. Die resultierenden Gradientenmatrizen  $G_x$  und  $G_y$  werden anschließend genutzt, um Gradientenamplitude  $G$  und Richtung  $\zeta$  zu bestimmen über

$$G = \sqrt{G_x^2 + G_y^2} \quad \text{und} \quad \zeta = \arctan \left| \frac{G_x}{G_y} \right|,$$

wobei  $\zeta$  im nächsten Schritt auf  $0$ ,  $\pi/4$  und  $\pi/2$  gerundet wird. Kandidaten für Kanten sind all die Pixel, die ein lokales Maximum in  $\zeta$ -Richtung darstellen. Alle Pixel, die diese Bedingung nicht erfüllen, werden in der weiteren Betrachtung ausgeschlossen. Die Kandidaten werden anschließend mittels zweier Grenzwerte  $\gamma_{\min}$  und  $\gamma_{\max}$  klassifiziert. Ist  $G > \gamma_{\max}$ , so wird das Pixel als Element der Kante markiert. Umgekehrt werden alle Pixel, für die  $G < \gamma_{\min}$  erfüllt ist, ausgeschlossen. Im letzten Schritt des Algorithmus wird iterativ geprüft, ob Pixel, für die  $\gamma_{\min} < G < \gamma_{\max}$  gilt, einen als Element der Kante identifizierten Pixel in nächster Nachbarschaft haben. Ist dies der Fall, wird das jeweilige Pixel ebenfalls als Kante markiert. Dies wird so lange wiederholt, bis alle Kandidaten eindeutig identifiziert sind.



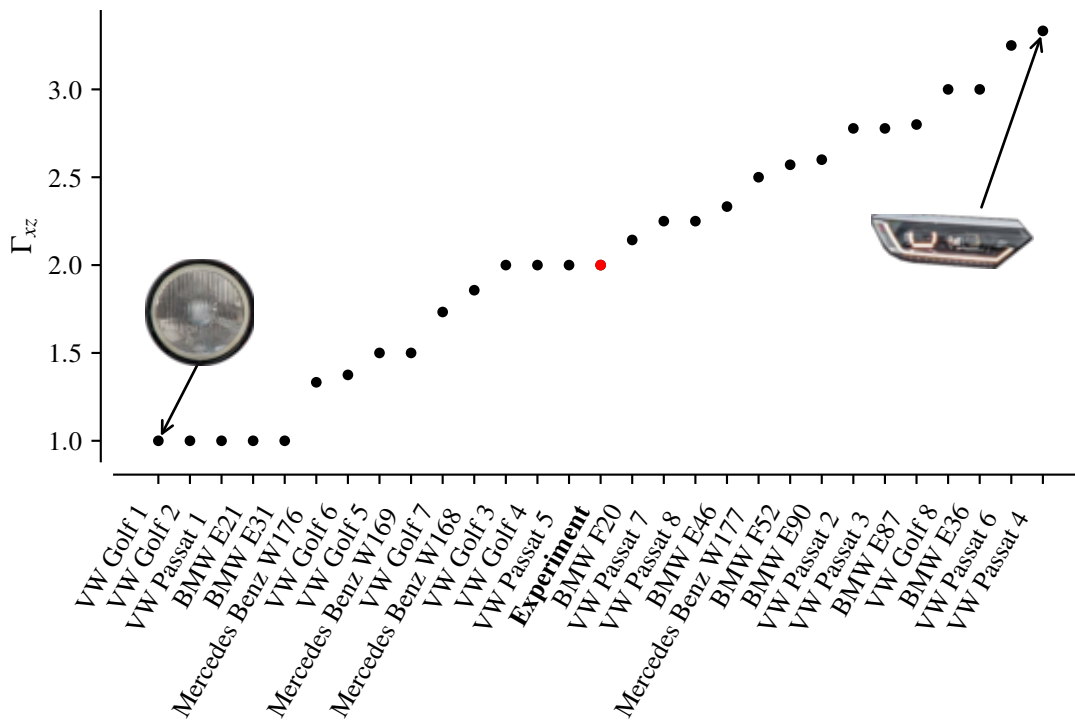
# Experimenteller Aufbau

Der erste Teil dieses Kapitels widmet sich der Vorstellung und Auslegung der dieser Arbeit zugrundeliegenden Versuchsanordnung. In Kapitel 2 wurden bereits theoretische Grundlagen für die verwendeten experimentellen Messverfahren gelegt. Deren konkrete Anwendung im Kontext dieser Arbeit beschreibt der zweite Teil dieses Kapitels.

### 3.1 Versuchszelle

Zur Messung der Massen- und Wärmeströme in einer konvektiven Luftströmung mit Phasenübergang an einer Grenzfläche wurde eine Versuchsanlage konzipiert und aufgebaut. Ziel war es, die Randbedingungen des Experiments möglichst genau vorgeben zu können und gleichzeitig eine optische Zugänglichkeit zu gewährleisten. Darüber hinaus ermöglicht der Aufbau eine genaue Bestimmung des Stoffübergangs beim Phasenübergang sowie der konvektiven Wärmeströme. Das Foto in Abbildung 3.12 zeigt den Gesamtaufbau bestehend aus einer Klimakammer, in der sich die Versuchszelle befindet. Im Folgenden werden der Aufbau und das Regelungskonzept skizziert und die einzelnen Baugruppen im Detail beschrieben.

Obwohl es verschiedene technische Motivationen für die vorliegende Arbeit gibt, kann der vorgestellte Versuchsaufbau als generisches Modell eines Fahrzeugscheinwerfers, wie er im Frontbereich von Automobilen verbaut wird, verstanden werden. Um die Transportvorgänge bei konvektiver Luftströmung mit Phasenübergang in einem System wie einem Fahrzeugscheinwerfer unter definierten Bedingungen simulieren zu können, wurde die geometrische Komplexität auf die eines Quaders reduziert. Die Aspektverhältnisse dieses Quaders sind mit denen existierender Serienscheinwerfer vergleichbar. Dazu ist in Abbildung 3.1 das Verhältnis von Breite zu Höhe  $\Gamma_{xz}$  exemplarisch ausgewählter Serienfahrzeuge verschiedener Hersteller dargestellt. Aus diesem Datensatz wurde das mittlere Aspektverhältnis mit  $\Gamma_{xz} = 2$  ermittelt,

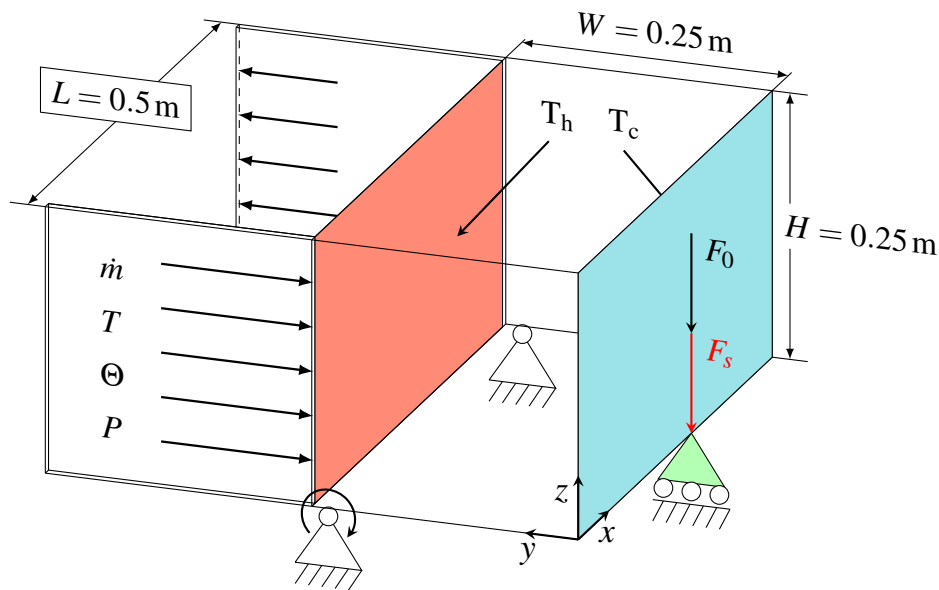


**Abbildung 3.1** Aspektverhältnisse  $\Gamma_{xy} = L/H$  unterschiedlicher Serienmodelle mehrerer Automobilhersteller (schwarz) zusammen mit dem entsprechenden Aspektverhältnis der hier vorgestellten Konfiguration (rot).

während die zweite Grundfläche quadratisch ist ( $\Gamma_{xy} = 1$ ).

Der Innenraum der Testkammer misst  $L = 0.5$  m in der Breite,  $H = 0.25$  m in der Höhe und  $W = 0.25$  m in der Tiefe. Wie in Kapitel 1 ausgeführt, ist die Temperatur der Abschlusscheibe eines Fahrzeugscheinwerfers näherungsweise gleich der Umgebungstemperatur des Fahrzeugs, während die Rückwand von der Motorabwärme und den Wärmeverlusten der Leuchtelemente erwärmt wird. Im Versuchsaufbau wird dies durch isotherme Flächen an Front- und Rückwand realisiert mit den Temperaturen  $T_c$  beziehungsweise  $T_h$ . Die beiden Wände sind in Abbildung 3.2 blau beziehungsweise rot dargestellt. Die konvektive Strömung, die von der Temperaturdifferenz zwischen den temperierten Flächen induziert wird, wird überlagert von einer erzwungenen Strömung zwischen einem Lufteinlass auf der linken und einem Auslass auf der rechten Seite der Kammer. Auch hier wurden eine Reduktion geometrischer Komplexität vorgenommen und die Mehrzahl an Belüftungsöffnungen mit Membranen und Schmutzfängern, wie sie in Automobilscheinwerfern üblich sind, durch Schlitze substituiert. Diese Öffnungen erstrecken sich über die gesamte Zellhöhe und  $1/20$  der Zellbreite  $L$ . Das zugehörige Aspektverhältnis der Belüftungsöffnungen entspricht hierbei  $\Gamma_{\text{ein}} = 10$ . An Ein- und Auslass werden Massenstrom  $\dot{m}$ , Taupunkttemperatur  $\Theta$ , Fluidtemperatur  $T$  und Absolutdruck  $P$  gemessen.

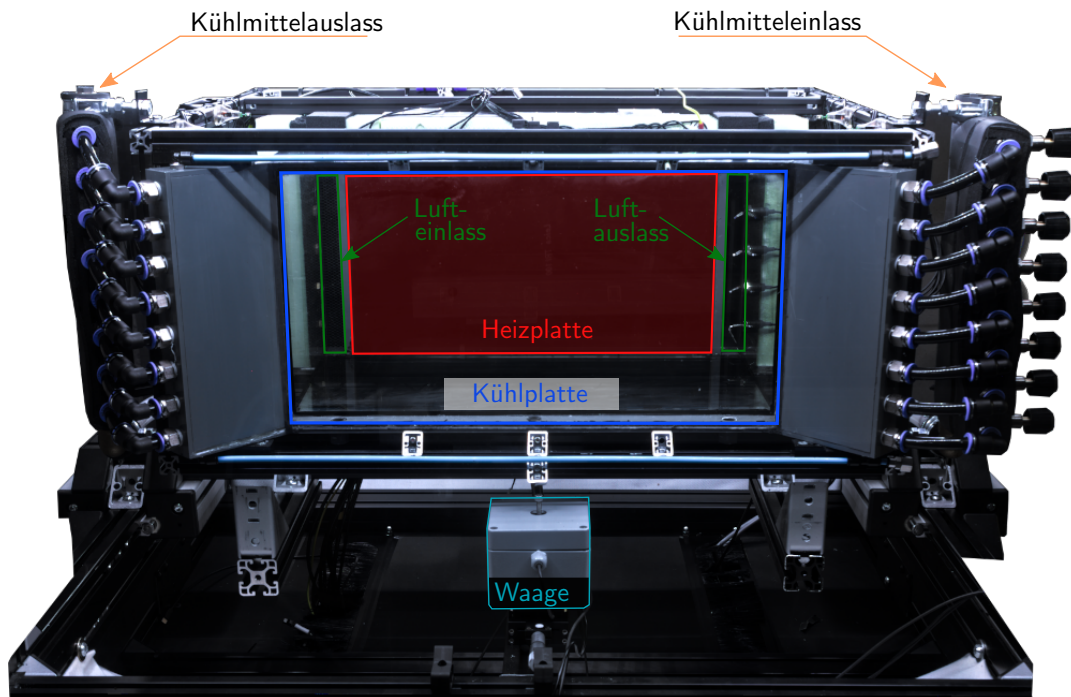




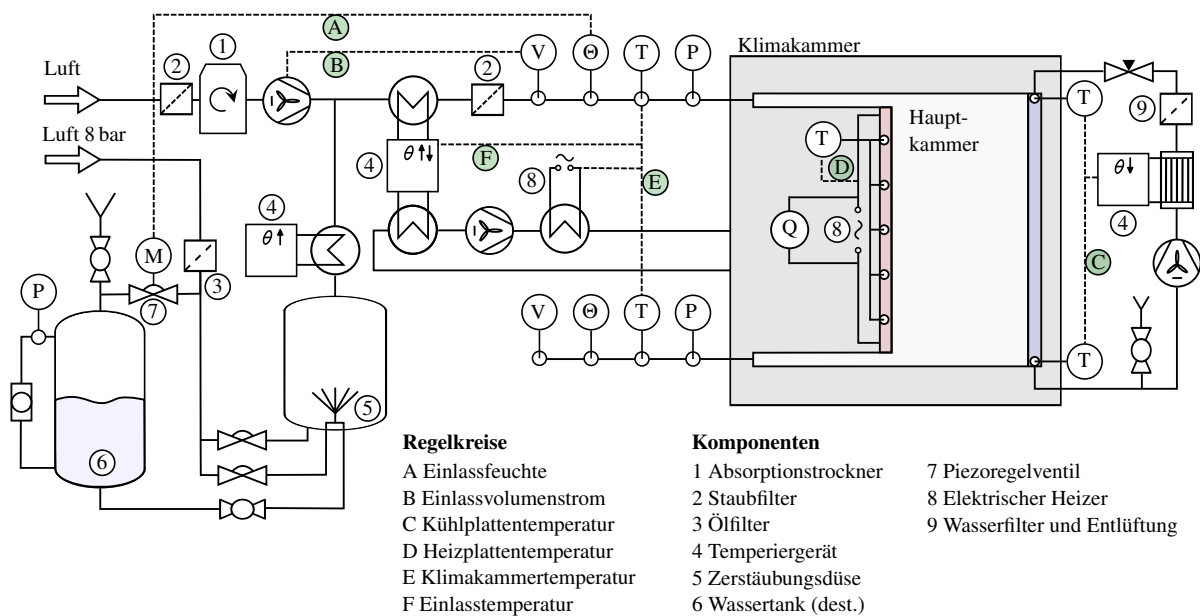
**Abbildung 3.2** Schematische Darstellung der Testkammer zusammen mit den Abmessungen des Aufbaus. Rot dargestellt ist die Heizplatte bei Temperatur  $T_h$ , blau die Kühlplatte bei Temperatur  $T_c$  und grün der Kraftsensor, der die resultierende Kraft aus Grundlast  $F_0$  und der Gewichtskraft  $F_s$  der Wasseranlagerung misst. Die Lagerung fixiert alle Freiheitsgrade bis auf einen rotatorischen parallel zur  $x$ -Achse. Am Ein- und Auslass werden Absolutdruck  $P$ , Massenstrom  $\dot{m}$ , Taupunkttemperatur  $\Theta$  und Lufttemperatur  $T$  gemessen.

Größen, die dem Einlass zuzuordnen sind, sind durch ein tiefgestelltes ein markiert, während aus eine dem Auslass zugeordnete Größe ausweist. Eine Fotografie der Testkammer ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die transparente Kühlplatte ist dunkelblau umrandet, während die Heizplatte rot eingefärbt ist. Grüne Rechtecke markieren links den Lufteinlass und rechts den Luftauslass. Vor- und Rücklauf für das Kühlmittel sind in Abbildung 3.3 orange eingezeichnet.

Während am Auslass die globale Systemantwort als Änderung der Temperaturen und Feuchten gegenüber dem Einlass gemessen wird, sind  $T_{\text{ein}}$ ,  $\Theta_{\text{ein}}$  und  $\dot{m}_{\text{ein}}$  aktiv geregelt. Eine Übersicht aller Regelkreise ist in Abbildung 3.4 skizziert. Hierbei handelt es sich um ein vereinfachtes Rohrleitungs- und Instrumentenfließschema (R&I), in dem Linien Leitungen zur Fluidförderung anzeigen, während Regelkreise als gestrichelte Verbindung zwischen Aktuator und Sollwertgeber dargestellt sind. In der Legende sind die einzelnen Symbole des Fließschemas aufgelistet. Zusätzlich markieren grün hinterlegte Buchstaben die sechs implementierten Regelkreise. Entsprechend werden die Einlasstaupunkttemperatur  $\Theta_{\text{ein}}$  über (A), die Fluidtemperatur  $T_{\text{ein}}$  über (B) und der Massenstrom des Luftdampfgemisches  $\dot{m}_{\text{ein}}$  in (F) geregelt. Der Regelkreis der Kühlplatte ist mit einem (C) und der der Heizplatte mit einem (D) versehen. Der in Abbildung 3.4 grau hinterlegte Bereich um die Messeinheit markiert die Klimakammer.



**Abbildung 3.3** Foto des experimentellen Aufbaus innerhalb der Klimakammer mit der Heizplatte (rot), der Kühlplatte (blau), Ventilationsöffnungen (grün), den Zuleitungen für das Kühlmittel der Kühlplatte (orange) und der Wägezelle (türkis).



**Abbildung 3.4** R&I der Testkammer mit Heizplatte (rot) und Kühlplatte (blau). Gestrichelte Linien zeigen Signalleitungen der Regelkreise an. Durchgezogene Linien symbolisieren Rohrverbindungen. Pfeile markieren Lufteinlässe bei Umgebungsdruck beziehungsweise 8 bar.

Der Regelkreis (F) kennzeichnet die Temperaturregelung der Klimakammer, mit dem Ziel, die Temperatur entsprechend der mittleren Temperatur in der Testkammer einzustellen. Dies minimiert den Wärmeaustausch zwischen den nicht temperierten Seitenwänden, die in der Folge als adiabat angenommen werden.

### 3.1.1 Feuchterege lung

Wie in Abbildung 3.4 dargestellt, wird die Druckluft nach dem Passieren eines Ölfilters in einen Wasserbehälter geleitet. Der Druck über dem im Volumen enthaltenen destillierten Wasser lässt sich hierbei über ein Membranventil<sup>1</sup>, das als Aktuator des Regelkreises (A) fungiert, vorgeben. Über eine Steigleitung ist das Reservoir mit einer Zweikomponentendüse<sup>2</sup> verbunden. Diese erzeugt mit Hilfe einer zusätzlichen Luftleitung unter konstantem Druck fein vernebelte Wassertropfen. Deren Größenverteilung wurde von Schmeling (2014) mittels Phasendoppelanemometrie bestimmt. Demnach haben mehr als 90 % der Tropfen einen Durchmesser kleiner als 25 µm mit einem Verteilungsmaximum bei 8 µm. Die vergrößerte Wasseroberfläche sorgt für eine erhöhte Verdampfungsrate und ermöglicht wiederum eine schnelle Regelung der Luftfeuchte. Ein Heizregister ist dem Verdampfer nachgeschaltet, um den Temperaturabfall als Folge der Verdampfungsenthalpie zu kompensieren. Der Istwert der Feuchte wird mittels acht SHT85-Sensoren bestimmt. Das Funktionsprinzip dieser Feuchte- und Temperatursensoren wird später in Unterabschnitt 3.2.2 vorgestellt. Die mittlere Messunsicherheit im Anwendungsbereich wird hierbei vom Hersteller auf  $\sigma_{\varphi} = 1.5\%$  beziffert (Sensirion AG, 2021). Für den in dieser Arbeit verwendeten Messbereich ist die obere Schranke der Temperaturmessgenauigkeit gegeben über

$$\sigma_{T_{SHT85}} = 0.1 \text{ K} + 0.008 \cdot |T - 25^\circ \text{C}|. \quad (3.1)$$

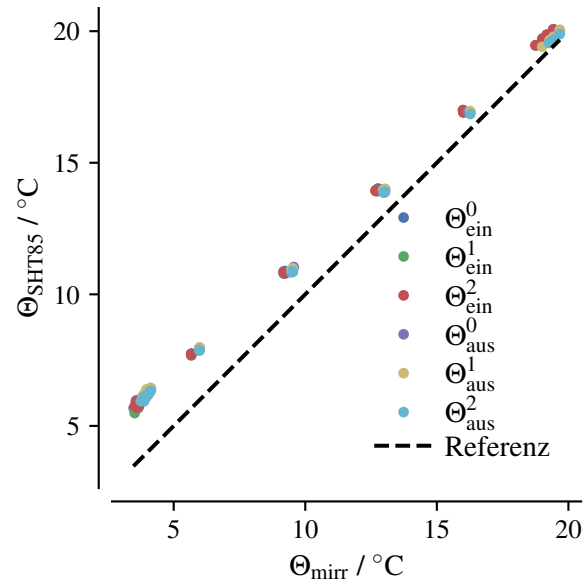
Als Regelgröße wird die Taupunkttemperatur genutzt, die über  $T_{SHT85}$  und  $\varphi$  unter Verwendung der Ergebnisse von Herrmann et al. (2009) bestimmt wird. Ein Maß für die Messunsicherheit  $\sigma_{\Theta_{SHT85}}$  ist das Ergebnis der Fehlerfortpflanzung in Gleichung A.1, die die Magnus-Formel als Grundlage nutzt. Entsprechend ergibt sich für  $\varphi = 50\%$  und  $T_{SHT85} = 25^\circ \text{C}$  eine Messunsicherheit von  $\sigma_{\Theta_{SHT85}} = 0.2 \text{ K}$ . Da diese Unsicherheit zu groß für die später vorgestellte Massenbilanzierung ist, wurden die kapazitiven Sensoren gegen die Messwerte von Taupunktspiegelhygrometern<sup>3</sup>, deren Funktionsprinzip Unterabschnitt 3.2.1 beschreibt, kalibriert. Die Messunsicherheit beträgt hier gemäß den technischen Spezifikationen  $\sigma_{\Theta_{\text{mirr}}} = 0.1 \text{ K}$  und ist im betrachteten Messbereich unabhängig von der Temperatur und absoluten Feuchte des Mediums

<sup>1</sup> VEAA Betriebsbereich 0-2 bar von Festo SE.

<sup>2</sup> 0.25 mm Düsenöffnung, Flüssigkeitsdüse: PF1050, Luftdüse: PA64 von Spraying Systems.

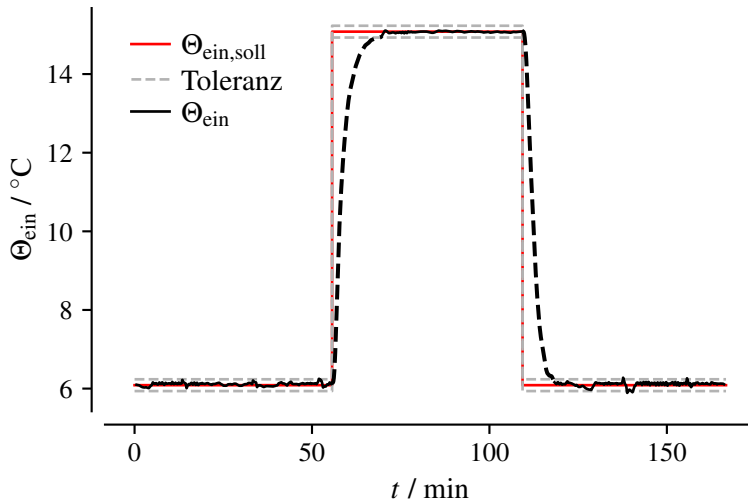
<sup>3</sup> S8000 Remote von Michell Instruments.

**Abbildung 3.5** Beispiel für Kalibrierungsergebnisse von drei kapazitiven Sensoren am Einlass (in) und am Auslass (aus), wobei auf der x-Achse die gleichzeitig mit Taupunkthygrometern bestimmte Taupunkttemperatur aufgetragen wurde. Die gestrichelte Linie markiert den Ort der Übereinstimmung beider Messverfahren.



(Michell Instruments, 2019). Eine Messung, die lediglich auf den Werten der Taupunktspiegelhygrometer beruht, wurde nicht realisiert, da deren Antwortzeiten mehr als eine Größenordnung größer ausfallen als die der SHT85. Dies bedeutete eine Erhöhung der Mess- und Regelzeiten von mehreren Stunden. Für die Kalibrierung wurden bei konstanter Fluidtemperatur mehrere Taupunkte eingestellt. Ein beispielhaftes Ergebnis ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Hier sind die berechneten Taupunkte der kapazitiven Sensoren in Relation zu den Werten der Taupunktspiegelhygrometer aufgetragen. Mit abnehmendem Feuchtegehalt in der Luft nehmen die Abweichungen zu. Der untersuchte Wertebereich hat für eine lineare Regression einen Determinationskoeffizienten von  $R^2 > 0.9998$ . Entsprechend lässt sich eine lineare Korrektur auf die errechneten Taupunkttemperaturen der SHT85 anwenden. Als Ergebnis weichen die Taupunkttemperaturen des Referenzsystems von denen der kalibrierten SHT85-Sensoren maximal um 0.02 K voneinander ab. Daher kann angenommen werden, dass  $\sigma_{\Theta_{\text{mirr}}} \approx \sigma_{\Theta_{\text{SHT85}}}$  gilt. Da der Taupunkt an Ein- und Auslass aus dem Mittelwert der gemessenen Taupunkte hervorgeht, folgt für die Gesamtmessunsicherheit  $\sigma_{\Theta} = 0.04 \text{ K}$ .

Die korrigierten Taupunkttemperaturen werden während des Messbetriebs berechnet und als Istwert an einen proportionalen, integrierenden und differenzierenden (PID) Regler übergeben. Hierfür wird die in Bell et al. (2014) vorgestellte Softwarebibliothek CoolProp verwendet. Der Regelkreis des Taupunkts (A) wird über die Steuerspannung am Proportionalregler des Druckluftmembranventils geschlossen. Eine exemplarische Zeitreihe der gemessenen Taupunkttemperatur bei aktiver PID-Regelung ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Rot zeigt hierbei den angestrebten Sollwert an mit seiner Regeltoleranz in grau. Eine neue Messreihe wird immer dann aufgezeichnet, wenn alle Regelkreise innerhalb der vorgegebenen Toleranzen liegen.



**Abbildung 3.6** Typischer Signalverlauf der mittleren Einlasstaupunkttemperatur  $\Theta_{\text{ein}}$  (schwarz) zusammen mit dem am PID-Regler vorgegebenen Sollwert  $\Theta_{\text{ein,soll}}$  (rot) der Regel-toleranz (grau) von  $\Theta_{\text{ein,soll}} \pm 0.15 \text{ K}$ . Gestrichelt sind die Bereiche, in denen die Regel-toleranz überschritten ist.

Für den Taupunkt wurde diese auf  $1.5\sigma_{\Theta_{\text{mirr}}} = 0.15 \text{ K}$  gesetzt. Die durchschnittliche Regelzeit beträgt 15 min.

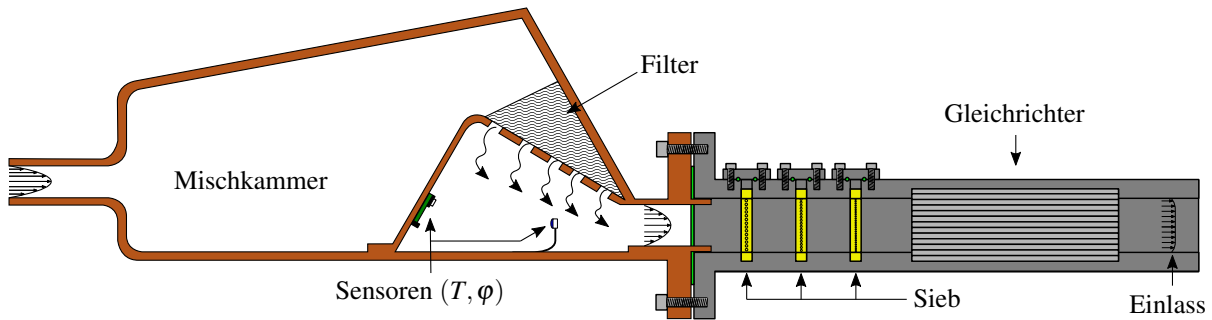
### 3.1.2 Einlassgeschwindigkeit

Der Massenstrom am Einlass ist die Summe der Massenströme aus Befeuchtungs- und Haupteinlassstrang. Ersterer wurde im vorangegangenen Schritt eingehend beschrieben. In den Haupteinlassstrang wird Umgebungsluft über einen  $5 \mu\text{m}$ -Ansaugfilter von grobem Staub befreit und mit Hilfe eines Absorptionstrockners auf eine Taupunkttemperaturen von circa  $-5 \text{ }^\circ\text{C}$  getrocknet. Die Luft des Hauptstrangs mischt sich mit der des Befeuchtungsstrangs und passiert einen Feinstaubfilter<sup>4</sup>, in dem feinere Verunreinigungen der Luft abgeschieden werden. Die mehrfache Filterung der Luft ist notwendig, da das Vorhandensein von Partikeln zu einer undefinierten Anlagerung von Kondensationskeimen auf der Scheibenoberfläche führt und somit die Kondensationsdynamik signifikant beeinflusst. Die zum Passieren der Filtrationseinheiten notwendige Druckdifferenz wird durch einen einstufigen Seitenkanalverdichter<sup>5</sup> generiert.

Die befeuchtete Luft passiert vor Eintritt in die Kammer einen Gleichrichter, um eine homogene Geschwindigkeitsverteilung am Einlass über den gesamten untersuchten Geschwindigkeitsbereich zu realisieren. Eine schematische Darstellung des Querschnitts der Vorkammer ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Luft gelangt hierin über ein 1-Zoll-Rohr in eine Mischkammer, deren Funktion es ist, den schmalen Luftstrahl aufzuweiten und über die gesamte Kanalhöhe homogen zu verteilen. Dies wird insbesondere durch eine schräggestellte Prallblech und ein Filtergewebe (schraffiert) erzielt. Die braun dargestellte Geometrie in Abbildung 3.7

<sup>4</sup> Klasse F7 gemäß EN779.

<sup>5</sup> INW 21 A11 - 0.37 kW von IN-ECO.



**Abbildung 3.7** Vorkammer und Kanalkonstruktion zur Luftkonditionierung am Einlass der Testkammer. Beruhigungskammer (braun, PLA) mit schräggestelltem Prallblech und Diffusor (schraffiert). Innerhalb der Vorkammer befinden sich Pt100-Messfühler direkt innerhalb der Strömung. Auf der Leeseite des Prallblechs sind SHT85-Sensoren montiert. Die Homogenisierung der Geschwindigkeit erfolgt mittels Sieben (gelb) und einem Wabengleichrichter (hellgrau), die sich im Einlasskanal (PVC, grau) befinden.

entspricht im Wesentlichen der von Köthe et al. (2014) untersuchten Ausströmergeometrie. Der grau gefärbte Einlassabschnitt besteht aus Polyvinylchlorid (PVC), während der Einströmer (braun) mit Prallblech aus Polylactide (PLA) im 3D-Druckverfahren (additiver Guss) gefertigt und anschließend diffusionsdicht versiegelt wurde. Auf der Rückseite des Prallblechs sind Feuchte- sowie Temperatursensoren angebracht. Die Siebe zur Geschwindigkeitsangleichung sind gelb dargestellt und entsprechend den Ausführungen von Barlow et al. (1999, S. 90ff.) und Ahmed (2013, S. 37f.) dimensioniert. Die drei einsetzbaren Gitter weisen in Strömungsrichtung abnehmend reduzierte Maschenweiten und Drahtdurchmessern<sup>6</sup> auf. Den Abschluss des Gleichrichters bildet eine Wabengeometrie mit einem Kammerdurchmesser von 3.8 mm und einer Länge von 100 mm (siehe auch Barlow et al. (1999, S. 90f.)).

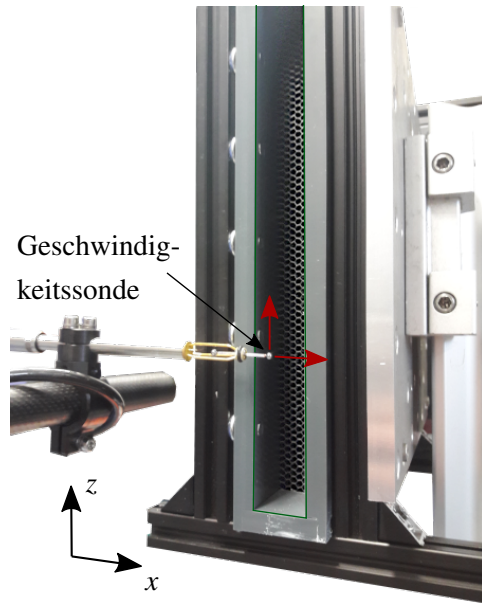
Der Volumenstrom  $\dot{m}_{\text{ein}}$  wird vor dem Einlass zusammen mit dem Absolutdruck  $P_{\text{ein}}$  bestimmt. Die Messunsicherheiten betragen Herstellerangaben zufolge  $\sigma_{\dot{m}_{\text{ein}}} = 0.02 \dot{m}_{\text{ein}}$  und  $\sigma_{P_{\text{ein}}} = 0.02 P_{\text{ein}}$  (Stehle, 2019). Die mittlere Geschwindigkeit am Einlass wird folgendermaßen bestimmt

$$U_{\text{ein}} = \frac{\dot{m}_{\text{ein}}}{\rho(T_{\text{ein}}, \Theta_{\text{ein}}, P_{\text{ein}}) A_{\text{ein}}} = \frac{40 \dot{m}_{\text{ein}}}{\rho(T_{\text{ein}}, \Theta_{\text{ein}}, P_{\text{ein}}) L^2},$$

wobei eine temperaturkompensierte Venturidüse<sup>7</sup> den Massenstrom am Einlass  $\dot{m}_{\text{ein}}$  misst. Das Funktionsprinzip dieses Messgeräts ist in Unterabschnitt 3.2.4 erläutert. Hierbei wird der Einfluss von Feuchtigkeit und Temperatur auf die Luftdichte  $\rho_{\text{ein}}$  berücksichtigt. Als Referenztemperatur dient die mittlere Einlasstemperatur  $T_{\text{ein}}$ . Die Messunsicherheiten sind

<sup>6</sup> Maschenweiten und Drahtdurchmesser: Sieb 1 (311  $\mu\text{m}$ /112  $\mu\text{m}$ ), Sieb 2 (165  $\mu\text{m}$ /80  $\mu\text{m}$ ) und Sieb 3 (95  $\mu\text{m}$ /46  $\mu\text{m}$ ).

<sup>7</sup> SMG Air mit 1/2-Zolldüse.



**Abbildung 3.8** Aufbau zur Vermessung des Geschwindigkeitsprofils am Einlass mittels einer Dantec ComfortSense Sonde. Die  $x$ - und  $z$ -Position der Sonde wird mittels Gewindespindel verstellt.

$\sigma_{U_{\text{ein}}} = 0.02 U_{\text{ein}}$  und  $\sigma_{\text{Re}} = 0.02 \text{Re}$ . Die Referenzfläche ist die Querschnittsfläche des Einlasses  $A_{\text{ein}} = L^2/40$ . Die Reynolds-Zahl am Einlass ist entsprechend

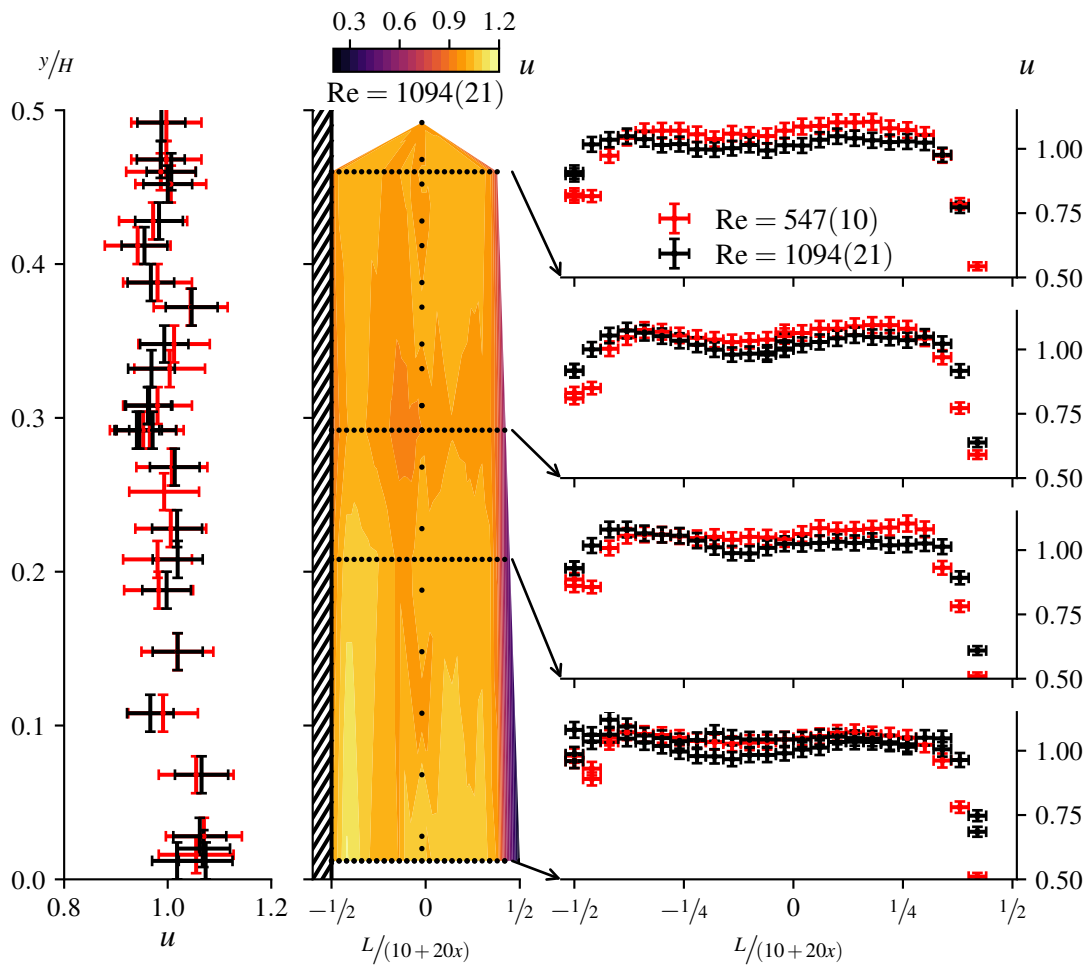
$$\text{Re} = \frac{\ell U_{\text{ein}}}{\nu} = \frac{\dot{m}}{\mu H}, \quad (3.2)$$

mit  $\nu$  der kinematischen Viskosität als Funktion der Temperatur und Luftfeuchte am Einlass. Die charakteristische Länge  $\ell$  entspricht der Einlassbreite von  $L/20$ . Geregelt wird  $\text{Re}$  über die Drehzahl des Seitenkanalverdichters. Diese wird mittels eines Frequenzumrichters<sup>8</sup> gesteuert. Der PID-Regelkreis wird über eine externe Steuerspannung geschlossen.

Um zu überprüfen, ob über die Einlasshöhe ein homogenes Geschwindigkeitsprofil vorliegt, wurden Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt. Hierzu wurden, wie in Abbildung 3.8 dargestellt, eine temperaturkompensierte, omnidirektionale Hitzdrahtsonde<sup>9</sup> für vier  $z$ -Positionen über die Einlassbreite traversiert sowie das Geschwindigkeitsprofil entlang der Kanalhöhe in der Kanalmitte vermessen. Die Positionsgenauigkeit entspricht dem halben Durchmesser der Drahtsonde  $\sigma_x = \sigma_y = 1 \text{ mm}$  und die Messunsicherheit der Absolutgeschwindigkeit  $U$  ist nach Kalibrierung der Sonde  $\sigma_U = 0.02 U + 0.02 \text{ m/s}$  (Dantec Dynamics, 2018). In der Mitte von Abbildung 3.9 ist eine Übersicht der Messpositionen (schwarze Punkte) in der unteren Einlasshälfte. Zur Darstellung der Geschwindigkeitsverteilung wurde für  $\text{Re} = 1094(21)$  das

<sup>8</sup> Parker AC10 - 10G-11-0025-BF.

<sup>9</sup> ComfortSense 54T33 von Dantec.



**Abbildung 3.9** Geschwindigkeiten vor dem Lufteinlass für  $Re = 547(10)$  und  $1094(21)$ . Links: vertikale Geschwindigkeitsverteilung entlang der Einlassmitte, Mitte: Messpositionen (schwarz) zusammen mit dem interpolierten, farbkodierten und normierten Geschwindigkeitsfeld für  $Re = 1094(21)$  und rechts: horizontale Geschwindigkeitsprofile für die Kanalhöhen  $0.02H$ ,  $0.21H$ ,  $0.29H$  und  $0.47H$ .

Geschwindigkeitsfeld farbkodiert auf ein unstrukturiertes Dreiecksnetz interpoliert. Die dargestellten Geschwindigkeiten sind auf die mittlere Einlassgeschwindigkeit  $u = U(x,y)/U_{\text{ein}}$  normiert. Zusätzlich ist auf der rechten Seite von Abbildung 3.9 die Geschwindigkeitsverteilung über die Kanalbreite für vier Messschnitte dargestellt. Für  $Re = 547(10)$  (rot) und  $Re = 1094(21)$  (schwarz) wurde hier die Geschwindigkeit  $u$  an 26 Positionen gleichmäßig über die Kanalbreite verteilt bestimmt. Die Messunsicherheit  $\sigma_u$  ergibt sich hierbei aus Gleichung A.2. Hier ist  $x'$  die mit der Kanalbreite entdimensionalisierte  $x$ -Position, wobei der Nullpunkt der Kanalmitte entspricht. Die Verteilung ist für  $x' = \pm 0.4$  näherungsweise konstant. Hin zu  $x' = \pm 0.5$  fällt die Verteilung ab, wobei eine Asymmetrie zwischen linker und rechter Seite vorhanden ist. Da 3 mm vor dem Einlass gemessen wurde, macht sich das Vorhandensein der linken Seiten-



wand beziehungsweise das Fehlen einer seitlichen Begrenzung zur rechten Seite des Einlasses bemerkbar. So sind die Geschwindigkeitsamplituden der linken Seite mit an die Seitenwand anliegender Strömung höher als die auf der rechten Seite. Hier bewirkt das Expandieren des Einlassstrahls ein Abflachen des Geschwindigkeitsprofils.

Die Profile für die beiden  $Re$  sind im Bereich der Messgenauigkeit vergleichbar. Für die Messpositionen bei etwa  $0.2H$  und  $0.3H$  ist ein in der Kanalmitte schwach ausgeprägtes Minimum erkennbar. Ähnliche Verteilungen wurden von Deo et al. (2007) beschrieben. Durch die Messung kurz hinter der Einlassöffnung ist dem Geschwindigkeitsfeld bereits eine Aufweitung in Folge des Fehlens der rechten Seitenbegrenzung (*vena contracta*, Deo et al. (2007)) aufgeprägt. Dies wurde ebenfalls von Quinn (1994) für ein identisches Aspektverhältnis bei größerer  $Re$  berichtet.

Auf der linken Seite von Abbildung 3.9 sind die Geschwindigkeiten für beide Fälle entlang der Höhe aufgetragen. Hier wird deutlich, dass im Rahmen der Messgenauigkeit keine Abhängigkeit der Geschwindigkeit entlang der Einlasshöhe feststellbar ist.

Kühn (2011) berichtet eine Standardabweichung des Geschwindigkeitsprofils entlang der Kanalhöhe von 4%. Die vorgestellten Messungen weisen eine Abweichung, wie auch in Niehaus et al. (2021) ausgeführt, von 1% auf.

### 3.1.3 Bestimmung der Einlasstemperatur

Wie in Abbildung 3.7 dargestellt, befinden sich Temperatur- und Feuchtesensoren innerhalb der Mischkammer. Die Sensoren sind gleichmäßig entlang der  $z$ -Richtung verteilt. Die fünf Pt100-Widerstandstemperatursensoren (RTD, engl. Resistance Temperature Detectors) der Genauigkeitsklasse DIN B1/10 werden direkt angeströmt, um den Thermometerfehler erster Art zu minimieren. Die statische Messunsicherheit  $\sigma_{T_{Pt100}}$  eines Pt100 ist über

$$\sigma_{T_{Pt100}}(T) = 0.03 \text{ K} + 0.0005 \cdot |T| \text{ mit } [T] = ^\circ\text{C} \quad (3.3)$$

gegeben (Deutsches Institut für Normung, 2009). In einem strömungsberuhigten Bereich in unmittelbarer Nähe zu den Pt100-Sensoren befinden sich ebenfalls gleichmäßig verteilt acht SHT85-Sensoren, deren Funktionsprinzip Unterabschnitt 3.2.2 beschreibt. Diese Sensoren liefern Messwerte für die relative Luftfeuchte und Lufttemperatur. Eine Offsetkorrektur der Temperatursensoren wurde mittels eines Präzisionsthermometers<sup>10</sup> mit einer Messgenauigkeit

<sup>10</sup> AD3000TH des Herstellers Amarell Electronic.

von  $\pm 0.01$  K durchgeführt. Hiermit werden die Absolutterme in Gleichung 3.1 und 3.4 entsprechend der Messunsicherheit des Referenzthermometers korrigiert. Da die Einlasstemperatur  $T_{\text{ein}}$  mit Sensoren unterschiedlicher Genauigkeit gemessen wird, ergibt sich  $T_{\text{ein}}$  aus dem mit der Messunsicherheit gewichteten Mittelwert

$$T_{\text{ein}} = \sigma_{T_{\text{ein}}}^2 \left( \sum_{i=0}^4 \frac{T_{Pt100,i}}{\sigma_{T_{Pt100,i}}^2} + \sum_{i=0}^7 \frac{T_{SHT85,i}}{\sigma_{T_{SHT85,i}}^2} \right). \quad (3.4)$$

Die Standardabweichung des gewichteten Mittelwerts ist hierbei

$$\sigma_{T_{\text{ein}}} = \left( \sum_{i=0}^7 \frac{1}{\sigma_{SHT85,i}^2} + \sum_{i=0}^4 \frac{1}{\sigma_{Pt100,i}^2} \right)^{-0.5}.$$

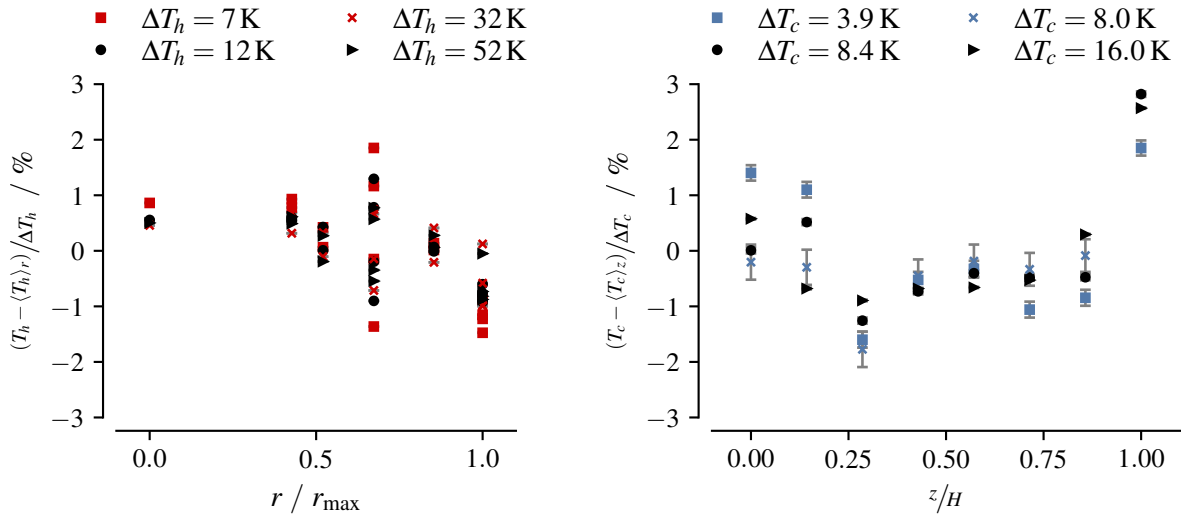
Bei der für den Einlass typischen Temperatur von  $25^\circ\text{C}$  entspricht dies einer Messunsicherheit von  $\sigma_{T_{\text{aus}}} = 0.04$  K. Aufgrund der ähnlichen Sensorkonfiguration ergeben sich analog zu den obigen Überlegungen die Messwerte für die Auslasstemperatur  $T_{\text{aus}}$  und die zugehörige Messunsicherheit  $\sigma_{T_{\text{aus}}}$  für eine typische Temperatur von  $T_{\text{aus}} = 15^\circ\text{C}$  mit  $\sigma_{T_{\text{aus}}}$  von 0.05 K.

### 3.1.4 Heizplatte

Die Heizplatte besteht aus einer 5 mm dicken Kupferplatte mit Kantenlänge  $250\text{ mm} \times 430\text{ mm}$ . Die Positionen der 15 internen Pt100-Sensoren sind in Abbildung A.1 skizziert. Auf der Rückseite der Platte ist eine elektrische Heizmatte angebracht, deren Leistung mittels einer Phasenanschnittsteuerung geregelt werden kann. Hierbei wird die Leistung mit Hilfe eines digitalen Leistungsmessers<sup>11</sup> bestimmt, dessen Messunsicherheit 0.1 % des Messwerts beträgt. Die minimale Temperatur entspricht der mittleren Kammertemperatur, während die Maximaltemperatur der Heizplatte bei  $75^\circ\text{C}$  liegt. Oberhalb dieser Temperatur nehmen Materialien, die mit der Heizplatte in Kontakt sind, Schaden. Die Heizplatte ist rückseitig thermisch isoliert, um den Einfluss in der Klimakammer zu minimieren. Zusätzlich ist die Platte vorderseitig matt schwarz lackiert, um Reflektionen und Streulicht bei der Anwendung von optischen Messmethoden zu dämpfen. Die Heizplattentemperatur  $T_h$  ergibt sich aus dem Mittelwert aller 15 Sensoren.

Eine Auftragung der Abweichung von  $T_h$  als Funktion des Abstands  $r$  zum Plattenzentrum ist in Abbildung 3.10(a) dargestellt. Der Abstand wurde mit dem maximal möglichen Abstand zur Plattenmitte  $r_{\text{max}} = 497$  mm normiert. Die Ordinate gibt die lokale Abweichung vom Temperaturmittelwert  $T_h$  zur Temperatur  $T_h(r)$  an. Normiert wurde hierbei mit der Tempe-

<sup>11</sup> GPM-8213 von Good Will Industries.



(a) Temperaturabweichungen  $T_h - \langle T_h \rangle_r$  normiert mit der Temperaturdifferenz  $\Delta T_h = |\langle T_h \rangle_r - T_\infty|$  in Prozent gegen den radialen Abstand  $r$  zur Plattenmitte bei variablen  $T_h$ .

(b) Temperaturabweichung  $T_c - \langle T_c \rangle_z$  normiert mit der Temperaturdifferenz  $\Delta T_c = |\langle T_c \rangle_h - T_\infty|$  in Prozent als Funktion der Kühlplattenhöhe für verschiedene  $T_c$ .

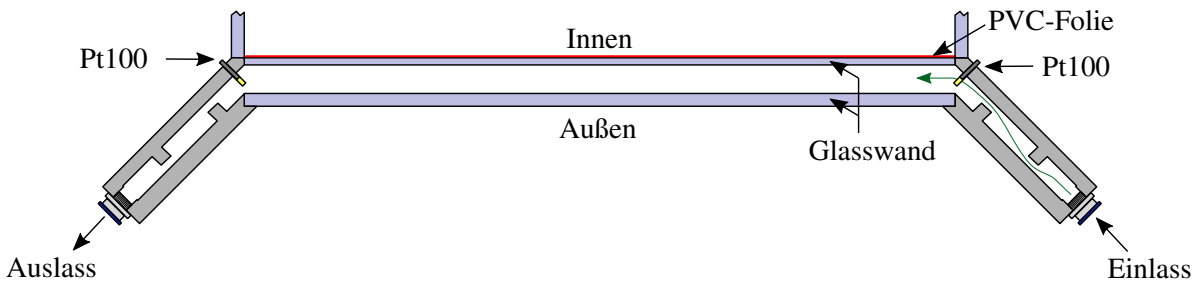
**Abbildung 3.10** Temperaturverteilungen für Heiz- und Kühlplatte gemessen mit Pt100-Temperatursensoren bei verschiedenen mittleren Oberflächentemperaturen (angelehnt an Niehaus et al. (2021)).

raturdifferenz zwischen Umgebungstemperatur  $T_e$  und Heizplattentemperatur. Unterschiedliche Symbole zeigen verschiedene Temperaturdifferenzen  $\Delta T_h = T_h - T_e$  an. Es ist zu erkennen, dass der Messfall der kleinsten Temperaturdifferenz die höchste relative Abweichung aufweist. Eine Tendenz zu fallenden Temperaturen für größer werdende  $r$  ist ebenfalls erkennbar. Insgesamt beträgt die maximale relative Abweichung 2 % und die maximale absolute Abweichung ist 0.4 K bei  $\Delta T_h = 16$  K.

### 3.1.5 Kühlplatte

Ein horizontaler Querschnitt der Kühlplatte bei  $z = H/2$  ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Wie Abbildung 3.4 zeigt, ist der Kühlkreis als geschlossenes, umlaufendes System konzipiert, dessen Temperatur ein Klimatisierungsgerät<sup>12</sup> regelt, das über einen Wärmetauscher mit dem Kühlmittelkreis der Kühlplatte verbunden ist. Beim Wärmeträger handelt es sich um ein Wasser-Ethylenglykol-Gemisch im Verhältnis 1:1, dessen Gefrierpunkt bei circa  $-35$  °C liegt. Die Flüssigkeit gelangt durch acht gleichmäßig über die Plattenhöhe verteilte Anschlüsse in die Vorkammer. Anschließend folgen zwei scharfkantige Verengungen, die das Angleichen der Geschwindigkeit über die Höhe zum Ziel haben. Das Fluid strömt durch den 18 mm-Spalt

<sup>12</sup> VC5000 von Lauda Dr. R. Wobser.



**Abbildung 3.11** Schematische Darstellung des Kühlplattenquerschnitts. Ein- und Auslass sind baugleich und rechts beziehungsweise links des aus Glas bestehenden und vom Kühlmittel durchströmten Kanals montiert. Kurz hinter dem Einlass beziehungsweise kurz vor dem Auslass sind acht RTD über die Kühlplattenhöhe montiert. Die Innenfläche der Kühlplatte misst  $500\text{ mm} \times 250\text{ mm}$  und ist mit einer austauschbaren PVC-Folie beklebt.

zwischen zwei parallel angeordneten Glasscheiben hindurch, wobei die Glasdicke der inneren Scheibe  $6\text{ mm}$  entspricht und die äußere eine Wandstärke von  $10\text{ mm}$  hat. Auf der Innenseite ist zudem eine PVC-Folie mit einer Dicke von  $d_{pvc} = 60\text{ }\mu\text{m}$  angebracht, auf der die Kondensation stattfindet. Eine Folierung wurde gewählt, um eine austauschbare Oberfläche definierter Güte zu verwenden. Die Temperatur wird kurz vor dem Eintritt beziehungsweise dem Austritt des Kühlmittels in den gläsernen Abschnitt an acht über die Kammerhöhe verteilten Pt100-Sensoren gemessen. Aufgrund der hohen Wärmekapazität von  $3.4\text{ kJ}/(\text{kgK})$  und eines Massenstroms von im Mittel  $1.2\text{ m}^3/\text{h}$  liegt der Temperaturunterschied zwischen Vor- und Rücklauf unterhalb von  $0.05\text{ K}$  und somit unterhalb der Messgenauigkeit der verwendeten Sensoren. Entsprechend wird die Temperatur des Kühlmittels  $T_{cl}$  als Mittelwert der Sensoren am Ein- und Auslass berechnet. Zur Sicherstellung einer homogenen und isothermen Temperatur an der Glasinnenfläche wurde die Temperaturverteilung innerhalb der Kühlplatte untersucht. Eine Zusammenstellung der Ergebnisse ist in 3.10(b) abgebildet, wobei die Abszisse mit  $z/H$  skaliert wurde. Hierbei werden relative Abweichungen analog zur Heizplatte von bis zu  $2.6\%$  gemessen bei maximalen lokalen Differenzen zu  $T_{cl}$  von  $0.4\text{ K}$ . Die stark erhöhte Abweichung bei  $z = H$  kann auf das Vorhandensein einer Luftblase zurückgeführt werden und trat in den im weiteren Verlauf der Arbeit vorgestellten Messungen nicht auf. Kästner et al. (2018) stellten ebenfalls ein Experiment mit transparenter isothermer Oberfläche vor. Bei  $\Delta T_{cl} = 16\text{ K}$  beträgt die relative Abweichung  $1.7\%$ . In dem hier vorgestellten Aufbau beläuft sich diese auf  $0.7\%$ . Die Ergebnisse zur Charakterisierung der Randbedingungen wurden ebenfalls in Niehaus et al. (2021) diskutiert.

Um von der Temperatur des Kühlmittels  $T_{cl}$  auf die tatsächliche Oberflächentemperatur  $T_c$  zu schließen, wird die Wärmebilanz mit Hilfe von

$$\dot{Q}_c = \dot{Q}_s + \dot{Q}_l - \dot{Q}_h \quad (3.5)$$

berechnet (siehe auch Niehaus et al. (2023b)).  $\dot{Q}_c$  entspricht der Leistung, die über die Kühlplatte abfällt,  $\dot{Q}_h$  der gemessenen Leistung an der Heizplatte,  $\dot{Q}_s$  dem sensiblen Wärmestrom zwischen Ein- und Auslass und  $\dot{Q}_l$  dem latenten Wärmestrom im Fall von Phasentransition. Mit dem Fourier'schen Gesetz aus Gleichung 2.1 folgt

$$\dot{Q}_c = k_c A_c (T_c - T_{cl}) = \frac{(T_c - T_{cl}) A_c}{\frac{1}{\alpha_{cl}} + \frac{d_{gl}}{\lambda_{gl}} + \frac{d_{pvc}}{\lambda_{pvc}}}, \quad (3.6)$$

unter Verwendung der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{gl}$  von Glas und  $\lambda_{pvc}$  von PVC, der Kühlplattenoberfläche  $A_c$ , dem Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{cl}$  zwischen Kühlmittel und Glasscheibe und  $k_c$  dem gesamten Wärmedurchgangskoeffizienten der Kühlplatte.

Aus den gemittelten Temperaturen  $T_{\text{ein}}$  und  $T_{\text{aus}}$  folgt

$$\dot{Q}_s = \dot{m}(T_{\text{aus}} - T_{\text{ein}})c_p, \quad (3.7)$$

mit  $c_p$  der spezifischen Wärmeleitfähigkeit von Luft. Der latente Wärmestrom  $\dot{Q}_l$  ergibt sich aus dem Massenstrom von Wasserdampf an die Kühlplatte  $\dot{m}_v$  zu

$$\dot{Q}_l = \dot{m}_v h_v = (\dot{m}_{v,\text{ein}} - \dot{m}_{v,\text{aus}})h_v, \quad (3.8)$$

Mit den Gleichungen Gleichung 3.5 bis 3.8 kann die mittlere Oberflächentemperatur  $T_c$  geschrieben werden als

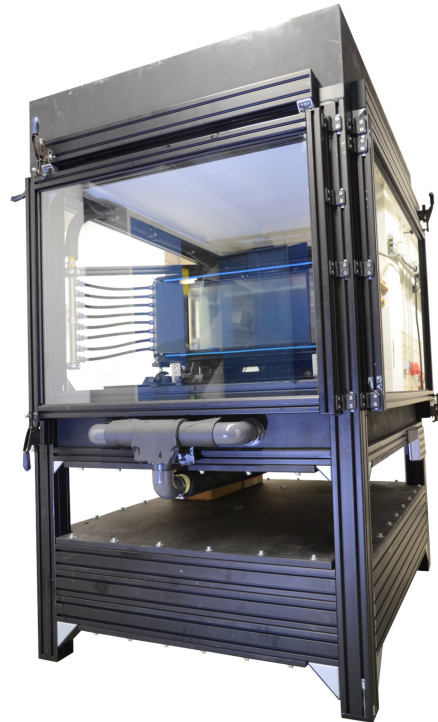
$$T_c = T_{cl} + \frac{k_c}{A_c} (\dot{m}(T_{\text{aus}} - T_{\text{ein}})c_p + \dot{m}_v h_v - \dot{Q}_h). \quad (3.9)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Kühlplatte und Glasscheibe ist  $\alpha_{cl} \approx 3 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$ . Damit ist  $1/\alpha_{cl} \ll d_{gl}/\lambda_{gl} + d_{pvc}/\lambda_{pvc}$ . Entsprechend vereinfacht sich  $k_c$  und Gleichung 3.9 ist vollständig mit experimentell zugänglichen Größen bestimmbar. Die Berechnung der temperatur- und konzentrationsabhängigen Stoffgrößen erfolgt wie zuvor mittels CoolProp (Bell et al., 2014).

### 3.1.6 Randbedingungen

Abbildung 3.12 zeigt die Klimakammer, die die Versuchszelle beherbergt. Die Klimakammer wiederum steht in einem klimatisierten Raum, der auf eine Temperatur von  $25 \pm 1^\circ\text{C}$  geregelt wird. Die Lufttemperatur  $T_e$  innerhalb der Klimakammer wird über einen elektrischen Heizer im Umluftbetrieb kontrolliert und entspricht dem Sollwert  $T_e = (T_{\text{ein}} + T_{\text{aus}})/2$ . Die Luft wird in An-

**Abbildung 3.12** Klimakammer mit Rieseldecke, innerhalb derer sich die Versuchszelle befindet. Zur Vibrationsdämpfung ist die Unterkonstruktion mit Sand gefüllt und steht auf elastischen, schwingungsgedämpften Lagern. Im Bild nicht enthalten sind die Isolationselemente, die vor den Scheiben angebracht werden können.



lehnung an eine Rieseldecke, wie sie Dehne et al. (2018) beschrieben, von oben eingebracht und unterhalb der Kammer abgesaugt. Zusätzlich trocknet ein Absorptionstrockner die Luft kontinuierlich, sodass die Taupunkttemperatur innerhalb der Klimakammer stets unterhalb  $-5\text{ °C}$  liegt. Dies verhindert Kondensation an Zuleitungen und der Außenseite der Kühlplatte. Die mittlere Luftgeschwindigkeit und Lufttemperatur wurde analog zur Messung des Einlasskanalprofils (siehe Unterabschnitt 3.1.2) mit temperaturkompensierten, omnidirektionalen Hitzdrahtsonden vermessen. Eine Abbildung des traversierten Messaufbaus zeigt Abbildung A.2. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit liegt bei  $0.05(2)\text{ m/s}$ , wobei die statistische Unsicherheit des Mittelwerts innerhalb der Messgenauigkeit der Hitzdrahtsonden liegt. Die Temperaturabweichung innerhalb der Klimakammer ist unterhalb von  $0.1\text{ K}$  bei einer Regelgenauigkeit von  $0.15\text{ K}$ .

Zur Abschätzung des Wärmestroms durch die Seitenwände der Versuchszelle wird die linke Seitenwand betrachtet, da hier der höchste Wärmeverlust auftritt. Hierzu wird die Wand als beidseitig überströmte Platte angenommen. Im Inneren der Versuchszelle hat die Luft eine Temperatur von  $25\text{ °C}$  und eine Geschwindigkeit von  $0.5\text{ m/s}$ . An der Grenzfläche innerhalb der Versuchszelle strömt Luft mit  $0.05\text{ m/s}$  mit der Temperatur  $20\text{ °C}$ . Dies entspricht einem Messfall mit der höchsten  $Re$  und der größten Differenz zwischen  $T_{\text{ein}}$  und  $T_{\text{aus}}$ . Um den Wärmeübergangskoeffizienten an der Seitenwand im Kammerinneren abschätzen zu können, wird die Fläche als ebene, angeströmte Platte in einer laminaren Strömung mit einer mittleren Anströmungsgeschwindigkeit von  $1\text{ m/s}$  angenommen. In diesem Fall entspricht der Wärme-

übergangskoeffizient  $\alpha_{sw,i} = 5.1 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ . An der Außenwand wird eine Geschwindigkeit von weniger als  $0.1 \text{ m/s}$  erwartet. Entsprechend ist der Wärmeübergangskoeffizient an dieser Stelle kleiner als  $\alpha_{sw,a} = 1.6 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ . Somit ist der nach oben abgeschätzte Wärmestrom durch die Seitenwand der Dicke  $d_{sw} = 10 \text{ mm}$

$$\dot{Q}_{sw} = \frac{A_{sw}(T_e - T_{\text{ein}})}{\frac{1}{\alpha_{sw,i}} + \frac{d}{\lambda_{gl}} + \frac{1}{\alpha_{sw,a}}} < 0.18 \text{ W}. \quad (3.10)$$

Auf alle Seitenwände gerechnet ergibt sich so ein maximaler Gesamtverlust unterhalb von  $0.75 \text{ W}$ . Dies entspricht  $2\%$  des Enthalpiestroms zwischen Einlass und Auslass. Aufgrund dieser geringen Verluste werden die Seitenwände nachfolgend als näherungsweise adiabat angenommen (für eine Abschätzung siehe Unterabschnitt 3.1.6).

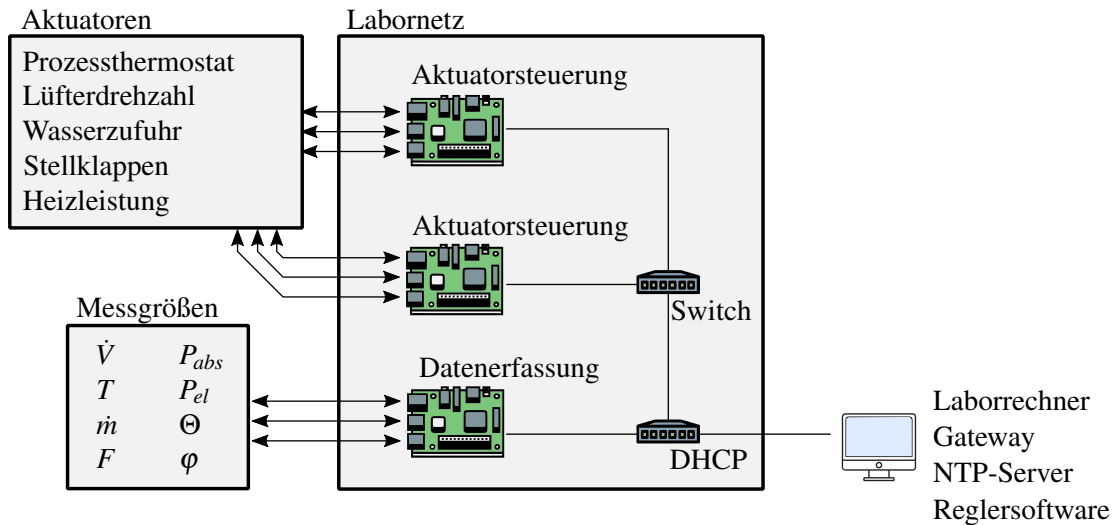
Um zu prüfen, ob die Boussinesq-Approximation für den hier untersuchten Parameterbereich gültig ist, wurden die drei Terme aus Gleichung 2.4 bestimmt. Mit  $T_c = 273.15 \text{ K}$ ,  $\Delta T = 70 \text{ K}$ ,  $\bar{T} = 298.15 \text{ K}$  und dem Abstand zwischen Heiz- und Kühlplatte als charakteristische Länge folgt

$$\begin{aligned} l_1 &\approx 2.8 \times 10^4 \text{ m}, \\ l_2 &\approx 2.9 \times 10^{-4} \text{ m}, \\ \frac{\Delta T}{\bar{T}} &\approx 0.26 \ll 1, \\ \frac{L}{l_1} &\approx 1.8 \times 10^{-5} \ll 1, \\ \frac{L}{l_2} &\approx 1.8 \times 10^3 \gg \sqrt{\frac{l_2 \bar{T}}{l_1 \Delta T}} \approx 1.9 \times 10^{-4}, \end{aligned}$$

wobei eine relative Luftfeuchte von  $\varphi = 50\%$  ( $\bar{T} = 25^\circ\text{C}$ ) für die Berechnung angenommen wurde. Somit sind alle Bedingungen für die Linearisierung der Auftriebsterme und das Vernachlässigen weiterer Druckgradienten im Sinne der Boussinesq-Approximation gerechtfertigt.

### 3.1.7 Signalverarbeitung und Regelung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein flexibel erweiterbares und quelloffenes Messsystem entwickelt, das detailliert in Niehaus und Westhoff (2022) vorgestellt wird. Das Messsystem unterstützt die Schnittstellen RS232, I<sup>2</sup>C und SPI und ist somit geeignet, Daten von allen in dieser Studie verwendeten Messaufnehmern auszulesen. Dies hat zum einen den Vorteil, dass alle Daten zentral und im gleichen Dateiformat zugänglich sind, und schließt zum anderen die



**Abbildung 3.13** Implementierung der Datenverarbeitung zur Messdatenerfassung und Regelung der experimentellen Randbedingungen.

Notwendigkeit von Korrekturen aufgrund von asynchron laufenden Geräteuhren aus. Weiter wurde eine offene Schnittstelle über ein *Representational State Transfer - Application Programming Interface* (REST-API) implementiert, die die erfassten Messwerte im laufenden Betrieb innerhalb des Labornetzes zugänglich macht. Eine Visualisierung der Netzwerkarchitektur ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Grün eingezeichnet sind die Einplatinencomputer, auf denen die Software zur Ansteuerung der verschiedenen Aktuatoreinheiten oder zur Datenerfassung der überwachten Messgrößen ausgeführt wird. Auf diesem Rechner laufen zudem die Regelsoftware zum automatisierten Anfahren der Messfälle sowie ein *Network-Time-Protocol* (NTP)-Server, über den die interne Zeit aller Geräte im Labornetzwerk synchronisiert wird. Dies dient als Übergabepunkt hin zur Regelsoftware und als Schnittstelle zwischen dem Messsystem und den Aktuatorssystemen. Letztere nutzen ebenfalls eine REST-API, die die Kommunikation mit den Aktuatoren der einzelnen Regelkreise vereinheitlicht. Die Aufteilung in drei Subsysteme hat hierbei den Vorteil, dass die Positionierung der Einzelsysteme nur durch die Zugänglichkeit zum Labornetzwerk beschränkt ist und jedes System für sich keiner hohen Rechenleistung oder einer erhöhten Anzahl an Anschlussmöglichkeiten bedarf. So konnte die gesamte Aktuatoransteuerung mit Raspberry-Pi-Einplatinenrechnern ohne Beeinträchtigung der Messfrequenz, Regel- oder Messgenauigkeit umgesetzt werden.



## 3.2 Messmethoden

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über die Messmethoden zur Bestimmung der thermodynamischen sowie der strömungsphysikalischen Größen gegeben. Die für diese Arbeit spezifischen Anwendungen sind in den entsprechenden Kapiteln beschrieben.

### 3.2.1 Hygrometrie

Ein Großteil von Luft bei Laborbedingungen<sup>13</sup> kondensiert unterhalb von  $-78^\circ\text{C}$ . Eine Ausnahme stellt Wasser dar, das bereits unterhalb von  $9^\circ\text{C}$  in flüssiger Form vorliegen kann. Temperaturhygrometer nutzen die Differenz der Taupunkttemperatur von Wasser zu den Kondensationstemperaturen anderer Atmosphärgase aus. Das Messprinzip basiert darauf, dass die Temperatur einer Oberfläche so lange abgesenkt wird, bis beim Unterschreiten der Taupunkttemperatur Wasser auf der Oberfläche kondensiert. Bei Einsetzen der Kondensation wird die Temperatur der Oberfläche bestimmt. Diese ist gleich der Taupunkttemperatur. Dazu temperieren Taupunkthygrometer eine Oberfläche so, dass Verdampfung und Kondensation im Gleichgewicht sind (Korotcenkov, 2019).

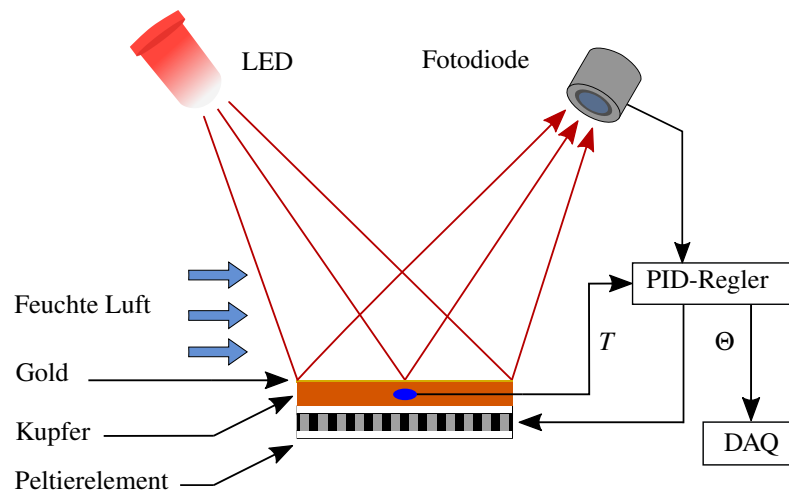
Dieses Prinzip ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Licht aus einer Leuchtdiode trifft auf ein goldplattiertes Kupferplättchen, wird reflektiert und erzeugt in einer Fotodiode ein Spannungssignal. Zur Regelung der Oberflächentemperatur sind unterhalb des Plättchens Peltierelemente angebracht, während ein Widerstandsthermometer die Temperatur des Kupfers misst. Sobald die Oberflächentemperatur unter  $\Theta$  abfällt, sammelt sich Wasser auf der Oberfläche und verändert deren Reflektionseigenschaft. Dies äußert sich in einer veränderten Fotospannung, die den Zeitpunkt markiert, an dem die Taupunkttemperatur dem Messwert des Widerstandsthermometers entspricht. Entscheidender Vorteil dieses Messprinzips ist seine geringe Messunsicherheit, da diese lediglich von der Genauigkeit des eingesetzten Widerstandsthermometers abhängt. So liegt die Messgenauigkeit des in dieser Arbeit eingesetzten Taupunktspiegels bei  $\pm 0.1\text{ K}$ .

### 3.2.2 Kapazitive Feuchtemessung

Das Grundprinzip der kapazitiven Feuchtemessung beruht darauf, dass sich die Kapazität  $C$  eines Kondensators ändert, wenn sich die Feuchtebelastung der Umgebung ändert. Im Falle eines Plattenkondensators gilt

$$C = \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{A}{d} = f(\varphi), \quad (3.11)$$

<sup>13</sup> ISO 8778:  $20^\circ\text{C}$  und  $65\%$  relativer Feuchte (ISO Central Secretary, 2003).



**Abbildung 3.14** Prinzipskizze der Funktionsweise eines Taupunktspiegels bestehend aus: einer LED, einer Fotodiode, einem Widerstandsthermometer, einer Signalverarbeitungseinheit und einem Peltierelement, auf dem sich ein goldplattiertes Kupferplättchen befindet.

wobei  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante im Vakuum,  $\epsilon_r$  die relative Permittivität,  $A$  die Plattenfläche,  $d$  den Plattenabstand und  $f$  einen beliebigen funktionalen Zusammenhang bezeichnet. In diesem System ändert sich die Kapazität durch Änderungen der freien Größen  $A$ ,  $d$  und  $\epsilon_r$ . Da keine Änderungen der Überdeckungsfläche  $A$  durch einen Feuchteintrag auftreten, sind Messverfahren, die auf Höhenänderungen des Dielektrikums und der Dielektrizitätskonstante beruhen, entwickelt worden (Ishihara und Matsubara, 1998). Zur Feuchtemessung eignen sich besonders hygroskopische Polymere, wobei hier zwischen Duroplasten und Thermoplasten unterschieden wird. Beide weisen ein von der Feuchtebelastung abhängiges  $\epsilon_r$  auf, während Thermoplasten zusätzlich eine Volumenausdehnung bei erhöhter Feuchte und entsprechend ein veränderliches  $d$  aufweisen. In der Praxis kommen zumeist Duroplasten zum Einsatz, da sie chemisch und mechanisch stabiler sind und nur geringfügige Hystereseeffekte aufweisen (Sadaoka, 2008). Eine Vergrößerung von  $\epsilon_r$  erfolgt, wenn sich die polarisierbaren Wassermoleküle über schwache Van-der-Waals-Kräfte an die Polymerketten binden (Kämpfer, 2013, S. 11). Die Kapazität ist hierbei direkt proportional zur relativen Luftfeuchte (Anderson, 1995). Hierzu modellierte Anderson (1995) ein Polymer, in das Wasser diffundiert und das in Hohlräumen einen Film mit einer Höhe von wenigen Nanometern ausbildet. Die notwendige Bindungsenergie wird über ein Lennard-Jones-Potential beschrieben und hat eine Absenkung des Dampfsättigungsdrucks innerhalb des Polymers zur Folge. Mit wenigen Idealisierungen zeigte Anderson (1995), dass  $\epsilon_r$  direkt abhängig von der relativen Luftfeuchte ist. Zudem zeigt Anderson (1995),

dass die Sensitivität gegenüber Feuchteänderungen für  $\varphi > 10\%$  deutlich stärker ausfällt als die Temperaturabhängigkeit im Bereich  $0^\circ\text{C} < T < 40^\circ\text{C}$ . Dies verdeutlicht die Eignung von kapazitiven Sensoren mit Polymerdielektrika für die Feuchtemessung. Neben den messphysikalischen Eigenschaften ist zusätzlich die Skalierbarkeit dieses Messprinzips ein Argument für die Anwendung in Forschung und Industrie. Im Falle von komplementären Metall-Oxid-Halbleitern wird ein Netz aus Elektroden auf ein Substrat (meist Silizium) aufgebracht. Darüber wird eine dünne Polymerschicht aus beispielsweise Polyimiden (Korotcenkov, 2019) als Dielektrikum aufgetragen. Zusätzlich ist auf dem Substrat eine Schaltung aufgebracht, die die kapazitive Ladungsänderung bestimmt und  $\varphi$  mit einer temperaturabhängigen Kalibrierkurve berechnet. Die Konvertierung direkt am Messaufnehmer hat den Vorteil, dass zusätzliche Kapazitäten in Folge von Leitungswiderständen oder oxidierenden Lötverbindungen ausgeschlossen sind.

Diese Arbeit nutzt Sensoren des Typs SHT85 von Sensirion zur Messung der relativen Feuchte und Temperatur. Diese Messaufnehmer haben eine Messunsicherheiten von  $\sigma_\varphi = 1.5\%$  und  $\sigma_T = 0.1\text{ K}$ . Dies ermöglicht, wie in Abschnitt A.1 dargestellt, die Bestimmung der Taupunkttemperatur mit einer Unsicherheit von  $0.2\text{ K}$ . Da die Dielektrika degradieren, verändert sich die elektrische Kapazität dieser Sensoren im Zuge des Alterungsprozesses. Hysterese tritt auf, wenn sich die Geschwindigkeiten beim Eindringen von Wasserdampf in das Dielektrikum von der Geschwindigkeit beim Entweichen vorhandenen Wasserdampfs unterscheiden. Diese Störquellen minimiert ein regelmäßiges Kalibrieren und eine hohe Durchmischung des Messvolumens.

### 3.2.3 Kondensatmassenbestimmung mittels Wägezelle

Wirkt eine Kraft auf einen elektrischen Leiter, so dehnt oder staucht sich dieser. Dadurch ändern sich Querschnitt und Länge und damit der Widerstand  $R$ . Dies wurde in den 1930ern das erste Mal von Arthur C. Ruge und Edward E. Simmons genutzt, um mechanische Kräfte und Deformationen mittels Dehnungsmessstreifen (engl. *strain gauge*) an Gebäuden während eines Erdbebens zu messen (Keil, 2017). Wirkt eine mechanische Spannung  $\varepsilon$  auf einen Leiter mit dem Widerstand  $R$ , so gilt für die Widerstandsänderung

$$dR = Rk\varepsilon, \quad (3.12)$$

wobei  $k$  ein geometriespezifischer, experimentell zu bestimmender Proportionalitätsfaktor ist. Werden die Brückenwiderstände einer Wheatstone'schen Brückenschaltung durch Dehnungsmessstreifen ersetzt, so wird von einem Vollbrückensensor gesprochen. Eine geschickte Auslegung dieser Schaltung führt dazu, dass Änderungen der Umgebungstemperatur oder

Querkräfte nur einen geringen bis nicht messbaren Einfluss haben. Hierbei ist die Brückenspannung proportional zu  $R$  und erlaubt direkte Rückschlüsse auf die auf den Dehnungsmessstreifen wirkende Kraft. Die Sensoren werden zumeist als mäandernde Leiterbahnen auf Folien zur Eigenmontage geliefert. Alternativ gibt es fertig abgestimmte und kalibrierte Wägezellen verschiedener Bauformen. Die vorliegende Arbeit verwendet zwei S-förmige, einachsige Vollbrücken-Kraftsensoren<sup>14</sup> mit einer Nennkraft von 10 N. Die Messunsicherheit beträgt 0.1 % des Messwerts. Der verwendete Messverstärker<sup>15</sup> wird mit einer Brückenspannung von  $U_{\max} = 10 \text{ V}$  bei einer Eingangsempfindlichkeit von 0.2 mV/V betrieben. Die Ausgangsspannung  $U_s$  wird mittels eines Digitalmultimeters<sup>16</sup> mit einer Genauigkeit von  $\sigma_{U_s} = (15 \times 10^{-5} \cdot U_s + 4 \times 10^{-5} U_{\max})$  mit einer Messfrequenz von 10 Hz aufgezeichnet.

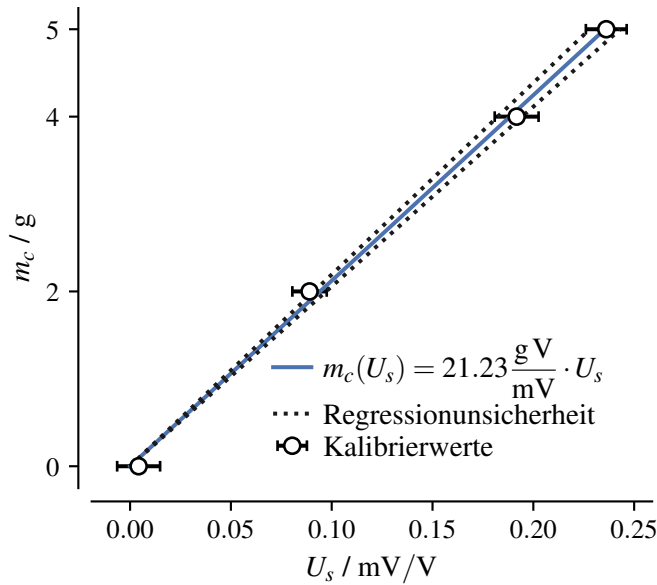
Die Integration dieses Messaufnehmers ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Weiße Dreiecke links und rechts des Aufbaus auf Höhe des Schwerpunkts stellen Festlager mit freien rotatorischen Freiheitsgraden dar. Konstruiert sind diese als Schneidenlager (siehe auch Rodenacker (1970, S. 87)), wobei die Last von einer gehärteten Stahlnadel getragen wird. Lediglich ein rotatorischer Freiheitsgrad parallel zur  $x$ -Achse und ein translatorischer für positive  $z$  sind unbeschränkt. Dies ermöglicht ein reibungsarmes Verkippen der Zelle. Das grüne Dreieck deutet die Position der Wägezelle an. Liegt keine Kondensation vor, wird eine Grundkraft  $F_0$  gemessen, die von der Positionierung des Schneidenlagers leicht hinter dem Zellschwerpunkt rührt. Dies ist eine Sicherheitsfunktion, die bei veränderten Dichten des Kühlmittels, Erschütterungen oder Volumenströmen einem Hintenüberfallen des Aufbaus vorbeugt. Kondensiert oder verdampft Wasser an der Kühlplatte, so ändert sich das Gewicht des Aufbaus, der Schwerpunkt verschiebt sich hin zu kleineren  $y$  und vergrößert so das Drehmoment. Dies resultiert in einer zusätzlichen Kraft  $F_s$ , die proportional zur Gewichtskraft ist, die das Wasser an der Kühlplatte ausübt.

Zur Kalibrierung wurde das Signal der Waage ohne und mit Zusatzgewichten (1, 3, und 5 g) auf der Kühlplatte aufgenommen. Das Absetzen der Gewichte erfolgte automatisiert. Als Beispiel für eine Kalibrierkurve ist in Abbildung 3.15 das Kalibriergewicht gegen das Kraftsensormesssignal aufgetragen. Horizontale Balken zeigen die  $1\sigma$ -Messunsicherheit, während die blaue Gerade das Resultat einer linearen Regression darstellt. Die gepunkteten Linien entsprechen der Unsicherheit der Regression. Ein Determinationskoeffizient  $R^2$  oberhalb von 0.998 verdeutlicht, dass ein linearer Zusammenhang zwischen Sensorsignal und Gewicht vorliegt. Aus diesem funktionalen Zusammenhang kann die vorhandene Wassermasse berechnet werden.

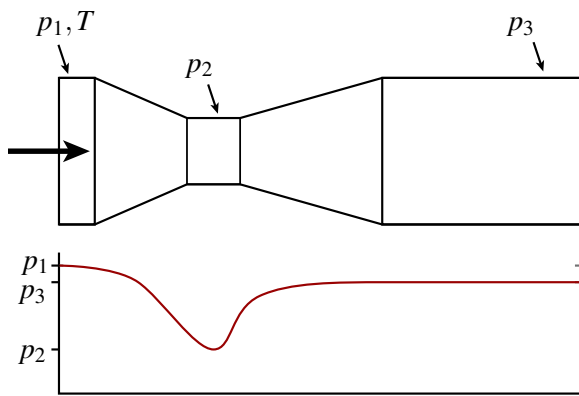
<sup>14</sup> KD40s von ME-Messsysteme.

<sup>15</sup> GSV-11H der Firma ME-Messsysteme.

<sup>16</sup> Digitalmultimeter 2700 von Keithley.



**Abbildung 3.15** Kalibriergewicht gegen Kraftsensormesswert zusammen mit einer linearen Regression einer Ursprungsgeraden. Balken geben die  $1\sigma$ -Messunsicherheit an.



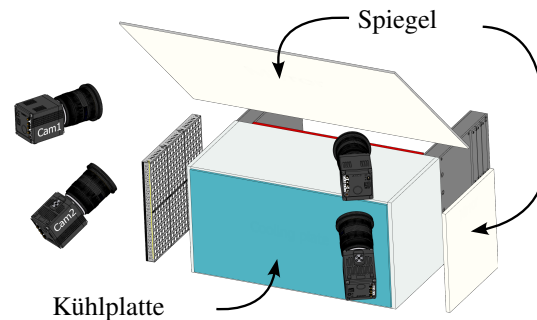
**Abbildung 3.16** Schematische Darstellung eines Venturirohrs zusammen mit der lokalen Druckverteilung in der Düse (aus Niehaus (2019) nach Reader-Harris (2015)).

### 3.2.4 Volumenstrommessung

Abbildung 3.16 veranschaulicht schematisch das Funktionsprinzip einer Venturidüse. Sie besteht aus einer Einschnürung mit Einschnürungsverhältnis  $\kappa$ . Seien  $p_1$ ,  $p_2$  und  $p_3$  die mittleren Drücke vor hinter und nach der Einschnürung. Dann misst der Differenzdrucksensor einer Venturidüse  $p_1 - p_2$ . Zusätzlich wird ein Temperatursensor zur Bestimmung der Dichte  $\rho(T)$  des Arbeitsfluids verwendet. In einer Düse, in der eine Strömung mit vernachlässigbarer Reibung vorliegt, ist  $p_3 - p_2 = p_1 - p_2$ . Aufgrund des durch die Düse entstehenden Druckverlusts ist dies jedoch nur als erste Näherung zu sehen. Entsprechend ist hier im Rahmen der Düsenkalibrierung ein Formfaktor  $\beta$  einzufügen. Mit der Bernoulli-Gleichung folgt für stationäre Strömungen mit mittlerer Geschwindigkeit  $U$

$$U = \frac{2\beta(p_1 - p_2)}{\rho(T)(1 - \kappa^2)}. \quad (3.13)$$

**Abbildung 3.17** Tomografischer PIV-Aufbau mit vier Kameras, die das Innere des Aufbaus über einen Spiegel durch die Deckplatte abbilden. Zwei LEDs beleuchten das Volumen von links, wobei das Licht auf der rechten Seite wieder ins Zellinnere reflektiert wird.



Eine detaillierte Beschreibung der technischen Umsetzung dieses Messprinzips und des Einflusses der Formgebung lieferte Reader-Harris (2015). Die in dieser Arbeit verwendeten Düsen<sup>17</sup> wurden genutzt, um vor dem Ein- und hinter dem Auslass Massen- und Volumenstrom zu messen. Gleichzeitig dienen die Düsen der Bestimmung der Massenstromdifferenz zwischen Ein- und Auslass, um Leckagen innerhalb der Zelle zu detektieren. Wasserdampf macht bei 20°C und 50% relativer Feuchte circa 0.7% der Luftmasse aus. Da die Volumenstrommessgeräte eine Messunsicherheit von 3% aufweisen, kann die Mittelung zwischen Einlass- und Auslassvolumenstrom genutzt werden, um über einen weiten Luftfeuchtebereich eine Reduzierung der Messunsicherheit zu erzielen. Die düsenspezifischen Kalibrierdaten sind auf den Messaufnehmern abgelegt und werden automatisiert auf die Druckmessung angewandt. Die Datenabfrage zum Zwecke der Regelung und Messdatenerfassung erfolgt über eine digitale Schnittstelle.

### 3.2.5 Tomografische Particle Image Velocimetry

Tomografische PIV stellt eine minimalinvasive Messmethode zur bildbasierten Bestimmung von volumetrischen Geschwindigkeitsfeldern in einem Euler'schen Bezugssystem dar. Der Messaufbau und die Grundlagen des Messverfahrens werden nachfolgend beschrieben. Auf die computergestützte Auswerteprozedur wird in Unterabschnitt 4.1.1 eingegangen. Für eine detailliertere Beschreibung dieser Methode wird auf Raffel et al. (2018) und Elsinga et al. (2006) verwiesen. Eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus ist in Abbildung 3.17 dargestellt. Vier Kameras<sup>18</sup> erfassen das Zellinnere über einen Spiegel, der oberhalb des Aufbaus montiert ist. Alle Kameras verwenden ein 21 mm-Objektiv mit einer Blende von  $f/11$  in einer Scheimpflugkonfiguration, sodass die Schärfenebene parallel zur  $xy$ -Ebene ist. Doppelbilder werden mit einer Frequenz von 25 Hz und einem Zeitabstand zwischen den Einzelbildern von  $7.4 \text{ ms} \leq \tau_{\text{piv}} \leq 20 \text{ ms}$  in Abhängigkeit von  $Re$  aufgenommen. Zwei  $5 \times 15$

<sup>17</sup> SMG Air mit 1/2-Zolldüse.

<sup>18</sup> PCO Edge 5.5 (global shutter, camlink).

LED-Arrays<sup>19</sup> sind einlassseitig 15 cm entfernt von der Seitenwand montiert und leuchten das Zellinnere aus. Ein zweiter Spiegel parallel zur rechten Seitenwand reflektiert das durch die Glasscheibe auf der Auslassseite transmittierte Licht und erhöhte so die Gesamtlichtintensität im Zellinneren. Als Impfpartikel wurden auftriebsneutrale, heliumgefüllte Seifenblasen verwendet. Hierzu wurde ein Seifenblasengenerator<sup>20</sup> mit Düsen basierend auf der Konstruktion von Bosbach et al. (2008) verwendet. Die damit erzeugten Seifenblasen wiesen einen mittleren Durchmesser von  $d_p = 0.3 \text{ mm}$  auf. Sie wurden durch fünf gleichmäßig über die Zellhöhe verteilte Einlässe kurz vor der Einlassöffnung in das Volumen eingebracht.

Die Zeit, die ein auftriebsneutrales Partikel benötigt, um die Geschwindigkeit des umgebenden Fluids anzunehmen, wird nach den Ausführungen in Raffel et al. (2018, S. 37) berechnet über

$$\tau_s = d_p^2 \frac{\Delta\rho}{18\mu} \approx 28 \mu\text{s}.$$

Die Maximalgeschwindigkeit innerhalb der hier untersuchten Konfigurationen liegt unterhalb von  $u_{\text{sup}} = 2 \text{ m/s}$ . Mit  $\tau_s \cdot u_{\text{sup}} = 56 \mu\text{m}$  folgt die maximale Strecke, die ein Partikel während der Geschwindigkeitsanpassung an seine Umgebung zurücklegt. Da die Untergrenze der Kameraauflösung oberhalb von  $200 \mu\text{m/px}$  liegt, sind die Seifenblasen für die vorliegende Konfiguration geeignet.

---

<sup>19</sup> HARDsoft ILM-501CG siehe Stasicki et al. (2017).

<sup>20</sup> LaVision HFSB Generator 1108985.





# Wärme- und Stofftransport eines durchströmten Hohlkörpers

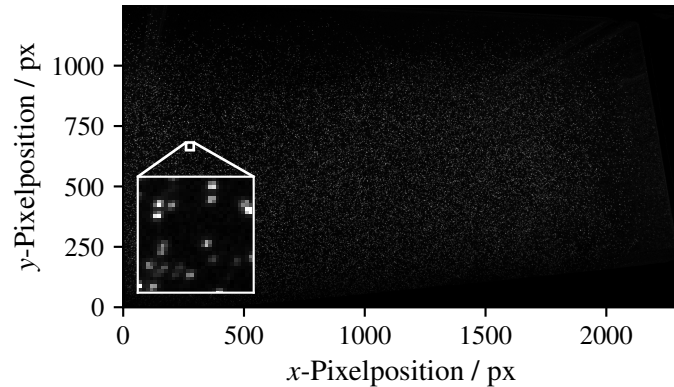
## 4.1 Skalenverhalten der konvektiven Strömungen

Dieser Abschnitt diskutiert das Skalenverhalten von kohärenten Strömungsstrukturen mit Hilfe von Geschwindigkeitsfeldern. Diese wurden mittels tomografischer PIV bestimmt. Während der vorangegangene Abschnitt das Messprinzip skizziert und die konkrete Umsetzung des Messverfahrens darlegt, soll in diesem Abschnitt zunächst die Analyse der Messdaten beschrieben und die Qualität der Messergebnisse bewertet werden.

### 4.1.1 Messung dreidimensionaler Geschwindigkeitsfelder

Zunächst wurde für jede Kamera ein Minimabild bestimmt. Dieses Bild entspricht den minimalen Intensitätswerten einer Sequenz von Doppelbildern. Um das von den Partikeln gestreute Licht im Minimabild mit zu erfassen, wurden ausschließlich Bilder berücksichtigt, auf denen Partikel zu sehen sind. Weiter wurde ein Dunkelbild (engl. *darkframe*) aufgenommen, um fehlerhafte Pixel mit sogenannten Hotpixel zu detektieren. Minima- und Dunkelbild wurden anschließend von jedem Rohbild subtrahiert. Abbildung 4.1 zeigt das Ergebnis eines mithilfe des Minima- und Dunkelbilds gefilterten Rohbilds, wobei der vergrößerte Ausschnitt ein Partikelensemble zeigt. Wie in Unterabschnitt 3.2.5 erläutert, ist es erforderlich, eine Abbildung zu bestimmen, die die 2D-Partikelprojektionen auf den Kamerasensoren einer Partikelposition im Raum zuordnet. Hierzu dienen Aufnahmen eines Kalibriergitters mit quadratischen Zellen in sieben verschiedenen Höhen<sup>1</sup>. Der Gitterabstand betrug 6 mm bei  $78 \times 38$  Gitterlinien, sodass für jede Kamera insgesamt mehr als  $2 \times 10^4$  Kalibrierpunkte vorlagen. Der hieraus bestimmte Zusammenhang zwischen Bildkoordinaten  $\vec{x}$  und Raumkoordinaten  $\vec{X}$  wurden genutzt, um die

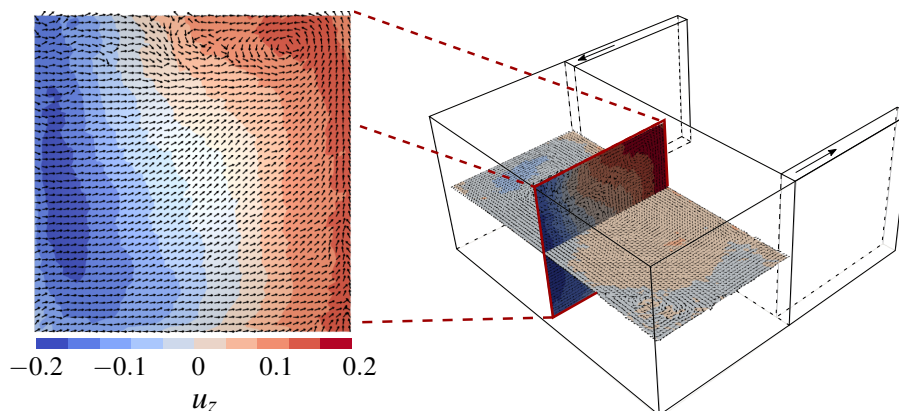
<sup>1</sup>  $z \in \{6 \text{ mm}, 86 \text{ mm}, 125 \text{ mm}, 165 \text{ mm}, 208 \text{ mm}, 248 \text{ mm}\}$ .



**Abbildung 4.1** Beispiel eines gefilterten Partikelbilds für die tomografische PIV mit heliumgefüllten Seifenblasen als Impfpartikel.

Koeffizienten der von Soloff et al. (1997) vorgestellten Polynome zu bestimmen. Diese liefern für jede Kamera eine Abbildungsvorschrift  $\vec{x} \rightarrow \vec{X}_0 + s\vec{X}$ . Raffel et al. (2018, S. 220ff.) legten dar, dass für eine erfolgreiche 3D-Rekonstruktion der Intensitätsfelder eine Positionsgenauigkeit unterhalb von 0.1 px notwendig ist. Typische Rekonstruktionsfehler bei der ausschließlichen Kalibrierung mittels Referenzobjekten liegen laut Wieneke (2018) zwischen 3 und 7 px. Daher wurde die von Wieneke (2018) vorgestellte partikelbasierte Volumenselbstkalibrierung durchgeführt. Intensitätshistogramme, wie sie beispielsweise Abbildung A.3 zeigt, dienen der Detektion von Partikeln. Sie wurden genutzt, um einen Schwellwert<sup>2</sup> zur Separation von Partikel und Hintergrund festzulegen. Pixelintensitäten unterhalb dieses Grenzwerts wurden auf 0 gesetzt und anschließend ein Gaußfilter mit einer Kernelweite angewendet, die circa 20 % größer als der maximale Partikeldurchmesser war. In dem Ergebnis korrespondierten lokale Maxima mit Partikelpositionen, wobei sich eine Partikeldichte von  $0.02 \text{ px}^{-1}$  ergab. Hieraus wurde für jedes einzelne Partikel und für jede Kamera die Sichtlinie mittels der Polynome von Soloff et al. (1997) bestimmt. In einem idealisierten System schneiden sich diese Linien am Ortsvektor  $\vec{X}_p$  eines Partikels, das von mehreren Kameras aufgenommen wurde. Durch die Fertigungstoleranzen der Kalibrierplatte, Abbildungsfehler der Linsen oder Verschiebungen der Position zwischen Kameras und Aufbau ergibt sich jedoch ein Versatz, sodass für zwei Kameras  $\vec{X}_{p,1} - \vec{X}_{p,2} = \Delta\vec{X} \neq \vec{0}$  gilt. Um diese Messunsicherheit zu minimieren, wird die mittlere Position  $\vec{X}_{p,1} + \Delta\vec{X}/2$  bestimmt und in die Bildebene rückprojiziert. Der Versatz zwischen der Ausgangsbildposition des Partikels und der Rückprojektion  $\vec{x}_1 - \vec{x}_2$  wird Disparität genannt und dient der lokalen Korrektur der Kalibrierung. Für die Volumenselbstkalibrierung wurden stets Daten einer Messreihe genutzt, sodass etwaige Veränderungen des Aufbaus ausgeglichen werden konnten. Wie von Wieneke (2018) beschrieben, wurde dieser Vorgang iterativ für mehrere Untervolumina formuliert, wobei in dieser Arbeit  $2 \times 2 \times 3$  Untervolumina verwendet wurden. Nach Elsinga et al. (2006) sollten die maximalen Disparitäten unterhalb von 0.4 px liegen, während Wieneke (2018) einen strengeren Grenzwert von 0.1 px angab. Für alle im

<sup>2</sup> Hier 0.76 % des 16 Bit- Dynamikumfangs.

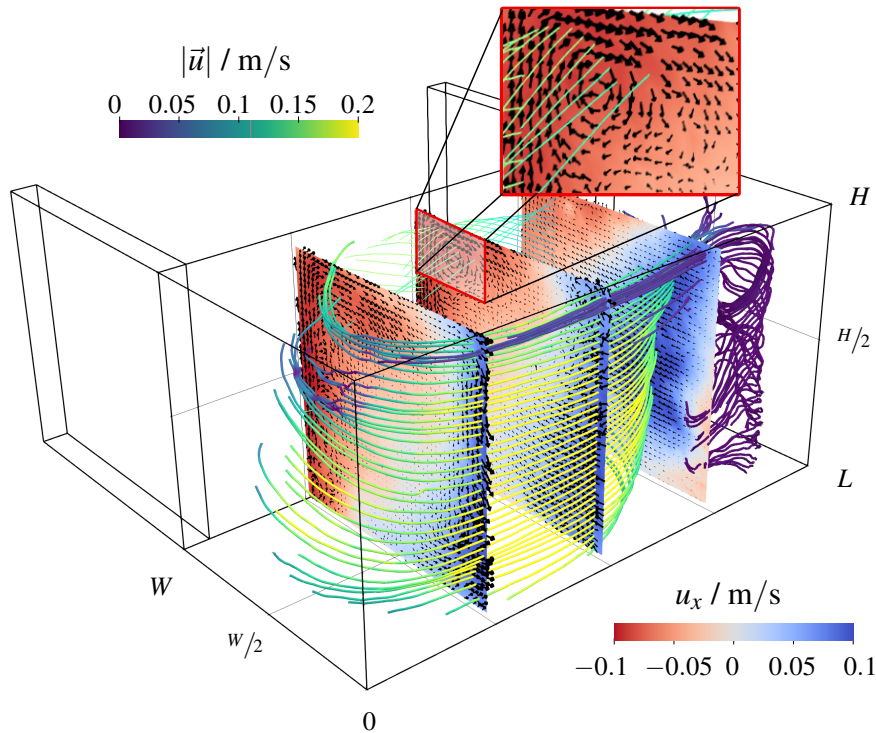


**Abbildung 4.2** Zeitlich gemittelttes Geschwindigkeitsfeld mit uniform skalierten Vektoren zur Veranschaulichung der erzielten Auflösung. Die Geschwindigkeitskomponente  $u_z$  senkrecht zu den beiden Schnittebenen ist farbkodiert.

Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen ergab sich nach zwölf Iterationen eine maximale Abbildungsunsicherheit kleiner 0.05 px, sodass für alle Messreihen die Kalibrierdaten das Kriterium von Wieneke (2018) erfüllen.

Auf Basis der Kalibrierungen wurden die in Unterabschnitt 3.2.5 beschriebene 3D-Rekonstruktion der Intensitätskarte durchgeführt und anschließend der Partikelversatz aus der 3D-Kreuzkorrelation mit iterativer Gitterverfeinerung berechnet. Die initiale Kantenlänge der kubischen Volumina betrug 100 px und wurde schrittweise hin zu 32 px reduziert. Bei einer Überlappung von 50 % ergab sich eine Auflösung von  $92 \times 45 \times 45$  Geschwindigkeitsvektoren pro instantanem Geschwindigkeitsfeld. Unterschied sich die Geschwindigkeitsmagnitude eines Vektors mehr als eine Größenordnung von den direkten Nachbarvektoren, so wurde dieser, da physikalisch unplausibel, als fehlerhaft markiert. Solche fehlerhaften Vektoren werden im Folgenden als „Ausreißer“ bezeichnet. Zusätzlich wurde ein gradientenbasierter Detektionsalgorithmus nach Westerweel und Scarano (2005) mit einem Residuum-Grenzwert von 3 implementiert. Als Ausreißer identifizierte Vektoren wurden durch den Mittelwert ihrer nächsten Nachbarn ersetzt, wobei die Gesamtzahl der Ausreißer stets kleiner als 3 % der Gesamtvektoranzahl war. Zudem musste das Geschwindigkeitsfeld im Bereich des Ein- und Auslasses maskiert werden, da dort aufgrund starker Reflektionen an den Kanten keine Partikeldetektion möglich war.

Mit Hilfe dieses Auswertalgorithmus wurden anschließend Zeitreihen instantaner Geschwindigkeitsfelder berechnet. Abbildung 4.2 stellt ein solches Feld beispielhaft dar. Das obere Bild zeigt die Schnittebenen für  $x = L/2$  und für  $z = H/2$ , wobei erstere im unteren Teil



**Abbildung 4.3** Strömungsstruktur für  $Re = 196(4)$ ,  $Gr_{\text{ein}} = 0$  und  $Gr_{hc} = 2.03(1) \times 10^8$ . Vektoren in den drei Schnittebenen zeigen die Strömungsrichtung an, wobei Dicke und Länge der Pfeile mit der Geschwindigkeit skalieren. Die zu den Ebenen senkrechte Geschwindigkeitskomponente  $u_x$  ist farbkodiert. Stromlinien deuten die Strömungstopologie an, wobei die Farbskala die Geschwindigkeitsmagnitude anzeigt.

vergrößert dargestellt ist. Pfeile uniformer Länge zeigen die Strömungsrichtung in der Ebene an, während die Geschwindigkeitskomponente  $u_z$ , aus der Ebene heraus, farblich kodiert ist. In dem dargestellten Fall ist  $T_h - T_{\text{ein}} > 0$ , sodass nahe der Heizplatte eine aufwärtsgerichtete Strömung vorliegt. An der Oberkante der Heizplatte angekommen, folgt sie der Decke, kühlt ab und zirkuliert zurück zur Heizplatte.

Zur generellen Veranschaulichung der Strömungstopologie wurde das über die ganze Zeitreihe gemittelte Geschwindigkeitsfeld in Abbildung 4.3 dargestellt. Auch hier entsprechen die Pfeilrichtungen der Strömungsrichtung. Die Länge und Dicke der Pfeile skaliert mit der Absolutgeschwindigkeit in der Ebene. Wie zuvor zeigt die Farbskala die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den dargestellten Schnittebenen für  $x \in \{L/4, L/2, L^3/4\}$  an. Weiter wurden Stromlinien über ein Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung bestimmt und die lokale absolute Geschwindigkeitsmagnitude zusätzlich farbkodiert. Hier ist  $T_c = T_{\text{ein}}$ ,  $\dot{V}_{\text{ein}} = 50L/\text{min}$  und  $T_h - T_{\text{ein}} = 15\text{K}$ , sodass nach Definition aus Abschnitt 2.4 und Gleichung 3.2  $Re = 196(4)$ ,

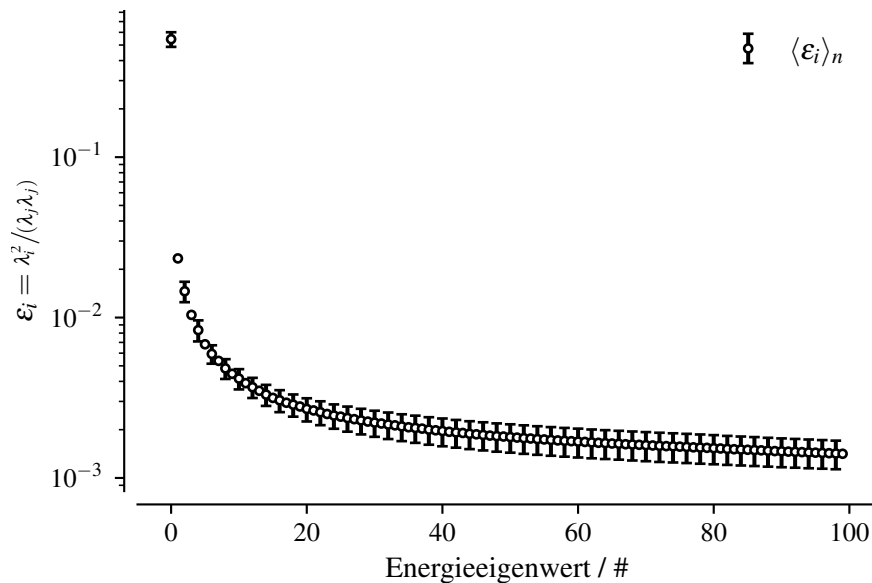
$Gr_{\text{ein}} = 0$  und  $Gr_{hc} = 2.03(1) \times 10^8$  folgt.

In der Abbildung ist eine großskalige Zirkulation zu erkennen. Diese wird auf der linken Seite durch einen Wandstrahl, der durch den Spalt auf der linken Seite einströmt und auf die Kühlplatte prallt, angefacht. Anschließend folgt die Strömung der Kühlplatte, bis sie bei  $x > L/2$  ablöst. Die abgelöste Strömung spaltet sich danach in zwei Teilströme auf, wobei durch die Ablösung der wandnahen Strömung an der Kühlplatte ein Unterdruckgebiet entsteht. Hieraus resultiert ein Wirbel an der rechten, vorderen Kante der Zelle. Der Teil, der der rechten Wand folgt, spaltet sich wiederum auf. Ein Teil verlässt das Volumen direkt durch den Auslass, während der andere der Heizplatte infolge des durch den Einlassfreistrahle erzeugten Druckgradienten folgt, bis er sich wieder mit dem Einlassstrahl vermischt. Zudem zeigt die Vergrößerung in Abbildung 4.3, dass eine thermisch induzierte Rollenstrukturen der erzwungenen Konvektionsrolle überlagert ist.

Eine Gesamtübersicht aller mittels tomografischer PIV untersuchten Parameterkonfigurationen zeigt Abbildung A.4. Auf Basis der Geschwindigkeitsdaten aus den PIV-Messungen wird nachfolgend der Einfluss der Parameter  $Gr_{hc}$ ,  $Gr_{\text{ein}}$  und  $Re$  auf die Gesamtströmung charakterisiert. Für Versuche galt  $\Theta_{\text{ein}} < T_c$ , sodass keine Kondensation auftreten konnte. Eine Vermessung der Geschwindigkeitsfelder bei gleichzeitiger Phasentransition ist mit den hier verwendeten Impfparkeln nicht möglich, da Seifenlauge an der Kühlplatte aufgeplatzter Impfparkel nicht nur die Dichte der Nukleationspunkte auf der Oberfläche verändert, sondern auch deren Kontaktwinkel. Weiter fungieren die Impfparkel als Nukleationskeime im Fluidvolumen, sodass es auch im Fluid vermehrt zur Kondensation kommen kann, was hier nicht erwünscht war. Da der Massenanteil von Wasserdampf stets unterhalb von 3 % lag, ist davon auszugehen, dass der Ausfall oder das Hinzukommen von Wasserdampf keinen wesentlichen Einfluss auf die großskaligen Strömungsstrukturen hat. Somit können die Geschwindigkeitsfelder mit trockener Luft als Referenz für die Fälle mit Phasentransition genutzt werden.

### 4.1.2 Kohärente Strömungsstrukturen

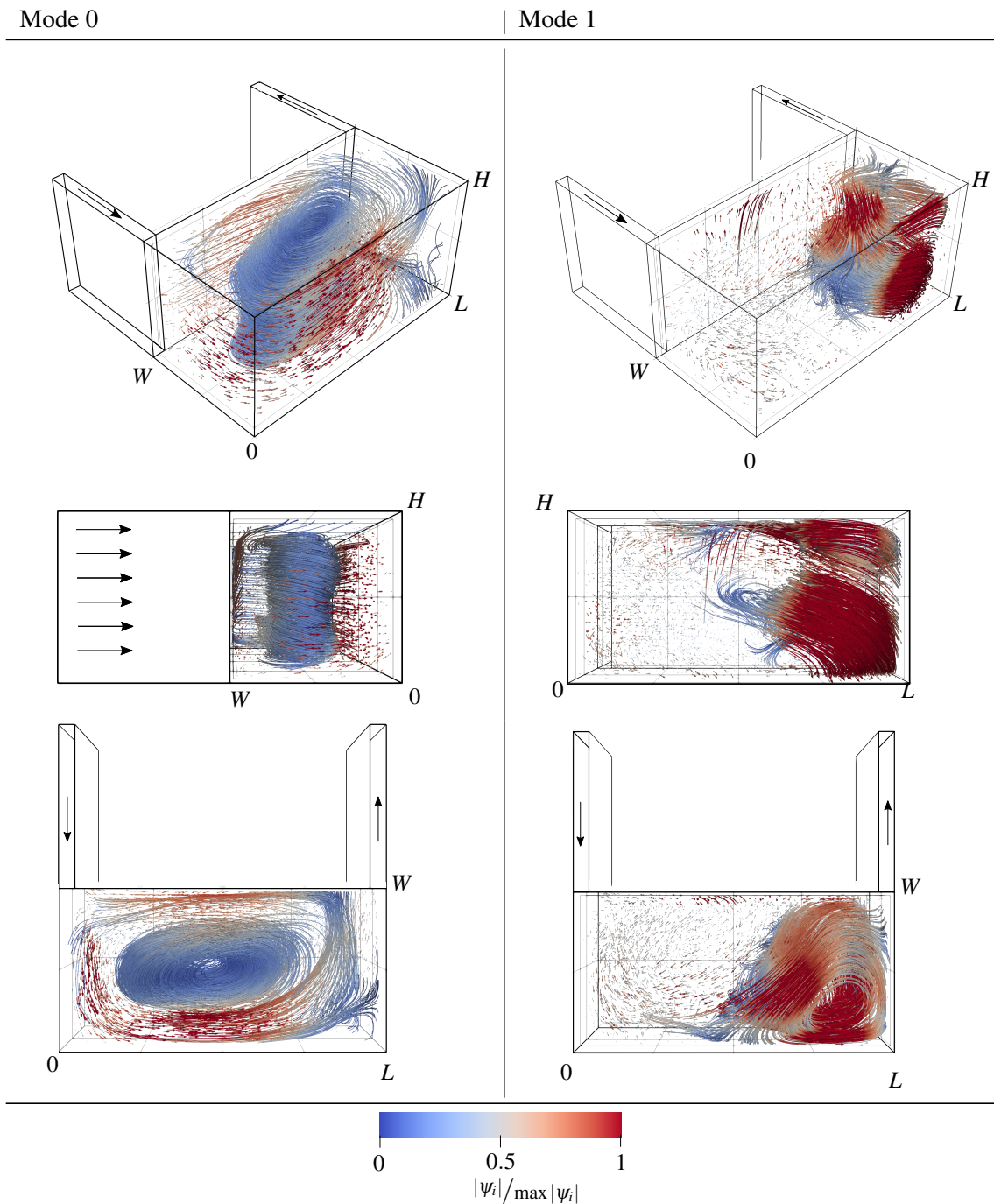
Zur Identifizierung kohärenter Strömungsstrukturen wurde die in Unterabschnitt 2.5.1 beschriebene Singulärwertzerlegung auf die Zeitreihe instantaner Geschwindigkeitsfelder angewendet. Hierzu erstellt man eine Spaltenmatrix, in der jede Spalte dem Zustandsvektor für einen Zeitschritt entspricht. Diese Zustandsvektoren wiederum bestehen aus den Geschwindigkeitskomponenten. Wie in Gleichung 2.19 definiert, sind die Eigenwerte zu den Eigenvektorfeldern  $\psi$  als proportional zur kinetischen Energiedichte interpretierbar. In Abbildung 4.4 ist der Anteil der ersten 100 Energieeigenwerte an der Gesamtsignalenergie über alle Messfälle gemittelt



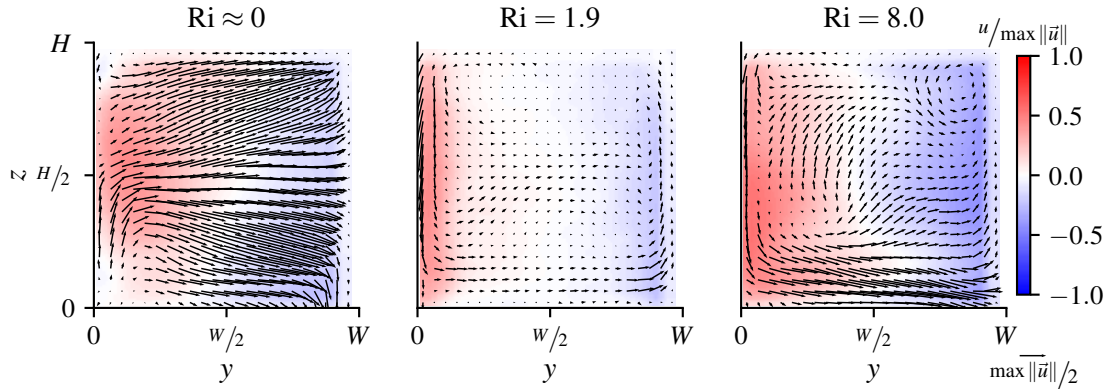
**Abbildung 4.4** Über alle Messreihen gemittelter Anteil eines Energieeigenwerts  $\lambda_i$  an der Gesamtsignalenergie  $\lambda_i \lambda_i$ . Balken zeigen die Standardabweichung zu jedem dritten Energieeigenwert an.

zusammen mit der Standardabweichung des Mittelwerts aufgetragen. Im Mittel beträgt die Summe der ersten drei Energieeigenwerte 59(6) % mit Minimal- und Maximalwert 45 % und 70 %. Großskalige Strömungsstrukturen haben in der Regel einen hohen Energieanteil, können daher mittels der POD-Analyse identifiziert werden. Da die großskaligen Strukturen in der untersuchten Konfiguration die skalaren Transportgrößen des Wärme- und Stofftransports primär determinieren, beschränkt sich die nachfolgende Analyse auf die POD-Moden mit den größten Energieeigenwerte.

Die kohärenten Strukturen für die ersten beiden POD-Moden sind für einen Fall mit  $Re = 214$ ,  $Gr_{hc} = 4.57 \times 10^8$  und  $Gr_{ein} = 2.88 \times 10^8$  in Abbildung 4.5 dargestellt. Für alle untersuchten Fälle haben die beiden ersten Moden eine ähnliche Topologie. So beinhaltet die energiereichste Mode eine Rollenstruktur mit Rotationsachse parallel zur  $z$ -Richtung. Diese repräsentiert die großskalige Zirkulation, die durch die erzwungene Konvektion entsteht. Das zweite Eigenvektorfeld weist stets die höchsten Werte an der dem Auslass gegenüberliegenden Kante der Kühlplatte auf. So entspricht die Topologie dieser Mode der eines Eckwirbels an der rechten Kühlplattenkante. Der Ort und die Ausdehnung der Topologie beider Moden ist eine Funktion von  $Re$ ,  $Gr_{hc}$  und  $Gr_{ein}$ . Die grundlegende Struktur ist für alle hier Untersuchten Variationen von  $Re$ ,  $Gr_{hc}$  und  $Gr_{ein}$  identisch. Sie können als durch die erzwungene Strömung induzierte, dominante Strömungsstrukturen interpretiert werden, da diese bei rein erzwungener



**Abbildung 4.5** Mode 0 und 1 für  $Re = 214$ ,  $Gr_{hc} = 4.57 \times 10^8$  und  $Gr_{ein} = 2.88 \times 10^8$  aus verschiedenen Blickwinkeln. Stromlinien veranschaulichen die Topologie der kohärenten Strömungsstrukturen, während der lokale normierte Eigenvektor  $\psi$  farbkodiert ist.



**Abbildung 4.6** Drei Schnitte durch das normierte Eigenvektorfeld bei  $x = L/2$  mit aufsteigender  $Ri$ . Vektoren zeigen Richtung und Magnitude von  $\psi_{2,y}$  und  $\psi_{2,z}$ , während  $\psi_{2,x}$  farbkodiert ist.

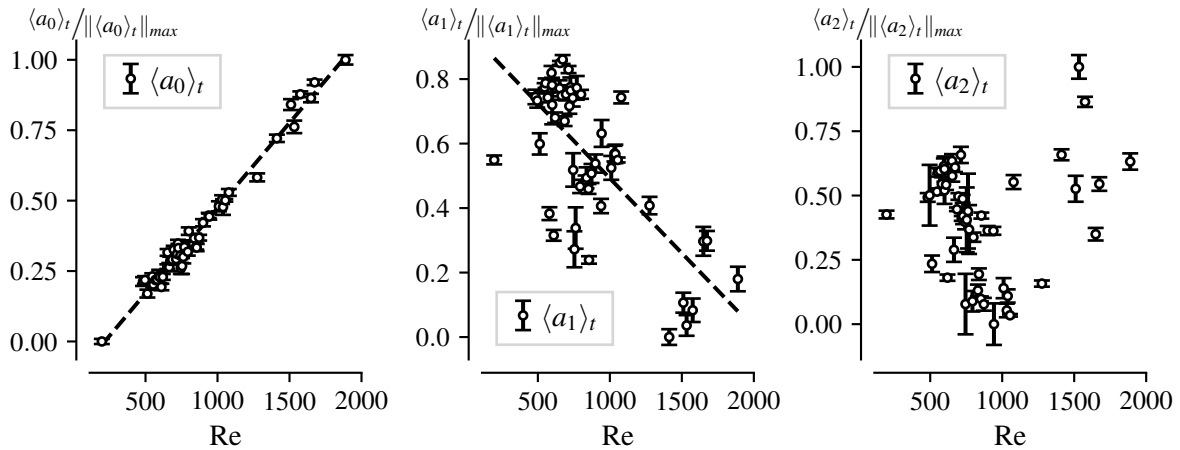
sowie gemischter Konvektion auftreten.

Für POD-Moden mit  $i > 1$  gibt es deutliche Unterschiede in der Topologie von  $\psi_i$ . Die Ursache hierfür liegt in der Tatsache, dass Moden für Fälle mit Mischkonvektion kohärente, thermisch indizierte Strukturen beinhalten. Um dies weiter zu untersuchen, wird die Richardson-Zahl als Verhältnis von Auftriebs- zu Trägheitskräften

$$Ri = \frac{Gr_{hc}^2}{Re} = \frac{g\beta_T(T_h - T_c)L}{U_{\text{ein}}^2}$$

definiert. Da die Wechselwirkung zwischen Fluid und den isothermen Randflächen entlang der Hauptströmungsrichtung stattfindet, wurde hier  $L$  als charakteristische Länge gewählt. So zeigt Abbildung 4.6 für drei verschiedene  $Ri$  einen Schnitt durch das Eigenvektorfeld  $\psi_3$  zum Energieeigenwert  $\lambda_3$  für  $x = L/2$ . Pfeile zeigen die Richtung des normierten Eigenvektorfelds in der Ebene an, während die Komponente in  $x$ -Richtung farbkodiert ist. Die Pfeillänge entspricht der lokalen Magnitude des Eigenvektorfelds. Normiert wurden die Eigenvektorfelder mit der maximalen Absolutgeschwindigkeit in der betrachteten Ebene ( $x = L/2$ ). Für steigende  $Ri$  zeigen Moden mit dem dritthöchsten Energieeigenwert einen wachsenden Einfluss der Vertikalkomponente der Geschwindigkeit nahe der Kühl- ( $y = 0$ ) und der Heizplatte ( $y = W$ ). Für den rein erzwungenen Fall  $Ri \approx 0$  ist die zweite Mode somit verknüpft mit dem Transport von der Kühlplatte in das Volumennere hin zur Heizplatte. Das Vektorfeld ist für  $Ri \approx 0$  symmetrisch entlang  $z = H/2$ . Für die Fälle mit thermischer Konvektion hingegen bricht die Symmetrie. Für  $Ri = 1.9$  und  $Ri = 8$  wird eine Abwärtsströmung nahe der Kühl- und eine Auftriebsströmung nahe der Heizplatte beobachtet. In beiden Fällen lässt sich aus der Topologie des Eigenvektorfelds eine großskalige Rollenstruktur erkennen, mit einer primär horizontalen



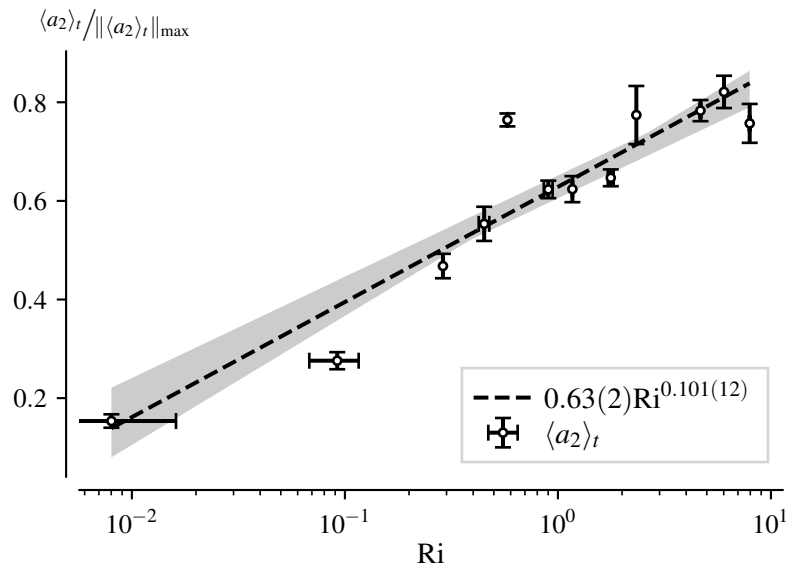


**Abbildung 4.7** Mittlerer Zeitentwicklungskoeffizient der ersten drei POD-Moden mit den größten Energieeigenwerten als Funktion von  $Re$ . Eine gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis einer linearen Regression mit den Determinationskoeffizienten von  $R^2 > 0.98$  und  $R^2 > 0.49$  für die nullte und erste Mode.

Komponente am Boden und an der Decke und einer vertikalen an der Kühl- und Heizplatte. Insbesondere im Hinblick auf den gleichzeitig um eine Größenordnung kleineren Beitrag zur Gesamtenergie wird deutlich, dass die senkrecht induzierte Auftriebsströmung nur einen geringen Einfluss auf die zeitlich gemittelte Strömungsstruktur hat. Selbst für den Fall maximaler  $Ri$  liegt eine von erzwungener Konvektion dominierte Strömung vor, die nur lokal kohärente, kleinskalige, thermisch induzierte Strukturen ausbildet. Eine solche zeigt sich beispielsweise für  $Ri = 1.9$  nahe  $(y, z) = (W, H)$ . Mit ansteigender Modenzahl zeigen sich immer stärker lokalisierte Strukturen, deren Ausdehnungen kontinuierlich abnehmen.

Mit dem Wissen, dass die ersten drei Moden für alle hier untersuchten Fälle den physikalischen Effekten erzwungene Konvektion Ablösung an der Kühlplatte und thermische Konvektion, zugeordnet werden können, wurde eine weitere POD auf Basis eines Vektorfelderensembles berechnet, das alle Messfälle einschließt. Abbildung 4.7 stellt die über alle Vektorfelder einer Messreihe gemittelten Zeitentwicklungskoeffizienten der ersten drei Moden in Abhängigkeit von  $Re$  dar. Die  $y$ -Achse wurde hierbei mit der Maximumnorm skaliert und die Balken entsprechen der 10-fachen Standardabweichung vom Mittelwert. Zusätzlich zeigen die gestrichelten Linien für  $\langle a_0(Re) \rangle_t$  und  $\langle a_1(Re) \rangle_t$  das Ergebnis einer linearen Regression der Daten. Für die Mode  $\psi_0$ , die der großskaligen Zirkulation zugeordnet ist, ist ein linearer Zusammenhang mit einem Determinationskoeffizienten von  $R^2 > 0.98$  zu erkennen. Hieraus wird geschlossen, dass die erzwungene Konvektionsrolle als energiereichste Struktur stets eine ähnliche Form besitzt und eine veränderte  $Re$  sich hauptsächlich in einer veränderten

**Abbildung 4.8** Mittlerer Zeitentwicklungskoeffizient der drit-energiereichsten POD-Mode gegen  $Ri$ .



Rotationsgeschwindigkeit niederschlägt. Weiter zeigen die Balken in Abbildung 4.7 keinen systematischen Zusammenhang zwischen der Standardabweichung und  $Re$ , obwohl Vektorfelder rein erzwungener und mischkonvektiver Strömung zur Berechnung der POD genutzt wurden. Eine gleichbleibende Standardabweichung bedeutet, dass der Einfluss der thermischen Strömung nicht nur auf das zeitlich gemittelte, sondern auch auf instantane Geschwindigkeitsfelder als gering einzustufen ist.

Für die erste Mode ergibt sich für eine lineare Interpolation  $R^2 > 0.49$ . Somit lässt sich folgern, dass für diese Strömungsstruktur die kinetische Energie nicht mehr linear von  $Re$  abhängt. Ein hoher mittlerer Zeitentwicklungskoeffizient der ersten Mode bedeutet, dass eine mit dem Vorhandensein eines Eckwirbels assoziierte Struktur einen stärkeren Einfluss auf das mittlere Strömungsfeld hat. Ein höherer Korrelationswert ist gleichbedeutend mit einer größeren Ausdehnung des Eckwirbels. Dies zeigt die Betrachtung der mittleren Strömungsfelder und wird näher in Unterabschnitt 4.1.4 untersucht.

Die mit einer Rotation parallel zur  $x$ -Achse assoziierte zweite Mode scheint nicht mit  $Re$  korreliert zu sein. Es fällt auf, dass die Standardabweichungen im Vergleich zur ersten und zweiten deutlich höher sind. Entsprechend liegt hier eine deutlich höhere zeitliche Dynamik vor, die beispielsweise durch Oszillationen des Wandstrahls oder das Ablösen von thermischen Plumes induziert sein kann. Dies bedeutet, diese Mode umfasst entweder Strukturen, die eine unterschiedliche physikalische Ursache haben, oder, dass die Struktur nicht mit  $Re$  skaliert. Trägt man den gemittelte Zeitentwicklungskoeffizient der zweiten Mode jedoch gegen  $Ri$  auf, zeigt sich, wie in Abbildung 4.8, ein Anstieg des mittleren Zeitentwicklungskoeffizienten mit

steigender  $Ri$ . In der semi-logarithmischen Darstellung ist das Ergebnis einer linearen Regression mit einem Bestimmtheitsmaß von  $R^2 = 0.87$  als gestrichelte Linie eingezeichnet. Zusätzlich indiziert eine graue Fläche das  $1\sigma$ -Konfidenzintervall, innerhalb dessen 83 % der Werte liegen. Somit kann die Regression die Daten zwar annähern, eine vollständige Parametrisierung gibt sie aufgrund der hohen Varianz der Daten nicht. Ein Grund hierfür kann sein, dass die mit der zweiten Mode assoziierten Struktur instabil ist und infolgedessen nur temporär auftritt. Liegt das Messfenster innerhalb eines Zeitintervalls, in dem die Struktur zerfallen ist, weichen die Zeitentwicklungskoeffizienten ab.

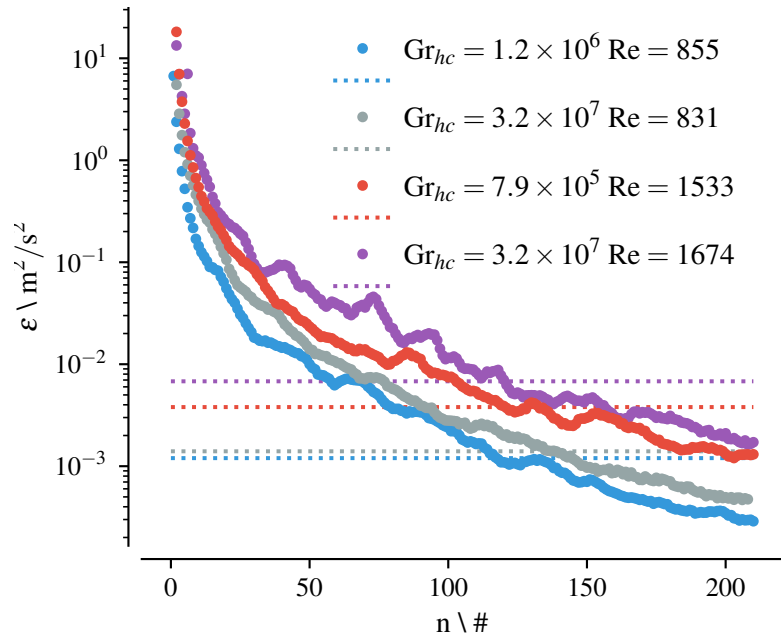
Aus der Auftragung folgt, dass hin zu höheren  $Ri$  diese Mode für die Strömung an Bedeutung gewinnt. Steigende Korrelationswerte in Abbildung 4.8 entsprechen einer Zunahme thermisch induzierter Strömungsstrukturen. Wie in Abbildung 4.6 dargestellt, ist die zweite Mode mit einer thermisch induzierten Walze mit Rotationsachse parallel zur  $x$ -Achse assoziiert, die den Fluidtransport zwischen Heiz- und Kühlplatte antreibt. Da im untersuchten Parameterbereich die erzwungene Konvektion dominiert, kann sich eine Walze, die den direkten Fluidaustausch zwischen den isothermen Grenzflächen befördert, nicht ausbilden. Hierdurch ist die Größe der kohärenten, thermisch induzierten Strömungsstrukturen beschränkt. Dies resultiert in einem Stagnieren des mittleren Korrelationskoeffizienten in Abbildung 4.8. Bis zum Erreichen einer hinreichend großen  $Ri$  rezirkuliert Fluid nach einer Interaktion mit einer der isothermen Flächen, wie beispielsweise in dem vergrößerten Ausschnitt in Abbildung 4.2.

Die Ergebnisse der in diesem Abschnitt diskutierten POD-Analyse zeigen, dass die energiereichsten Strömungsstrukturen in allen hier betrachteten Konfigurationen von der erzwungenen Konvektion dominiert sind. Trotz des geringen Anteils an der Gesamtenergie legt die Betrachtung von Abbildung 4.6 nahe, dass das Vorhandensein eines Temperaturgradienten an der Kühlplatte einen Einfluss auf die Verteilung der  $u_y$ -Komponente hat.

### 4.1.3 Stochastik der Geschwindigkeitsverteilung

Um im weiteren Verlauf mittlere Wärme- und Stoffübertragungskoeffizienten zu identifizieren, wurde zunächst überprüft, ob die Mittelwerte der aus tomografischer PIV gewonnenen Strömungsfelder konvergieren. Ein mittleres Strömungsfeld wird als konvergiert betrachtet, sobald die mittlere quadratische Abweichung

$$\varepsilon(n) = \sum_{\vec{x} \in \vec{X}} \left( \langle \vec{u}(\vec{x}, t) \rangle_{n\Delta t} - \langle \vec{u}(\vec{x}, t) \rangle_{(n-1)\Delta t} \right)^2$$



**Abbildung 4.9** Mittlere quadratische Änderung des gemittelten Strömungsfelds  $\varepsilon$  verschiedener Kennzahlenkonfigurationen zusammen mit der jeweiligen turbulenten kinetischen Energie  $k$  als farblich passende gepunktete Linie.

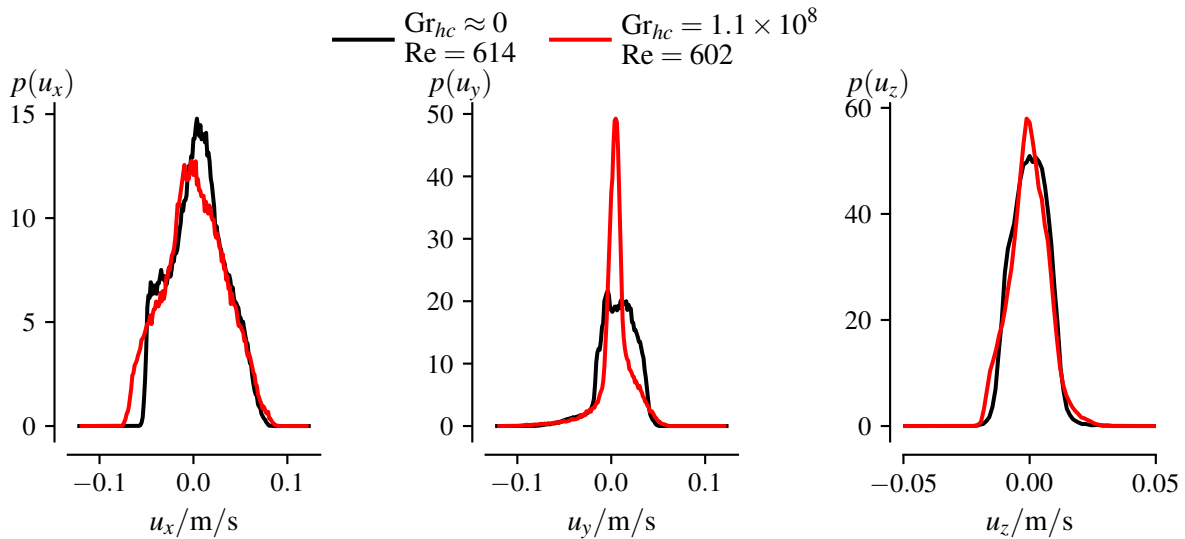
zwischen einem Feld, das über  $n$ , und einem, das über  $n + 1$  Zeitschritte gemittelt wurde, kleiner als die mittlere turbulente kinetische Energie

$$k = \frac{1}{2} \left( \langle (u - \langle u \rangle_t)^2 \rangle_{\bar{x},t} + \langle (v - \langle v \rangle_t)^2 \rangle_{\bar{x},t} + \langle (w - \langle w \rangle_t)^2 \rangle_{\bar{x},t} \right)$$

aller aufgenommenen Felder ist. Die semi-logarithmische Auftragung in Abbildung 4.9 zeigt exemplarisch für vier Fälle unterschiedlicher Parameterkonfiguration die Mittelwerte  $\varepsilon$  als Funktion der Bilderanzahl  $n$ . Aus der Abbildung wird deutlich, dass  $\varepsilon$  mit zunehmender Bilderanzahl  $n$  kontinuierlich kleiner wird und bereits nach  $n \approx 130$  für alle Fälle  $\varepsilon$  kleiner als die turbulente kinetische Energie ist. Die Anzahl aufgenommenen Geschwindigkeitsfelder ist somit ausreichend, um Aussagen über das mittlere Strömungsfeld treffen zu können.

$k$  steigt mit höheren  $Re$  und  $Gr_{hc}$  an, wobei der Einfluss einer gesteigerten  $Re$  deutlich höher ausfällt. Dies folgt aus der erhöhten kinetischen Energie und der damit einhergehenden höheren Turbulenz, die sich in höheren Fluktuationen des Geschwindigkeitsfelds niederschlagen. Dies bedingt die Notwendigkeit einer größeren Anzahl an instantanen Geschwindigkeitsfeldern zur Berechnung von  $\langle \vec{u} \rangle_t$ . Insbesondere für den Fall höchster kinetischer Energie verdeutlicht Abbildung 4.9, dass alle Felder hinreichend konvergiert sind, um Aussagen über den mittleren Fluidtransport im betrachteten Volumen zu treffen.

In der hier untersuchten Konfiguration findet der Wärmeaustausch in den Messvolumina nahezu vollständig an den vertikalen isothermen Oberflächen statt, da die anderen Randflächen

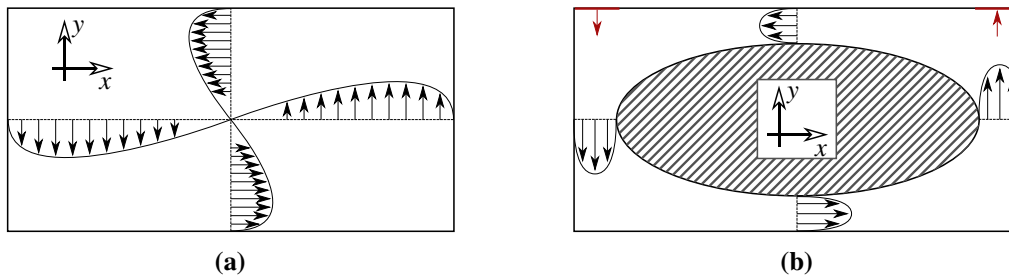


**Abbildung 4.10** Wahrscheinlichkeitsdichten der drei Geschwindigkeitskomponenten von Vektoren aus dem gesamten Messvolumen für zwei Fälle vergleichbarer  $Re$  bei variiertem  $Gr_{hc}$ .

nahezu adiabat sind. Somit ist die Überströmung dieser Flächen für den globalen Wärmetransport von besonderem Interesse. Die vorangegangene Betrachtung des Energieeigenwertespektrums der Hauptkomponentenanalyse hat dazu bereits gezeigt, dass die  $u_x$ -Komponente den größten Einfluss auf den Momenten- und damit auch auf den Wärmetransport hat.

Zunächst wird die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung  $p(u_i)$  mit  $\int_{-\infty}^{\infty} p(u_i) du_i = 1$  der Geschwindigkeitskomponenten betrachtet. Hierzu ist  $p$  in Abbildung 4.10 für alle drei Geschwindigkeitskomponenten für zwei Parameterkonfigurationen exemplarisch dargestellt. Beide Messfälle weisen eine im Rahmen der Messgenauigkeit identische  $Re$  auf, wobei im schwarz dargestellten Fall keine thermisch induzierte Strömung vorliegt ( $T_{\text{ein}} \approx T_c \approx T_h$ ). Die roten Linien zeigen die Verteilung einer Konfiguration mit hohen Temperaturgradienten an Heiz- und Kühlplatte<sup>3</sup> mit  $Gr_{hc} = 1.1 \times 10^8$  und  $Gr_{\text{ein}} = 3.4 \times 10^7$ . Für den erzwungenen Fall ist das globale Maximum von  $p(u_x)$  bei  $u_x = 0$ . Bei einer großskaligen rotierenden Struktur in einem Volumen, wie sie schematisch Abbildung 4.11(a) zeigt, ohne externen Impulseintrag und Dissipation wäre eine symmetrische Verteilung um  $u_x = 0$  zu erwarten. In Folge des Impulsverlusts am Auslass wird in diesem Experiment jedoch eine schiefe Verteilung beobachtet. Das globale Maximum der Absolutgeschwindigkeit wird für positive  $u_x$  erreicht und tritt nahe der Kühlplatte auf. Der Maximalbetrag für  $u_x < 0$  ist um mehr als den Faktor 2 kleiner und ist mit den niedrigeren Geschwindigkeiten oberhalb der Heizplatte assoziiert. Links und rechts des globalen Maximums weist die Verteilung je einen Knick bei  $u_x \in \{-0.02, 0.05\}$  auf.

<sup>3</sup>  $T_{\text{ein}} - T_h = 36.2 \text{ K}$  und  $T_{\text{ein}} - T_c = 15.8 \text{ K}$ .



**Abbildung 4.11** Schematische Darstellung idealisierter Strömungen: (a) frei rotierende Strömung in einem abgeschlossenen Fluid und (b) Bypass-Strömung in einem durchströmten Volumen mit interner Versperrung.

Eine umlaufende Strömung zwischen einem Einlass und einem Auslass in einer rechteckigen Box, deren Zentrum versperrt ist, ist in Abbildung 4.11(b) skizziert. Diese Bypass-Strömung ist charakterisiert durch ein Rückströmungsgebiet nahe der Rückwand, sodass sich Fluid, das an der vorderen Volumenbegrenzung entlangströmt, aufteilt in einen das Volumen verlassenden und einen im Volumen verweilenden, rezirkulierenden Anteil. Der Impulsverlust am Auslass bedingt jedoch eine im Vergleich zur vorderen Wand niedrigere Absolutgeschwindigkeit an der Rückwand. Entsprechend ließe sich die Verteilungsfunktion von  $u_x$  mit zwei Normalverteilungen näherungsweise beschreiben. Die Superposition der beiden skizzierten Strömungsfälle erklärt die schiefe Verteilung für  $u_x$  in Abbildung 4.10 und die beiden Knicke in der Verteilung für hohe Absolutgeschwindigkeiten. Dies gilt auch für den erzwungenen Fall (schwarz) für  $u_y$  in Abbildung 4.10. Die Verteilung von  $u_y$  scheint jedoch eine niedrigere absolute Schiefe als in  $u_x$  zu haben und zeigt zudem ein breiteres Plateau um das Verteilungsmaximum herum. Hierbei weisen negative, mit der Einlassströmung assoziierte  $u_y$  den höchsten Absolutbetrag auf. Die im Verhältnis zu  $u_y < 0$  breitere Verteilung für  $u_y > 0$  rührt daher, dass die von der Kühlplatte ablösende Strömung in Folge der Entropieerhöhung ein deutlich breiteres Geschwindigkeitsspektrum aufweist als der auf die Kühlplatte treffende Einlassstrahl. Für die senkrechte Geschwindigkeitskomponente  $u_z$  ist  $p(u_z)$  näherungsweise symmetrisch. Die Ausnahme stellt hierbei das Vorhandensein zweier zusätzlicher Wendepunkte für  $u_z < 0$  dar. Dies lässt sich entweder auf eine Asymmetrie in der Strömung am Einlass oder auf einen leichten Versatz zwischen dem Koordinatensystem des tomografischen PIV-Aufbaus und der Ausrichtung des vermessenen Volumens zurückführen. Da es sich hierbei jedoch um eine geringe Abweichung vom symmetrischen Grundprofil handelt, wurde dies in der weiteren Diskussion vernachlässigt.

Betrachtet man nun die Unterschiede zwischen dem rein erzwungenen (schwarz) und dem mischkonvektivem Fall (rot), stimmen die Verteilungen für  $u_x > 0.05 \text{ m/s}$  und  $u_y < -0.02 \text{ m/s}$  überein. Für  $u_x < 0$  treten höhere Absolutgeschwindigkeiten an der Heizplatte auf und die

Verteilung ist insgesamt breiter. Der größte Unterschied der beiden Fälle zeigt sich in  $u_y$ . Hier ist die Verteilung schmäler bei gleichzeitig gegenüber dem erzwungenen Fall größerer Schiefe. Dies ist eine Folge des längeren Anliegens der Strömung an der Kühlplatte und somit eines in der Ausdehnung reduzierten Rückströmungsgebiets an der rechten vorderen Kante. Das Rückströmungsgebiet ist mitverantwortlich für die Aufweitung der Geschwindigkeitsverteilung. Diese Vermutung wird durch die positive Schiefe und damit breitere Verteilung positiver  $u_y$  gegenüber  $u_y < 0$  gestützt, da negative  $u_y$  erst für den Rückströmungsbereich von der Kühlplatte weg auftreten und maßgeblich von dem Eckwirbel beeinflusst werden. Die Verteilung  $p(u_z = 0)$  ist im Fall mit thermischer Konvektion circa 15 % höher bei gleichzeitig höheren maximalen Absolutwerten für  $u_z < 0$  und  $u_z > 0$ . Die gegenüber dem erzwungenen Fall erhöhte Asymmetrie der  $u_z$ -Verteilung ist auf den ebenfalls asymmetrischen Temperaturunterschied der isothermen Flächen in Bezug auf die Einlasstemperatur zurückzuführen. So ist  $T_h - T_{\text{ein}}$  mehr als doppelt so hoch wie  $T_{\text{ein}} - T_c$ .

Ein Vergleich der Geschwindigkeitskomponenten verdeutlicht, dass der Mittelwert  $\langle |u_z| \rangle$  selbst für die höchsten untersuchten Temperaturgradienten eine Größenordnung unterhalb von  $\langle |u_x| \rangle$  liegt. Dies unterstreicht – wie schon die Betrachtung der Energieeigenwerte – die Dominanz der erzwungenen Konvektion an den vertikalen Wänden ungeachtet des Vorhandenseins von Temperaturgradienten. Um dies eingehender zu untersuchen, wurde  $p(u_x)$  für alle Messfälle angenähert durch die Superposition

$$\hat{p}(u_x) = G_h(u_x, \xi_h, \mu_h, \sigma_h) + G_{\text{lsc}}(u_x, \xi_{\text{lsc}}, \mu_{\text{lsc}}, \sigma_{\text{lsc}}) + G_c(u_x, \xi_c, \mu_c, \sigma_c) \quad (4.1)$$

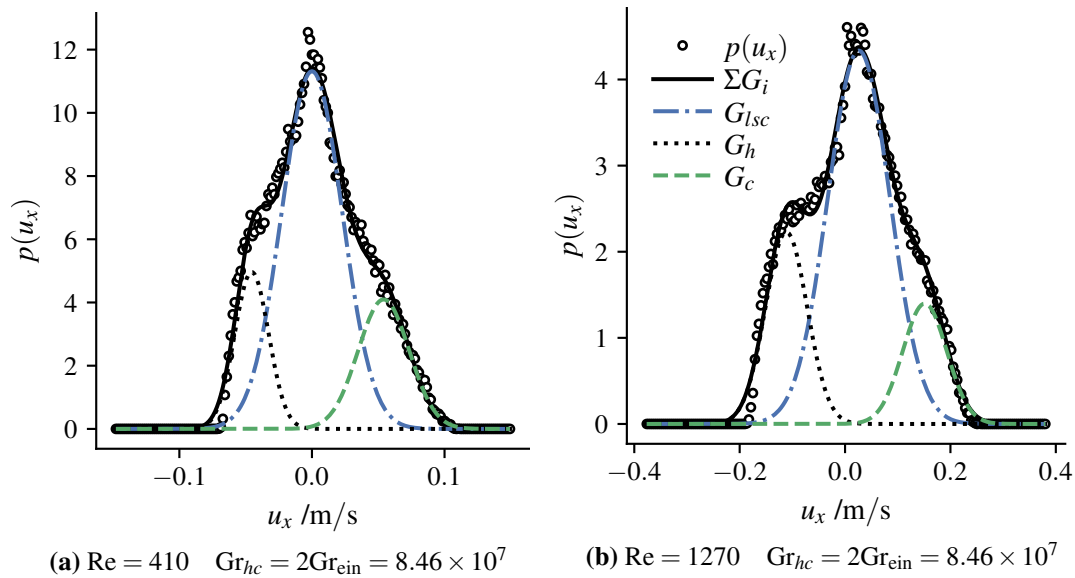
dreier Verteilungsfunktionen mit  $\int_{-\infty}^{\infty} \hat{p}(u_x) du_x = 1$  und  $G_i$  der Gauß'schen Normalverteilung

$$G_i(u_x, \xi_i, \mu_i, \sigma_i) = \frac{\xi_i}{3\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{u_x - \mu_i}{\sigma_i}\right)^2\right), \quad (4.2)$$

mit der Amplitude  $\xi_i$ , dem Mittelwert  $\mu_i$  und der Standardabweichung  $\sigma_i$ . Die Verteilungsfunktionen  $G_h$ ,  $G_c$  und  $G_{\text{lsc}}$  werden im weiteren Verlauf mit der Heiz- und Kühlplatte sowie der großskaligen Zirkulation assoziiert. Hierzu wurde der Regressionsalgorithmus SLSQP aus Virtanen et al. (2020) mit den Randbedingungen

$$\mu_{\text{lsc}}^2 < \sigma_{\text{tot}}^2, \quad 0 < \mu_c, \quad 0 > \mu_h \quad \text{und} \quad \mu_c < \mu_{\text{lsc}} < \mu_h$$

genutzt. Hier ist  $\sigma_{\text{tot}}$  die Standardabweichungen von  $\hat{p}$ .



**Abbildung 4.12** Zwei exemplarische Verteilungsfunktionen von  $u_x$  mit dem Regressionsergebnis der aus Gleichung 4.1 abgeleiteten Kostenfunktion. Regressionsparameter und Unsicherheiten sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

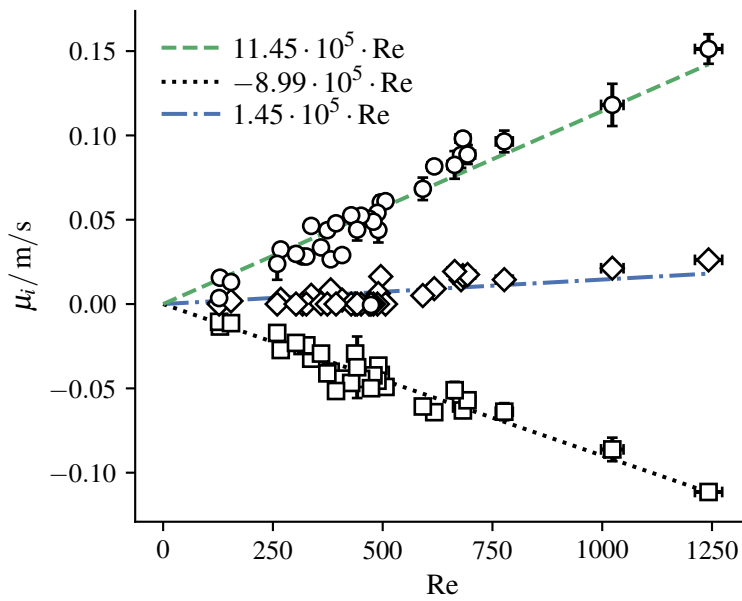
Zwei exemplarische Ergebnisse sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Für beide Fälle ist der Determinationskoeffizient  $R^2 > 0.992$ . Die höchste Abweichung zwischen dem Regressionsergebnis und den Messwerten für die Verteilung von  $u_x$  ergibt sich für die betragsmäßig größten negativen Geschwindigkeiten, wie sie kurz vor dem Übergang zwischen Heizplatte und Einlass auftreten. Da hier das Geschwindigkeitsfeld aufgrund von Reflektionen nicht vollständig rekonstruiert werden konnte, wird die Abweichung zwischen  $\hat{p}$  und der Wahrscheinlichkeitsdichte der gemessenen Werte  $p$  dem Fehlen der Vektoren in diesem Bereich zugeschrieben. Beide Fälle weisen eine identische  $Gr_{hc}$  und  $Gr_{ein}$  auf, während  $Re$  in Abbildung 4.12(a) circa dreimal so hoch ist wie in (b). Im Vergleich der y-Achsenkalibrierung und der in Tabelle 4.1 zusammengestellten Regressionsergebnisse zeigt sich, dass mit einer höheren  $Re$  die Standardabweichungen von  $G_c$  und  $G_h$  zunehmen, während sich ihre Mittelwerte hin zu höheren Absolutwerten verschieben.

Betrachtet man die idealisierten Strömungen in Abbildung 4.11, kann  $G_{lsc}$  mit der rotierenden Strömung in 4.11(a) und  $G_h$  sowie  $G_c$  mit der Bypass-Strömung in 4.11(b) assoziiert werden. Hieraus wird gefolgert, dass  $\mu_h$  und  $\mu_c$  die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten oberhalb der isothermen Oberflächen angeben. Entsprechend wurden  $\mu_h$ ,  $\mu_c$ , und  $\mu_{lsc}$  in Abbildung 4.13 gegen  $Re$  zusammen mit ihrer linearen Regression aufgetragen. Hier ist der Determinationskoeffizient für alle drei Geraden oberhalb von 0.99, woraus geschlussfolgert wird, dass die Geschwindigkeiten oberhalb der Heiz- und Kühlplatten im untersuchten Kenn-



**Tabelle 4.1** Regressionsparameter der Normalverteilungen aus Abbildung 4.12(a) und (b).

Re	$Gr_{\text{ein}}$	$Gr_{hc}$	$\xi_{\text{lsc}}$	$\mu_{\text{lsc}} / \text{m/s}$	$\sigma_{\text{lsc}} / \text{m/s}$
410	$4.23 \times 10^7$	$8.46 \times 10^7$	0.902(7)	0.004(2)	0.020(12)
1270			0.942(2)	0.018(3)	0.059(3)
$\xi_h$	$\mu_h / \text{m/s}$	$\sigma_h / \text{m/s}$	$\xi_c$	$\mu_c / \text{m/s}$	$\sigma_c / \text{m/s}$
0.396(3)	-0.0455(7)	0.0128(6)	0.326(2)	0.054(2)	0.019(2)
0.484(2)	-0.111(2)	0.039(2)	0.304(2)	0.151(4)	0.042(3)

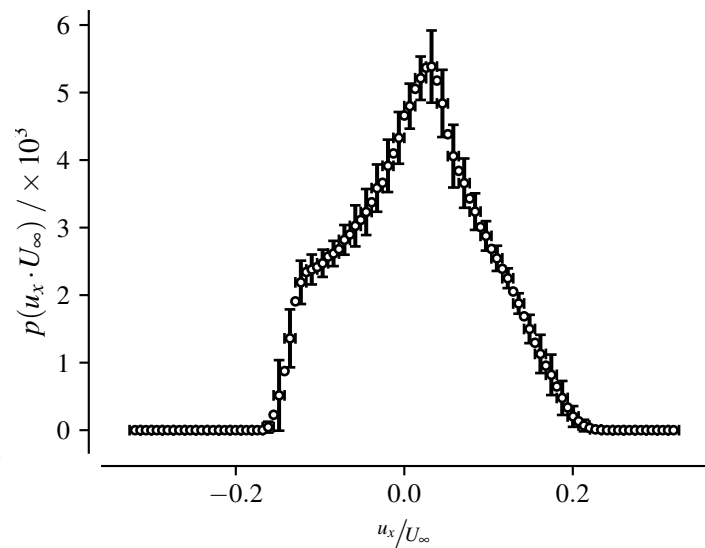
**Abbildung 4.13** Abhängigkeit von  $\mu_h$ ,  $\mu_c$  und  $\mu_{\text{lsc}}$  von  $Re$  für alle mittels tomografischer PIV untersuchten Fälle. Linien zeigen die Regression einer Ursprungsgeraden mit  $R^2 > 0.99$ .

zahlenbereich eine lineare Beziehung zu  $Re$  haben. Insbesondere impliziert dies, dass das Geschwindigkeitsverhältnis

$$\kappa_{\mu} = \mu_c / \mu_h = 0.78(3) \quad (4.3)$$

konstant ist.  $\mu_{\text{lsc}}$  steigt ebenfalls, wenn auch deutlich langsamer mit  $Re$  an. Dies wird darauf zurückgeführt, dass sich mit höheren Geschwindigkeiten der Ort der Ablösung von der Kühlplatte hin zu größeren  $x$  verschiebt und das Gebiet positiver  $u_x$  größer wird, während das Rückströmungsgebiet nahe der Kühlplatte näherungsweise unbeeinflusst ist. Da auch  $\sigma$  und  $\xi$  mit  $Re$  skalieren, ist es möglich, eine uniforme Geschwindigkeitsverteilung wie in Abbildung 4.14 anzugeben. Balken zeigen die Standardabweichung jedes zweiten Messpunkts an. Der Übersichtlichkeit halber wurde nur jeder zweite Balken eingezeichnet. Die  $x$ -Achse wurde mit  $u_x / U_{\text{ein}}$  skaliert, während die  $y$ -Achse, um die PDF-Normbedingung zu erfüllen,  $p(u_x U_{\text{ein}})$  zeigt. Die größten Standardabweichungen treten für  $u_x \approx 0$  auf. Dies deutet sich bereits in den

**Abbildung 4.14** Entdimensionalisierte Geschwindigkeitsverteilung von  $u_x$  gemittelt über alle mit tomografischer PIV erfassten Messfälle. Horizontale und vertikale Balken zeigen die lokale Standardabweichung an. Der Übersichtlichkeit halber wurde nur jeder zweite Balken eingezeichnet.

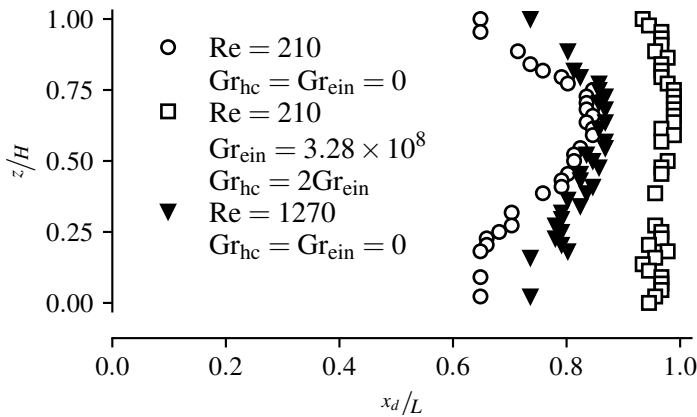


Beispielverteilungen in Abbildung 4.12 an und wird auf den hier relativ zu Bereichen hoher  $u_x$  stärkeren Einfluss kleinskaliger turbulenter Strukturen zurückgeführt, die nicht linear skalieren. Weiter zeigen sich erhöhte Schwankungen für die größten negativen Geschwindigkeiten, wobei diese wie schon zuvor auf Reflektionen im Bereich des Einlasses zurückgeführt werden.

Diese Ergebnisse zusammenfassend lässt sich die Existenz eines konstanten Bypass-Verhältnisses ableiten, das in erster Näherung identisch zu  $\mu_h/\mu_c$  angenommen wird. Bisher beschränkte sich die Analyse in der Hauptsache auf die Strömung oberhalb der temperierten Flächen dominierenden  $u_x$ -Komponente. Es konnte keine systematische Beziehung zwischen  $u_z$  und den Randbedingungen aus der Betrachtung der Hauptkomponentenanalyse und der statistischen Betrachtungen mittels Wahrscheinlichkeitsdichten festgestellt werden. Für die PDFs von  $u_y$  hingegen, zeigt sich ein Einfluss von  $Gr_{hc}$ ,  $Gr_{ein}$  und  $Re$ . Eine Parametrisierung, wie sie für die PDFs von  $u_x$  formuliert wurde, war mit den vorliegenden Messdaten jedoch nicht möglich.

#### 4.1.4 Strömungsablösung an isothermen Randflächen

Wie aus der Betrachtung der mittleren Strömungsfelder und der Hauptkomponentenanalyse in Unterabschnitt 4.1.2 hervorging, ist die Strömung oberhalb der isotherm gekühlten Grenzfläche dominiert durch den senkrecht auftreffenden Einlassstrahl und zeigt hin zu  $x = L$  ein Rückströmungsgebiet, das durch einen gegen die großskalige Zirkulation rotierenden Eckwirbel induziert wird. Da Fluidelemente im Eckwirbel mehrfach mit der Kühlplatte Wärme austauschen können, hat das Fluid innerhalb des Eckwirbels eine niedrigere Temperatur. Dies bedingt einen lokal niedrigeren Temperaturgradienten und damit einen geringeren Wärmetrans-

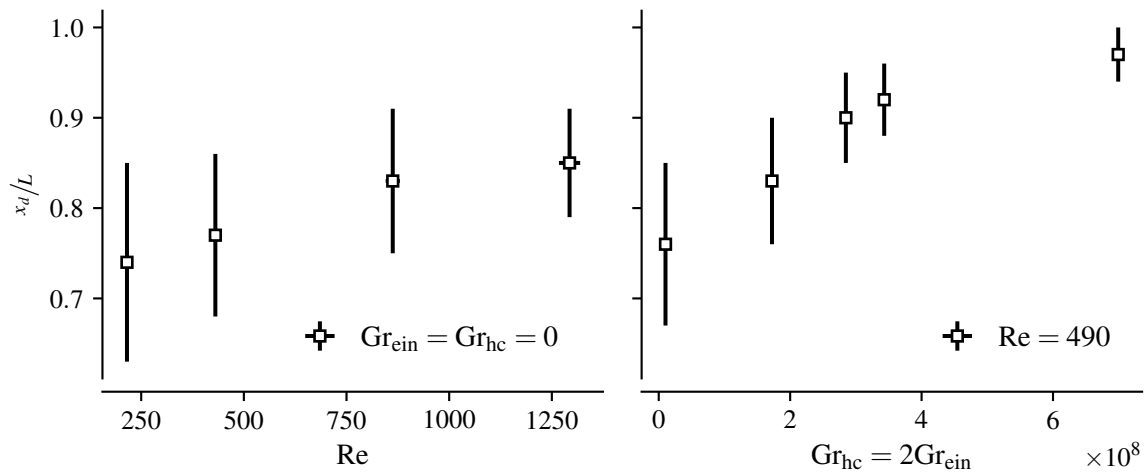


**Abbildung 4.15** Positionen der Ablöselinien für drei Parameterkonfigurationen über die Zellhöhe  $z$  an der Kühlplatte.

port. Es ist somit davon auszugehen, dass die Strukturgröße einen Einfluss auf den globalen Wärmestrom hat. Um ihre Ausdehnung zu quantifizieren, werden Geschwindigkeitsfelder in der Ebene parallel zur Kühlplatte mit einem Abstand von  $y_c = 5.17$  mm betrachtet. Die Strömung wird als lokal abgelöst bezeichnet, wenn

$$x_d(z) = \langle x_\varepsilon(z) \rangle_x \text{ mit } x_\varepsilon, \text{ sodass } -\varepsilon < \langle u_x(x_\varepsilon, y_c, z) \rangle_t < \varepsilon \text{ und } \varepsilon = \langle u_x(x, y_c, z) \rangle_{x,z,t}.$$

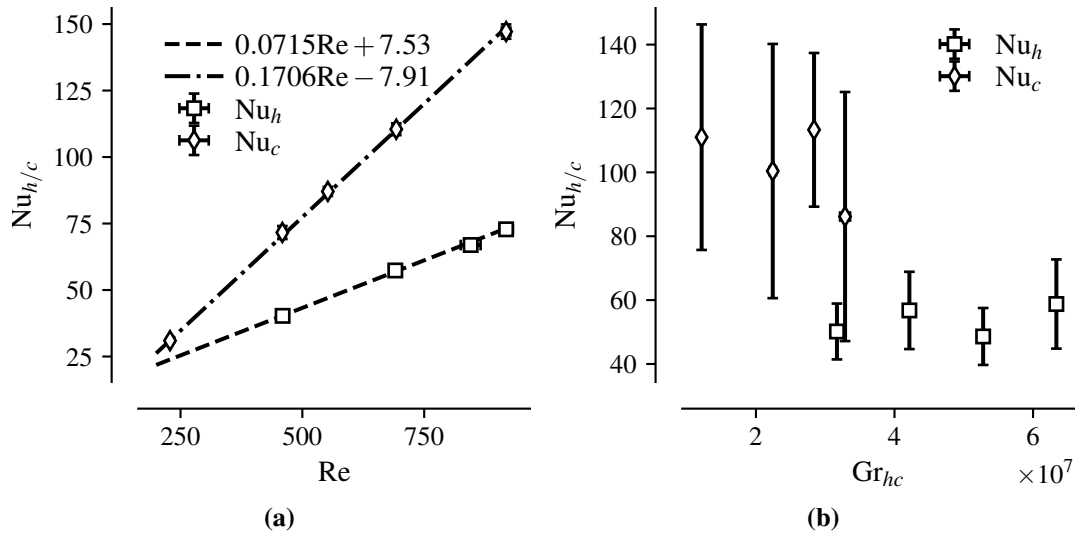
Aus dieser Bedingung folgt die Ablöselinie  $x_d(z)$ , die den Beginn des durch den Eckwirbel dominierten Flächensegments markiert. In Abbildung 4.15 sind die Positionen dreier solcher Linien über die Zellhöhe für unterschiedliche Randbedingungen mit jeweils verschiedenen Symbolen dargestellt. Kreise und Dreiecke zeigen  $x_d(z)$  für rein erzwungene Konvektion an, während Quadrate einem mischkonvektiven Fall zugeordnet sind, dessen  $Re$  identisch zu dem mit Kreisen markierten Fall ist. Die früheste Ablösung ( $\min x_d$ ) weist der rein erzwungene Fall niedriger  $Re$  auf, wobei die Ablösung für Positionen oberhalb von  $|H/2 - z|$  früher stattfindet. Dies lässt sich auf die zusätzliche Haftbedingung an den zur  $xy$ -Ebene parallelen Grenzflächen zurückführen. So zeigt sich, dass insbesondere hin zu höheren  $Re$  (Dreiecke) höhere Strömungsgeschwindigkeiten zu einer späteren Ablösung führen und die Strömung aufgrund des höheren Impulses länger an der Kühlplatte anliegt. Hierbei verringert sich die Differenz  $\max(x_d) - \min(x_d)$  mit steigender  $Re$ , was eine höhere Symmetrie impliziert. Für die mit Quadraten dargestellten Ablösepositionen in Abbildung 4.15 zeigen sich die bisher niedrigste Varianz und die höchste Verzögerung der Ablösung. Der Vergleich vom rein erzwungenen Fall gleicher  $Re$  (Kreise) mit dem mischkonvektiven Fall (Quadrate) zeigt, dass das Vorhandensein eines Temperaturgradienten einen stabilisierenden und einen symmetrieverstärkenden Effekt auf die Strömung hat. Dies wird darauf zurückgeführt, dass die thermische Konvektion das Ausbilden turbulenter Strukturen anregt. Das hat ein flacheres Strömungsprofil oberhalb der Kühlplatte zur Folge, was wiederum zu einem längeren Anliegen in  $x$ -Richtung führt. Um dies



**Abbildung 4.16** Mittelwert und Standardabweichung der Ablöseposition für (links) rein erzwungene Konvektion und (rechts) Mischkonvektion mit konstanter Re.

näher zu untersuchen, sind in Abbildung 4.16 die mittleren Ablösepositionen  $\bar{x}_d = \langle x_d \rangle_z$  gegen Re und  $Gr_{hc}$  aufgetragen. Zudem geben die Balken die jeweilige Standardabweichung  $\sigma_{x_d}$  an. Die linke Grafik zeigt die Fälle rein erzwungener Konvektion. Hier verschiebt sich die Ablösung mit steigender Re in Strömungsrichtung, während ein abnehmendes  $\sigma_{x_d}$  eine schärfere Ablöselinie indiziert. Der Grund für die zunehmende Gleichförmigkeit der Ablöselinie entlang  $z$  ist die stärkere turbulenzinduzierte Durchmischung an der Kühlplatte. Auf der rechten Seite von Abbildung 4.16 sind Fälle mit  $Re = 490(9)$  für  $Gr_{hc} = 2Gr_{ein} < 7.4 \times 10^8$  aufgetragen. Mit steigenden Temperaturgradienten wandert die Ablöselinie weiter zum Ende der Kühlplatte, während die Verteilung von  $x_d$  über die Plattenhöhe zunehmend flacher wird. Hierbei zeichnet sich eine Konvergenz ab, je näher die mittlere Ablöseposition an die Kühlplattenhinterkante rückt.

Obwohl aus der Betrachtung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen in diesem Abschnitt kein Einfluss von  $Gr_{hc}$  auf die globale Statistik der Geschwindigkeitsverteilung gefunden wurde, zeigt die Betrachtung der Ablösepositionen einen deutlichen Einfluss der thermischen Konvektion auf die Dynamik und Topologie der großskaligen erzwungenen Rollenstruktur. Die durch die Auftriebsströmung induzierte Vertikalgeschwindigkeit zeigt einen stabilisierenden Effekt, der ein längeres Anliegen der Strömung an der Kühlplatte zur Folge hat und damit einhergehend das rezirkulierende Eckwirbelgebiet staucht. Aus den Auftragungen in Abbildung 4.16 wird geschlossen, dass mit steigender  $Gr_{hc}$  und  $Gr_{ein}$  die Annahme einer gleichförmig überströmten Fläche im Sinne der Bypass-Konfiguration aus Abbildung 4.11(b) eine valide Näherung ist.



**Abbildung 4.17** Wärmestrom in Abhängigkeit von (a)  $Re$  und (b)  $Gr_{hc}$  gemittelt über mehrere Messfälle, wobei Balken die Standardabweichung des Mittelwerts anzeigen. Geraden zeigen das Ergebnis einer linearen Regression für  $Nu_c$  und  $Nu_h$  in (a).

## 4.2 Skalierung des Wärmetransports

Nachdem der vorangegangene Abschnitt den Momententransport behandelt hat, folgt in diesem Abschnitt eine Analyse des Wärmetransports und dessen Skalenverhaltens. Um den Wärmeübergang an den beiden isothermen Flächen unabhängig voneinander zu charakterisieren, wurde  $T_{\text{ein}} = T_c$  zur Bestimmung der mit der Heizplatte assoziierten Nußelt-Zahl  $Nu_h$  und  $T_{\text{ein}} = T_h$  für die Nußelt-Zahl  $Nu_c$  der Kühlplatte gesetzt. Als Referenztemperatur  $T_0$  dient hierbei stets die mittlere Temperatur der jeweiligen Fläche entsprechend der Ausführungen in Unterabschnitt 3.1.4 und 3.1.5. Die Bereiche der untersuchten Volumenströme und Temperaturen sind:

$$\begin{aligned} 9^\circ\text{C} &\leq T_c \leq 25^\circ\text{C}, \\ 25^\circ\text{C} &\leq T_h \leq 60^\circ\text{C}, \\ 6.9 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s} &\leq \dot{m}_{\text{ein}}/\rho_{\text{ein}} \leq 4.2 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}. \end{aligned}$$

Das Ergebnis dieser Parametervariation ist in Abbildung 4.17(a) aufgetragen mit  $Nu_c$  beziehungsweise  $Nu_h$  in Abhängigkeit von  $Re$ . Quadrate repräsentieren mit der Heizplatte und Rauten mit der Kühlplatte assoziierte Ergebnisse, während Balken die Fluktuationen von  $Re$  und  $Nu$  anzeigen. Die Ergebnisse einer linearen Regression für die Kühl- und die Heizplatte sind als Strich- beziehungsweise Strichpunktlinie in Abbildung 4.17(a) dargestellt. Mit Determinationskoeffizienten von  $R_h^2 > 0.998$  und  $R_c^2 > 0.9994$  zeigen die dimensionslosen

Wärmeübergänge beider isothermer Flächen im untersuchten Bereich eine linearisierbare Abhängigkeit zu  $Re$ . Das mittlere Verhältnis  $\varepsilon_{Nu}$  der linear approximierten Nußelt-Zahlen im Intervall  $Re_{\min} = 200 < Re < Re_{\max} = 1300$  ist definiert über

$$\varepsilon_{Nu} = \frac{1}{Re_{\max} - Re_{\min}} \int_{Re_{\min}}^{Re_{\max}} \frac{a_h Re + b_h}{a_c Re + b_c} dRe \approx 0.54,$$

wobei  $(a_h, b_h)$  und  $(a_c, b_c)$  die Regressionsergebnisse für die Heiz- und Kühlplatte angeben. Somit ist der mittlere Wärmeübergangskoeffizient an der direkt angeströmten Kühlplatte im betrachteten  $Re$ -Regime im Vergleich zur Heizplatte beinahe doppelt so hoch. Dies ist im Einklang mit der Modellierung als Bypassströmung und unterstützt zudem die Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen der mittleren Überströmungsgeschwindigkeit der Flächen und  $Re$  aus Unterabschnitt 4.1.3. Abbildung 4.17(a) und (b) wurden auf Basis der gleichen Messdaten berechnet. Im Gegensatz zu (a) zeigt (b) keinen direkten Zusammenhang zwischen  $Gr_{hc}$  und  $Nu$ .

---

---

# Wärmetransport und Massentransfer bei Phasentransition

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die konvektive Strömung ohne Phasentransition und der sensible Wärmestrom charakterisiert und diskutiert. In diesem Kapitel werden konvektive Strömungen mit Phasentransition untersucht und die Wechselwirkung zwischen latenter und sensibler Wärmeströmung analysiert. Hierzu gliedert sich das Kapitel in drei Abschnitte: Definition der Messdurchführung, Einführung der Messmethoden zur Bestimmung des Massenstroms durch Phasentransition und Diskussion der Messergebnisse.

## 5.1 Messablauf

Auch hier sind – wie für die Messung ohne Phasentransition –  $Gr_{\text{ein}}$ ,  $Gr_{hc}$  und  $Re$  konstant. Lediglich die Taupunkttemperatur am Einlass  $\Theta_{\text{ein}}$  variiert.

In Abbildung 5.1 ist eine exemplarische Zeitreihe der Taupunkttemperatur am Einlass  $\Theta_{\text{ein}}$  zusammen mit der am Auslass  $\Theta_{\text{aus}}$  dargestellt. Zusätzlich markieren die Ziffern I bis III und I' die verschiedenen Zeitabschnitte einer Messung:

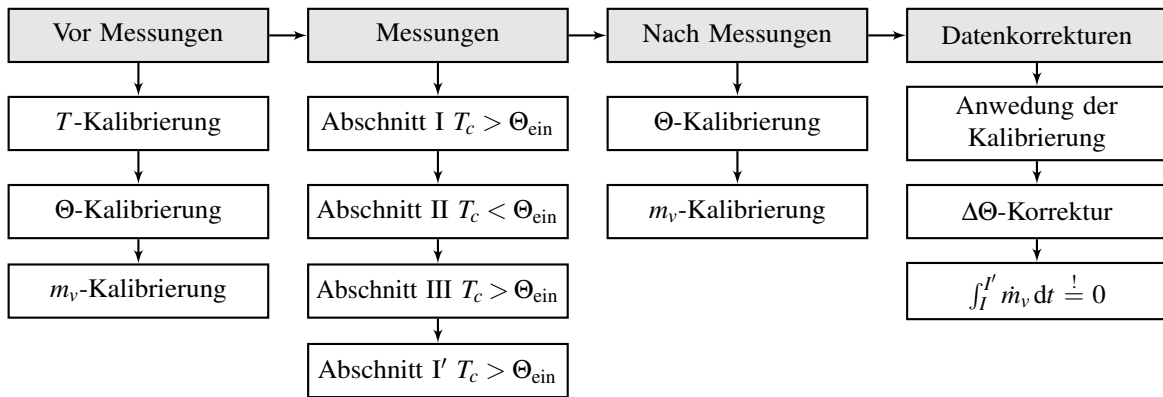
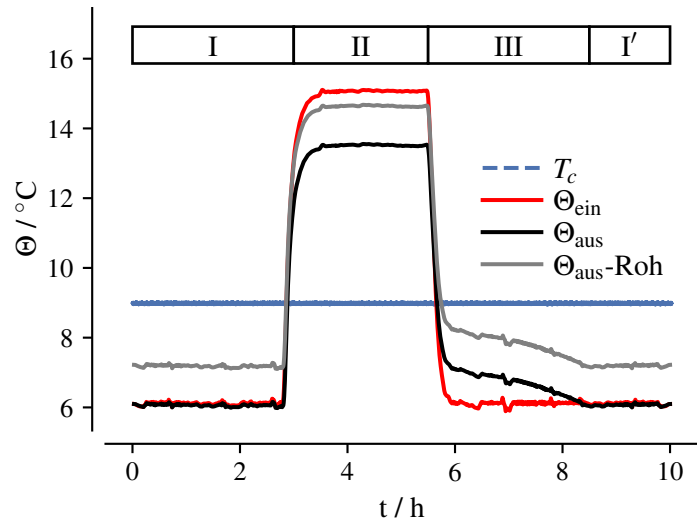
Abschnitt I und I' bezeichnet hierbei das Intervall, in dem keine Phasentransition stattfindet

Abschnitt II markiert das Zeitfenster mit Kondensation ( $\Theta_{\text{ein}} > T_c$ ).

Abschnitt III verdampft das auf der Kühlplatte befindliche Fluid bis zum Erreichen von Abschnitt I', in dem kein Fluid mehr auf der Kühlplatte vorhanden ist und identische Bedingungen wie zu Beginn der Messung (Abschnitt I) herrschen.

Der Vorteil dieses Verfahrens gegenüber dem quasi-statischen Ansatz, wie er beispielsweise von Westhoff (2017) beschrieben wurde, ist, dass vor und nach jeder Messung stets identische Randbedingungen vorliegen und ein Vergleich von Abschnitt I und I' einen etwaigen Drift

**Abbildung 5.1** Exemplarischer Verlauf der kalibrierten Taupunkttemperaturen am Einlass (rot) und am Auslass (schwarz), sowie der nicht normierte Verlauf der Auslasstaupunkttemperatur (grau). Schwarze Rahmen markieren die einzelnen Messabschnitte.



**Abbildung 5.2** Übersicht der zur Aufnahme einer Messreihe notwendigen Schritte, unterteilt in eine Kalibrierung vor und nach einer Messung mit anschließender Datenkorrektur.

in den Signalverläufen identifizierbar macht. Zudem werden Fehler durch Hystereseeffekte während einer Messung minimiert. Dies äußert sich jedoch in deutlich längeren Messzeiten von circa 5 h pro Messung. Zudem kann die Annahme, dass kondensierte und verdampfte Masse identisch sein müssen, für eine Echtzeit-Kalibrierung genutzt werden. Die zeitliche Integration der Massenbilanz ermöglicht hierbei die Korrektur der linearen systematischen Messunsicherheiten. Die Dauer des Abschnitts II wurde so gewählt, dass die Tropfen auf der Kühlplatte nie die kritische Größe erreichten, bei der sie unter Einfluss der Gravitation abfließen. Dies verhindert einen systematischen Messfehler der Wägezelle, der durch die Bildung von Wasserlachen auftreten würde.

Eine Übersicht der Schritte, die notwendig sind, um eine Messreihe aufzunehmen, zeigt Abbildung 5.2. Die Kalibrierung der Temperatursensoren, Taupunktsensoren und Wägezelle wurde



bereits in Kapitel 3 vorgestellt, wobei die Kalibrierprozedur vor und nach einer Messung jeweils identisch ist. Eine Wiederholung diene insbesondere der Sicherstellung konsistenter Messwerte. Letzteres geschieht auch im Hinblick auf die kontinuierliche zunehmende Verunreinigung der Taupunktspiegel. Die Kalibrierung vor und nach der Messung sowie die Phasentransition während der Messung wurden durch das Verändern der Randbedingungen realisiert (erste drei Spalten). Die daran anschließende Datenverarbeitung nach jedem Messdurchlauf (vierte Spalte) beruht auf einer digitalen Signalverarbeitung. Die Funktion der digitalen Datenkorrektur hat ein zweifaches Ziel. Zum einen dient sie der Aufbereitung der Daten für die spätere Auswertung und zum anderen der Verbesserung der Messgenauigkeit. Die einzelnen Methoden zur Bestimmung der Massenströme durch Phasentransition werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

## 5.2 Bestimmung der Wassermasse an der Kühlplatte

Die Messmethoden zur Bestimmung der Wassermasse beim Kondensieren und Verdampfen sind bereits in Kapitel 3 charakterisiert. Im folgenden Abschnitt wird nun ergänzend die konkrete Anwendung der Messmittel erläutert.

### 5.2.1 Massenbilanz

Die Kalibrierung, wie sie beispielhaft in Abbildung 3.5 dargestellt ist, erfolgt unter Bedingungen, bei denen keine Kondensation auftritt ( $\Theta(\vec{x}) < T_c$ ). Um den für die Messung interessanten Taupunktbereich in der Kalibrierung abzudecken, muss die Temperatur an allen Seitenwänden höher als die maximal untersuchte Taupunkttemperatur sein. Es wurde beobachtet, dass die mit kapazitiven Sensoren gemessene Taupunkttemperatur  $\Theta_{\text{aus}}$  mit der Austrittstemperatur  $T_{\text{aus}}$  variiert.

Um diese Abhängigkeit zu quantifizieren, wird die mittlere Differenz  $\Delta\Theta_{\text{aus}} = \langle \Theta_{\text{aus,mirr}} - \Theta_{\text{aus,SHT85}} \rangle_{I,I',II}$  während der Abschnitte I und I' sowie kurz vor Beginn des Abschnitts III berechnet. Das Ergebnis dieser Korrektur ist in Abbildung 5.1 schwarz dargestellt, während der Signalverlauf des mittleren Taupunkts am Auslass ohne  $\Delta\Theta_{\text{aus}}$ -Korrektur grau dargestellt ist.  $\Delta\Theta_{\text{aus}}$  hängt hier von  $T_c$ ,  $T_h$  und  $T_{\text{ein}}$  ab und variiert für verschiedene Fälle. Es ist jedoch immer kleiner als 1.2 K.

Die Gesamtmenge an Wasserdampf, die durch den Einlass strömt, ist  $\dot{m}_{v,\text{ein}} = \dot{m}_{\text{ein}} w_{v,\text{ein}}$ , wobei  $w_{v,\text{ein}}$  den Gesamtmassenanteil von Wasserdampf angibt. Analog folgt für den Auslass

$\dot{m}_{v,\text{aus}} = \dot{m}_{\text{aus}} w_{v,\text{aus}}$ . Gleichung A.7 stellt die Beziehung zwischen  $\Theta$  und  $w$  her, sodass sich der Massenstrom bei Phasentransition aus der Differenz zwischen  $\Theta_{\text{ein}}$  und  $\Theta_{\text{aus}}$

$$\dot{m}_v = \dot{m}_{\text{ein}} w_{v,\text{ein}}(\Theta_{\text{ein}}) - \dot{m}_{\text{aus}} w_{v,\text{aus}}(\Theta_{\text{aus}}) \approx \dot{m}_{\text{ein}} (w_{v,\text{ein}}(\Theta_{\text{ein}}) - w_{v,\text{aus}}(\Theta_{\text{aus}})) \quad (5.1)$$

berechnet. Da  $w_v$  in der Größenordnung  $\mathcal{O}(10^{-3})$  liegt, wird davon ausgegangen, dass es einen geringen Einfluss auf die Gesamtdichte der Luft hat und der Massenstrom der Luftströmung am Ein- und Auslass als identisch  $\dot{m}_{\text{ein}} \approx \dot{m}_{\text{aus}}$  angenommen werden kann. Diese Vereinfachung wurde im letzten Schritt in Gleichung 5.1 genutzt. Da die relative Messunsicherheit des Massenstroms in der Größenordnung  $\mathcal{O}(10^{-2})$  liegt, erhält man durch die Mittelung des Gesamtmassenstroms an Ein- und Auslass eine geringere Unsicherheit bei der Bestimmung von  $\dot{m}_v$ , als es bei der Berechnung des mittleren Terms in Gleichung 5.1 der Fall wäre.

An diesem Punkt sind die Unsicherheiten der Messwerte der kapazitiven Sensoren vergleichbar mit jenen der Referenztaupunktspiegel, deren Messunsicherheit 0.1 K beträgt. Bei einem typischen Massenstrom von 2 g/h,  $\Theta_{\text{ein}} = 15\text{ K}$  und  $\Theta_{\text{aus}} = 13.5\text{ K}$  hat die Differenz  $w_{v,\text{ein}}(\Theta_{\text{ein}}) - w_{v,\text{aus}}(\Theta_{\text{aus}})$  eine Messunsicherheit von bis zu 5%. Um die Messunsicherheit weiter zu reduzieren, muss eine zusätzliche Korrektur der Messdaten vorgenommen werden.

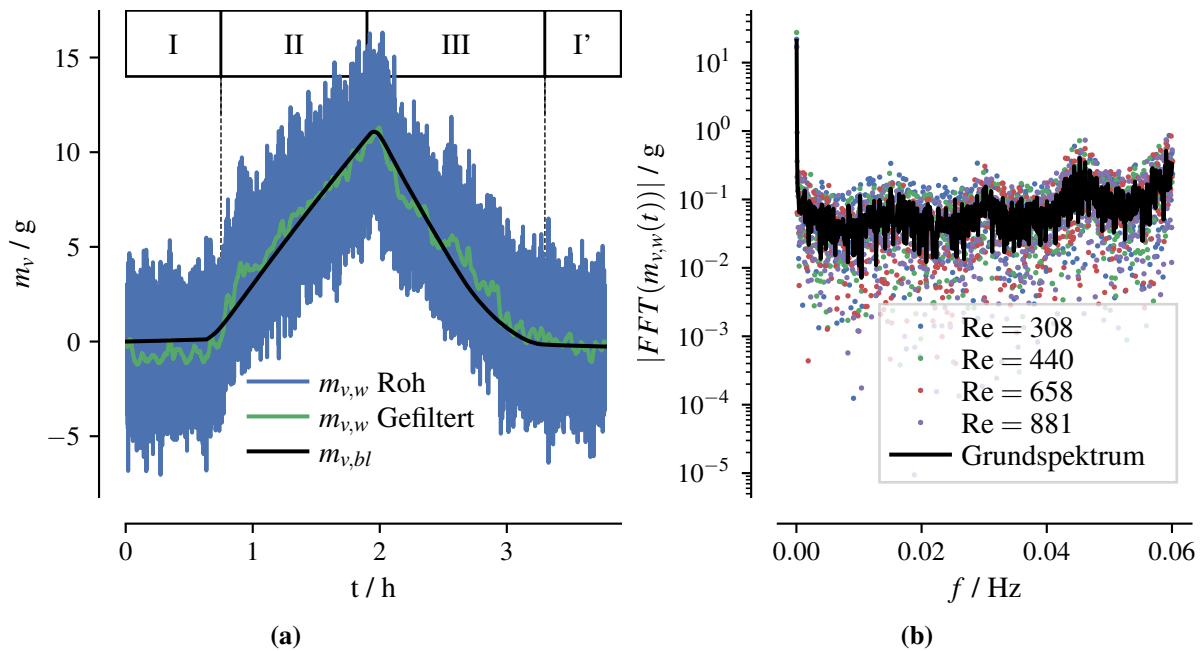
Für die Wassermasse an der Kühlplatte gilt zum Zeitpunkt  $t$

$$m_v(t) = \int_{t_0}^t \dot{m}_v(\tau) d\tau, \quad (5.2)$$

wobei die zugehörige Messunsicherheit  $\sigma_{m_v} = t \sigma_{\dot{m}_v}$  beträgt. Wie in Abschnitt 5.1 ausgeführt, ist zum Zeitpunkt des Messbeginns  $t_0$  und am Ende einer Messung  $t_e$  die Massenstromrate  $\dot{m}_v(t_0) = \dot{m}_v(t_e) = 0$ . Unter der Annahme einer systematischen, linearen Messunsicherheit wird ein linearer Korrekturfaktor für die Massenstromrate

$$\Delta \dot{m}_v = \frac{m_v(t_e) - m_v(t_0)}{t_e - t_0}$$

definiert. Sind alle Kalibrierungen und Korrekturen, die in Abbildung 5.2 in der vierten Spalte gelistet sind, durchgeführt, wird aus den korrigierten Massenströmen  $\Theta_{\text{aus}}$  bestimmt. Das Abschätzen der erreichten Messunsicherheit ist in Ermangelung einer Referenz nicht möglich. Es ist jedoch davon auszugehen, dass die Messunsicherheit geringer als die der Taupunktspiegel ist. Da jedoch nicht quantifizierbar ist, in welchem Maße, wird im weiteren Verlauf die Messgenauigkeit der Taupunktspiegel als obere Fehlerschranke genutzt.



**Abbildung 5.3** Signaleigenschaften der Wägezelle: (a) Beispielhafter Signalverlauf während einer Messung mit dem Rohsignal (blau), einem tiefpassgefilterten Signal (grün) und dem Ergebnis aus Gleichung 5.2 (schwarz) und (b) dem Fourierspektrum für vier Re und dem gemittelten Spektrum (schwarz).

### 5.2.2 Wägezelle

Die in Unterabschnitt 3.2.3 vorgestellte Kalibrierprozedur zur Bestimmung der Wassermasse  $m_v$  an der Kühlplatte wird, wie Abbildung 5.2 zeigt, vor und nach jeder Messung durchlaufen. Ein beispielhafter Signalverlauf während einer Messung ist in Abbildung 5.3(a) mit der von der Wägezelle gemessenen Masse  $m_{v,w}$  in blau dargestellt. Die Standardabweichung von  $m_{v,w}$  für die Abschnitte I und I' dient der Berechnung des Signalrauschabstands. Dieser beträgt 1.6 g und ist mit 9.8 % des Maximalausschlags deutlich oberhalb der mit der Kalibrierung assoziierten Messunsicherheit. Um die Ursache des Rauschens näher zu bestimmen, wurde das Frequenzspektrum im Abschnitt I bestimmt und für vier verschiedene Re in Abbildung 5.3(b) aufgetragen. Die semi-logarithmische Darstellung zeigt für alle Re lokale Maxima bei 15(3) mHz, 30(2) mHz und 45(2) mHz, wobei die Unsicherheiten über die Halbwertsbreiten abgeschätzt wurden. Da die Position der Amplitudenmaxima unabhängig von Re ist, werden die Grundfrequenzen 15(3) mHz und die harmonisch Vielfachen dieser Frequenz einer extern angeregten Eigenchwingung der Wippenkonstruktion zugeschrieben. Einen direkten Einfluss zwischen dem Frequenzspektrum an der Wägezelle und der Strömungsgeschwindigkeit kann aus den vorliegenden Daten nicht abgeleitet werden. Da die Durchflussgeschwindigkeit in der Kühlplatte für alle Messfälle identisch ist und die Einlassströmung keinen Einfluss auf das

Signalrauschen im untersuchten Spektralbereich hat, wird ein Tiefpass-Filter auf das Rohsignal der Wägezelle angewendet, dessen Grenzfrequenz 7.5 MHz beträgt.

Das Ergebnis der Massenbestimmung mittels Wägezelle ist in Abbildung 5.3(a) grün dargestellt. Als Referenz ist das Ergebnis der Massenbilanz schwarz aufgetragen. Der Vergleich beider Messergebnisse für  $m_{v,w}(t)$  zeigt, dass trotz der Anwendung eines Tiefpass-Filters die Wägezelle eine deutlich höhere Varianz aufweist. So beträgt die mittlere quadratische Abweichung zwischen Wägezelle und Bilanzmessung 0.45 g. Die Zeitauflösung des Messsignals der Wägezelle ist im vorliegenden Messaufbau durch die Ausleseelektronik begrenzt, während die kapazitiven Sensoren durch den Diffusionsprozess in das verwendete Dielektrikum limitiert sind. Letztere haben jedoch den Vorteil, dass ihre Messwerte lediglich durch die Eigenschaften des Arbeitsfluids beeinflusst werden und weniger anfällig gegenüber externer Störung sind. Weiter liefert die Massenbilanz eine direkte Auskunft über die Massenstromrate  $\dot{m}_{v,bl}$ , die direkt-proportional zum latenten Wärmestrom ist. Diese Größe kann zwar auch aus den Werten der Wägezelle berechnet werden, verdoppelt jedoch die relative Messunsicherheit.

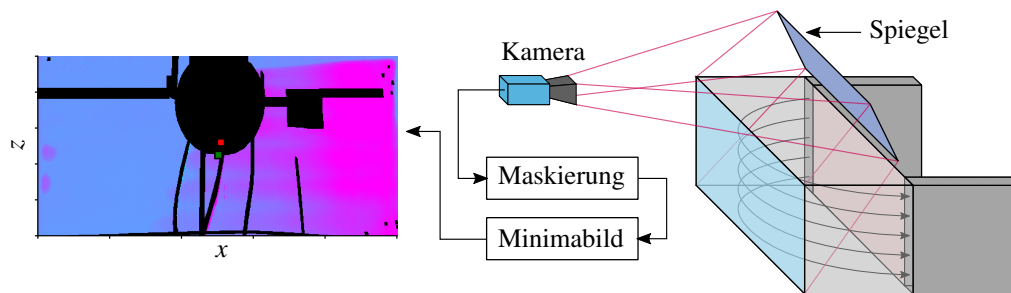
Ferner dient die Waage der Überprüfung, ob Kalibrierung und Korrekturen der massenbilanzbasierten Messung quantitativ vergleichbare Ergebnisse liefern. Im Allgemeinen ändert sich die auf die Wägezelle wirkende Kraft nicht nur durch die Änderung der Wassermasse, sondern auch durch Änderungen des Einlassvolumenstroms und der Kühlplattentemperatur. Zudem reagiert das Messsignal auch auf Temperaturänderungen der Umgebung. Diese Effekte erschweren zwar die Bestimmung der Wassermasse, macht das Messsignal jedoch gleichzeitig zu einem Stabilitätsindikator. Diese Überprüfung wurde für alle Messungen mit Phasentransition durchgeführt. Für die Analyse der Massenströme wurden jedoch ausschließlich Resultate der Bilanzmethode verwendet, die im Weiteren mit  $m_v$  bezeichnet sind.

### 5.3 Zeitliche Entwicklung der räumlichen Kondensatmassenverteilung

Die beiden in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Messverfahren sind geeignet, die Gesamtwassermasse auf der Kühlplatte zu bestimmen, ermöglichen jedoch keine Rückschlüsse auf die Massenverteilung. Um zusätzlich Informationen zur Wassermassenverteilung an der Kühlplatte zu erhalten, wurde eine Kamera<sup>1</sup> mit einem 35 mm-Objektiv<sup>2</sup> mit einer Blende von  $f/5.6$  und einer Belichtungszeit von  $\tau_c = 1$  ms, wie in Abbildung 5.4

<sup>1</sup> PCO Edge 5.5 (global shutter, camlink).

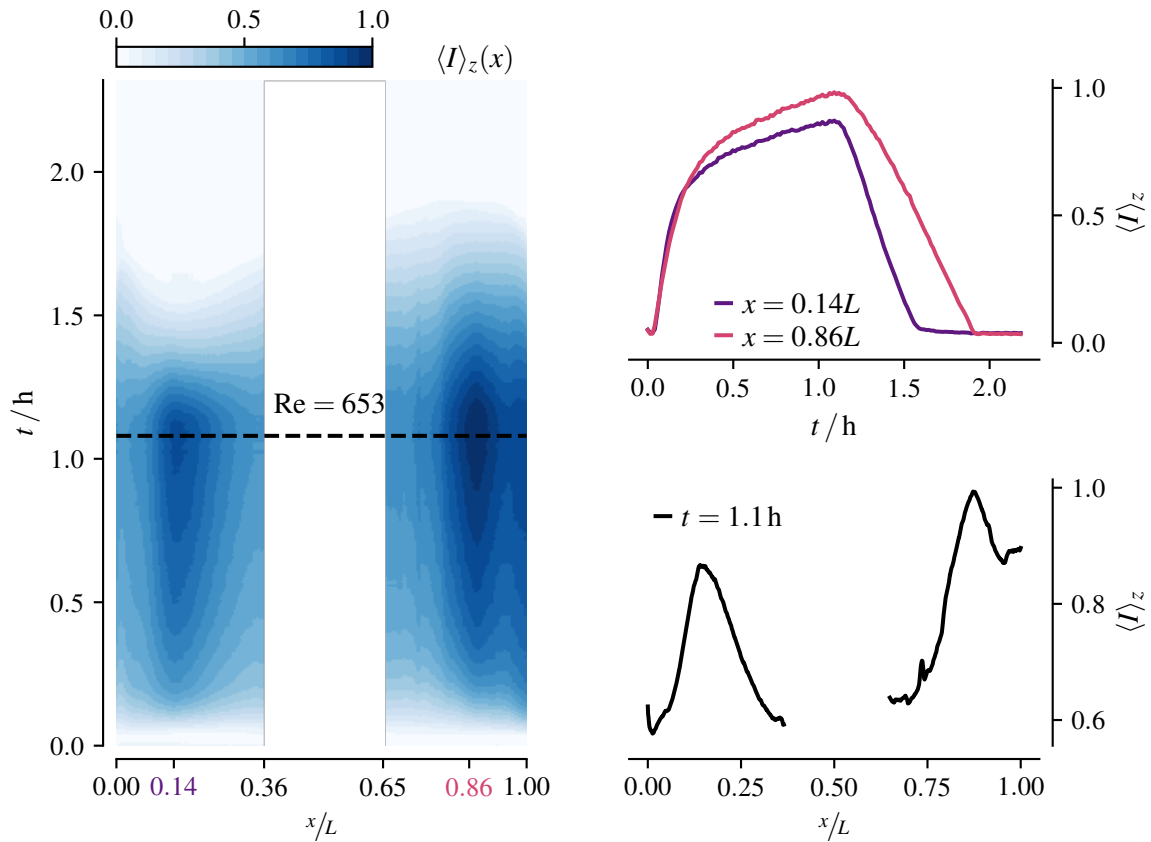
<sup>2</sup> Carl Zeiss Distagon T  $f/2.8$ .



**Abbildung 5.4** Optischer Aufbau zur Bestimmung der Tropfenverteilung auf der Kühlplatte zusammen mit einem schwarz maskierten und korrigierten Rohbild. Rottöne korrespondieren mit gegenüber blau eingefärbten Bereichen erhöhten Lichtintensitäten.

dargestellt, verwendet. Die Kamera war circa 1.2 m vom Spiegelmittelpunkt entfernt. Die Schärfeebene wurde mittels eines Scheimpflugadapters parallel zur Kühlplatte ausgerichtet. Die Spiegelunterkante befand sich bei  $y = W$  und circa 1 cm oberhalb der Deckfläche. Spiegel und Deckfläche schlossen einen Winkel von circa  $50^\circ$  ein. Nicht eingezeichnet sind die beiden  $3 \times 16$  LED-Arrays, deren Eigenschaften Schiepel (2017) näher beschreibt. Diese wurden so montiert, dass sie die Kühlplatten durch die beiden Seitenflächen parallel zum Ein- und Auslass beleuchteten. Die Bildwiederholrate betrug in allen Messungen 0.5 Hz. Anschließend wurden die Kühlplatte im Bild ausgeschnitten, ein Minimabild, wie es in Unterabschnitt 4.1.1 definiert ist, abgezogen und das korrigierte Bild entzerrt. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Sind Tropfen auf einem Oberflächenelement vorhanden, streut ihre Grenzfläche das einfallende Licht und erhöht somit die Bildhelligkeit lokal. Die Auflösung der Kamera ist ausreichend, um einzelne Tropfen zu beobachten. Die Anzahl der Pixel, die im Vergleich zum Minimabild heller sind, kann jedoch als obere Grenze des Bedeckungsgrads angesehen werden. Tatsächlich ist der Bedeckungsgrad jedoch niedriger, da das mit einem Pixel korrespondierende Flächenelement mehrere Tropfen beinhalten kann, zwischen denen eine freie Fläche existiert.

In den hier durchgeführten Messungen ergab sich eine symmetrische Verteilung über die Höhe. Zur Analyse der Verteilung entlang der Hauptströmungsrichtung dient das über die Zelhöhe gemittelte Intensitätsfeld, wobei Gebiete mit einer zu starken Reflektion zuvor manuell maskiert wurden. Diese Flächen sind in Abbildung 5.4 schwarz markiert. Die korrigierte Intensitätskarte ist in der Abbildung links, wobei hier am rechten Rand in  $z$ -Richtung eine oszillierende Intensitätsverteilung vorliegt. Der Strukturabstand entspricht dem Abstand der über die Kühlplattenhöhe verteilten Kühlflüssigkeitseinlässe. Dies und eine reduzierte Lichtintensität in den Randbereichen beobachtete ebenfalls Westhoff (2017).



**Abbildung 5.5** Intensitätsverteilung des von Kondensat reflektierten Lichts gemittelt über die Zellhöhe in  $x$ -Richtung für  $Re = 653(16)$  und  $Gr_{\text{ein}} = Gr_{hc} = 2.88(1) \times 10^8$ : Links farbkodiert für alle Aufnahmen, rechts oben für  $x = 0.14L$  und  $x = 0.86L$  und rechts unten entlang der horizontalen, schwarzen Linie im linken Teil.

Im hier untersuchten Parameterbereich variiert die Tropfenverteilung in Strömungsrichtung mit einer Vorzugsrichtung parallel zur  $x$ -Achse. Die zeitliche Entwicklung der Intensitätsverteilung ist auf der linken Seite von Abbildung 5.5 dargestellt. Hier wurde die über die Kühlplattenhöhe gemittelte und normierte Intensität farbkodiert als Funktion der Zeit aufgetragen. Die Intensitätsverteilung unterhalb der gestrichelten Linie zeigt das Intervall der Kondensation (Abschnitt II) und oberhalb der des Verdampfens (Abschnitt III). Im dargestellten Fall ist  $Re = 653(16)$ ,  $T_h = T_{\text{ein}}$  und somit  $Gr_{hc} = Gr_{\text{ein}} = 2.88(1) \times 10^8$ . Bei  $x = L/2$  wurden hohe Reflektionen beobachtet, die keine repräsentative Mittelung über die gesamte Zellhöhe zuließen. Daher wurde dieser Bereich maskiert. Auf der rechten Seite oben sind die Zeitverläufe der Intensität bei  $x = 0.14L$  und  $x = 0.86L$  lila und rot dargestellt. Rechts unten ist die Intensitätsverteilung am Ende der Abschnitt II entlang der Kühlplatte aufgetragen. Die Betrachtung von Abbildung 5.5 erlaubt eine qualitative Einschätzung der Massenverteilung in Strömungsrichtung unter der Annahme, dass erhöhte Lichtintensitäten  $I$  höheren lokalen

Massen zugeschrieben werden können. Diese Annahme stützt sich auf die von Briscoe und Galvin (1991) vorgestellte Untersuchung zur Reflektivität von Licht an einer beschlagenen Oberfläche.

Die Kondensation und die Verdunstung, die bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen auftreten, sind transiente Prozesse, bei denen sich Größen sowie die Bedeckung und die Massenverteilung ändern. Im Folgenden wird der zeitliche Ablauf der Abschnitte II und III anhand der Intensitätsverteilungen in Abbildung 5.5 beschrieben.

Zu Beginn des Abschnitts II nimmt die Massenkonzentration und damit die Intensität des reflektierten Lichts am Anfang der Kühlplatte zu. Hier ist die Geschwindigkeit und bedingt durch die Nähe zum Einlass auch die Wasserdampfkonzentration am höchsten. Dementsprechend ist auch der Wasserdampfmassentransport im Vergleich zu Orten mit größerem  $x$  erhöht. Im weiteren Verlauf bilden sich lokale Intensitätsmaxima aus. Am Ende der Kondensation sind diese  $x/L \in [0.02, 0.14, 0.86, 0.98]$ .

Um den Ursprung dieser Verteilung analysieren zu können, ist es notwendig, abzuschätzen, ob der diffusive oder der konvektive Transport von Wasserdampf an die Kühlplatte dominiert. So ist der stationäre diffusive Massenstrom durch ein Flächenelement  $dA$  zwischen Einlassöffnung und Kühlplatte über das in Abschnitt 2.1 diskutierte Fick'sche Gesetz gegeben über

$$\dot{m}_{v,D} = \frac{M_w}{R} \left( \frac{p_s(T_c)}{T_c} - \frac{p_v(T_{\text{ein}}, \varphi)}{T_{\text{ein}}} \right) \frac{D dA}{W}. \quad (5.3)$$

Parallel hierzu ist der konvektive Massenstrom

$$\dot{m}_k = M_{wl} \rho U_{\text{ein}} dA \quad (5.4)$$

ausgerichtet, wobei  $M_{wl}$  das Massenverhältnis von Wasserdampf zu feuchter Luft ist. Das Verhältnis von Gleichung 5.3 zu 5.4 für  $T_{\text{ein}} = 25^\circ\text{C}$ ,  $T_c = 9^\circ\text{C}$ ,  $\varphi = 0.75$  und  $U_{\text{ein}} = 0.1 \text{ m/s}$  ist

$$\kappa = \left| \frac{\dot{m}_D}{\dot{m}_k} \right| = \frac{M_w D}{\zeta_{lw} R W \rho U_{\text{ein}}} \left( \frac{p_s(T_c)}{T_c} - \frac{p_v(T_{\text{ein}}, \varphi)}{T_{\text{ein}}} \right) \ll 1.$$

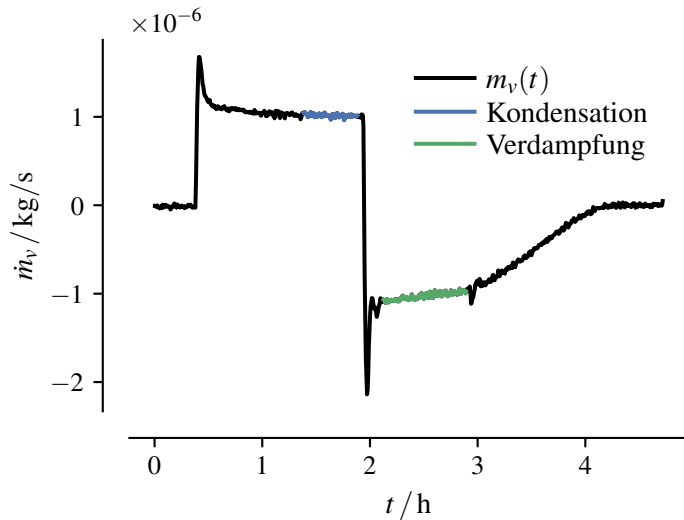
Hieraus folgt, dass der konvektive Massenstrom den Transport feuchter Luft hin zur Kühlplatte dominiert. Somit kann die Intensitätsverteilung aus Abbildung 5.5 über das Geschwindigkeitsfeld interpretiert werden.

Das Maximum bei  $x = 0.02L$  nahe dem Ort des auftreffenden Einlassstrahls hat eine Breite von  $0.02L$ . Der Ort dieses Nebenmaximums fällt zusammen mit dem Vorhandensein eines Eckwirbels gegenüber dem Einlass. Dieser ist durch den Druckgradienten, den der auftreffende Einlassstrahl verursacht, stärker komprimiert als der Eckwirbel auf der Auslassseite. Gegenüber dem auslassseitigen Eckwirbel hat der Eckwirbel auf der Einlassseite eine höhere Feuchte, da aus dem Wandstrahl noch kein Wasser kondensiert ist. Durch die Rotation beider Eckwirbel interagiert das Fluidvolumen mehrfach mit der gekühlten Oberfläche. Somit ist die Fluidtemperatur kälter bei gleichem Taupunkt, sodass gegenüber Bereichen ohne Rezirkulation eine erhöhte Wasserdampfkonzentration in den Wirbelstrukturen vorliegt. Dies erklärt sowohl das Zustandekommen des Intensitätsmaximums bei  $x = 0.02L$  als auch bei  $x = 0.86L$ .

Das globale Intensitätsminimum fällt mit dem Ort der Ablösung zusammen. Hier teilt sich der Wandstrahl auf in einen Teil, der zurück zum Auslass, einen, der zur Heizplatte, und einen, der in den auslassseitigen Eckwirbel strömt. Mit zunehmender Dauer konvergiert die Intensitätszunahme. Die Intensitätsverteilung ändert sich im vorliegenden Fall ab  $0.5 h$  nur noch geringfügig. Hier ist davon auszugehen, dass auf der Kühlplattenoberfläche der Bedeckungsgrad näherungsweise konstant ist. In der Folge verschiebt sich lediglich die Tropfengrößenverteilung hin zu im Mittel größeren Tropfen. Mit dem Beginn von Abschnitt III (schwarze Linie) sinkt das Intensitätsprofil wieder ab. Am Anfang ist der Abfall gering, da in diesem Zeitraum die Wasserdampfdichte in der großskaligen Zirkulation erhöht ist. Hin zu größeren  $t$  nimmt die mittlere Luftfeuchtigkeit im Messvolumen jedoch ab. In der Folge nimmt die Verdampfungsrate zu. Dies deutet an, dass im Gegensatz zur Kondensation das Verdampfen homogen über die ganze Fläche stattfindet. Im Gegensatz zur Kondensation bleibt die Form der Intensitätsverteilung näherungsweise konstant und lediglich ihre Amplitude nimmt ab. Ausgenommen hiervon ist das globale Maximum bei  $0.14L$ . Hier fällt die Intensität relativ zum benachbarten lokalen Maximum schneller ab, sodass lediglich die beiden Maxima, die mit der Struktur des Eckwirbels zusammenfallen, zurückbleiben. Dies liegt daran, dass große Tropfenradien dort häufiger auftreten, wo die Intensität ebenfalls hoch ist, und diese gemäß des  $d^2$ -Gesetzes aus Unterabschnitt 2.3.2 deutlich langsamer verdampfen als kleine Tropfen.

Auch wenn die Intensitätsbetrachtung keine quantitative Analyse der Intensitätsverteilungen zulässt, erlaubt sie doch Rückschlüsse auf den Zusammenhang zwischen Phasenübergang und Konvektion. Die Parametrisierung, wie sie zum Beispiel in Abbildung 4.16 für die Ablöseposition an der Kühlplatte dargestellt ist, kann daher zur Vorhersage des Auftretens von Stellen erhöhter Kondensation genutzt werden. Weiterhin wird deutlich, dass die Dynamik des Wandstrahls an der Kühlplatte den Wärmestrom bestimmt und in direktem Zusammenhang mit



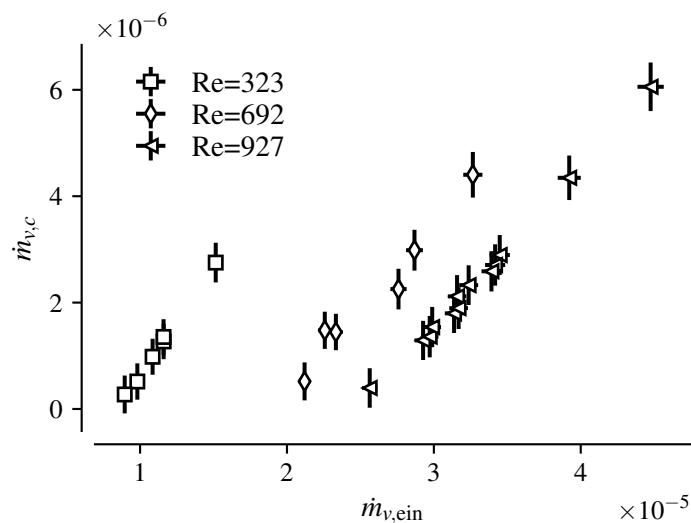


**Abbildung 5.6** Beispielhafte Zeitreihe des Wasserdampfmassenstroms an der Kühlplatte. Abschnitte näherungsweise konstanter Kondensations- und Verdampfungsraten sind blau beziehungsweise grün hervorgehoben.

der Verteilung des Kondensats auf der Oberfläche und dem Massenstrom steht. Dieser Effekt wird im folgenden Abschnitt näher untersucht.

## 5.4 Kondensation

Im Folgenden wird die Skalierung des Stoff- und Wärmetransports für den Parameterbereich  $300 < Re < 1000$  bei einer Luftfeuchte am Einlass von  $0.4 \leq \varphi \leq 0.8$  und  $Gr_{\text{ein}} = Gr_{hc} = 2.88 \times 10^8$  diskutiert. Das Messverfahren ist in Abschnitt 5.1 beschrieben. Der Definition aus Gleichung 2.16 folgend, wird der dimensionslose Massenstrom über  $Sh$  charakterisiert. Diese wird gebildet aus der Fläche  $A_c$  und der Länge  $L$  der Kühlplatte sowie der Dampfdichtedifferenz zwischen Einlass und gesättigter Luft bei Kühlplattentemperatur. Der charakteristische Wasserdampfmassenstrom  $\dot{m}_v$  folgt aus den Messwerten der Massenbilanzmethode. Einen beispielhaften Verlauf von  $\dot{m}_v$  über die gesamte Messdauer zeigt Abbildung 5.6. Die Untersuchung zur Kondensation beschränkt sich auf die Analyse der Ergebnisse aus Abschnitt II ( $\dot{m}_v > 0$ ). Am Beginn der Kondensation lässt sich ein deutlicher Anstieg der Massenstromrate beobachten. Es kommt zur Tropfenkondensation an der Kühlplatte. Diese Tropfen bilden einen zusätzlichen Wärmestromwiderstand, der zu einer Verringerung des sensiblen Wärmestroms und des latenten Wärmestroms führt. Nach circa 10 min stellt sich im vorliegenden Fall ein quasi-stationärer Gleichgewichtszustand ein, in dem die Änderung des Massenstroms gering ist. Mit der Zeit wachsen die Tropfen und mit deren Größenzunahme steigt auch der Wärmewiderstand. Eine lineare Abnahme des Massenstroms ist zu erkennen, wobei die mittlere Änderungsrate mit  $-48 \text{ mg/h}^2$  gering ist. Für den in Abbildung 5.6 blau dargestellten Bereich ist die Standardabweichung kleiner als  $18 \text{ mg/h}$  und liegt damit unterhalb der Messunsicherheit von  $50 \text{ mg/h}$ . Aus dieser Beobachtung heraus kann für die nachfolgende Betrachtung das

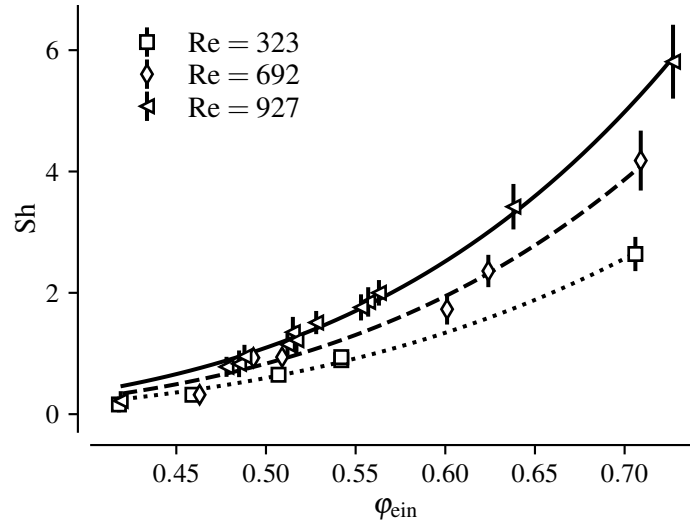


**Abbildung 5.7** Der Kondensationsmassenstrom gegen den Massenstrom von Wasserdampf am Einlass bei  $Gr_{hc} = Gr_{ein} = 2.88 \times 10^8$ ,  $Re = 323$ ,  $Re = 692$  und  $Re = 927$ .

System als thermodynamischer Gleichgewichtszustand charakterisiert werden.

In Abbildung 5.6 blau dargestellt ist der Zeitabschnitt, über den der Massenstrom bestimmt wurde. Um den Bereich näherungsweise konstanten Massenstroms zu extrahieren, wurde zunächst die Zeitspanne des Abschnitts II, für die  $m_v > 0.5 \max(m_v)$  gilt, identifiziert. Zeitlich gemittelt wurde über das letzte Drittel des Abschnitts II, wobei die letzten 5 % maskiert wurden, um auszuschließen, dass der Übergang zwischen Abschnitt II und III in den Mittelwert eingeht. Als Messunsicherheit dient die Standardabweichung des von  $\dot{m}_v$  blau gekennzeichneten Intervalls.

In Abbildung 5.7 ist der Massenstrom kondensierenden Wassers an der Kühlplatte gegen den Massenstrom von Wasserdampf am Einlass der Zelle aufgetragen. Unterschiedliche Symbole ordnen die Messergebnisse der entsprechenden  $Re$  zu und Fehlerbalken geben die  $1\sigma$ -Messunsicherheit an. Die Darstellung zeigt, dass eine größere Menge an Wasserdampf, die durch den Einlass bereitgestellt wird, eine Erhöhung der Kondensationsrate verursacht. Der Einlassmassenstrom  $\dot{m}_{v,ein}$  ist bereits eine Funktion der Einlassgeschwindigkeit. Dennoch zeigt Abbildung 5.7 bei konstantem  $\dot{m}_{v,ein}$ , dass sinkende  $Re$   $\dot{m}_{v,c}$  wachsen lassen. Ursache hierfür ist die mit  $Re$  wachsende Lauflänge des an der Kühlplatte anliegenden Wandstrahls zusammen mit einer insgesamt höheren turbulenten Durchmischung zwischen Hauptströmung und thermischer Grenzschicht.



**Abbildung 5.8**  $Sh_c$  gegen relative Luftfeuchte am Einlass bei  $Gr_{hc} = Gr_{ein} = 2,88 \times 10^8$ ,  $Re = 323$ ,  $Re = 692$  und  $Re = 927$ . Linien stellen das Regressionsergebnis der Basisfunktion  $\gamma\varphi^\alpha Re^\beta$  dar.

Um den Einfluss von Impuls- und Diffusionsstrom auf den Massenstrom zu separieren, zeigt Abbildung 5.8  $Sh$  in Abhängigkeit zur relativen Luftfeuchte am Einlass. Die Symbole entsprechen denen aus Abbildung 5.7. Gemein ist allen Verläufen, dass sowohl steigende  $Re$  als auch steigende  $\varphi_{ein}$  mit einer Erhöhung von  $Sh_c$  einhergehen. Hin zu kleinen  $\varphi_{ein}$  nähern sich die Messwerte verschiedener  $Re$  zunehmend an. Hier ist der Massenstrom hauptsächlich durch die niedrige Differenz zwischen dem Dampfdruck des Einlassstrahls und dem Dampfsättigungsdruck feuchter Luft nahe der Kühlplatte beschränkt. Die durchgezogene, die gestrichelte und die gepunktete Linie in Abbildung 5.8 zeigen die Regressionsergebnisse des Skalenverhaltens

$$Sh(\varphi, Re) = \gamma\varphi^\alpha Re^\beta, \quad (5.5)$$

mit den freien Skalaren  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$ . Hierbei handelt es sich um einen von Caruso und Maio (2014) vorgeschlagenen Skalierungsansatz, der auf der Annahme eines quasi-statischen Dampft transports durch die Konzentrationsgrenzschicht beruht. Der Ansatz berücksichtigt insbesondere den Diffusionswiderstand, der durch eine nichtkondensierbare Barriere über der Tropfenhaut verursacht wird. Den Zeitraum der beginnenden Kondensation kann dieses Modell jedoch nicht abbilden. Dieses Parametertriplet  $(\gamma, \alpha, \beta)$  wurde mittels *Sequential least-squares programming* (SLSQP) bestimmt. Hieraus folgen die Linien in Abbildung 5.8, die über

$$Sh_c(\varphi_{ein}, Re) = 0,34(7)\varphi_{ein}^{4,31(10)} Re^{0,62(4)} \quad (5.6)$$

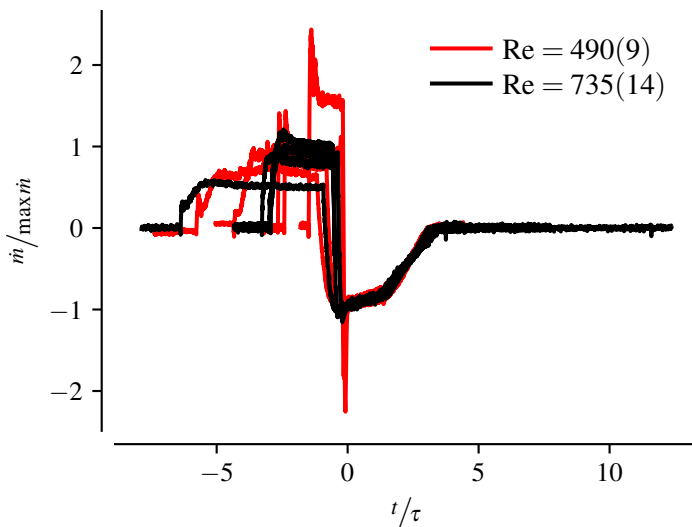
definiert sind. Hiermit kann die Wasserdampfmasstransferrate während der Kondensation an der Kühlplatte bestimmt werden. Die maximale relative Abweichung zwischen dem Skalierungsansatz und den Messwerten liegt hierbei unterhalb von 6 %.

## 5.5 Verdampfung

Der Beginn des Abschnitts III ist in Abbildung 5.6 durch den Vorzeichenwechsel des Wasserdampfmassestroms gekennzeichnet. Das Maximum der Verdampfungsrate wird gleich zu Anfang erreicht. Diese große Massenstromdifferenz zwischen Einlass und Auslass ist darauf zurückzuführen, dass die einströmende Luft eine sehr geringe Wasserdampfdichte hat. Die Wasserdampfdichte am Auslass entspricht hierbei ungefähr der mittleren Luftfeuchte im Volumen. Diese hohe Massenstromdifferenz spiegelt somit nur den Abtransport der in der Luft gelösten Feuchte wider und ist kein Effekt der Verdampfung des Wassers an der Kühlplatte.

Während der Kondensation ist die übertragbare Dampfmasse nur durch den Wasserdampfmassestrom am Einlass begrenzt. Bei der Verdampfung ist die zur Verfügung stehende Wassermasse durch das auf der Kühlplatte befindliche, auskondensierte Wasser limitiert. Entsprechend folgt eine abweichende Zeitentwicklung des Massenstroms, wie er exemplarisch in Abbildung 5.6 dargestellt ist. Im ersten Abschnitt (grün), der durch Kriterien analog zum blauen Abschnitt der konstanten Kondensation automatisiert ermittelt wurde, nimmt der Verdampfungs-massestrom kontinuierlich ab. So ist der Drift des grünen Bereichs in Abbildung 5.6 unterhalb von  $153 \text{ mg/h}^2$ . Die mittlere Verdampfungsrate ist  $1.03 \text{ mg/h}$ . Drift und Messrauschen ergeben eine Standardabweichung von  $39 \text{ } \mu\text{g/h}$ . Somit ist die statistische Messunsicherheit in diesem Beispiel circa 4 % und ist damit mehr als doppelt so hoch wie die statistische Schwankung während der Kondensation. Dies wird dem steten Verschwinden kleinster Tropfen zugeschrieben, die eine Abnahme der für die Verdampfung zur Verfügung stehenden Fläche bedeutet. Der an das grün markierte Intervall anschließende Abschnitt ist durch einen deutlich stärkeren, näherungsweise linearen Abfall des Massenstroms gekennzeichnet, bis  $m_v = 0$  bei vollständig unbedeckter Kühlplatte erreicht ist.

Wenn die Kühlplatte als isotherm angenommen wird, sollte der in Gleichung 5.5 vorgeschlagene Skalierungsansatz auch bei der Verdampfung gelten. Aus Messungen, wie beispielsweise von Westhoff (2017) vorgestellt, ist jedoch bekannt, dass Hystereseeffekte zwischen diesen umgekehrt ablaufenden Prozessen auftreten. Diese werden insbesondere dadurch bedingt, dass während der Kondensation die Oberfläche, an der ein Massentransfer stattfinden kann, wächst, während sie während der Verdampfung kontinuierlich abnimmt. Um dies weiter zu untersuchen,

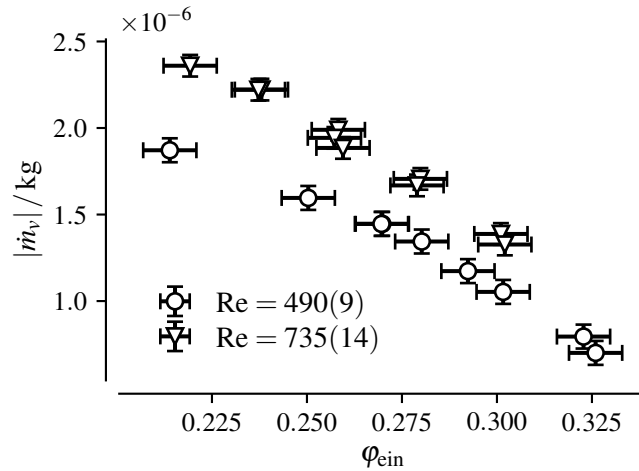


**Abbildung 5.9** Zeitreihe der Massenströme für variierende Betauungsdauern und  $\Theta_{\text{ein}}$  für zwei Re.

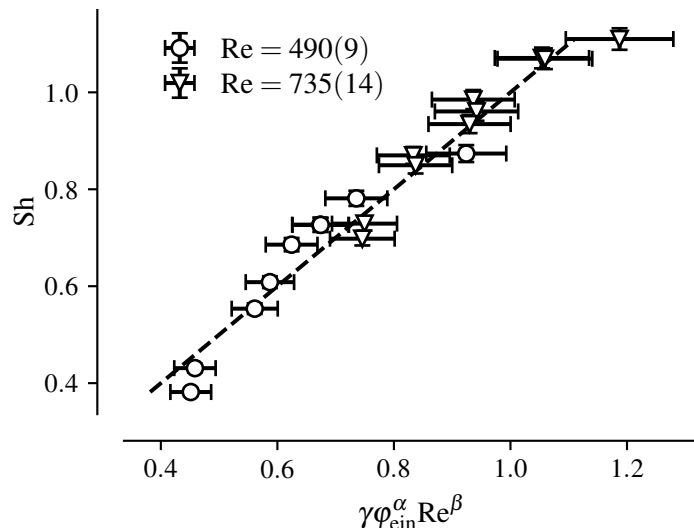
wurde zunächst betrachtet, ob der Betauungsgrad einen Einfluss auf die beiden Abschnitte hat. Für eine nähere Betrachtung wurden Betauungsdauer und  $\Theta_{\text{ein}}$  zusammen für zwei Re variiert. Die hieraus resultierenden Wasserdampfmassenströme sind in Abbildung 5.9 gegen die Zeit aufgetragen. Hierbei wurde die  $x$ -Achse mit der Halbwertszeit  $\tau$  der Wassermasse während der Abschnitt III normiert. Die  $y$ -Achse ist mit der mittleren Verdampfungsrate nach Erreichen des globalen Massenstromminimums normiert. Die Zeitreihen sind so gegeneinander verschoben, dass Zeitpunkte niedrigster Massenstromrate zum Zeitpunkt  $t/\tau = t_\tau = 0$  übereinanderliegen. Hieraus lassen sich zwei Ergebnisse ableiten. Zum einen teilt sich der Abschnitt III für alle Fälle unabhängig von der Dauer der Betauung oder der Einlassfeuchte in die beiden zuvor beschriebenen Abschnitte auf. So liegt für  $t_\tau < 1.4$  stets der Abschnitt langsam abnehmender Verdampfungsrate vor, der von einem Abschnitt eines vergleichsweise hohen zeitlichen Gradienten  $\dot{m}_v$  abgelöst wird. Zum anderen liegen die Zeitreihen mit der gewählten Normierung auch für beide Re übereinander. Dies deutet darauf hin, dass sich Abschnitte II und III mit demselben Skalierungsansatz beschreiben lassen.

Um diese Vermutung weiter zu prüfen, ist der mittlere Absolutmassenstrom während des ersten Abschnitts der Verdampfungsphase gegen  $\varphi_{\text{ein}}$  in Abbildung 5.10 für  $\text{Re} \in \{490, 735\}$  aufgetragen. Vertikale und horizontale Balken geben die  $1\sigma$ -Unsicherheit des gewichteten Mittelwerts an. Diese berechnen sich aus den Messunsicherheiten und den statistischen Schwankungen. Die Temperatur des Einlasses wurde stets auf  $25^\circ\text{C}$  und die Kühlplattentemperatur auf  $9^\circ\text{C}$  geregelt, wobei  $T_h = T_{\text{ein}}$  gewählt wurde, sodass  $\text{Gr}_{hc} = \text{Gr}_{\text{ein}} = 2.88 \times 10^8$  folgt. Für beide Re nimmt  $|m_v|$  mit steigender  $\varphi_{\text{ein}}$  monoton ab. Gleichzeitig liegt  $|m_v|$  für den Fall größerer Re stets über dem Fall mit  $\text{Re} = 490$ . Wie schon bei der Kondensation hängt der Wasserdampftransport an der Grenzfläche von der erzwungenen Konvektion ab. In diesem Fall

**Abbildung 5.10** Verdampfungsmassenstrom in Abhängigkeit der relativen Einlassfeuchte für  $Re = 490(9)$  und  $Re = 735(14)$  bei  $T_{\text{ein}} = T_h = 25^\circ\text{C}$  und  $Gr_{hc} = Gr_{\text{ein}} = 2.88 \times 10^8$ .



**Abbildung 5.11** Vergleich der aus Messdaten ermittelten  $Sh_e$  und dem Regressionsergebnis mit der Basisfunktion Gleichung 5.5 für zwei  $Re$ . Die gestrichelte Winkelhalbierende zeigt die Übereinstimmung zwischen Vorhersage und Experiment an.



sorgt ein rascherer Abtransport von Feuchtigkeit für einen erhöhten Konzentrationsgradienten zwischen gesättigter Luft oberhalb der Tropfenoberfläche und der ungesättigten Hauptströmung. Dies setzt voraus, dass ein Dampfdruckgradient zwischen dem Dampfpartialdruck am Einlass und dem Dampfsättigungsdruck bei Kühlplattentemperatur existiert. Dies und das Verhalten für steigende  $Re$  können ebenfalls über den Skalierungsansatz in Gleichung 5.5 dargestellt werden. Das Ergebnis der SLSQP-Regression ist

$$Sh_e(\varphi_{\text{ein}}, Re) = 0.0013(7) \varphi_{\text{ein}}^{-1.45(13)} Re^{0.71(9)}. \quad (5.7)$$

Die Sherwood-Zahl basierend auf dem Massenstrombetrag während der Verdampfung gemäß Gleichung 2.16 ist in Abbildung 5.11 gegen das Regressionsergebnis aus Gleichung 5.7 aufgetragen. Die gestrichelt eingezeichnete winkelhalbierende Ursprungsgerade zeigt die

Übereinstimmung zwischen dem Potenzansatz und dem Experiment an. Mehr als 90 % der  $1\sigma$ -Konfidenzintervalle überlappen mit der Winkelhalbierenden und werden entsprechend korrekt durch Gleichung 5.7 beschrieben. Im Vergleich der Regressionsergebnisse aus Gleichung 5.6 und Gleichung 5.7 fällt zunächst auf, dass die Exponenten von  $Re$  im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit übereinstimmen. Somit haben die Erhöhung der Einlassgeschwindigkeit und damit einhergehend die höhere Geschwindigkeit des Wandstrahls an der Kühlplatte und die Vergrößerung der turbulenten kinetischen Energie einen vergleichbaren Effekt auf die Verdampfung und die Kondensation. Anders verhält sich dies für  $\varphi_{\text{ein}}$ . Während ein umgekehrtes Vorzeichen des Exponenten einen umgekehrt ablaufenden Prozess kennzeichnet, unterscheidet sich der Absolutwert der Exponenten um einen Faktor von circa 3. Dies liegt zum einen daran, dass bei der Kondensation ein Großteil der frei werdenden Wärme direkt durch die Kühlplatte abgeführt wird und sich zum anderen bei der Verdampfung hauptsächlich das überströmende Fluid abkühlt. So bedingen hier die höhere Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität der Kühlplatte einen höheren Massentransfer. Weiter kann Verdampfung lediglich an den Tropfenoberflächen stattfinden, während Kondensation zusätzlich auch auf den unbenetzten Flächen zwischen den Tropfen auftritt. Ebenfalls verschieden ist der lineare Vorfaktor, der bei Kondensation um zwei Größenordnungen höher ist. Dies wird maßgeblich auf die für die Verdampfung reduzierte und stetig abnehmende Fläche, die für den Prozess zur Verfügung steht, zurückgeführt. Diese Vermutung wurde geprüft, indem optische Messungen durchgeführt wurden, um die Tropfengrößenverteilung und die Tropfenwachstumsrate in Abhängigkeit zur Tropfengröße zu untersuchen. Deren Beschreibung widmet sich der nachfolgende Abschnitt.

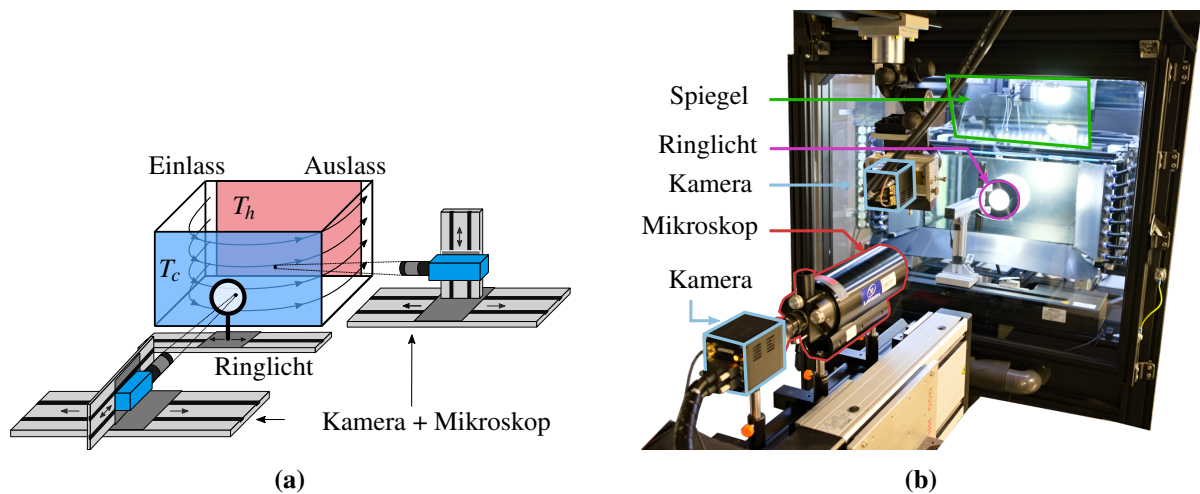
## 5.6 Optische Messung lokaler latenter Wärmeströme

In diesem Abschnitt werden Messaufbau, Durchführung und Ergebnisse der bildbasierten Tropfenverteilungsmessung vorgestellt und diskutiert. Auf eine Beschreibung des Aufbaus und der Charakterisierung der kondensierenden Oberfläche folgt eine Erläuterung des verwendeten Tropfendetektionsalgorithmus. Den Abschluss dieses Abschnitts bildet die Analyse der Tropfengrößenverteilungen für unterschiedliche Randbedingungen und des Wachstums einzelner Tropfen.

### 5.6.1 Experimenteller Aufbau

Eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zeigt Abbildung 5.12(a). Zusätzlich ist in Abbildung 5.12(b) ein Foto des Aufbaus abgebildet. Eine sCMOS Kamera<sup>3</sup> (blau) mit

<sup>3</sup> PCO Edge 5.5 (global shutter, camlink).



**Abbildung 5.12** Aufbau zur optischen Vermessung von Tropfenverteilungen: (a) schematische Darstellung und (b) Fotografie (nach Niehaus et al. (2023a) und Volk et al. (2022)).

einem Fernfeldmikroskop<sup>4</sup> war senkrecht auf die Kühlplattenoberfläche gerichtet. Die Kamera war auf zwei Lineareinheiten montiert, die eine Verschiebung des Mikroskops senkrecht und parallel zur  $x$ -Achse ermöglichten. Erstere diente der Fokussierung, während zweitere die Untersuchung der kondensierenden Oberfläche an unterschiedlichen Positionen ermöglichte. Die Belichtungszeit betrug  $\tau_m = 200$  ms und die Kamera war circa 80 cm von der Kühlplatte entfernt. Die Auflösung von  $1.72 \mu\text{m}/\text{px}$  entspricht einem Abbildungsmaßstab von ungefähr 3.9:1. Beleuchtet wurde die untersuchte Teilfläche der Kühlplatte mittels eines Ringlichts<sup>5</sup>, das direkt vor der Kühlplatte auf einer weiteren Lineareinheit montiert war. Mit Hilfe der Lineareinheit konnte die Position des Ringlichts in  $x$ -Richtung zusammen mit der Kamera verfahren werden. Eine weitere Kamera<sup>6</sup> mit einem Fernfeldmikroskop<sup>7</sup> bildete die Kühlplatte durch die Seitenwand bei  $x = L$  ab. Der Abbildungsmaßstab ist 2.2 : 1, wobei  $3.6 \mu\text{m}$  einem Pixel entsprechen. Die optische Achse des Mikroskops schloss mit der Kühlplattenfläche einen Winkel von näherungsweise  $15^\circ$  ein. Das zweite Mikroskop wurde genutzt, um das Höhenprofil und den Umfang einzelner Tropfen abzubilden. Diese Ergebnisse dienen der Validierung der detektierten Kontaktlinien. Bei der Kamera, die im Zentrum von Abbildung 5.12(b) ist, handelt es sich um diejenige, deren Aufnahmen bereits in Abschnitt 5.3 diskutiert wurden. Die Aufnahmesequenz während einer Messung ist im Signal-Zeitdiagramm in Abbildung 5.13 aufgetragen. Das verwendete Ringlicht ist für den Dauerbetrieb geeignet, sodass die Belichtung durch die Kameraverschlusszeit gesteuert wurde. Die parallel betriebene Kühlplattenkamera war hinge-

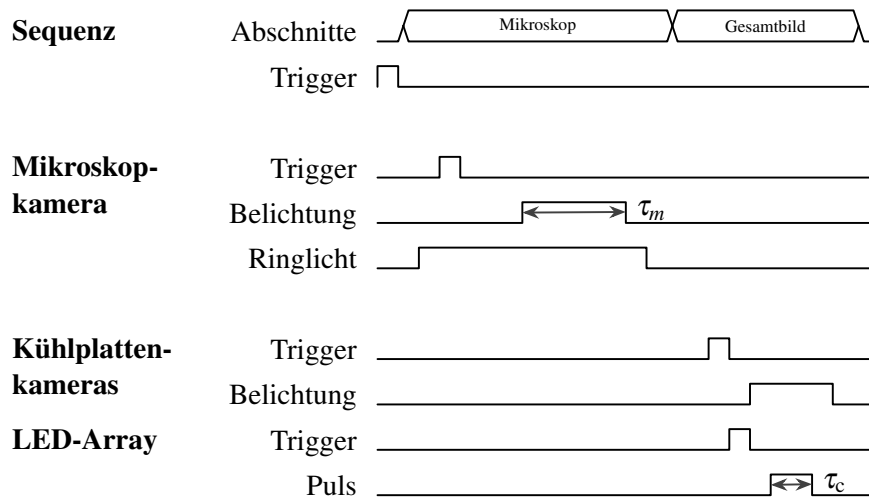
<sup>4</sup> Fernfeldmikroskop QM1 von LaVision.

<sup>5</sup> Falcon FLKR-Si100 (white) mit 6.72 W.

<sup>6</sup> PCO 4000 (global shutter).

<sup>7</sup> K2 Dista Max von Infinity.





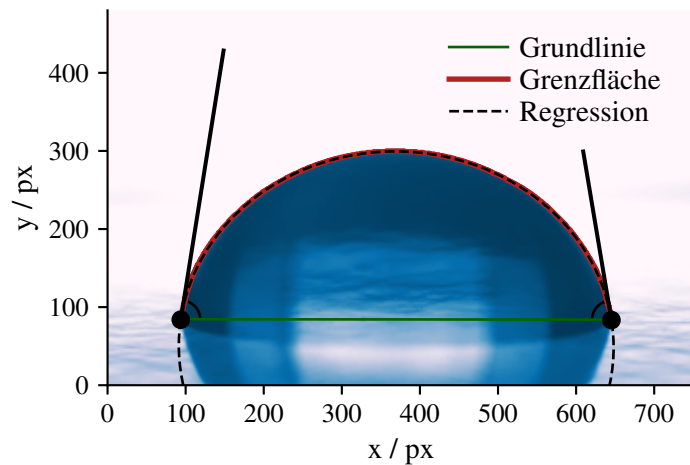
**Abbildung 5.13** Zeitablauf einer Messsequenz für das Auslösen der Mikroskopkamera und der Gesamtansicht der Kühlplatte.

gen durch die Pulsdauer  $\tau_c$  der LED limitiert. Initiiert wurde die Sequenz über einen mittels Mikrocontroller generierten Eingangsimpuls an einer Sequenzereinheit mit einer Basisfrequenz von 0.5 Hz, die auch der Bildrate beider Kamerasysteme entsprach. Die Sequenzereinheit löste Triggersignale mit vorgegebenen Zeitabständen, wie schematisch in Abbildung 5.13 dargestellt, aus. Hierbei ist insbesondere auf die Zeitversätze zwischen der steigenden Signalfanke an der Sequenzereinheit und dem tatsächlichen Auslösen einer Aufnahme beziehungsweise eines Lichtpulses zu achten. Die oberste Zeile von Abbildung 5.13 gibt die Blöcke der Sequenz an. Im ersten Block wurden Kameras und Ringlicht für die Mikroskopaufnahmen ausgelöst. Der zweite Block steuerte LEDs und Kamera für die Gesamtaufnahme der Kühlplatte an. Ein gleichzeitiger Betrieb von Ringlicht und LED-Array war nicht möglich, da dies zu weiteren Reflektionen und erhöhtem Hintergrundrauschen geführt hätte.

## 5.6.2 Kontaktwinkelmessung

Um die Benetzungseigenschaften der Oberfläche, an der das Wasser kondensiert, zu untersuchen, wurde eine Kontaktwinkelmessung durchgeführt. Hierzu wurde ein Kontaktwinkelmessgerät<sup>8</sup> verwendet. Zur Messung des Kontaktwinkels wurde das Gerät auf die zu untersuchende Oberfläche gesetzt und die im Gerät befindliche Kanüle genutzt, um einen Tropfen auf der Oberfläche zu platzieren. Der Tropfen wurde über eine Kamera im Gegenlichtbetrieb fotografiert und die Bilddaten zusammen mit der detektierten Grenzfläche abgespeichert. Dieser Vorgang

<sup>8</sup> Krüss MobileDrop GH11.



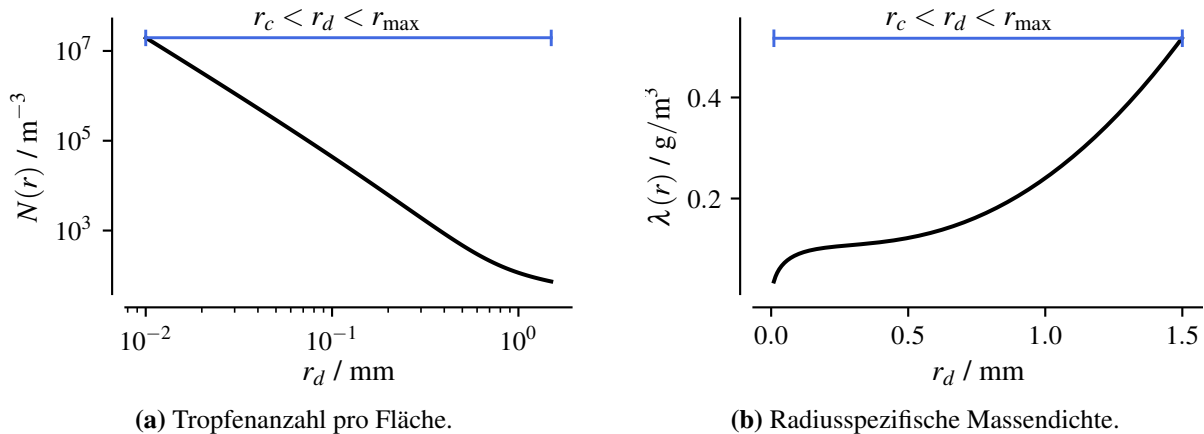
**Abbildung 5.14** Aufnahme eines Tropfens auf der Kühlplattenoberfläche. Ergebnisse der Grenzflächendetektion (rot), das Ergebnis einer Ellipsenregression und Seitenansicht der Grundfläche als grüne Linie.

wurde acht Mal für variierende Tropfengrößen durchgeführt. Die zum Kontaktwinkelmessgerät gehörige Software<sup>9</sup> analysiert die Tropfenaufnahmen und extrahiert die Kontaktlinie. Ein Beispielbild zeigt Abbildung 5.14. Die detektierte Kontaktlinie ist rot dargestellt. Eine grüne Linie verbindet die beiden Dreiphasenpunkte und zeigt die Position der Kontaktfläche an. Mit dem von Halir und Flusser (1998) vorgestellten Regressionsalgorithmus und der Implementierung von Hammel und Sullivan-Molina (2020) wurde anschließend eine Ellipse angenähert, die über die beiden Hauptachsenlängen, die Mittelpunktposition und die Hauptachsenneigung determiniert ist. Die Steigung der Ellipse wird am Schnittpunkt mit der Grundlinie bestimmt. Die Richtung des Gradienten und dessen Magnitude sind an beiden Dreiphasenpunkten als schwarze Linien in Abbildung 5.14 eingezeichnet. Für jedes Bild wurde so der mittlere Kontaktwinkel auf beiden Seiten bestimmt und anschließend das fehlergewichtete Mittel aus acht Tropfenaufnahmen berechnet. Für die hier untersuchte Oberfläche ergibt sich ein Kontaktwinkel von  $\theta_d = 80.0(2)^\circ$ .

### 5.6.3 Tropfengrößenverteilung

Zur Überprüfung, ob der gewählte Abbildungsmaßstab ausreicht, um auf die lokale Gesamtmasse zu schließen, wurden die Tropfengrößenverteilungen aus Unterabschnitt 2.3.1 berechnet. Dazu ist es notwendig, zunächst den minimalen und maximalen Radius der Kontaktflächen zu bestimmen. Für PVC ist nach Pitt et al. (1987) der maximale Tropfenradius  $r_{\max} = 1.3 \text{ mm}$ . Der minimale Tropfenradius von Wasser bei  $25^\circ\text{C}$  und einer Übersättigung von 1.2 ist gemäß Gleichung 2.8  $r_c = 5.8 \text{ nm}$ .

<sup>9</sup> Krüss SW23 DSA 2.



**Abbildung 5.15** (a) Tropfenanzahl und (b) Massendichteverteilung als Funktion des Tropfenradius nach Rose (1981) für reinen Wasserdampf.

In Abbildung 5.15(a) ist die Anzahl der Tropfen im Intervall als Funktion des Radius nach Gleichung 2.12 aufgetragen, während Abbildung 5.15(b) die Tropfenmasse pro Fläche und Radiusintervall

$$\lambda_d(r_d) = \frac{2\pi}{3} \rho r_d^3 N(r)$$

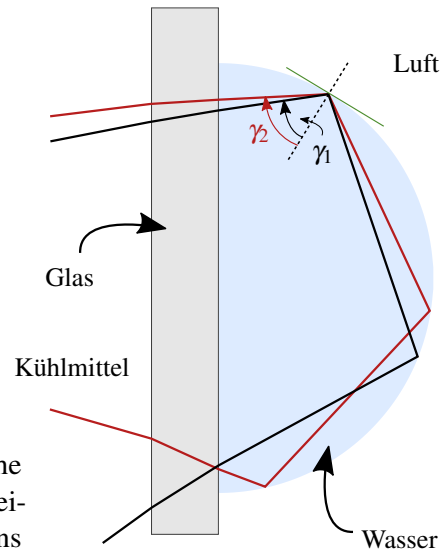
zeigt. Das Intervall zwischen minimalem und maximalem Tropfenradius ist blau eingezeichnet. Aus Abbildung 5.15 wird deutlich, dass für den überwiegenden Teil der Tropfen der Radius  $r < 10 \times 10^{-3}$  mm (Abbildung 5.15(a)) ist, jedoch die großen Tropfen den Hauptteil der Masse an kondensiertem Wasser beinhalten und somit auch den Bedeckungsgrad der Oberfläche determinieren (Abbildung 5.15(b)).

Aus der Tropfenpopulationsverteilung im Equilibrium lassen sich folgende Ergebnisse ableiten. Der mittlere Radius eines Tropfens beträgt hier

$$\bar{r} = \frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} N(r) r dr}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} N(r) dr} = 2.25 \times 10^{-2} \text{ mm.} \quad (5.8)$$

Betrachtet man nun den Tropfenmassenanteil aller Tropfen kleiner als  $\bar{r}$ , so gilt

$$p\lambda(\bar{r}) = \frac{\int_{r_{\min}}^{\bar{r}} \lambda(r_d) dr}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \lambda(r_d) dr} < 0.1 \%. \quad (5.9)$$



**Abbildung 5.16** Zwei exemplarische Strahlengänge innerhalb eines an einer Wand (grau) haftenden Tropfens (hellblau).

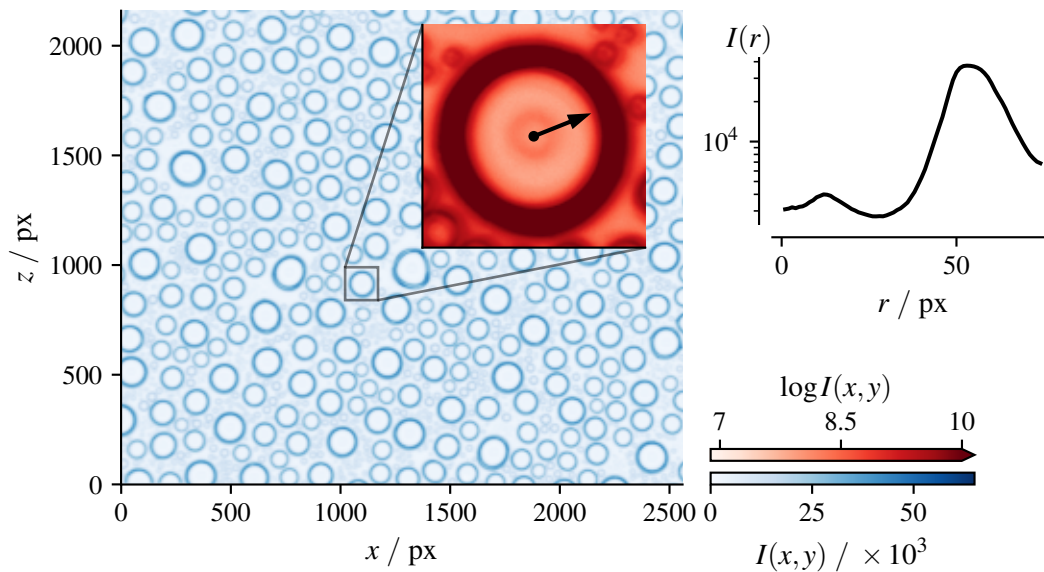
Somit ist der Anteil der Hälfte der Tropfen an der Gesamtmasse verschwindend gering. Sei nun  $r_{95}$  der Radius für den

$$95\% = 1 - p_{\lambda}(r_{95}), \quad (5.10)$$

so folgt für das obige Beispiel, dass  $r_{95} \approx 0.22$  mm. Entsprechend werden 95 % der Gesamtmasse von Tropfen abgedeckt, die einen Radius größer als den 15-fachen mittleren Radius haben. Gleichzeitig machen Tropfen mit  $r_{95} \leq r_d \leq r_{\max}$  weniger als 3 % aller auf der Oberfläche befindlichen Tropfen aus.

#### 5.6.4 Kontaktlinien haftender Tropfen

Das Licht der diffusen Ringlichtquelle durchquert zuerst die Kühlplatte, bevor es auf einen Tropfen trifft. Hierbei wird das Licht an den in Abbildung 3.11 eingezeichneten Grenzflächen von beiden Glasscheiben, dem Kühlmittel und der PVC-Folie gebrochen. Zwei exemplarische Strahlengänge sind in Abbildung 5.16 rot und schwarz eingezeichnet. Beide Strahlen treffen mit einem leicht verschiedenen Winkel auf das Trägermedium und werden an den Grenzflächen gemäß des Snellius'schen Brechungsgesetzes zur Wandnormalen hin gebrochen. Da die Tropfen aus derselben Richtung abgebildet werden, aus der sie auch beleuchtet werden, kann nur von Grenzflächen reflektiertes Licht von der Kamera detektiert werden. An der Grenzfläche von Luft mit Brechungsindex  $n_l \approx 1$  und Wasser ( $n_w = 1.333$ ) wird das Licht anteilig reflektiert und transmittiert oder es findet Totalreflektion statt (Meschede, 2010, S. 502). Dies bedeutet, dass ein Teil des Lichts durch Transmission nicht zurück zur Kamera reflektiert wird und auch die Lichtintensität des einfach reflektierten Lichts gering ist. Der Hauptanteil des von der Kamera



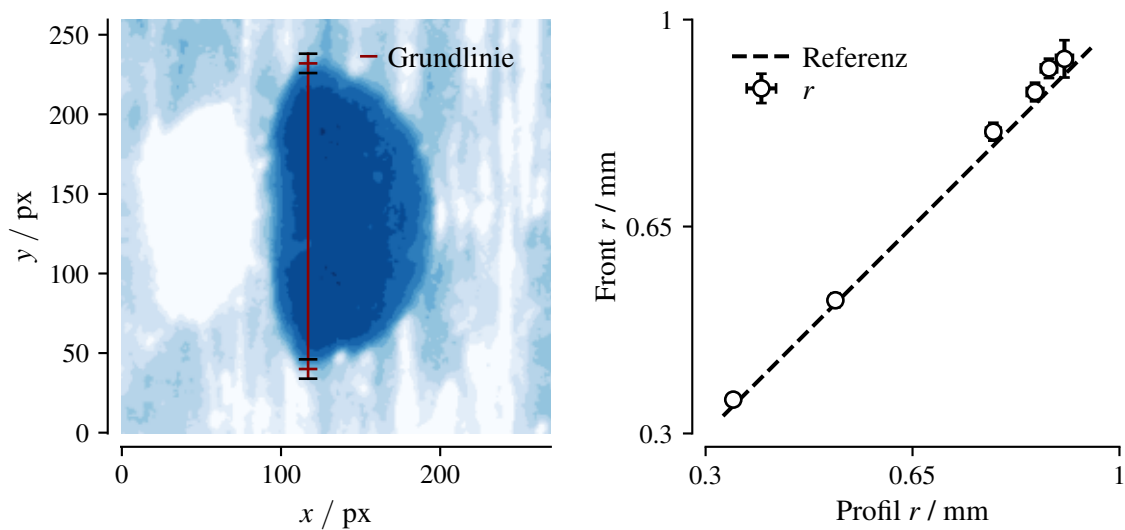
**Abbildung 5.17** Intensitätsverteilung aus einem Rohbild der Kamera parallel zur Frontscheibe (blau) zusammen mit einem Ausschnitt (rot), der das logarithmierte Intensitätsfeld eines Einzeltropfens zeigt. Der Punkt zeigt den Tropfenmittelpunkt, von dem ausgehend (angedeutet mit einem Pfeil) das semi-logarithmisch aufgetragene, mittlere radiale Intensitätsprofil, wie es rechts dargestellt ist, berechnet wird.

aufgenommenen Lichts ist Resultat der Totalreflektion. Diese tritt stets dann auf, wenn der Einfallswinkel auf die Flächennormale an der Grenzfläche zwischen zwei Medien größer ist als

$$\gamma_t = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right).$$

Hierbei bezeichnet  $n_2$  den Brechungsindex des optisch dünneren und  $n_1$  den des optisch dichteren Mediums. Entsprechend ist der minimale Winkel für Totalreflektion an einer Wasser-luftgrenze  $\gamma_t = 48.6^\circ$ . Bei einer Totalreflektion kann idealisiert angenommen werden, dass kein Licht in das optisch dünnere Medium transmittiert wird, sodass Intensitätsverluste lediglich Resultat der Absorption sind. Damit die Strahlengänge, wie in Abbildung 5.16 skizziert, zustande kommen, muss somit  $\gamma_1 > \gamma_t$  und  $\gamma_2 > \gamma_t$  für die erste und alle weiteren Reflektionen an der Tropfenoberfläche erfüllt sein. Dies gilt mehrheitlich für Strahlen nahe der Kontaktlinie. Beide Eingangsstrahlen unterscheiden sich durch leicht verschiedenen Einfallswinkel, haben aber deutlich unterschiedliche Strahlengänge, sodass nur der rote Strahl in Richtung der Kamera reflektiert wird.

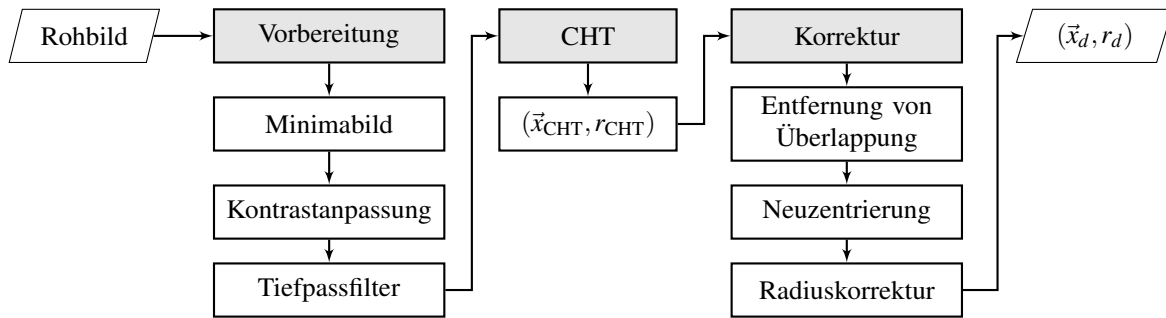
Der abweichende Winkel rührt von der Form der Lichtquelle. Ein Rohbild zusammen



**Abbildung 5.18** Bestimmung des Tropfenradius: Der linke Teil zeigt einen Tropfen aufgenommen mit der seitlichen Kamera zusammen mit dem Tropfendurchmesser (rot) und der Bestimmungsunsicherheit (schwarz). Rechts sind Ergebnisse der mittels Profilaufnahme bestimmten Tropfenradien gegen Radien, die aus der Betrachtung der Konturlinien abgeleitet wurden, aufgetragen.

mit einem vergrößerten Ausschnitt, der einen einzelnen Tropfen zeigt, ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Blautöne zeigen das Intensitätsprofil der Frontkamera. Bereiche hoher Intensitäten bilden geschlossene, kreisförmige Konturen, wie sie auch im vergrößerten Ausschnitt für einen Einzeltropfen dargestellt sind. Die Farbskala der Intensität für den vergrößerten Tropfen ist logarithmisch, sodass der innere Ring, dessen Ursprung eingangs motiviert wurde, deutlich zum Vorschein tritt. Für diesen Tropfen wurde der Mittelpunkt bestimmt und von dort ausgehend das mittlere radiale Intensitätsprofil berechnet  $I(r)$ . Dieses ist auf der rechten Seite von Abbildung 5.17 dargestellt. Im Intensitätsverlauf sind zwei Maxima zu erkennen.

Um aus dem äußeren Intensitätsmaximum den tatsächlichen Tropfenradius zu bestimmen, wurden die Bilder der zweiten Kamera, die seitlich auf die Tropfen schaut, verwendet. Abbildung 5.18 zeigt ein Rohbild der seitlichen Aufnahme mit der Tropfenkontur der Kontaktlinie zur Oberfläche (rot) und die Markierung der Dreiphasenpunkte mit der Bestimmungsunsicherheit (schwarz). Zur Bestimmung des Kontaktlinienradius aus Intensitätsverteilungen, wie sie Abbildung 5.17 zeigt, wurde die mittlere radiale Distanz zwischen Konturmitte und der Position des Wendepunkts der Helligkeitsverteilung nach Erreichen des globalen Intensitätsmaximums definiert. Um zu prüfen, ob diese Definition auch mit dem tatsächlichen physikalischen Durchmesser übereinstimmt, wurden mittels einer Kanüle einzelne Tropfen auf der Kühlplattenoberfläche aufgebracht und mittels beider Fernfeldmikroskope abgebildet. Die abgeleiteten Pixelradien wurden entsprechend der Abbildungsmaßstäbe in physikalische Längen umge-



**Abbildung 5.19** Schematisches Ablaufdiagramm der automatisierten Tropfenkonturliniendetektion.

rechnet und in Abbildung 5.18 gegeneinander aufgetragen. Die gestrichelte schwarze Linie zeigt die Winkelhalbierende an. Die mittlere absolute Differenz dieser beiden Vorgehensweisen ist  $r = 20.6 \mu\text{m}$  bei einer mittleren Summe der Unsicherheit von  $\sigma_{r_d} = 21 \mu\text{m}$ . Entsprechend stimmen die beiden Methoden im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Setzt man in Gleichung 2.9 mit dem in Unterabschnitt 5.6.2 bestimmten Kontaktwinkel ein, so folgt für die Messunsicherheit eines Tropfens

$$\sigma_{m_d}(r_d) = \sigma_{r_d} \rho_w(T_c) \frac{3}{r_d} V_d(r_d, \theta).$$

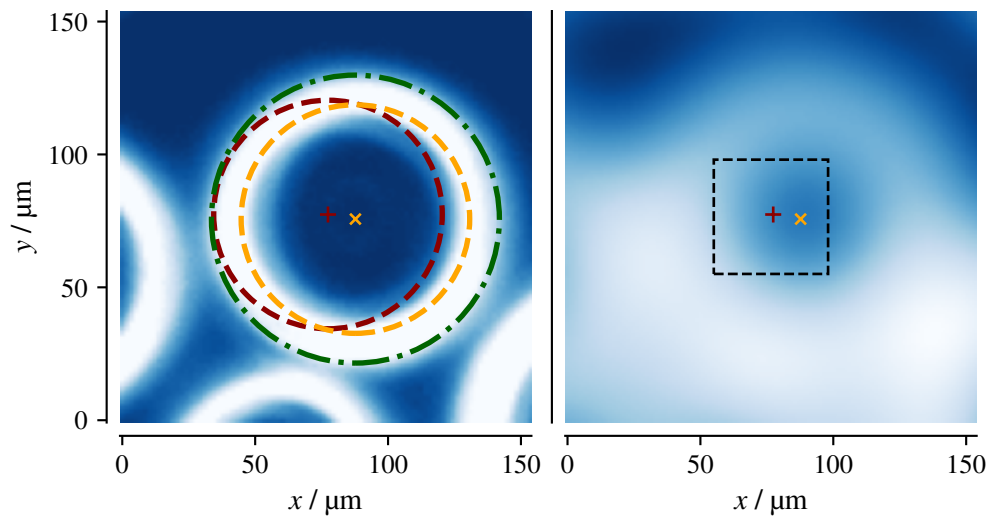
Für die relative Messunsicherheit gilt

$$\frac{\sigma_{m_d}(r_d)}{m_d(r_d)} = \frac{3\sigma_{r_d}}{r_d}$$

und entsprechend ist die mittlere relative Abweichung für Tropfen mit einem Radius oberhalb von  $r_{95}$  unterhalb von 8%. Hierbei wurde die Abweichung zwischen den seitlichen und frontalen Tropfenaufnahmen als obere Grenze für die Messunsicherheit  $\sigma_{m_d}$  genutzt. Die tatsächliche Messunsicherheit der Kontaktlinienmessung ist niedriger, da die Frontalaufnahme der Kontaktlinie einen größeren Kontrastumfang und einen höheren Abbildungsmaßstab hat.

### 5.6.5 Automatisierte Tropfendetektion

Als Basis der automatisierten Detektion von Kontaktlinien aus den Bildern, die mit der frontal zur Kühlplatte ausgerichteten Kamera aufgenommen wurden, wird die in Unterabschnitt 2.5.2 vorgestellte *Circular Hough Transformation* (CHT) angewendet. Hierzu muss das Rohbild zunächst mehrere Bearbeitungsschritte durchlaufen, deren Resultat ein Binärbild ist, dessen Einsen Kantenpositionen anzeigen. Eine Übersicht der implementierten Prozedur gibt



**Abbildung 5.20** Auswirkung der Bildkorrekturen auf das initiale CHT-Ergebnis (dunkelrot) und das Ergebnis der Neuzentrierung (orange), links ist zudem das Ergebnis der Radiananpassung (grün) eingezeichnet. Rechts sind das weichgezeichnete Rohbild zusammen mit dem Konturmittelpunkt (dunkelrot), dem Suchbereich eines neuen Zentrums (schwarz gestrichelt) und orange das Ergebnis der Neuzentrierung dargestellt.

Abbildung 5.19. Zu Beginn wird der Hintergrund einer Bildserie vom Rohbild subtrahiert. Anschließend erfolgt eine Helligkeitsanpassung. Hierbei werden vorab ganzzahlige Werte des minimalen  $p_{\min}$  und eines maximalen  $p_{\max}$  Perzentils vorgegeben. Mit diesen Werten wird das Helligkeitshistogramm über den gesamten Wertebereich skaliert. Intensitätswerte unterhalb beziehungsweise oberhalb dieser Grenzen werden auf den Wert der nächsten Grenze gesetzt. Anschließend wird auf das Bild zwecks Rauschreduktion ein Hochpassfilter in Form eines Gauß'schen Weichzeichners angewendet. Den Abschluss bildet der in Unterabschnitt 2.5.2 diskutierte Canny-Kantendetektionsalgorithmus. Generell gilt, dass Tropfen niedriger Radien aufgrund der geringeren Oberfläche weniger Licht zur Kamera reflektieren. Hinzu kommt, dass für eine Regression der Kontaktlinien auflösungsbedingt weniger Punkte zur Verfügung stehen. Zusätzlich müssen für unterschiedliche Tropfengrößen individuelle Parameter für die in Abbildung 5.19 dargestellten Schritte definiert werden. Für den hier untersuchten Parameterbereich folgt eine Unterteilung in vier Tropfenklassen auf Basis der maximalen Durchmesser von 10 px, 24 px, 50 px und 400 px. Vorzugebende Parameter sind der minimale und maximale Tropfenradius in Pixeln für die CHT, die untere und obere Perzentilgrenze der Kontrastkorrektur, der Kernelradius des Gauß-Filters und der untere und obere Grenzwert des Canny-Kantendetektionsalgorithmus. Diese sieben Parameter sind für jede Tropfenklasse zu wählen und sind spezifisch für die verwendete optische Konfiguration. Abbildung 5.20 zeigt links das Resultat dieses Vorgehens für einen Tropfen, wobei Blautöne die aufgenommenen



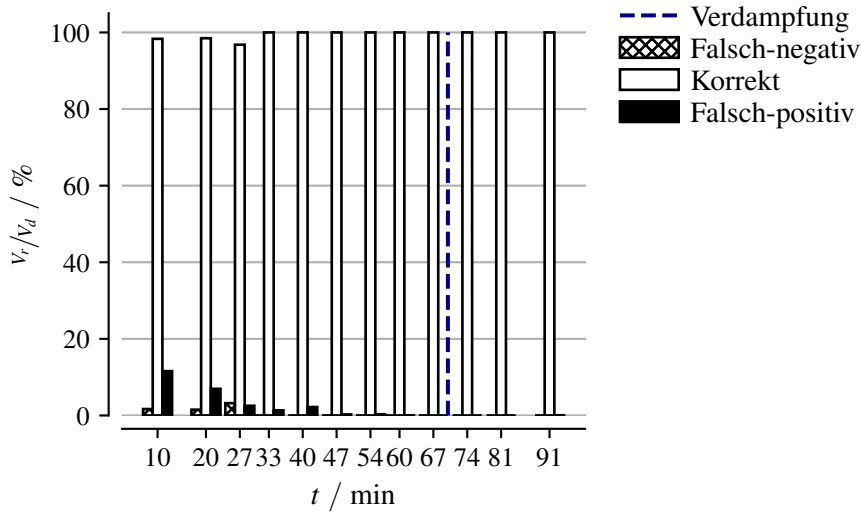
Intensitätswerte nach Kontrastanpassung anzeigen, ein roter Punkt  $\vec{x}_{\text{CHT}}$  den ermittelten Kreismittelpunkt und eine rote Linie den bestimmten Kreisradius  $r_{\text{CHT}}$  markiert. Die CHT detektiert einen Mittelpunkt, der innerhalb der Tropfenkontur liegt. Auch ist die zu  $r_{\text{CHT}}$  korrespondierende Kreisfläche nahe der Kontaktfläche des Tropfens. Für eine akkurate Bestimmung der Tropfenposition und Größe ist dieses Ergebnis jedoch nicht ausreichend. Weiter schließt die CHT das Überlappen oder das vollständig Ineinanderliegen von Konturen nicht aus. Für die nachfolgend beschriebenen Korrekturschritte für  $r_{\text{CHT}}$  und  $\vec{x}_{\text{CHT}}$  wurden diese falsch-positiven Ergebnisse maskiert und stets der größere der überlappenden Tropfen ausgewählt.

Dem Prozessdiagramm aus Abbildung 5.19 entsprechend werden zusätzliche Korrekturen auf die Resultate für  $\vec{x}_{\text{CHT}}$  und  $r_{\text{CHT}}$  angewendet. Um  $\vec{x}_{\text{CHT}}$  wird ein quadratischer Bildausschnitt bestimmt, dessen Kantenlänge ein Vielfaches von  $r_{\text{CHT}}$  ist. Dieses beträgt für die vier Kategorien aufsteigender Radien 2.5, 1.8, 1.5 und 1.4. Auf den so definierten Bildausschnitt wird ein Gauß-Filter mit den Kernelradien  $1/4$ ,  $1/4$ ,  $1/3$  und  $1/3$  von  $r_{\text{CHT}}$  für die vier Tropfenkategorien angewendet. Ein Beispielresultat ist in Abbildung 5.20 rechts. Anschließend wird in einem quadratischen Bereich (gestrichelt) der Kantenlänge  $r_{\text{CHT}}/2$  das globale Minimum gesucht. Dessen Position entspricht der tatsächlichen Konturmitte. Anschließend wird entsprechend dem Wendepunktkriterium aus Unterabschnitt 5.6.4 der Radius des Tropfens aus dem radialen Intensitätsprofil bestimmt. Das finale Ergebnistupel  $(\vec{x}_d, r_d)$  ist links in Abbildung 5.20 als gestrichelte grüne Linie eingezeichnet. An dieser Stelle sei zusätzlich angemerkt, dass die Detektion lediglich innerhalb eines Bildausschnitts durchgeführt wird, dessen Begrenzungen stets einen Abstand von  $r_t$  zur nächsten Bildkante aufweisen.  $r_t$  wird hierbei manuell festgelegt und hängt von der Betaungsdauer und -rate ab. Die Verwendung dieses Ausschnitts stellt sicher, dass nur vollständig im Blickfeld des Mikroskops liegende Tropfenkonturen abgebildet werden.

Diese Prozedur wurde für alle Tropfen, die nach der Maskierung überlappender CHT-Detektionsergebnisse als Kandidaten für eine Konturlinie übrig blieben, durchgeführt. Um die Stabilität dieses Algorithmus quantitativ angeben zu können, wurden mehrere Bilder vollständig manuell ausgewertet. Da das menschliche Auge nicht geeignet ist, Wendepunkte sicher auszumachen, wurden lediglich Boxen um die äußere Kontur gezogen. Als korrekt detektiert wird ein Tropfen immer dann betrachtet, wenn die Bedingung

$$\|\vec{x}_d - \vec{x}_m\| < 0.75r_m \quad \text{und} \quad |r_d - r_h| < \varepsilon r_h \quad (5.11)$$

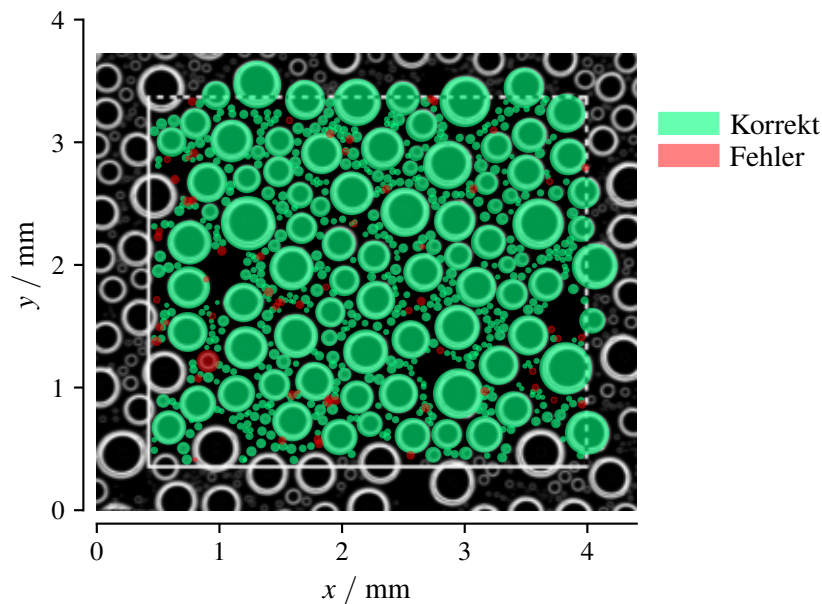
erfüllt ist. Hier bezeichnet das Tupel  $(\vec{x}_m, r_m)$  Ergebnisse der manuellen Tropfenauswahl.  $\varepsilon$  variiert zwischen den Tropfenkategorien und ist für die höchste und die zweithöchste 0.1 und



**Abbildung 5.21** Vergleich der Ergebnisse des Tropfendetektionsalgorithmus mit einer manuell erstellten Referenz anhand detektierter Volumenanteile für einen Fall mit  $Re = 428$ ,  $Gr_{hc} = Gr_{ein} = 2.71 \times 10^8$ ,  $\Theta_{ein} = 11.68^\circ\text{C}$  während der Betauung und  $0^\circ\text{C}$  während der Verdampfungsphase. Weiße Balken zeigen eine Übereinstimmung von Referenz und Detektion, schwarze Balken markieren Detektionsergebnisse mit fehlender Referenz und schraffiert ist der Volumenanteil, der in der Referenz, nicht aber in den Detektionsergebnissen vorhanden ist. Die gestrichelte Linie markiert den Zeitpunkt des Verdampfungsbeginns (nach Volk et al. (2022)).

sonst 0.33. Die Resultate dieses Validierungsprozesses sind in Abbildung 5.21 aufgetragen. Weiß dargestellt ist der Anteil des detektierten Fluidvolumens  $V_r$  an dem Volumen  $V_d$  aus der manuellen Referenz, der gemäß Gleichung 5.11 korrekt detektiert wurde. Rote und schwarze Balken markieren falsch-positive beziehungsweise falsch-negative Detektionsergebnisse. So zeigen schwarze Balken den Anteil der Tropfen an  $V_d$  an, die zwar detektiert wurden, aber mit keinem existierenden Tropfen überlappen. Umgekehrt geben schraffierte Balken das Volumen von Tropfen an, die zwar manuell markiert, aber keinem Detektionsergebnis zugeordnet werden können.

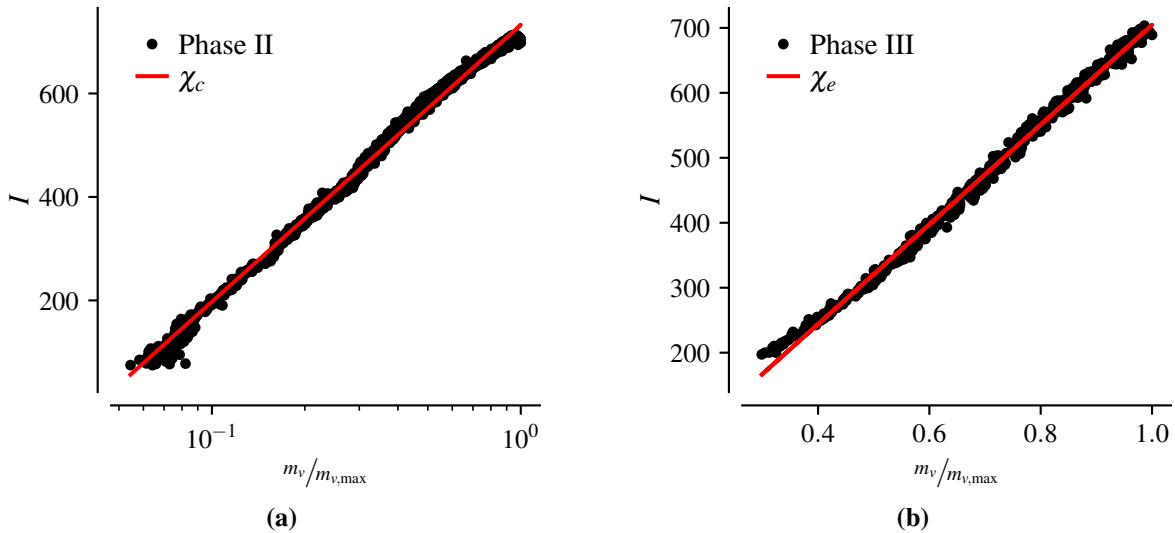
Die Validierung beruht auf zwölf Bildern der selben Messreihe, in denen die Tropfen manuell markiert wurden. Die Zeitstempel sind auf der Ordinate aufgetragen, wobei eine gestrichelte, vertikale Linie das Einsetzen der Verdampfungsphase markiert. Der Mindestanteil detektierter Tropfen, die mit der manuellen Referenz übereinstimmen, beträgt 86.77 %, während dessen Maximum 100 % ist. Der Höchstwert der in der manuellen Referenz markierten, aber nicht von dem vorgestellten Algorithmus korrekt erkannten Tropfen ist entsprechend 13.23 %. Zudem konnten maximal 5.48 % der detektierten Tropfen keinem Referenzergebnis zugeordnet werden, wobei dieser Wert auf bis zu 0 hin zu größeren Betauungszeiten absinkt.



**Abbildung 5.22** Detektionsergebnisse und zusammengefasste Fehler (falsch-negativ und falsch-positiv) für  $Re = 448$ ,  $Gr_{hc} = Gr_{ein} = 2.57 \times 10^8$  und  $\Theta_{ein} = 15.59^\circ\text{C}$  (nach Volk et al. (2022)).

In Abbildung 5.21 fällt auf, dass der Anteil inkorrekt detektierter Volumina während der Kondensation mit der Zeit abnimmt. Am größten ist der Anteil kurz nach Messstart. Dies ist auf die uniforme Verteilung gleichgroßer Tropfen zurückzuführen. Die homogene Radiusverteilung begünstigt die fälschliche Detektion von Kreisen, deren Kontur Teil mehrerer Tropfen ist. Auch ist die Detektion kleiner Tropfen aufgrund des niedrigeren Signal-Rauschabstands deutlich fehleranfälliger. Mit zunehmender Betauungsdauer nimmt die Heterogenität der Tropfenverteilung zu, sodass Tropfen innerhalb von Freiflächen deutlich seltener sind. So lag bereits 20 min nach Betauungsbeginn der Anteil der korrekt detektierten bedeckten Volumina oberhalb von 98 % und stieg im Folgenden noch weiter an. Hin zu großen Betauungszeiten ist die Abweichung zwischen Referenz und Detektion vernachlässigbar klein und bleibt auch klein für die anschließende Verdampfungsphase. Während der Verdampfungsphase verschwinden die kleinen Tropfen schnell, sodass primär große Tropfen zu beobachten sind. Diese werden aufgrund ihres hohen Signal-Rauschabstands zuverlässig detektiert. Abbildung 5.22 zeigt beispielhaft das Detektionsergebnis für  $Re = 448$ ,  $Gr_{hc} = Gr_{ein} = 2.57 \times 10^8$  und  $\Theta_{ein} = 15.59^\circ\text{C}$ . Grün markiert sind Tropfen, bei denen manuelle Referenz und Detektionsergebnis übereinstimmen. Rot markiert sind falsch positive oder falsch negative Ergebnisse.

Am Ende des Algorithmus steht somit für jeden Tropfen ein Wertetripel mit  $x$ - und  $y$ -Position und dem Radius in Pixeln. Dies ermöglicht es, die Zeitentwicklung der bedeckten



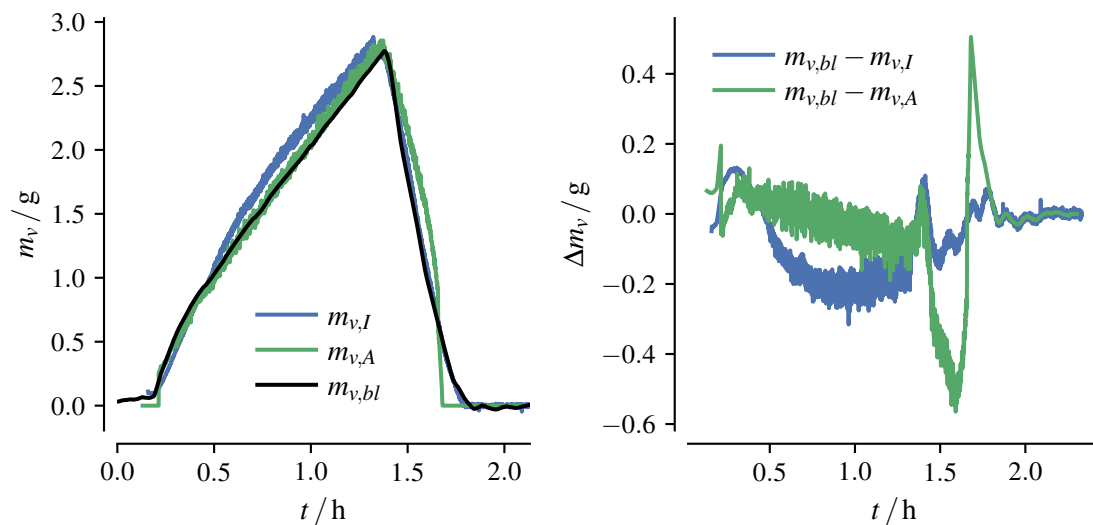
**Abbildung 5.23** Kalibrierkurve zur Berechnung der absoluten Kondensatmasse für die Kondensation  $\chi_c$  in (a) und die Verdampfung  $\chi_e$  in (b).

Fläche sowie die globale und lokale Massenstromrate anzugeben. Die Ergebnisse dieser Messungen sind Thema der nachfolgenden Abschnitte.

### 5.6.6 Tropfenwachstum

**Validierung des Gesamtmassenstroms** Um von der Tropfenmasse im Sichtfeld des frontalen Mikroskops auf die Gesamtmasse zu schließen, wurden zwei Methoden untersucht, die auch in Niehaus et al. (2023a) vorgestellt wurden. Bei der ersten wurde die Gesamtmasse aller Tropfen mit Mittelpunkt innerhalb des in Abbildung 5.22 eingezeichneten Rahmens gemäß Gleichung 2.9 berechnet. Die Gesamtmasse im Sichtfeld des Mikroskops  $m_v$  wurde anschließend mit dem Verhältnis  $A_c/A_w = 7678$  multipliziert, um auf die Gesamtmasse  $m_{v,A}$  an Wasser, auf der Kühlplatte zu schließen.

Die zweite Methode nutzt die Intensitätsverteilung, wie sie in Abschnitt 5.3 betrachtet wurde. Die Kalibrierfunktion  $\chi$  ist hierbei so definiert, dass die mittels frontalem Mikroskop bestimmte Masse  $m_v$  mit der dort beobachteten Intensität des von Tropfen gestreuten Lichts assoziiert ist. Ergebnisse dieser Kalibrierung sind in Abbildung 5.23 dargestellt, wobei unterschiedliche Kalibrierungen während des Kondensierens und des Verdampfens genutzt werden. Die Kalibrierkurve für den Prozess des Kondensierens zeigt einen linearen Verlauf bei semi-logarithmischer Auftragung. Für dieselbe Messreihe zeigt sich ein linearer Zusammenhang bei doppelt-linearer Auftragung während der Verdampfungsphase. Grund hierfür sind die unterschiedlichen Wachstumsmodi, die in Unterabschnitt 2.3.2 diskutiert wurden. Wie auch



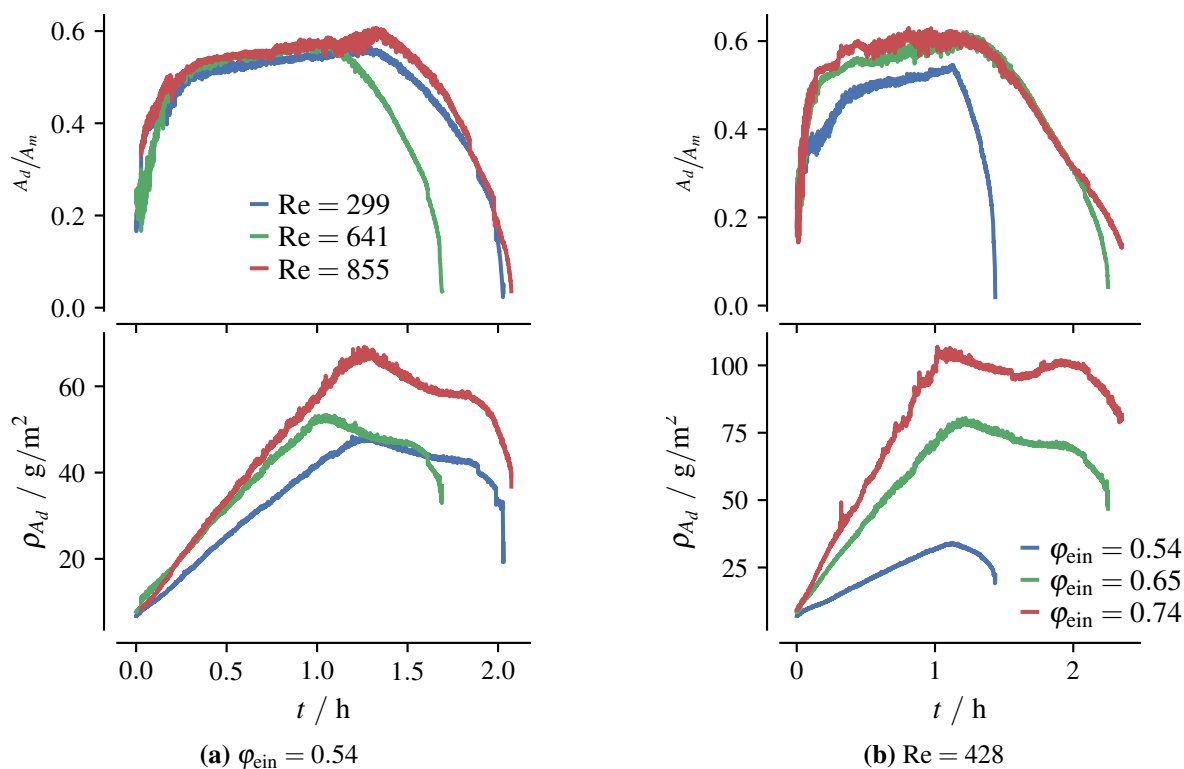
**Abbildung 5.24** Vergleich der Gesamtmassen aus der Massenbilanz  $m_{v,bl}$  (schwarz) mit den Ergebnissen der kamerabasierten Massenbestimmung  $m_{v,I}$  (grün) und  $m_{v,A}$  (blau). Links: Zeitliche Entwicklung der Gesamtmassen einer Messreihe. Rechts: Differenz zwischen den beiden kamerabasierten Skalierungsansätzen und der Massenbilanzmethode.

in Unterabschnitt 2.3.2 ausgeführt, wachsen Tropfen während der Kondensation über das kontinuierliche Wandern der Kontaktlinie bei konstantem Kontaktwinkel. Während der Verdampfung ist die Kontaktlinie bei abnehmendem Kontaktwinkel fest. Wie Abbildung 5.5 zeigt, resultiert ein Großteil des reflektierten Lichts von den Tropfenrändern. Der Wachstumsmodus, der bei der Kondensation beobachtet wird, verursacht eine Verlängerung der reflektierenden Kontaktlinie. Das Abflachen der Tropfen bedingt während der Verdampfung eine Änderung des Kontaktwinkels. Dies bedeutet, dass der Krümmungsradius des Tropfens zunimmt und damit der Bereich, in dem Totalreflektion stattfinden kann, kleiner wird. Entsprechend wird eine geringere Lichtmenge hin zur Kamera reflektiert. Aus der mittleren Intensitätsverteilung entlang  $x$  wurde dann für die Abschnitte II und III die auf der Kühlplatte befindliche Wassermasse  $m_{v,I}$  berechnet.

Um die beiden Methoden zu vergleichen, zeigt die linke Seite von Abbildung 5.24 die Absolutmasse auf der Kühlplatte für einen vollständigen Messzyklus. Linien zeigen die Resultate aus der Massenbilanz am Ein- und Auslass (schwarz) zusammen mit den Ergebnissen der mikroskopbasierten Massenbestimmung. Grüne Linien zeigen die Ergebnisse der Abschätzung der Tropfengrößenverteilung. Resultate der intensitätsbasierten Skalierung sind blau eingezeichnet. Die rechte Seite zeigt die Differenz der beiden optischen Methoden zur Massenbilanz. Der Maximalwert der Intensitätsmethode liegt 3 % und der der Flächenmethode

5 % oberhalb von  $\max(m_{v,bl})$ . Wenn die Standardabweichung der Differenzen  $m_{v,bl} - m_{v,I}$  und  $m_{v,bl} - m_{v,A}$  im Abschnitt  $0.5\text{ h} < t < 1.2\text{ h}$  zur Abschätzung der Messunsicherheit genutzt wird, so folgt  $\sigma_{m,I} = 47\text{ mg}$  und  $\sigma_{m,A} = 41\text{ mg}$ . Entsprechend sind die Abweichungen der Maximalwerte innerhalb der Messtoleranz. Signifikant sind hingegen die zeitlichen Differenzen zwischen dem Erreichen dieser Maximalwerte. So liefert die intensitätsbasierte Methode bereits ein Maximum bei  $t = 1.34(3)\text{ h}$ , die flächenbasierte Methode bei  $t = 1.37(3)\text{ h}$  und die Massenbilanz bei  $t = 1.38(1)\text{ h}$ . Die zeitliche Differenz zwischen  $m_{v,I}$  und  $m_{v,A}$  ist darauf zurückzuführen, dass die Verdampfung im Sichtfeld des Mikroskops noch nicht eingesetzt haben muss, während am Beginn der Kühlplatte (niedrigere  $x$ ) der Prozess des Verdampfens eingesetzt hat. Die zeitliche Abweichung zwischen dem Auftreten des Massenmaximums der Massenbilanz und dem mittleren Auftrittszeitpunkt der beiden optischen Methoden beträgt  $1.5(14)\text{ min}$ . Eine Ursache hierfür ist die instantane Antwort der gestreuten Lichtintensität bei geänderter Tropfengeometrie gegenüber der Trägheit der verwendeten Feuchtesensoren im Ein- und Auslass. Die Massendifferenzen der beiden Messmethoden auf der rechten Seite von Abbildung 5.24 zeigen eine abweichende zeitliche Entwicklung. So ist die mittlere absolute Differenz während der Kondensation für die intensitätsbasierte Skalierung  $\langle |m_{v,b} - m_{v,I}| \rangle_{\text{II}} = 0.15(6)\text{ g}$  und für die flächenbasierte Skalierung  $\langle |m_{v,bl} - m_{v,A}| \rangle_{\text{II}} = 0.04(3)\text{ g}$ . Analog ergeben sich  $\langle |m_{v,bl} - m_{v,I}| \rangle_{\text{III}} = 0.06(3)\text{ g}$  und  $\langle |m_{v,bl} - m_{v,A}| \rangle_{\text{III}} = 0.30(15)\text{ g}$  für die Verdampfung. Während die intensitätsbasierte Methode im Vergleich zur flächenbasierten Methode während der Kondensation eine ungefähr um den Faktor  $3.7(31)$  höhere Abweichung zur Referenzmasse  $m_{v,bl}$  aufweist, ist ihre Abweichung während des Abschnitts III um den Faktor  $5(3)$  niedriger. Dass die Flächenskalierung während des Abschnitts II eine so niedrige Abweichung produziert, obwohl, wie Abbildung 5.5 zeigt, in Lauflänge eine inhomogene Verteilung vorliegt, muss daran liegen, dass der Massenstrom an der Kühlplattenmitte gerade dem mittleren Massenstrom auf der gesamten Fläche entspricht. Das Überschätzen kann entweder Resultat einer inhomogenen Beleuchtung sein oder darauf zurückgeführt werden, dass lokal höhere Massenkonzentrationen auf der Kühlplatte auftreten, für die die Kalibrierfunktion  $\chi_c$  aus Abbildung 5.23(a) nicht mehr gültig ist. Die niedrige Differenz  $\langle |m_{v,bl} - m_{v,I}| \rangle_{\text{III}}$  macht die erste Erklärung unwahrscheinlich, während der hin zu hohen Massen abknickende Verlauf in Abbildung 5.23(a) den zweiten Ansatz plausibler erscheinen lässt. Abschließend kann hier jedoch mit den vorliegenden Daten keine Aussage getroffen werden.

Das starke Über- und anschließend das starke Unterschätzen der Masse durch die Flächenmethode ist der Tatsache geschuldet, dass die Massenverteilung auf der Kühlplatte nicht homogen und die mittels Kamera bestimmte Masse nicht repräsentativ ist. So ist die Verdampfungsrates in der Kühlplattenmitte niedriger als am Ort des auftreffenden beziehungsweise



**Abbildung 5.25** Zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrads (oben) und der Massenbeladung (unten) für (a) konstante Einlassfeuchten und (b) konstante Einlassgeschwindigkeiten.

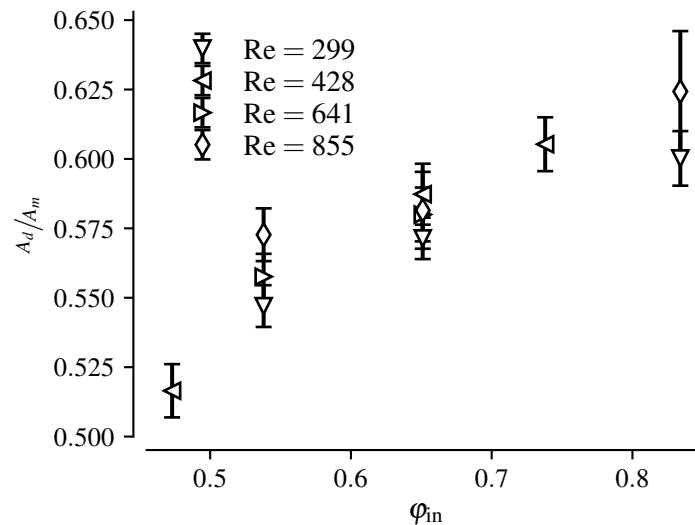
ablösenden Wandstrahls. An dem Punkt, an dem sich kein Wasser mehr im Sichtfeld des Mikroskops befindet, wird  $m_v$  unterschätzt. Entsprechend hat die intensitätsbasierte Methode immer dann einen Vorteil, wenn inhomogene Verdampfungs- oder Kondensationsraten auf einer Oberfläche stattfinden. Eine Kalibrierfunktion vorausgesetzt, kann so aus der lokalen Verteilung und ihren Streueigenschaften auf die Verteilungen auf der Gesamtfläche geschlossen werden. Die Untersuchung dieser lokalen Verteilung, die statistischen Eigenschaften und den Einfluss der Topologie auf  $m_v$  behandeln die nachfolgenden Abschnitte.

**Einfluss der Randbedingungen auf die Oberflächenbedeckung** Ein wesentlicher Unterschied zwischen der Film- und der Tropfenkondensation ist, dass bei der Tropfenkondensation keine vollständige Bedeckung der kondensierenden Oberfläche vorliegt. Um die zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrads bei variierenden Randbedingungen zu untersuchen, werden die Resultate der Tropfendetektion genutzt. Abbildung 5.25 zeigt in den zwei oberen Abbildungen die zeitliche Entwicklung des Bedeckungsgrads  $A_d/A_m$ , wobei  $A_d$  die mit Tropfen bedeckte Fläche und  $A_m$  die gesamte mikroskopierte Fläche kennzeichnet. Die unteren Abbildungen stellen die zeitliche Entwicklung der Flächenbeladung  $\rho_{A_d}$  dar, die als Quotient von Wassermasse  $m_d$  zur Fläche  $A_d$  definiert ist. Abbildung 5.25(a) zeigt Ergebnisse bei einer relativen Einlassfeuchte

von  $\varphi_{\text{ein}} = 0.54$  und drei verschiedenen Re. Abbildung 5.25(b) beinhaltet Resultate bei einem konstanten Massenstrom mit  $\text{Re} = 428$  und variierender Einlassfeuchte  $\varphi_{\text{ein}}$ .

Allen Zeitverläufen des Bedeckungsgrads ist gemein, dass dieser mit beginnender Kondensation steil ansteigt und dann in einen Bereich mit um zwei Größenordnungen geringerem Anstieg von  $A_d/A_m$  übergeht. Mit beginnender Verdampfung nimmt die Bedeckung stetig ab, wobei sich die Rate kontinuierlich beschleunigt, bis keine Flüssigkeit mehr auf der gekühlten Oberfläche vorhanden ist. Die Massenbeladung zeigt während der Kondensation keine Aufteilung in zwei Phasen. Während der Kondensation steigt  $\rho_{A_d}$  linear an. Mit der Änderung der Randbedingung für die Verdampfung nimmt die Massendichte linear ab, bis die Änderungsrate kleiner wird. Für die meisten Fälle steigt diese sogar wieder an. So zeigt sich ein lokales Maximum, bevor sich die Abnahme von  $\rho_{A_d}$  wie schon beim Bedeckungsgrad solange beschleunigt, bis kein Wasser mehr auf der Kühlplatte vorliegt. Dies liegt daran, dass zunächst die kleinsten Tropfen entsprechend dem  $d^2$ -Gesetz aus Unterabschnitt 2.3.2 am schnellsten verdampfen. Wie in der Diskussion der Tropfengrößenverteilung in Unterabschnitt 2.3.1 dargelegt, machen diese Tropfen einen Großteil der Gesamttropfenzahl aus. Ihr Verschwinden sorgt somit dafür, dass zügig Fläche frei wird, aber die Gesamtmasse nur geringfügig abnimmt. Generell gilt, dass  $m_d \propto r_d^3$  und  $A_d \propto r_d^2$ . Entsprechend ist  $\rho_{A_d}$  bei konstantem  $A_d$  aber größeren Tropfen höher. Somit sorgt das Wegfallen der kleinen Tropfen für eine höhere Massenbeladung der bedeckten Fläche und für das Ausbilden eines lokalen Maximums beziehungsweise eines Sattels im zeitlichen Verlauf von  $\rho_{A_d}$ . Abbildung 5.25(a) zeigt bei steigender Re während der Kondensation einen steileren Anstieg der Massenbeladung, die sich, wie Abbildung 5.25(b) darstellt, ebenfalls mit  $\varphi_{\text{ein}}$  erhöht. Um das Niveau, auf dem das Anwachsen der Bedeckung während der Kondensation stagniert, in Abhängigkeit zu den Randbedingungen zu quantifizieren, trägt Abbildung 5.26 die mittlere Bedeckung als Funktion der relativen Luftfeuchte auf. In dieser Abbildung zeigen Symbole identische Re an. Mit steigender Feuchte am Einlass steigt  $\varphi_{\text{ein}}$ , während kein systematischer Einfluss durch Re erkennbar ist. Da die Tropfen stets eine kreisrunde Form haben, kann die Tropfenverteilung auf der Kühlplatte als Packungsproblem, wie es beispielsweise in Collins und Stephenson (2003) untersucht wurde, aufgefasst werden. In der theoretischen Betrachtung der Tropfenverteilung aus Unterabschnitt 2.3.1 wurde eine stationäre Tropfengrößenverteilung motiviert. Sobald diese erreicht ist, liegt die maximale Bedeckung, die für die verwendete Oberfläche möglich ist, vor. Mit dem Erreichen treten jedoch auch Ablaufereignisse auf, die im vorliegenden Versuch vermieden wurden. Entsprechend wurde die maximale Bedeckungsrate in den vorliegenden Daten nicht erreicht; Abbildung 5.26 legt jedoch eine maximal mögliche Bedeckung von 62 % nahe.



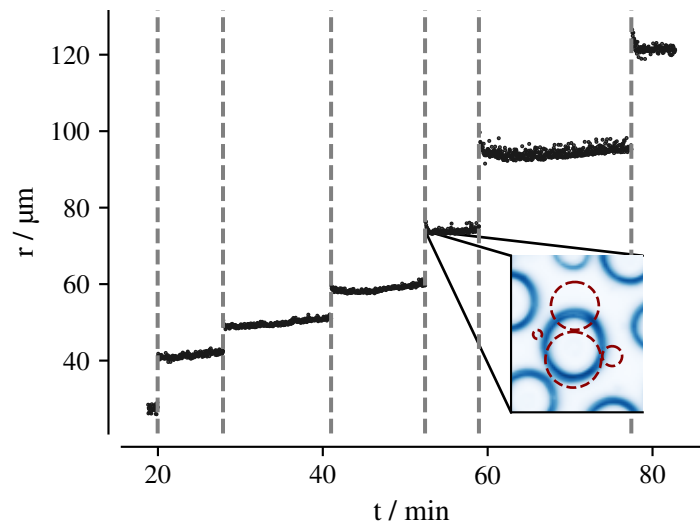


**Abbildung 5.26** Mittlere Bedeckung in Abhängigkeit zur relativen Luftfeuchte während der Kondensation für unterschiedliche Re. Balken zeigen die Unsicherheit des Mittelwerts von  $A_d/A_m$ .

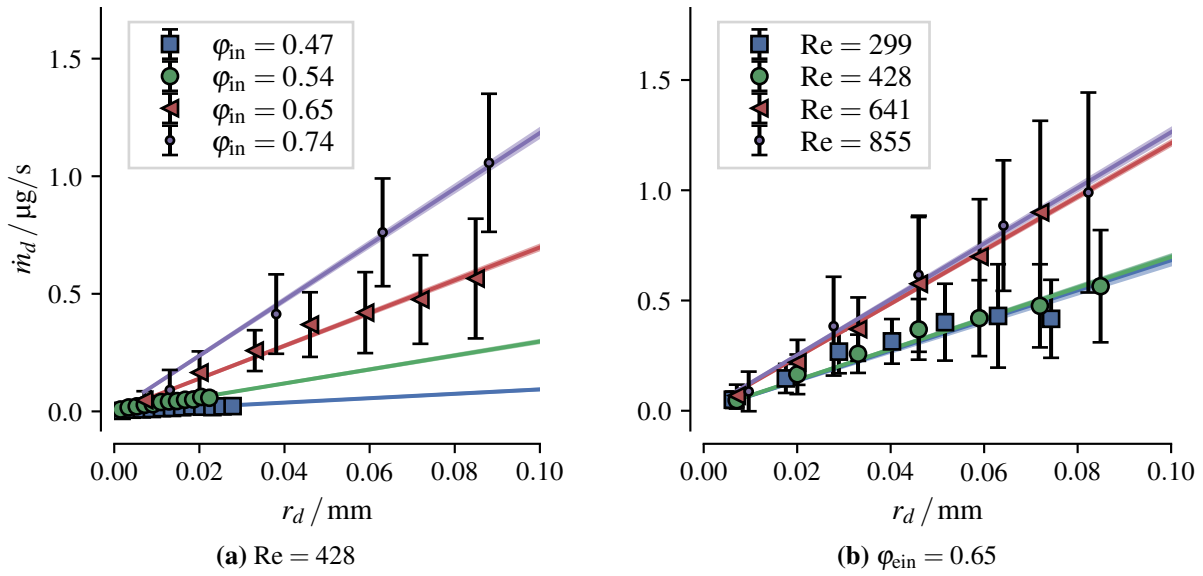
Für eine präzise Beschreibung des Abschnitts III ist vor allem die Dynamik einzelner Tropfen entscheidend. Hierzu wird der Massenstrom einzelner Tropfen im nachfolgenden Abschnitt beschrieben.

**Einzeltröpfchenwachstum** Die Resultate des in Unterabschnitt 5.6.5 vorgestellten Detektionsalgorithmus ermöglichen es, das Wachstum einzelner Tropfen zu bestimmen. Die Zeitspanne, in der sich der Radius eines Tropfens auf der Kühlplatte ausschließlich durch Phasentransition ändert, ist durch das Auftreten einer Koaleszenz mit benachbarten Tropfen beschränkt. Diese Ergebnisse müssen zur Untersuchung des Wachstums einzelner Tropfen detektiert und anschließend von der weiteren Betrachtung ausgeschlossen werden. Um zu untersuchen, wie der Massenstrom an der Oberfläche eines Tropfens (Index 1) von dessen Form abhängt, wurden die  $N = 200$  größten Tropfen am Ende der Kondensation (Abschnitt II) herausgesucht. Existierte ein Tropfen (Index 0) im vorangegangenen Bild, dessen Radius um weniger als  $\Delta r_d = 0.05 r_1$  und dessen Mittelpunkt um weniger als  $\epsilon_d = 0.01 r_1$  abwich, wird davon ausgegangen, dass es sich um denselben Tropfen handelt und keine Koaleszenz stattgefunden hat. Aus den Tropfenradien  $r_{d,0}$  und  $r_{d,1}$  kann der Volumenzuwachs aus Gleichung 2.9 bestimmt werden, aus dem sich wiederum die Änderung der Tropfenmasse  $\Delta m_d(r_{d,0}, r_{d,1})$  ergibt. Hierzu wird die Dichte von Wasser bei der Temperatur  $T_c$  genutzt. Ist im vorangegangenen Bild kein solcher Tropfen zu finden, muss eine Koaleszenz stattgefunden haben. In diesem Fall wird der Tropfen mit dem geringsten Schwerpunktabstand weiter verfolgt, der sprunghafte Anstieg der Masse in der weiteren Betrachtung nicht berücksichtigt. Ein Beispiel für die Entwicklung des Radius eines Tropfens zeigt Abbildung 5.27. Schwarze Punkte stellen die Entwicklung

**Abbildung 5.27** Beispiel des zeitlichen Entwicklung eines Tropfens während der Kondensation: Vertikale gestrichelte Linien zeigen Koaleszenzen an, für  $t = 53$  min ist die Intensitätsverteilung nach einer Koaleszenz dargestellt, während die Kontaktlinie der Ausgangstropfen rot markiert ist.



des Tropfenradius über die Zeit dar. Sprunghafte Anstiege des Tropfenradius sind Resultat von Koaleszenzen, deren Zeitpunkte vertikale gestrichelte Linien markieren. Für  $t = 53$  min ist die Intensitätsverteilung nach einer Koaleszenz zusammen mit den Detektionsergebnissen aus dem vorangegangenen Bild dargestellt. In diesem Fall sind im Intervall zwischen den beiden Aufnahmen vier Tropfen zusammengewachsen. Während vor der Koaleszenz die Tropfenradien  $r_d$  anwachsen, zeigt Abbildung 5.27 im Anschluss an eine Koaleszenz zunächst ein Absinken von  $r$ . Zwar ist auch für größere Tropfen eine radialsymmetrische Kontaktlinie energetisch günstiger, jedoch dauert es aufgrund der mit der Kontaktfläche ansteigenden Adhäsionskräfte bei gleichzeitig niedrigerem Krümmungsradius länger, um diese Form nach einer Koaleszenz einzunehmen. Zur Untersuchung des Einzeltropfenwachstums muss ausgeschlossen werden, dass der beobachtete Massenstrom von einer Koaleszenz beeinflusst ist. Zu diesem Zweck wurden ausschließlich Massenänderungen unmittelbar vor einer Koaleszenz betrachtet. Hierzu wurde die mittlere Steigung des Tropfenradius innerhalb der letzten 5 % des Intervalls zwischen zwei Koaleszenzen bestimmt. Hieraus folgt  $\dot{r}_d$  beziehungsweise folgen mit Gleichung 2.9 die Wachstumsraten von Tropfenvolumen  $\dot{V}_d$  und Tropfenmasse  $\dot{m}_d$ . Den Massenstrom einzelner Tropfen in Abhängigkeit zu ihrem Radius stellt Abbildung 5.28 für unterschiedliche Randbedingungen dar. Abbildung 5.28(a) zeigt  $\dot{m}_d$  für eine konstante  $Re$  bei variierender  $\varphi_{\text{ein}}$ , während 5.28(b) eine konstante  $\varphi_{\text{ein}}$  bei variierten  $Re$  aufweist. Die Massenströme sind über mehrere Radiusintervalle gemittelt, sodass vertikale Balken die Standardabweichung des Mittelwerts angeben. Linien zeigen das Ergebnis einer linearen Regression an, deren Linienfarbe den Symbolfarben der jeweiligen Datensätze entspricht. Beide Auftragungen zeigen, dass sich die Massenstromrate mit steigendem Tropfenradius erhöht. Dies liegt daran, dass die Tropfenoberfläche  $A_d$ , an der Kondensation stattfindet, mit  $r_d$  anwächst und mit steigender Tropfenhöhe die Reduktion der Dampfkonzentration durch benachbarte Tropfen an Einfluss verliert. Weiter



**Abbildung 5.28** Massenzuwachsrates  $\dot{m}_d$  einzelner Tropfen in Abhängigkeit zu ihrem Radius bei (a) konstanter  $Re$  und (b) konstanter  $\varphi_{\text{ein}}$ .

zeigt Abbildung 5.28(a), dass mit zunehmendem Wasserdampfgehalt am Einlass die Kondensationsrate bei konstantem  $r_d$  steigt. Einen vergleichbaren Trend zeigt Abbildung 5.28(a). Die tropfenspezifische Sherwood-Zahl

$$Sh_d = \frac{\dot{m}_d r_{d,\text{max}}}{A_d (\rho_{v,\text{ein}} - \rho_{s,c}) D}$$

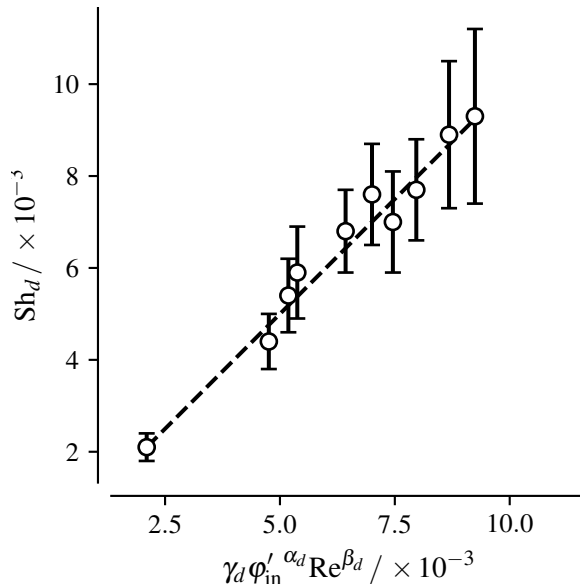
gibt den dimensionslosen latenten Massenstrom an der Tropfenoberfläche an, wobei hier der mittlere Massenstrom pro Fläche des Tropfens eingeht. Analog zum globalen latenten Massenstrom in Gleichung 5.5 ergibt sich für den Einzeltropfen

$$Sh_d(Re, \varphi_{\text{ein}}) = \gamma_d Re^{\alpha_d} \varphi_{\text{ein}}^{\beta_d}. \quad (5.12)$$

Das Ergebnis der Regression von Gleichung 5.12 während der Kondensation ist

$$Sh_d(Re, \varphi_{\text{ein}}) = 6.6(9) \times 10^{-5} Re^{0.75(7)} \varphi_{\text{ein}}^{0.09(2)}. \quad (5.13)$$

Abbildung 5.29 zeigt den mittels Messdaten berechneten dimensionslosen Massenstrom  $Sh_d$  als Funktion des Regressionsergebnisses aus Gleichung 5.13. Die Winkelhalbierende liegt für alle Messwerte innerhalb der Messtoleranzen, sodass Gleichung 5.13 geeignet ist, den Massenstrom an einzelnen Tropfen vorherzusagen, wobei das Modell lediglich für  $0.47 \leq \varphi_{\text{ein}} \leq 0.74$



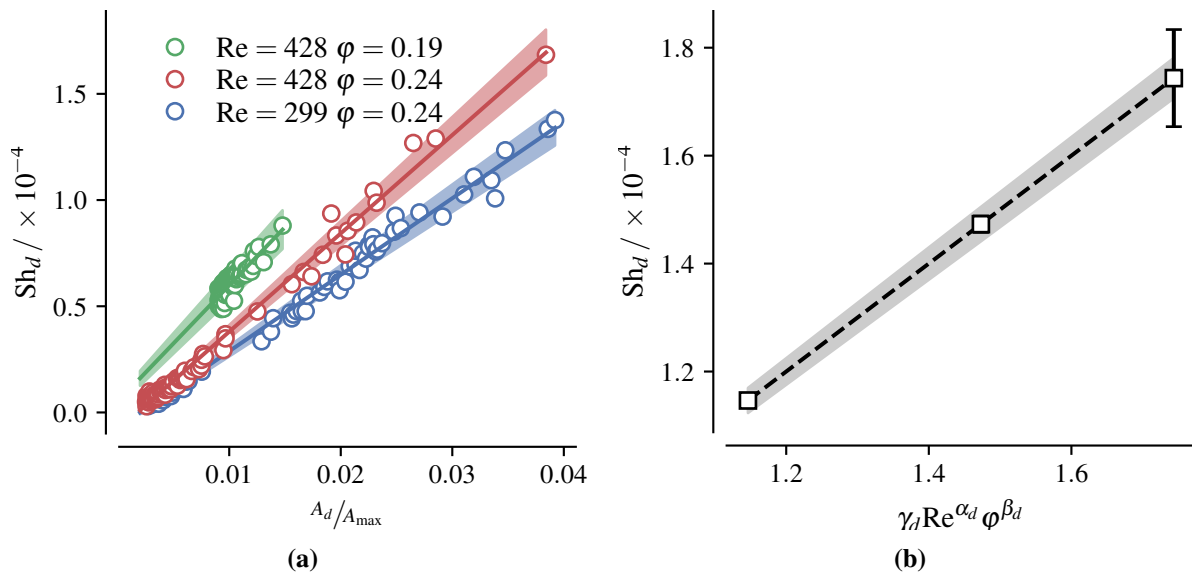
**Abbildung 5.29** Skalierung von  $Sh_d$  in Abhängigkeit von den experimentellen Randbedingungen  $\varphi_{\text{ein}}$  und  $Re$  bei  $Gr_{\text{ein}} = 2Gr_{hc} = 2.88 \times 10^8$ .

und  $299 \leq Re \leq 855$  validiert ist.

Analog zum Vorgehen während der Kondensation kann auch die Veränderung der Tropfengröße bei der Verdampfung untersucht werden. Hierbei treten jedoch keine Koaleszenzen auf, sodass das Extrahieren der Tropfentrajektorien gegenüber der Kondensation vereinfacht ist. Abbildung 5.30(a) zeigt die Verdampfungsrate für zwei  $Re$  und zwei  $\varphi_{\text{ein}}$  in Abhängigkeit der Tropfenoberfläche. Wie in Abbildung 5.28 zeigen Linien in Abbildung 5.30(a) Regressionsergebnisse von Datenpunkten gleicher Farbe. Auch die Verdampfungsraten werden mittels der Ansatzfunktion aus Gleichung 5.13 beschrieben. Das Regressionsergebnis zeigt Abbildung 5.30(b), in der die experimentell bestimmten  $Sh_d$  auf der Abszisse gegen die Regressionsergebnisse aufgetragen sind. Die ermittelten Koeffizienten liefern den dimensionslosen Massenstrom

$$Sh_{d,e}(Re, \varphi_{\text{ein}}) = 8.56(8) \times 10^{-4} Re^{0.67(9)} \varphi_{\text{ein}}^{-0.68(7)}. \quad (5.14)$$

Vergleicht man nun die beiden Parametrisierungen von  $Sh_d$  während der Kondensation (Gleichung 5.13) und des Verdampfens (Gleichung 5.14), fällt auf, dass wie zuvor beide Exponenten von  $Re$  im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit identisch sind. Entsprechend hat der konvektive Stofftransport für beide Richtungen der Phasentransition einen vergleichbaren Einfluss auf den Massentransfer. Die Vorzeichen der Exponenten von  $\varphi_{\text{ein}}$  unterscheiden sich. Das positive Vorzeichen während der Kondensation zeigt an, dass eine höhere Massenkonzentration in der Hauptströmung den Transport von Wasserdampf in die Grenzschicht beschleunigt. Während der Verdampfung bedeutet ein höherer Wassergehalt in der Hauptströmung jedoch, dass frei gewordener Wasserdampf die Konzentrationsgrenzschicht langsamer verlässt. Im



**Abbildung 5.30** Dimensionsloser Massenstrom bei der Verdampfung für verschiedene  $\varphi_{\text{ein}}$  und  $Re$  Konfigurationen in Abhängigkeit zur Bedeckung in (a). (b) zeigt die Übereinstimmung von Skalierungsansatz und Experiment.

Gegensatz zum globalen Massenstrom sind die Exponenten von  $\varphi_{\text{ein}}$  für die tropfenbezogenen Massenströme  $Sh_d$  während der Verdampfung größer. Dies liegt daran, dass hier auf die Tropfenoberflächen und nicht auf die gesamte Kühlplattenoberfläche normiert wurde.



---

---

# Modellierung des latenten und sensiblen Wärmetransports

Das primäre Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines Modells zur Vorhersage von Stoff- und Wärmetransport bei konvektiven Luftströmungen mit Phasentransition. Aufgrund der Komplexität des Systems und der Wechselwirkung der physikalischen Effekte, die den Wärmetransport determinieren, ist ein Modell, das auf den physikalischen Grundgleichungen basiert, nicht sinnvoll und wenig zielführend. Daher wird basierend auf dem Skalenverhalten der das System charakterisierenden dimensionslosen Kennzahlen ein semi-empirisches Modell formuliert. Das Modell ist so entwickelt, dass die globalen  $Sh$  und  $Nu$  aus den vier Eingangsparametern  $Gr_{hc}$ ,  $Gr_{ein}$ ,  $\varphi_{ein}$  und  $Re$  entwickelt werden können. Hierbei kombiniert es die Ergebnisse der Strömungsstrukturuntersuchung und der gemessenen sensiblen Wärmeströme aus Kapitel 4 mit den Resultaten aus Kapitel 5 für den latenten Wärmestrom. In den folgenden Abschnitten wird dieses Modell vorgestellt und validiert.

## 6.1 Modellbeschreibung

Der folgende Abschnitt basiert auf der Zeitschriftenveröffentlichung „A semi-empirical model for the prediction of heat and mass transfer of humid air in a vented cavity“ von Niehaus et al. (2023b) und ist teilweise wörtlich aus dem Englischen übersetzt.

Das Modell soll zum einen den Massentransfer durch Phasentransition und zum anderen den globalen Wärmetransport vorhersagen. Hierzu ist es notwendig, dass das Modell die Wechselwirkung von latentem und sensiblem Wärmetransport unter Berücksichtigung konvektiver Luftströmung abbildet. Als semi-empirisch ist das Modell bezeichnet, da es auf drei Parametern basiert, die aus einer Regression an experimentelle Ergebnisse extrahiert werden. Die Startwerte für diese Parameter basieren auf den Messergebnissen der vorangegangenen Kapitel.

Für das hier untersuchte System wird der konvektive Wärmetransport durch die großskalige Rollenstruktur dominiert. Der globale Wärmestrom zwischen Ein- und Auslass ist somit vom Bypass-Verhältnis  $\kappa$  bestimmt – wie es Unterabschnitt 4.1.3 beschreibt. Von diesem Verhältnis kann auf das Geschwindigkeitsverhältnis oberhalb der beiden isothermen Grenzflächen geschlossen werden. Zusätzlich zu  $\kappa$  werden zwei empirische Parameter zum Skalieren der Wärmeübergangskoeffizienten  $h_c$  und  $h_h$  an der Kühl- und Heizplatte benötigt. Anfangswerte für die Regression des semi-empirischen Modells folgen für  $\kappa$  aus den gemessenen Strömungsfeldern und für  $h_c$  und  $h_h$  aus den Messergebnissen, die in Abschnitt 4.2 diskutiert werden.

In Kapitel 4 ist wiederholt festgestellt worden, dass die erzwungene Konvektion im untersuchten Parameterbereich den Wärme- und Stofftransport dominiert. Der Temperaturgradient zwischen der Heiz- und Kühlplatte und der wandnahen Strömung induziert eine Auf- beziehungsweise Abwärtsströmung, deren Hauptkomponente senkrecht zur Hauptströmungsrichtung verläuft. Die gemessenen Strömungsfelder zeigen, dass die Geschwindigkeitsmagnitude der thermisch induzierten Konvektion um mindestens eine Größenordnung kleiner ist als die der erzwungenen Konvektion. Daher werden die Geschwindigkeitsgradienten in  $z$ -Richtung für die Modellbildung nicht berücksichtigt und deren Einfluss auf den globalen Wärmetransport sowie auf den Massentransfer im Hinblick auf das Modell vernachlässigt. Weiter wird der Strahlungsaustausch zwischen Heiz- und Kühlplatte vernachlässigt, da dieser aufgrund der niedrigen Temperaturdifferenzen keinen messbaren Einfluss auf den Gesamtwärmestrom hat und entsprechend dessen Beitrag nicht validiert werden kann. Die Wärmeverluste durch die Seitenwände werden gemäß der Abschätzung in Gleichung 3.10 ebenfalls vernachlässigt. Berücksichtigt werden ausschließlich Wärmeübergänge an der Heiz- und Kühlplatte hervorgerufen durch die Temperaturunterschiede zwischen  $T_{\text{ein}}$ ,  $T_c$  und  $T_h$  sowie der latente Wärmestrom in Folge des Massenstroms  $\dot{m}_v$ . Um mit Hilfe des Modells die resultierende Auslasstemperatur  $T_{\text{aus}}$  zu berechnen, wird ein iteratives, eindimensionales Modell formuliert, das berücksichtigt, dass in Folge der großskaligen konvektiven Rollenstruktur Luftvolumina mehrfach mit den isothermen Flächen interagieren können.

Für den initialen Iterationsschritt ( $n = 0$ ) strömt Luft mit der Temperatur  $T_{\text{mix},0} = T_{\text{ein}}$  in das Zellinnere ein, folgt der Seitenwand, löst ab und strömt parallel zur Kühlplatte. Die Temperatur  $T_{\text{aus},0}$  am Auslass ist

$$T_{\text{aus},0} = T_{\text{mix},0} + \Delta T_{c,0} = T_{\text{ein}} + \frac{h_c A_c}{\dot{m}_{\text{ein}} c_p} (T_c - T_{\text{ein}}). \quad (6.1)$$



Hier indiziert 0 die Ordnung der Iteration,  $T_{\text{mix}}$  beschreibt die Temperatur der Luft, die mit der Kühlplatte interagiert, und  $\Delta T_{c,0}$  gibt die Temperaturänderung hervorgerufen durch die Interaktion mit der Kühlplatte an. Letztere berechnet sich entsprechend der rechten Seite nach Gleichung 6.1, wobei  $h_c$  den Wärmeübergangskoeffizienten an der Kühlplatte angibt. Da  $h_c$  unbekannt ist, bedarf es einer Modellierung des Wärmeübergangs an der Kühlplatte, die im weiteren Verlauf dieser Beschreibung vorgestellt wird. Nach der Interaktion mit der Kühlplatte teilt sich die Luft auf – wie in Kapitel 4 beschrieben. Die beiden größten Anteile strömen entweder in Richtung Rückwand und dort parallel zur Heizplatte in Richtung Einlass oder verlassen das Volumen durch den Auslass. Die Interaktion mit der Heizplatte wird analog zu Gleichung 6.1 berechnet, wobei hier das Bypass-Verhältnis  $\kappa$  eine niedrigere Geschwindigkeit des interagierenden Fluids berücksichtigt. Für den sich so ergebenden Temperaturunterschied nach der Interaktion mit der Heizplatte gilt

$$\Delta T_{h,0} = \frac{h_h A_h}{\kappa \dot{m}_{\text{ein}} c_p} (T_h - T_{\text{aus},0}). \quad (6.2)$$

Neben  $\kappa$  muss – wie zuvor in Gleichung 6.1 – der Wärmeübergangskoeffizienten  $h_h$  berechnet werden. Dieser ist abhängig von der Anströmung und von der Gesamtgeometrie. Bestimmt wird dieser im späteren Verlauf anhand experimenteller Daten. Nach der Interaktion mit der Heizplatte mischt sich der rezirkulierende Teil mit der durch den Einlass einströmenden Luft. Aufgrund der Interaktion hinter dem Lufteinlass liegt hier eine Mischtemperatur  $T_{\text{mix}}$  vor, die auf die Kühlplatte trifft. Die Mischtemperatur für den Iterationsschritt  $n = 1$  ist entsprechend gegeben über

$$T_{\text{mix},1} = (1 - \kappa) T_{\text{mix},0} + \kappa \Delta T_{h,0}. \quad (6.3)$$

Mit der Anfangsbedingung  $T_{\text{mix},0} = T_{\text{ein}}$  kann ein implizites Modell formuliert werden. Hiermit können die Interaktionstemperatur an der Kühlplatte und die Auslasstemperatur für den  $n + 1$ -ten Schritt bestimmt werden zu

$$T_{\text{mix},n+1} = (1 - \kappa) T_{\text{ein}} + \kappa (T_{\text{aus},n} + \Delta T_{h,n}) \quad \text{und} \quad (6.4)$$

$$T_{\text{aus},n+1} = T_{\text{mix},n+1} + \Delta T_{c,n+1}. \quad (6.5)$$

Da das Bypass-Verhältnis  $\kappa < 1$ , ist  $\lim_{n \rightarrow \infty} T_{\text{aus},n} = \text{konst.}$ . Hieraus folgt nicht nur die Konvergenz von Gleichung 6.4 sondern auch von 6.5.

Der Wärmeübergang an isothermen Grenzflächen wird, wie unter anderem aus Abbildung 4.17(a) hervorgeht, von der erzwungen Konvektion dominiert. Entsprechend wird zur Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten  $h_c$  und  $h_h$  aus den Gleichungen 6.1 und 6.2

eine Nußelt-Reynolds-Korrelation genutzt. Diese ist gegeben über

$$\text{Nu}_{c,1}^{\text{sens}} = \frac{h_c L}{\lambda} = C_c \text{Re}_c^\zeta \quad \text{und} \quad (6.6)$$

$$\text{Nu}_{h,1}^{\text{sens}} = \frac{h_h L_h}{\lambda} = C_h \text{Re}_h^\zeta. \quad (6.7)$$

Für dieses Modell werden zwei Parameter benötigt. Im Kontext einer überströmten, ebenen Platte ergibt sich der Wärmetransport  $\text{Nu} = \text{Re}^\alpha \text{Pr}^\beta$ . Dieses beruht auf den Basen  $\text{Pr}$  und  $\text{Re}$ , die in Abhängigkeit des Strömungszustands variierende Potenzen aufweisen. Da die Geschwindigkeit der Überströmung beider Oberflächen in derselben Größenordnung liegt, wird  $\zeta$  als gemeinsamer Exponent für die  $\text{Re}$ -Abhängigkeit von  $\text{Nu}_{c,1}^{\text{sens}}$  und  $\text{Nu}_{h,1}^{\text{sens}}$  genutzt. Da  $\text{Pr}$  im vorliegenden Versuch näherungsweise konstant ist beziehungsweise nicht aktiv variiert wurde, wird der Beitrag bei der Berechnung von  $\text{Nu}$  als konstanter Linearfaktor angenommen und ist entsprechend Teil von  $C_c$  oder  $C_h$ . Insbesondere wird entsprechend Abbildung 4.17(b) keine Grashof-Abhängigkeit für den Wärmestrom berücksichtigt. Da die Gleichungen 6.6 und 6.7 die Einzelinteraktion der überströmenden Luft an einer isothermen Fläche endlicher Länge beschreiben, ist die charakteristische Länge für  $\text{Re}_c$  und  $\text{Re}_h$  die Länge der Oberfläche in Strömungsrichtung. Als charakteristische Geschwindigkeit wird an der Kühlplatte die Einlassgeschwindigkeit  $U_{\text{ein}}$  und an der Heizplatte die Geschwindigkeit aus dem Bypass-Verhältnis  $\kappa \cdot U_{\text{ein}}$  genutzt. Mit der iterativen Berechnungsvorschrift aus Gleichung 6.4 und 6.5 und dem Parameterquartett  $(\zeta, C_h, C_c, \kappa)$  ist das Modell für den sensiblen Wärmestrom vollständig.

Um auch den Massenstrom zu berücksichtigen, wird die Wärme- und Massenstromanalogie, wie sie in Baehr und Stephan (1994, S. 334) vorgestellt wurde, verwendet. Zur Bestimmung des Stofftransports wird entsprechend der Argumentation von Caruso und Maio (2014)  $\text{Sh}$  bei der Einfachinteraktion mit der isothermen Kühlplatte berechnet mit

$$\text{Sh}_0 = C_c \text{Le}^\varepsilon \text{Re}_c^\zeta = C'_c \text{Re}_c^\zeta. \quad (6.8)$$

Hier bezeichnet  $\text{Le}$  die Lewis-Zahl, die definiert ist zu

$$\text{Le} = \frac{\lambda}{\rho D_w c_p} = C'_c \text{Re}_c^\zeta$$

mit  $D_w$  dem Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Luft. Da  $\text{Le}$  näherungsweise als konstant angenommen werden kann, ist  $\text{Le}$  ein Linearfaktor in  $C'_c$  auf der rechten Seite der Gleichung 6.8. Den Ausführungen von Eimann et al. (2020) folgend ist die latente Nußelt-Zahl der Kühlplatte

gegeben über

$$\text{Nu}_{c,1}^l = \sigma_m^s \sigma_m^f \frac{\text{Sh}_0}{\text{Pr}} \ln \frac{1 - w_{v,i}}{w_{v,b}}, \quad (6.9)$$

wobei  $\sigma_m^f$  den Korrekturfaktor für die Kondensation innerhalb der Konzentrationsgrenzschicht (*fogging*) bezeichnet.  $\sigma_m^s$  berücksichtigt den zusätzlichen Dichtegradienten als Resultat der Volumenabnahme beim Phasenwechsel (*suction*). Diese Korrekturfaktoren nutzte Caruso und Maio (2014) basierend auf den Arbeiten von Brouwers (1996) und Peterson et al. (1993).  $w_{v,i}$  bezeichnet hier das Massenverhältnis von Wasserdampf in feuchter Luft oberhalb der gekühlten Oberfläche. Entsprechend ist  $w_{v,b}$  das Massenverhältnis in der Hauptströmung (b). Das Massenverhältnis von Wasserdampf in feuchter Luft oberhalb der gekühlten Oberfläche (i) ist  $w_{v,i}$ . Hierbei wird angenommen, dass  $w_{v,b}$  identisch zu der Wasserdampfkonzentration ist, die vom Einlass kommend auf die Kühlplatte trifft. Währenddessen entspricht der Massenanteil oberhalb der Oberfläche  $w_{v,i}$  dem gesättigter Luft bei Kühlplattentemperatur  $T_c$ .

Wie schon bei der Betrachtung des sensiblen Wärmestroms muss für die Bestimmung des latenten Wärmestroms berücksichtigt werden, dass die Wasserdampfkonzentration an der Kühlplatte aufgrund der Mischung der feuchten Luft am Einlass mit der großskaligen Konvektionsrolle nicht der Konzentration am Einlass  $w_{v,\text{ein}}$  entspricht. Daher ist für die Luftfeuchte ein iteratives Modell zu formulieren. Zwar findet Kondensation nur an der Kühlplatte statt, jedoch muss der Wärmeeintrag an der Heizplatte berücksichtigt werden, da sich in Folge der Interaktion die Luftdichte  $\rho$  und der Sättigungsdampfdruck  $p_s$  in der thermischen Grenzschicht ändern. Hierzu wird der Dampfdruck der Hauptströmung  $p_{v,n}$  für den Iterationsschritt  $n$  berechnet. Dieser ist insbesondere eine Funktion der Temperaturänderung, wie sie in Gleichung 6.1 und 6.2 definiert ist. Gleichung 6.9 ermöglicht die Berechnung der absoluten Massenänderung nach der Interaktion mit der Kühlplatte. Entsprechend gibt  $\Delta m_{v,n}$  die Massenänderung durch Phasentransition in Schritt  $n$  an. Hierbei sei angemerkt, dass angenommen wird, dass die durch Kondensation freiwerdende Wärme direkt durch die Kühlplatte abgeführt wird und nicht zur zusätzlichen Erwärmung des Fluids führt. Dass diese Näherung sinnvoll ist, stützen die durchgeführten Messungen, in denen nur kleine Änderungen des Massenstroms während der Kondensation beobachtet wurden. Mit diesen Überlegungen wird der Partialdruck von Wasser in der Luft nach der Interaktion mit den isothermen Flächen ausgedrückt über

$$p_{v,n+1} = (1 - \kappa) p_{v,\text{ein}} + p_{v,n} (w_{v,b}^{[n+1]}, T_{\text{ein},n+1}) \kappa \quad (6.10)$$

mit  $w_{v,b}^{[n+1]} \approx w_{v,b}^{[n]} + \frac{\Delta \dot{m}_{v,n}}{\dot{m}_{\text{ein}}}$ .

Hierbei zeigen eckige, hochgestellte Klammern den Iterationsschritt an. Für jeden Iterationsschritt wird Gleichung 6.9 ausgewertet, um die Massenstromrate bei einer einfachen Interaktion zu bestimmen. Hieraus folgt die Gesamtmassenstromrate zu  $\Delta\dot{m}_{v,n} = \Delta m_{v,n} U_{\text{ein}}/L$ .

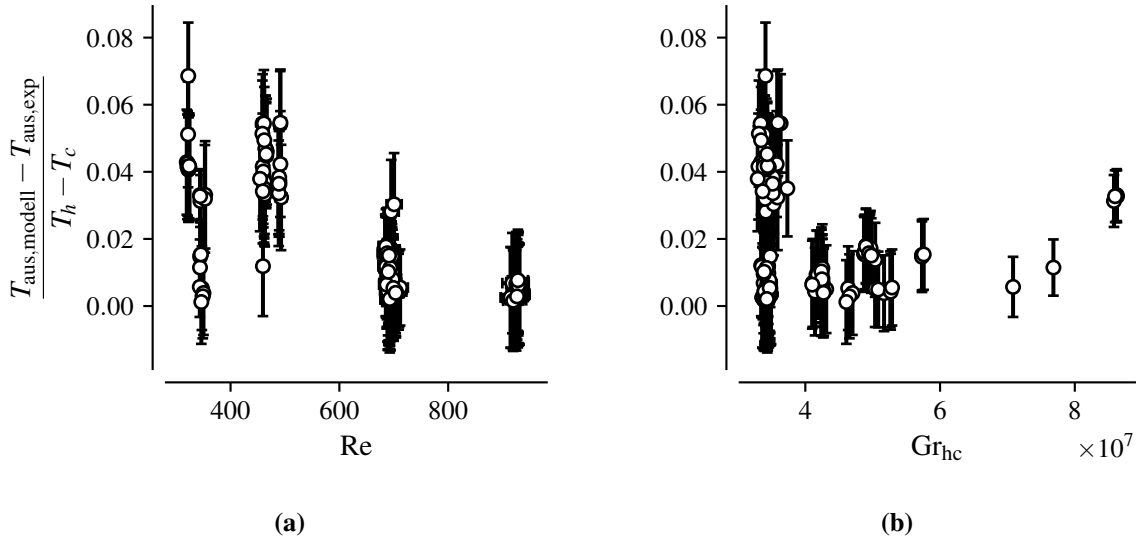
Aus dem Übergang  $\lim_{n \rightarrow \infty} p_{v,n} = p_{v,\text{aus}}$ , der Gesamtmassenstromrate  $\dot{m}_v$  und den Temperaturen  $T_{\text{ein}}$  und  $T_{\text{aus}}$  kann abschließend der Kondensationsmassenstrom bestimmt werden. Entsprechend folgt aus Gleichung 2.16

$$\text{Sh} = \frac{\dot{m}_v L}{A_c D_w \Delta \rho_v} = \frac{\dot{m}_v L R_0}{A_c D_w M_w} \left( \frac{p_{v,\text{ein}}}{T_{\text{ein}}} - \frac{p_{v,c,\text{sat}}}{T_c} \right)^{-1}, \quad (6.11)$$

wobei auf der rechten Seite das ideale Gasgesetz genutzt wurde, um den Wasserdampfdruckunterschied  $\Delta \rho_v$  zwischen Einlass und Kühlplatte über den partiellen Wasserdampfdruck auszudrücken.  $R_0$  ist hierbei die ideale Gaskonstante und  $M_w$  beschreibt die Molmasse von Wasser. Zudem sei angemerkt, dass die Stoffeigenschaften während der Interaktion mit den isothermen Flächen als konstant angenommen werden.

## 6.2 Vergleich Modell und Experiment

Die Daten der hier untersuchten Parametervariationen bilden die Grundlage zur Bestimmung der empirischen Koeffizienten  $(\zeta, h_h, h_c, \kappa)$  aus Gleichung 6.3, 6.6 und 6.7. Hierbei wurden zur Berechnung des sensiblen Wärmestroms lediglich die Abschnitte I und I' berücksichtigt. Für die Regression der Resultate aus Abbildung 4.17(a) wurde als Startwert  $C_c = C_h = 1$  und  $\zeta = 0.5$  gesetzt.  $\kappa$  wurde über das Verhältnis  $\kappa_\mu$  aus Gleichung 4.3 abgeschätzt. Es ergeben sich die Parameter  $\kappa = 0.854(1)$ ,  $C_c = 0.447(2)$ ,  $C_h = 0.889(2)$  und  $\zeta = 0.499(2)$ , wobei die Unsicherheiten mittels der radizierten Diagonaleinträge der Kovarianzmatrix des SLSQP-Algorithmus berechnet sind. Die relative Abweichung der mittels Modell berechneten und der im Experiment gemessenen Auslasstemperaturen im Verhältnis zur Temperaturdifferenz der isothermen Grenzflächen sind in Abbildung 6.1 aufgetragen. Balken geben hierbei die Unsicherheit der bestimmten Abweichung an. Die mittlere absolute Abweichung zwischen Messung und Modell ist 0.27(1) K und entspricht einer mittleren relativen Abweichung von 1.6(1) %. Die maximale absolute Abweichung beträgt 0.8 K mit einer maximalen relativen Abweichung von 6.2 %. Zusätzlich nimmt die relative Abweichung hin zu höheren  $Re$  ab, wie Abbildung 6.1(a) zeigt. Die zunehmende Messunsicherheit mit abnehmender  $Re$  ist auf das Verschieben der Ablösposition an der Kühlplatte hin zu kleineren  $x_d$  zurückzuführen, wie in Unterabschnitt 4.1.4 dargestellt. Das frühere Ablösen zieht ein vergrößertes Rückströmungsgebiet (Eckwirbel) gegenüber der Auslassöffnung nach sich, in dem eine niedrigere Temperatur herrscht und

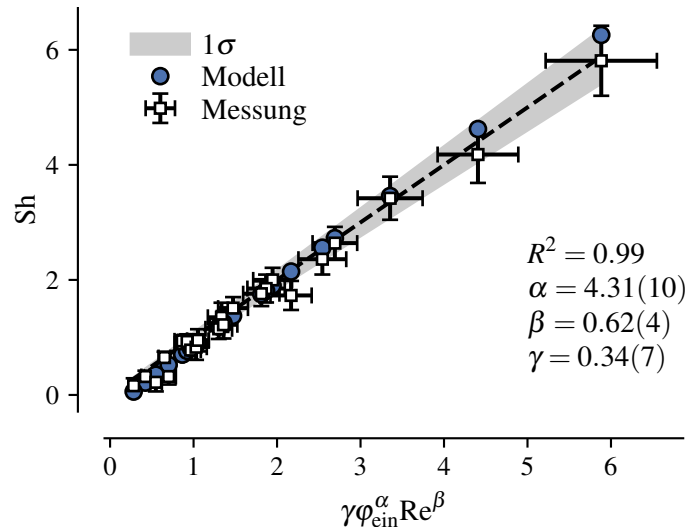


**Abbildung 6.1** Relative Abweichung zwischen Experiment und Modellvorhersagen in Abhängigkeit zu  $Re$  (a) und  $Gr_{hc}$  (b) (entnommen aus Niehaus et al. (2023b)). Balken markieren die  $1\sigma$ -Unsicherheit der bestimmten Abweichung.

gleichzeitig die Strömungsgeschwindigkeit oberhalb der Kühlplatte reduziert ist. Beides führt zu einem geringeren lokalen Wärmestrom. Diese Effekte werden in diesem Modell jedoch nicht berücksichtigt, da mit den vorliegenden Daten eine genaue Parametrisierung der Ablöseposition in Abhängigkeit zu  $Re$ ,  $Gr_{hc}$  und  $Gr_{ein}$  nicht mit hinreichender Genauigkeit möglich ist.

Die Vorhersagegenauigkeit des beschriebenen Modells in Abhängigkeit zu  $Gr_{hc}$  ist in Abbildung 6.1(b) aufgetragen. Hier fällt auf, dass nur für  $Gr_{hc} < 4 \times 10^7$  relative Abweichungen oberhalb von 4 % auftreten. Zunächst ist für abnehmende  $Gr_{hc}$  die Unsicherheit der Parameterschätzung höher als bei höheren Temperaturdifferenzen. Jedoch ist ein Großteil der Abweichung wie schon in Abbildung 6.1(a) auf eine Verschiebung der Ablöseposition zurückzuführen. So ist aus Unterabschnitt 4.1.4 bekannt, dass  $x_d$  mit steigender  $Gr_{hc}$  zum Ende der Kühlplatten wandert und die Strömung somit mit steigender Temperaturdifferenz den Annahmen, die während der Formulierung des Modells getroffen wurden, näher kommt. Mit diesen Daten ist das Modell zur Vorhersage des globalen, sensiblen Wärmeströme für  $200 < Re < 1000$  und für  $Gr_{hc} < 10^8$  und  $Gr_{ein} < 5 \times 10^7$  validiert.

Um die Vorhersage des Kondensationsmassenstroms mit den Messergebnissen zu vergleichen, sind die experimentell ermittelten  $Sh$  aus Abbildung 5.8 entsprechend des Skalierungsansatzes aus Gleichung 5.6 gegen die relative Luftfeuchte  $\varphi_{ein}$  in Abbildung 6.2 aufgetragen. Die Approximationsrechnung für Gleichung 5.6 hat ein Bestimmtheitsmaß von  $R^2 > 0.99$ .



**Abbildung 6.2** Abhängigkeit von  $Sh$  von  $\varphi_{\text{ein}}$  und  $Re$ . Balken zeigen  $1\sigma$ -Messunsicherheiten an. Die gestrichelte Linie zeigt die Winkelhalbierende zwischen Ordinate und Abszisse. Modellregressionsparameter sind in der Abbildung zusammen mit dem Bestimmtheitsmaß enthalten. Blaue Kreise zeigen die Modellvorhersage an mit den Parametern  $\kappa = 0.854$ ,  $C'_c = 1.41$ ,  $C_h = 0.889$  und  $\zeta = 0.499$  (nach Niehaus et al. (2023b)). Der graue Bereich stellt die  $1\sigma$ -Unsicherheit der Regression dar.

Weißer Quadrate kennzeichnen  $Sh$ , die aus den experimentellen Ergebnissen berechnet wurden, wobei die Balken die  $1\sigma$ -Konfidenzintervalle angeben. Für das Modell zur Berechnung des Massentransports werden dieselben Parameter für  $\kappa$ ,  $C_h$  und  $\zeta$  verwendet, die schon der Berechnung des sensiblen Wärmestroms dienten. Dies berücksichtigt, dass das Auftreten von Kondensation die mittlere Strömungstopologie der großskaligen Strukturen nicht beeinflusst. Lediglich  $C'_c = 1.410(2)$  ist zusätzlich zu berechnen. Hiermit kann über Gleichung 6.8 der Exponent  $\varepsilon$  über

$$\varepsilon = \frac{\log C'_c - \log C_c}{Le} = 0.22(5)$$

bestimmt werden. Das Ergebnis der Modellvorhersage ist in Abbildung 6.2 durch blaue Kreise gekennzeichnet. Dieser Abbildung kann direkt entnommen werden, dass über 98 % der Modellvorhersagen innerhalb des Konfidenzintervalls liegen. Die mittlere relative Abweichung zwischen Modell und Messung beträgt 5.8 %. Der graue Bereich stellt zusätzlich die Unsicherheit des Skalengesetzes aus Gleichung 5.5 dar.

Das Modell berücksichtigt den Einfluss von  $Gr_{hc}$ ,  $Gr_{\text{ein}}$  und  $Re$  auf das Folgeverhalten des Freistrahls an der Kühlplatte nicht. Würden Mess- oder Simulationsdaten vorliegen, die eine exakte Angabe dieser Lauflänge in Abhängigkeit der Randbedingungen ermöglicht, würde diese sich als charakteristische Länge für  $Sh$  empfehlen. Hierbei muss dann gleichzeitig auch die Erhöhung der Oberflächentemperatur in Folge reduzierter Wärmeleitfähigkeit der

mit Kondensat bedeckten Kühlplatte berücksichtigt werden. Die Kenntnis der Ablöselinie würde es außerdem ermöglichen, den Bereich, der durch den Freistrahle angeströmt wird, getrennt von dem Bereich zu betrachten, in dem eine Rückströmung durch den Eckwirbel vorliegt.

Mit den Ergebnissen des hier beschriebenen Modells ist es trotz Vernachlässigung dieser zusätzlichen Effekte möglich, den globalen Wärme- und Stofftransport innerhalb der Struktur vorherzusagen. Die Gültigkeit der ermittelten Parameter ist auf die vorliegende Geometrie beschränkt. Außerdem ist das Modell nur dann gültig, wenn der direkte Wärmeaustausch zwischen Heiz- und Kühlplatte vernachlässigbar ist, also die Strömung von der erzwungenen Konvektion dominiert wird. Weiter muss der Impuls der Luft am Einlass groß genug sein, damit der Freistrahle die Kühlplatte erreicht und nicht, wie zum Beispiel von Singh und Sharif (2003) für  $Re < 100$  beobachtet, ein System mehrerer großräumiger Zirkulationen bildet, in dem die Kühlplatte von der Hauptströmung abgeschirmt wird. Auch ist zu beachten, dass die vorgestellten Parameter zur Beschreibung des Phasenübergangs nur für den in Unterabschnitt 5.6.2 vorgestellten Kontaktwinkel validiert wurden. Die Vorhersageergebnisse aus Abbildung 6.2 zeigen jedoch, dass das Modell die Messergebnisse reproduziert und den Skalierungsansatz aus Gleichung 5.5 validiert. Da der hier definierte Skalierungsansatz ebenfalls die Messwerte in Abbildung 5.11 während der Verdampfung reproduziert, wird geschlossen, dass dieser Skalierungsansatz für beide Richtungen der Phasentransition in diesem System mit feuchter Luft und rezirkulierender Strömung gültig ist.



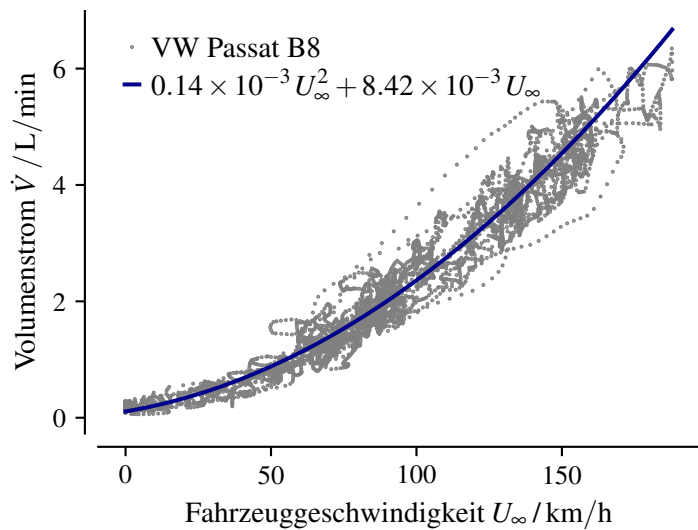


# Adaption auf einen Fahrzeugscheinwerfer

Im folgenden Kapitel wird das in Kapitel 6 validierte Skalengesetz zur Abschätzung des Betauungsverhaltens auf einen realen Scheinwerfer, wie er in einem Serienfahrzeug<sup>1</sup> verbaut ist, angewendet. Die nachfolgenden Berechnungen basieren auf den Daten von Freifahrtmessungen, bei denen unter anderem der Volumenstrom am Ein- und Auslass des Scheinwerfers als Funktion der Fahrzeuggeschwindigkeit gemessen wurde. Der Volumenstrom durch den Fahrzeugscheinwerfer ist in Abbildung 7.1 als Funktion der Fahrzeuggeschwindigkeit aufgetragen. Zusätzlich zeigt die blaue Linie das Ergebnis einer Regression eines Polynoms zweiten Grades. Für die Reisegeschwindigkeiten  $U_\infty \in \{50 \text{ km/h}, 100 \text{ km/h}, 130 \text{ km/h}\}$  wurden die mittleren Einlassgeschwindigkeiten der Abbildung 7.1 entnommen. Zusammen mit dem Einlassdurchmesser als charakteristische Länge von 1 cm wurden drei  $Re$  analog zum in dieser Arbeit vorgestellten generischen Aufbau berechnet. Hieraus folgt  $Re \in \{194, 295, 448\}$ . Zudem wurden drei Luftfeuchten mit  $\varphi_{\text{ein}} \in \{0.6, 0.7, 0.8\}$  für  $10^\circ\text{C} \leq T_{\text{ein}} \leq 60^\circ\text{C}$  gewählt. In Abbildung 7.2 ist der Massenstrom bei Kondensation an einer Abschlusscheibe eines Fahrzeugscheinwerfers mit einer Höhe von 0.25 m und einer Breite von 0.5 m in Abhängigkeit der Einlasstemperatur aufgetragen. Zur Berechnung wurde das Skalenverhältnis genutzt, das in Abschnitt 5.4 experimentell bestimmt und im vorangegangenen Abschnitt im Modell nachgebildet werden konnte. Die Abbildung zeigt die Ergebnisse der Berechnung des Massenstroms bei einer Scheibentemperatur links von  $5^\circ\text{C}$  und rechts von  $10^\circ\text{C}$ . Drei Linienstile zeigen die eingangsmotivierten  $Re$  an, während identische Linienfarben gleiche Einlassfeuchten kennzeichnen. Mit zunehmender Einlasstemperatur bei konstanter relativer Luftfeuchte nimmt der Massenstrom zu, da sich entsprechend die Dampfdruckdifferenz zwischen Einlassdampfdruck und Dampfsättigungsdruck an der Kühlplatte erhöht. Entsprechend ist  $\dot{m}_v$  ebenfalls höher für eine niedrigere Kühlplattentemperatur. Zudem führt eine Absenkung von  $T_c$  zu einer Grenztemperatur am Einlass, bei der Kondensation auftritt.

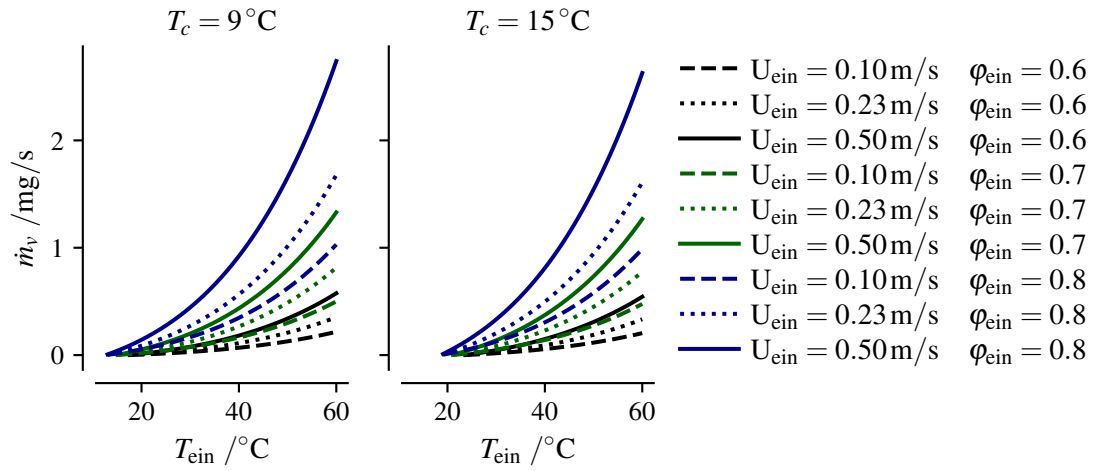
---

<sup>1</sup> VW Passat B8 (Typ 3G).



**Abbildung 7.1** Einlassvolumenstrom in Abhängigkeit zu der Fahrzeuggeschwindigkeit  $U_{\text{ein}}$  gemessen an einem VW Passat B8 Serienfahrzeug.

Im Folgenden wird die Betaung beispielhaft für einen konkreten Betriebsfall berechnet. Hierzu wurde als Fall eine durchschnittlichen Pendeldistanz im Berufsverkehr an einem regnerischen Tag in Deutschland gewählt. Die durchschnittliche Distanz einer einfachen Strecke, die laut Nobis und Kuhnimhof (2018, S. 70) beruflich Pendelnde im kleinstädtischen beziehungsweise dörflichen Raum zurücklegen, beträgt circa 25 km. Die durchschnittliche Pendeldauer ist hierbei 26 min (Nobis und Kuhnimhof, 2018, S. 71), woraus sich eine Durchschnittsgeschwindigkeit von 58 km/h ( $Re = 222$ ) ergibt. Um einen Eindruck davon zu bekommen, wie sich der exponentielle Zusammenhang zwischen dem Massenstrom kondensierenden Wassers und der Feuchte und Temperatur am Einlass auswirkt, sei weiter ein Fall ungleichmäßiger Geschwindigkeit berücksichtigt. Hierbei wird exemplarisch angenommen, dass die Geschwindigkeit innerorts 30 km/h oder außerorts 100 km/h beträgt. Dies impliziert, dass 60 % der Fahrtzeit innerorts und circa 40 % außerorts stattfindet. Die Lufttemperatur der Umgebung entspreche der Jahresdurchschnittstemperatur von  $9.2\text{ }^\circ\text{C}$  (Deutscher Wetterdienst, 2022, S. 8) und ist gleich der Abschluss Scheibentemperatur  $T_c$ . Ferner sei die Temperatur der Luft im Motorraum und an den Belüftungsöffnungen  $25\text{ }^\circ\text{C}$ . Bei Regen oder Tiefnebel verdampft zusätzlich Wasser am Wärmetauscher an der Fahrzeughnase, sodass im Motorraum eine Luftfeuchte von  $\varphi_{\text{ein}} = 0.7$  angenommen wird. Analog berechnen sich  $\dot{m}_v$  in Abbildung 7.1. Es ergibt sich somit eine Gesamtmasse an Wasser, die an der Scheibe auskondensiert, von  $m_{v,h} = 0.41\text{ g}$  für den Fall homogener und  $m_{v,h} = 0.45\text{ g}$  für den Fall variabler Geschwindigkeit. Aus der im Vergleich zum Fall homogener Fahrzeuggeschwindigkeit um 10 % höheren Feuchtebeladung wird deutlich, dass für eine akkurate Abschätzung die Kenntnis des Fahrprofils von Relevanz ist.



**Abbildung 7.2** Kondensationsrate  $\dot{m}_v$  gegen die Einlasstemperatur  $T_{\text{ein}}$  für zwei verschiedene Kühlplattentemperaturen  $T_c$ , drei Reynolds-Zahlen  $Re$  und relative Luftfeuchten am Einlass  $\varphi_{\text{ein}}$ . Gleiche Farben zeigen identische  $Re$  an, während ein Linienstil mit einem  $\varphi_{\text{ein}}$ -Wert assoziiert ist.

Die Gesamtwassermasse lässt sich, wie von Niehaus et al. (2023a) vorgestellt, über den mittleren Tropfenradius  $\bar{r}$  charakterisieren als

$$\dot{m}_v = m_d(\theta_d, \rho_w)n(\bar{r}) = \frac{\rho_w(T_c)}{3} (2 + \cos \theta_d) (1 - \cos \theta_d)^2 \xi A_c \bar{r}. \quad (7.1)$$

Hierbei gibt  $n$  die Anzahl aller Tropfen auf der Kühlplattenfläche  $A_c$  bei Temperatur  $T_c$  an. Diese wurde abgeschätzt über

$$n(\bar{r}) = \frac{A_c \xi}{\pi \bar{r}^2},$$

wobei  $\xi$  die gesamte Flächenbedeckung angibt. Wird weiter angenommen, dass die Frontscheibe des Scheinwerfers einen Kontaktwinkel von  $85^\circ$  hat, so kann mit den Ergebnissen aus Unterabschnitt 5.6.6 bei einer Temperaturdifferenz  $\Theta_{\text{ein}} - T_c \approx 10\text{ K}$  eine mittlere Bedeckung von  $\xi = 40\%$  angenommen werden. Hieraus würde ein mittlerer Tropfenradius von  $\bar{r} = 14.1\ \mu\text{m}$  beziehungsweise für den heterogenen Fall von  $14.8\ \mu\text{m}$  folgen. Dies liegt nur geringfügig oberhalb des minimal möglichen Tropfenradius von  $r_{\text{min}} = 10\ \mu\text{m}$  entsprechend der Ausführungen in Unterabschnitt 2.3.1. Daher ist davon auszugehen, dass die Fahrzeit zu kurz ist, um eine stabile Tropfenverteilung aufzubauen und Tropfen mit maximalem Radius noch nicht vorhanden sind. Um den maximalen Tropfenradius und die Gesamtverteilung abschätzen zu können, wird die Näherung der Tropfengrößenverteilung von Rose (1981) aus Gleichung 2.12 genutzt. Diese wurde zwar für reinen Dampf aufgestellt, jedoch konnten Zheng et al. (2020) zeigen, dass die Verteilung auch für ein Luft-Wasserdampfgemisch bei variabler

Temperaturdifferenz  $\Theta_{\text{ein}} - T_c$  verwendet werden kann. Hieraus folgt die abgewandelte Form von Gleichung 7.1

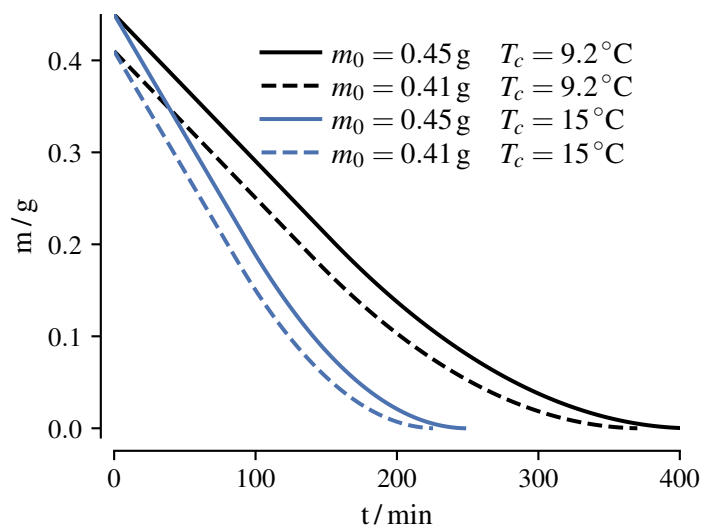
$$m_v = \frac{\rho_w(T_c)}{3} (2 + \cos \theta_d) (1 - \cos \theta_d)^2 A_c \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} N(r) r^3 dr.$$

Da die Dauer der Betauung nicht ausreichend ist, um Tropfen maximaler Größe zu erzeugen, muss  $r_{\max}$  bestimmt werden und ist entsprechend ein freier Parameter. Da eine geschlossene analytische Lösung nicht existiert, wurde auf einen iterativen Löser zurückgegriffen, aus dem  $r_{\max} = 87 \mu\text{m}$  beziehungsweise  $r_{\max} = 91 \mu\text{m}$  für den Fall variabler Geschwindigkeit folgt. Hieraus kann zum einen abgeleitet werden, dass die Oberfläche der Fahrzeugabschlussscheibe für weitere Abschätzungen oder im Kontext der computergestützten Strömungssimulation für die relevanten Re als hydraulisch glatt angenommen werden kann. Zudem ist die Kenntnis von  $r_{\max}$  maßgeblich, um die Dauer einer vollständigen Enttauung der Oberfläche zu bestimmen, da die größten Tropfen auch die längste Zeit benötigen, um zu verdampfen. Hierzu wurde die durchschnittliche Verdampfungsdauer eines Tropfens als Funktion des Radius in Abhängigkeit zu Re und  $\varphi$  in Unterabschnitt 5.6.6 untersucht. Dies ist zudem relevant, wenn die Verdampfungsdauer eines Tropfens bei Stillstand des Fahrzeugs durch reine Diffusion erfolgt. Hierzu wurde beispielsweise von Cazabat und Guéna (2010) ein umfangreiches Modell vorgestellt.

Für die Abschätzung der Verdampfungsdauer in einem belüfteten Scheinwerfer eignet sich der Skalierungsansatz aus Gleichung 5.7. Dieser benötigt zu den üblichen Randbedingungen die gesamte bereits auf der Kühlplatte befindliche Wassermasse  $m_0$ . In dem nun betrachteten Szenario ist die absolute Feuchte der Umgebungsluft bei einer Temperatur von  $9.2^\circ\text{C}$  und einer relativen Luftfeuchte von 50% konstant. Entsprechend ist der Frostpunkt<sup>2</sup>  $-0.8^\circ\text{C}$  der Umgebung gleich dem innerhalb des Fahrzeugs. In einem Motorraum mit  $40^\circ\text{C}$  folgt hieraus eine relative Luftfeuchte von  $\varphi_{\text{ein}} = 7.8\%$ . Mit Gleichung 5.7 folgt für den Beginn der Verdampfung ein Massenstrom von  $\dot{m}_{e,0} = 128 \mu\text{g/s}$ . Da der Massenstrom während der Verdampfung jedoch zeitlich variiert, ist der vereinheitlichte Verlauf der Verdampfung aus Abbildung 5.9 parametrisiert über

$$\frac{\dot{m}_e(t)}{\dot{m}_{e,0}} = \begin{cases} 1 & 1.8 > \frac{t}{\tau} \\ 1 - \frac{1}{3}(\frac{t}{\tau} - 1.8) & 1.8 < \frac{t}{\tau} < 4.8 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (7.2)$$

<sup>2</sup> Taupunkttemperaturen unterhalb von  $0^\circ\text{C}$ .



**Abbildung 7.3** Wassermasse auf der Abschlusscheibe eines Fahrzeugscheinwerfers während der Verdampfung für zwei verschiedene Startmassen ( $m_0$ ) (verschiedene Linientypen) und zwei verschiedene Oberflächentemperaturen (verschiedene Linienfarben).

Die Halbwertszeit  $\tau$  ergibt sich dann aus  $\dot{m}_{e,0}$  und  $m_0$ . Mit Gleichung 7.2 ist der Massenstrom zu jedem Zeitpunkt der Verdampfung bekannt, sodass der zeitliche Verlauf  $m_e(t)$  der Wassermasse auf der Oberfläche aus der Integration von Gleichung 7.2 berechnet werden kann. Die zeitliche Entwicklung der Wassermassen der untersuchten kondensierenden Fälle sind in Abbildung 7.3 für die Oberflächentemperaturen  $9.2^\circ\text{C}$  und  $15^\circ\text{C}$  aufgetragen. Diese Auftragung verdeutlicht, dass eine höhere Massenbelastung zu einer längeren Verdampfungsdauer führt. Weiterhin zeigt Abbildung 7.3 den Einfluss der um  $5.8\text{ K}$  höheren Oberflächentemperatur auf die Verdampfungsrate. So ist die Dauer für die vollständige Verdampfung für die höhere Oberflächentemperatur beinahe halbiert. Dies unterstreicht die Bedeutung der genauen Kenntnis der Oberflächentemperaturverteilung. Dazu muss im Fall eingeschalteter Lichtquellen insbesondere der zusätzliche Wärmestrom durch Strahlung berücksichtigt werden. Über die Definition einer mittleren Temperatur könnte dies im Rahmen des vorliegenden Modells berücksichtigt werden. Für genauere, auf die jeweilige Scheinwerferkonfiguration zugeschnittene Vorhersagen sind jedoch Mess- beziehungsweise Simulationsdaten am jeweiligen Serienmodell erforderlich. Allgemein empfiehlt sich dieser Ansatz, wann immer eine schnelle Abschätzung der internen Massenströme in Abhängigkeit der Randbedingungen benötigt wird.



# Zusammenfassung und Ausblick

Dieses Kapitel gibt eine Übersicht über die Ergebnisse und diskutiert die daraus abgeleiteten Erkenntnisse dieser Arbeit. Den Abschluss bildet die Diskussion zukünftiger Forschungsfragen, die an diese Arbeit anknüpfen.

## 8.1 Zusammenfassung

Phasentransition an einer Oberfläche in konvektiver Luftströmung ist durch die gegenseitige Beeinflussung von latenter und sensibler Wärme, Strömung, Diffusion, thermischen Randbedingungen, Oberflächeneigenschaften der Grenzfläche und der Geometrie determiniert. Diese Vielzahl von Einflussgrößen bedingt, dass eine vertrauenswürdige Vorhersage von Massen- und Wärmeströmen auf Basis von einfachen physikalischen Modellen oder mit Hilfe von numerischen Verfahren in der Regel scheitert. Für eine Vielzahl von technischen Prozessen oder bei der Auslegung von Bauteilen in der Industrie sind die Fragen, ob Kondensation auftritt, wie stark diese ausfällt und wie lange das Enttauen dauert, von hohem Interesse. Daher ist ein Modell, das das Verhalten von Kondensation und Verdampfen an einer Grenzfläche mit einer größeren Genauigkeit vorsagen kann, als es aktuelle Methoden in der industriellen Anwendung ermöglichen, wünschenswert. Hierzu wurde in dieser Arbeit das Skalenverhalten der Transportgrößen untersucht und darauf aufbauend ein semi-empirisches Modell entwickelt, mit dem der globale Massentransfer beim Kondensieren und Verdampfen sowie der sensible Wärmestrom mit großer Genauigkeit abgeschätzt werden können. Hierzu wurde ein Parameterbereich mit  $200 < Re < 1300$ ,  $0 < Gr_{hc} < 10^8$ ,  $0 < Gr_{ein} < 10^8$  und relativen Luftfeuchten  $0.19 < \varphi_{ein} < 0.85$  (bei  $25\text{ }^\circ\text{C}$ ) untersucht.

Als Testumgebung für die experimentellen Untersuchungen und Validierung des Modells diente hier ein generischer Fahrzeugscheinwerfer. Hierzu wurde die Geometrie eines Serienscheinwerfers auf ein quaderförmiges Volumen mit einem Lufteinlass und einem Luftauslass

reduziert. Das durchströmte Volumen hat ein Aspektverhältnis von 2:1:1. Die thermischen Randbedingungen sind für die beiden größeren vertikalen Flächen des Quaders isotherm und für die anderen adiabat. Die beiden ebenfalls senkrechten, rechteckigen Belüftungsöffnungen (Seitenverhältnis 10:1) erstrecken sich über die gesamte Zellhöhe und befinden sich auf der beheizten Seitenfläche. Die Temperatur der gekühlten Fläche kann soweit herabgesetzt werden, dass die Phasentransition von Wasserdampf auftritt. Da die skalaren Transportgrößen sensitiv gegenüber den Randbedingungen sind, ist die Regelung und Bestimmung der relevanten Größen von wesentlicher Bedeutung. Um dies zu gewährleisten, werden die Randbedingungen aktiv geregelt und während der Messungen systematisch überwacht.

Da das Strömungsfeld durch den Druckgradienten zwischen den beiden Belüftungsöffnungen und von den Temperaturunterschieden zwischen Einlass, gekühlter und beheizter Wand beeinflusst wird, liegt Mischkonvektion vor. Für ein solches System gibt Kapitel 2 zusammen mit den theoretischen Grundgleichungen die Herleitung für die charakteristischen Kennzahlen. Mit diesen können die Randbedingungen eines Systems, in dem Mischkonvektion mit Phasentransition auftritt, angegeben werden. Um sicherzustellen, dass die gewählten Randbedingungen auch vom experimentellen Aufbau vorliegen, wird in Kapitel 3 diskutiert, inwieweit die temperierten Flächen isotherm sind, wie gleichmäßig die Geschwindigkeitsverteilung am Einlass ist und welche Genauigkeit die Regelung der Einlassfeuchte erreicht. Hierbei liegt die Standardabweichung des Geschwindigkeitsprofils am Einlass unterhalb von 1 % der mittleren Einlassgeschwindigkeit, während die Einlasstemperatur mit einer Unsicherheit von 0.05 K bestimmt wurde. Die isothermen Flächen lassen sich im Fall der Heizplatte auf 2 % und für die transparent konstruierte Kühlplatte bei 2.6 % der Temperaturdifferenz zwischen den isothermen Flächen regeln. Teil der Auslegung des Regelkreises der Einlassfeuchte ist die Definition einer Kalibrierprozedur für die kapazitiven Feuchte- und Temperatursensoren. Mit Taupunktspiegeln als Referenz gelingt es, Regelunsicherheiten unterhalb von 0.1 K zu erreichen, während weiterhin die relativ zu den Taupunktspiegeln hohe Messfrequenz der kapazitiven Sensoren zur Verfügung steht.

Zur Charakterisierung der konvektiven Strömung werden Ergebnisse der tomografischen Particle Image Velocimetry in Kapitel 4 vorgestellt. Dieses Messverfahren wurden im Parameterbereich  $0 < Gr_{hc} < 1 \times 10^8$ ,  $0 < Gr_{ein} < 4 \times 10^7$  und  $200 < Re < 1300$  eingesetzt. Zur Identifizierung kohärenter Strömungsstrukturen wurde eine Hauptkomponentenanalyse auf die Geschwindigkeitsvektorfelder angewendet, wobei der Beitrag ihrer Moden zur gesamten kinetischen Energie des Systems in Abhängigkeit der Randbedingungen studiert wurden. Hierbei zeigt sich, dass das mittlere Strömungsfeld (Mode 0) von der erzwungenen, mittels Re



charakterisierten Konvektion dominiert ist. Gegenüber des Ein- und Auslasses liegen Wirbelgebiete in den Kanten der Zelle vor. Der Energieeigenwert der mit diesen Strukturen assoziierten ersten Hauptmode nimmt mit zunehmender  $Re$  ab, die Wirbel werden somit komprimiert. Die Untersuchung der Ablöseposition der Strömung an der Kühlplatte zeigt ebenfalls, dass eine Erhöhung von  $Gr_{hc}$  und  $Gr_{ein}$  für ein längeres Anliegen der Strömung sorgt und eine Kompression der Eckwirbel bewirkt. Die beobachtete Strömungsstruktur wird im Modell als Superposition einer Bypass-Strömung und einer großskaligen Zirkulation innerhalb eines abgeschlossenen Containers beschrieben.

Aufgrund der vertikalen Ausrichtung der isothermen Grenzflächen liegt hier ein vertikaler Temperaturgradient vor. Als Resultat ist eine thermisch induzierte Strömung nur nahe der Grenzfläche zu beobachten und die lokalen Auftriebskräfte sind im Gegensatz zu den Impulskräften klein. Die zweite Mode ist mit der Struktur assoziiert und deren Topologie sowie Energieeigenwert skaliert mit  $Ri$ .

Die statistische Analyse der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten unterstreicht die Dominanz der erzwungenen Konvektion im untersuchten Parameterraum. Die durch die Einlassströmung induzierten Geschwindigkeiten sind in jedem untersuchten Fall eine Größenordnung höher als die höchsten thermisch verursachten Strömungen. Hieraus folgt, dass die Geschwindigkeit, mit der die isothermen Flächen überströmt werden, mit  $Re$  skalieren. Es ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der mittleren Geschwindigkeit oberhalb der Heiz- und der Kühlplatte. Hieraus lässt sich ein konstantes Geschwindigkeitsverhältnis oberhalb dieser Flächen oder, um im Bild der eingangs motivierten Modellvorstellung zu bleiben, die Existenz eines konstanten Bypass-Verhältnisses formulieren.

Aus der Analyse der Geschwindigkeitsfelder ergibt sich, dass für den hier untersuchten Parameterbereich eine erzwungene Konvektion vorliegt und somit der sensible Wärmestrom  $Nu_h$  und  $Nu_c$  für  $200 < Re < 1000$  proportional zu  $Re$  ist. Zusätzlich ergibt sich ein konstantes Verhältnis  $Nu_h/Nu_c$ , wobei die Kühlplatte einen beinahe doppelt so hohen Wärmeübergangskoeffizienten hat wie die Heizplatte.

Zur Verifizierung des Skalenverhaltens der latenten Wärmeströme wurden Untersuchungen hinsichtlich der Massenströme an Wasserdampf beim Kondensieren und Verdampfen durchgeführt und in Kapitel 5 vorgestellt. Mit einer Kamera wurde die Entwicklung der Bedeckung qualitativ untersucht und ein direkter Zusammenhang zwischen den in Kapitel 4 beobachteten Strömungsstrukturen festgestellt. Um dies auch quantitativ zu beschreiben, wurden drei

Messverfahren implementiert, um die zeitliche Entwicklung des Massenstroms und der Massenbeladung auf der kondensierenden Oberfläche zu bestimmen. Das erste Messverfahren misst die Differenz der Wasserdampfmassenströme am Ein- und Auslass. Mit der Annahme, dass die Differenz Resultat von Phasentransition an der Kühlplatte ist, wird der Massenstrom so bilanziert. Die Gesamtmasse folgt entsprechend aus der zeitlichen Integration der Massenströme. Parallel hierzu wird die Gesamtmasse an Wasser auf der Grenzfläche zusätzlich mittels einer Waagenkonstruktion bestimmt. Die dritte Methode nutzt ein Mikroskop, das lokal die Massenverteilung auf der kondensierenden Oberfläche beobachtet. Zur automatisierten Bestimmung der Kondensatmasse wurden in Unterabschnitt 5.6.5 der hierzu entwickelte Algorithmus und dessen erfolgreiche Validierung vorgestellt. Um von der lokalen Verteilung auf die gesamte Massenbeladung zu schließen, wurden in Kapitel 4 zwei Extrapolationsmethoden diskutiert. Der Vergleich dieser drei Verfahren liefert eine quantitative Übereinstimmung.

Messungen wurden stets bei stationären Randbedingungen durchgeführt, sodass zu Beginn jeder Messung eine vollständig trockene Kühlplatte vorlag, auf der im zweiten Abschnitt der Messung Wasserdampf kondensierte. Im dritten Abschnitt fand Verdampfung statt, bis die Kühlplatte wieder frei von Wasser war. Diese Phasen wurden für  $0.19 < \varphi_{\text{ein}} < 0.87$  ( $T_{\text{ein}} = 25^\circ\text{C}$ ),  $\text{Gr}_{hc} = 2\text{Gr}_{\text{ein}} = 2.88 \times 10^8$  und  $200 < \text{Re} < 900$  durchlaufen. Auf Basis der Ergebnisse aus diesen Messungen für die Massenströme beim Kondensieren und Verdampfen wurde ein Skalenverhalten des resultierenden Stofftransports abgeleitet. Gemäß dem in Caruso und Maio (2014) motivierten Skalierungsansatz kann  $\text{Sh}$  während der Kondensation

$$\text{Sh}_c(\varphi_{\text{ein}}, \text{Re}) = 0.34(7) \varphi_{\text{ein}}^{4.31(10)} \text{Re}^{0.62(4)} \quad (8.1)$$

und während der Verdampfung

$$\text{Sh}_e(\varphi_{\text{ein}}, \text{Re}) = 0.0013(7) \varphi_{\text{ein}}^{-1.45(13)} \text{Re}^{0.71(9)} \quad (8.2)$$

als Funktion von  $\varphi_{\text{ein}}$  und  $\text{Re}$  bestimmt werden. Der globale Massenstrom bei Phasentransition ist Resultat der lokalen Massenströme an der Grenzfläche und wird vom Wachstum einzelner Tropfen beeinflusst. Der Beitrag zum latenten Wärmestrom und Stofftransport einzelner Tropfen wird in Unterabschnitt 5.6.5 diskutiert und zusammen mit dem Bedeckungsgrad und der Massenbeladung in Abhängigkeit zu den Randbedingungen beschrieben. Weiter werden die Massenströme an einzelnen Tropfen in Abhängigkeit zu ihrer Größe während der Kondensation

$$\text{Sh}_{d,c}(\text{Re}, \varphi_{\text{ein}}) = 6.6(9) \times 10^{-5} \text{Re}^{0.75(7)} \varphi_{\text{ein}}^{0.09(2)} \quad (8.3)$$

und während der Verdampfung

$$\text{Sh}_{d,e}(\text{Re}, \varphi_{\text{ein}}) = 8.56(8) \times 10^{-4} \text{Re}^{0.67(9)} \varphi_{\text{ein}}^{-0.68(7)} \quad (8.4)$$

bestimmt und als Funktion von  $\varphi_{\text{ein}}$  und  $\text{Re}$  angegeben.

In Kapitel 6 wird dann ein Modell zur Beschreibung der skalaren Transportgrößen formuliert und validiert. Dieses semi-empirische Modell basiert auf der Annahme einer Bypass-Strömung und bestimmt den Wärmestrom mittels eines iterativen Verfahrens. Das Modell überträgt hierbei den Skalierungsansatz von Caruso und Maio (2014), der für eine überströmte, ebene Fläche formuliert wurde, auf eine Strömung, in der Fluid mehrfach mit der unterkühlten Oberfläche interagiert. Dieser Ansatz wird abschließend in Kapitel 7 genutzt und eine Beispielrechnung vorgestellt, um den Betaungsgrad und die Verdampfungsdauer in einem Serienscheinwerfer abzuschätzen.

## 8.2 Ausblick

Diese Arbeit beschäftigt sich zu großen Teilen mit dem Skalenverhalten des globalen und lokalen Massenstroms während der Kondensation und der Verdampfung. Dabei werden jedoch nur die Temperaturdifferenz  $\Theta_{\text{ein}} - T_c$  beziehungsweise  $\varphi_{\text{ein}}$  und  $\text{Re}$  systematisch variiert. Um den Gültigkeitsbereich der Skalierungsansätze und deren universelle Anwendbarkeit zu prüfen, wären Messungen bei verändertem Aspektverhältnis wünschenswert. Um der tatsächlichen technischen Umsetzung näher zu kommen, muss zudem validiert werden, inwiefern die vorgestellten Skalierungsansätze beim Vorhandensein interner Versperrungen und Temperaturgradienten auf der Kühlplattenoberfläche gültig sind. Hierzu müsste geprüft werden, ob die Skalierungsparameter für jede Konfiguration bestimmt werden müssen oder ob es möglich ist, Klassen von Topologien und Konfigurationen zu definieren, in denen die Parameter im Rahmen der nötigen Genauigkeit als konstant angenommen werden können.

Die Messung lokaler Kondensationsströme stellt, das Vorhandensein eines stabilen Detektionsalgorithmus vorausgesetzt, eine einfache, nicht-invasive Messmethode dar. Um die Zuverlässigkeit der Detektion weiter zu erhöhen, erscheint das Anlernen eines künstlichen neuronalen Netzes mit den bereits vorhandenen Ergebnissen zielführend. Dies ließe sich in einem nächsten Schritt erweitern durch die Bestimmung des Kontaktwinkels jedes Tropfens auf Basis der Sekundärreflektion innerhalb der Tropfenkontur.

Das Modell zur Vorhersage der Kondensation berücksichtigt in seiner aktuellen Form lediglich den mittleren Wärmeübergang und Massenstrom. Dies kann erweitert werden, indem der Ort der Ablösung an der Kühlplatte als Funktion der Randbedingungen mitberücksichtigt wird. Weiter wird die Reduktion der Wärmeleitfähigkeit der Kühlplattenoberfläche infolge der zunehmenden Bedeckung und Tropfenhöhe vernachlässigt. Dies führt zu einer leichten Überschätzung des Massenstroms und ließe sich korrigieren, wenn eine transiente Tropfenverteilungsfunktion mit ins Modell integriert würde.

Zum Abschluss sei festgehalten, dass sich die Arbeit hauptsächlich auf die Betrachtung von Wasserdampfmassenströmen fokussiert, die durch Öffnungen im Gehäuse in das Scheinwerferinnere eindringen. Da Serienscheinwerfer meist aus Polymeren bestehen, die Wasser aufnehmen können, beziehungsweise durch die Wasserdampf hindurchdiffundieren kann, können alle Oberflächen des Gehäuses ebenfalls einen Massenstrom von Wasserdampf verursachen. Dieser zusätzliche Diffusionsstrom ist neben den hier vorgestellten konvektiven Massenströmen bei der Vorhersage von Be- und Enttauung in Fahrzeugscheinwerfern zu berücksichtigen.

---

---

## Literaturverzeichnis

- Ahlers, G. (2006). Experiments with Rayleigh-Bénard Convection. In *Dynamics of Spatio-Temporal Cellular Structures*, Seiten 67–94. Springer Nature.
- Ahlers, G., Bodenschatz, E., Hartmann, R., He, X., Lohse, D., Reiter, P., Stevens, R. J. A. M., Verzicco, R., Wedi, M., Weiss, S., Zhang, X., Zwirner, L., und Shishkina, O. (2022). Aspect Ratio Dependence of Heat Transfer in a Cylindrical Rayleigh-Bénard Cell. *Physical Review Letters*, 128(8):084501.
- Ahmed, N. (2013). *Wind Tunnel Designs and Their Diverse Engineering Applications*. In-techOpen, 1. Ausgabe.
- Akbari, R. und Antonini, C. (2021). Contact Angle Measurements: From Existing Methods to an Open-Source Tool. *Advances in Colloid and Interface Science*, 294:102470.
- Al-Amiri, A. M., Khanafer, K. M., und Pop, I. (2007). Numerical Simulation of Combined Thermal and Mass Transport in a Square Lid-Driven Cavity. *International Journal of Thermal Sciences*, 46(7):662–671.
- Alleborn, N., Raszillier, H., und Durst, F. (1999). Lid-Driven Cavity With Heat and Mass Transport. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42(5):833–853.
- Anderson, P. S. (1995). Mechanism for the Behavior of Hydroactive Materials Used in Humidity Sensors. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 12(3):662–667.
- Annamalai, K., Ryan, W., und Chandra, S. (1993). Evaporation of Multicomponent Drop Arrays. *Journal of Heat Transfer*, 115(3):707–716.
- Baehr, H. D. und Stephan, K. (1994). *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer Nature, 3. Ausgabe.
- Barletta, A. und Nield, D. A. (2009). Effect of Pressure Work and Viscous Dissipation in the Analysis of the Rayleigh-Bénard Problem. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(13–14):3279–3289.
- Barlow, J. B., Rae, W. H., und Pope, A. (1999). *Low Speed Wind Tunnel Testing*, Band 3. Wiley.
- Bell, I. H., Wronski, J., Quoilin, S., und Lemort, V. (2014). Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 53(6):2498–2508.
- Benner, P., Cohen, A., Ohlberger, M., und Willcox, K. (2017). *Model Reduction and Approximation*. Society for Industrial and Applied Mathematics.

- Bensler, H. P., Risi, A. D., Freek, C., Heath, D., und Montefrancesco, E. (2005). Investigation of Thermal and Fluid Characteristics in Automotive Headlights. In *SAE Technical Paper Series*, Seiten 1–11. SAE International.
- Berkooz, G., Holmes, P., und Lumley, J. L. (1993). The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 25(1):539–575.
- Beysens, D. und Knobler, C. M. (1986). Growth of Breath Figures. *Physical Review Letters*, 57(12):1433–1436.
- Bilgen, E. und Muftuoglu, A. (2008). Cooling Strategy by Mixed Convection of a Discrete Heater at Its Optimum Position in a Square Cavity With Ventilation Ports. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 35(5):545–550.
- Birdi, K. S., Vu, D. T., und Winter, A. (1989). A Study of the Evaporation Rates of Small Water Drops Placed on a Solid Surface. *The Journal of Physical Chemistry*, 93(9):3702–3703.
- Bosbach, J., Kühn, M., und Wagner, C. (2008). Large Scale Particle Image Velocimetry With Helium Filled Soap Bubbles. *Experiments in Fluids*, 46(3):539–547.
- Briscoe, B. J. und Galvin, K. P. (1991). The Effect of Surface Fog on the Transmittance of Light. *Solar Energy*, 46(4):191–197.
- Brouwers, H. J. H. (1996). Effect of Fog Formation on Turbulent Vapor Condensation With Noncondensable Gases. *Journal of Heat Transfer*, 118(1):243–245.
- Buckingham, E. (1915). The Principle of Similitude. *Nature*, 96(2406):396–397.
- Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) (2010). *Evaluation of Measurement Data: Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*. BIPM.
- Caruso, G. und Maio, D. V. D. (2014). Heat and Mass Transfer Analogy Applied to Condensation in the Presence of Noncondensable Gases Inside Inclined Tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 68:401–414.
- Castillo, J. E. und Weibel, J. A. (2018). A Point Sink Superposition Method for Predicting Droplet Interaction Effects During Vapor-Diffusion-Driven Dropwise Condensation in Humid Air. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 118:708–719.
- Castillo, J. E. und Weibel, J. A. (2019). Predicting the Growth of Many Droplets During Vapor-Diffusion-Driven Dropwise Condensation Experiments Using the Point Sink Superposition Method. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 133:641–651.
- Castillo, J. E., Weibel, J. A., und Garimella, S. V. (2015). The Effect of Relative Humidity on Dropwise Condensation Dynamics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 80:759–766.
- Cazabat, A.-M. und Guéna, G. (2010). Evaporation of Macroscopic Sessile Droplets. *Soft Matter*, 6(12):2591.
- Chang, M., Bielecki, J. W., und Poorman, T. (2008). Empirically Based Water Condensation and Vapor Clearing Time Calculator for Automotive Lighting Assemblies. In *SAE Technical Paper Series*, Seiten 1–7. SAE International.

- Choi, C., Ha, M. Y., und Yoon, H. S. (2015). Characteristics of Rayleigh-Bénard Convection in a Rectangular Channel With an Inner Hot Circular Cylinder. *Journal of Heat Transfer*, 137(11):112501.
- Cimolin, F., Rabito, M., und Menotti, A. (2011). Thermo-Mechanical Simulations of Rear Lamps with CFD. In *SAE Technical Paper Series*, Seiten 1–13. SAE International.
- Collins, C. R. und Stephenson, K. (2003). A Circle Packing Algorithm. *Computational Geometry*, 25(3):233–256.
- Danilo, S., Dominique, C., und Frédéric, P. (2016). Experimental Dropwise Condensation of Unsaturated Humid Air – Influence of Humidity Level on Latent and Convective Heat Transfer for Fully Developed Turbulent Flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 102:846–855.
- Dantec Dynamics (2018). *ComfortSense – Installation and User Guide*. Dantec Dynamics, Dänemark.
- Davis, G. D. V. und Jones, I. P. (1983). Natural Convection in a Square Cavity: A Comparison Exercise. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 3(3):227–248.
- Deane, B. A. (2005). On-Car Evaluation-Methods to Understand Condensation in Headlamps. In *SAE Technical Paper Series*, Seiten 1–7. SAE International.
- Dehne, T., Lange, P., Volkmann, A., Schmeling, D., Konstantinov, M., und Bosbach, J. (2018). Vertical Ventilation Concepts for Future Passenger Cars. *Building and Environment*, 129:142–153.
- Deo, R. C., Mi, J., und Nathan, G. J. (2007). The Influence of Nozzle-Exit Geometric Profile on Statistical Properties of a Turbulent Plane Jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32(2):545–559.
- Deutscher Wetterdienst (2022). Klimastatusbericht Deutschland Jahr 2021. Ergebnisbericht 1, DWD, Geschäftsbereich Klima und Umwelt.
- Deutsches Institut für Normung (2009). DIN EN 60751:2009-05, Industrielle Platin-Widerstandsthermometer und Platin-Temperatursensoren. Deutsche Fassung EN 60751:2008.
- Du, P., Kibbe, W. A., und Lin, S. M. (2006). Improved Peak Detection in Mass Spectrum by Incorporating Continuous Wavelet Transform-Based Pattern Matching. *Bioinformatics*, 22(17):2059–2065.
- Eggers, J., Lister, J. R., und Stone, H. A. (1999). Coalescence of Liquid Drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 401:293–310.
- Eimann, F., Zheng, S., Philipp, C., Fieback, T., und Gross, U. (2018). Convective Dropwise Condensation Out of Humid Air Inside a Horizontal Channel – Experimental Investigation of the Condensate Heat Transfer Resistance. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 127:448–464.
- Eimann, F., Zheng, S., Philipp, C., Omranpoor, A. H., und Gross, U. (2020). Dropwise Condensation of Humid Air – Experimental Investigation and Modelling of the Convective Heat Transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 154:119734.

- El Sherbini, A. I. und Jacobi, A. M. (2004). Liquid Drops on Vertical and Inclined Surfaces. *Journal of Colloid and Interface Science*, 273(2):566–575.
- Elsinga, G. E., Scarano, F., Wieneke, B., und van Oudheusden, B. W. (2006). Tomographic Particle Image Velocimetry. *Experiments in Fluids*, 41(6):933–947.
- Faeth, G. M. (1977). Current Status of Droplet and Liquid Combustion. *Progress in Energy and Combustion Science*, 3(4):191–224.
- Fevre, E. J. L. und Rose, J. W. (1965). An Experimental Study of Heat Transfer by Dropwise Condensation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 8(8):1117–1133.
- Grandi, D. und Passerini, A. (2021). On the Oberbeck–Boussinesq Approximation for Gases. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, 134:103738.
- Guesset, A., de Labonnefon, V., und Blancheton, M. (2016). Ergonomics and Visibility in Tramway Driving Cab. *Transportation Research Procedia*, 14:585–594.
- Guo, S., Tian, Y., Fan, D., Wu, W., Zhao, J., Jin, G., und Wang, X. (2020). A Novel Operating Strategy to Avoid Dew Condensation for Displacement Ventilation and Chilled Ceiling System. *Applied Thermal Engineering*, 176:115344.
- Gut, C. (2018). *Laserbasierte hochauflösende Pixellichtsysteme*. Spektrum der Lichttechnik. KIT Scientific Publishing.
- Guzej, M. und Zachar, M. (2019). CFD Simulation of Defogging Effectivity in Automotive Headlamp. *Energies*, 12(13):2609.
- Halr, R. und Flusser, J. (1998). Numerically Stable Direct Least Squares Fitting of Ellipses. In *Proc. 6th International Conference in Central Europe on Computer Graphics and Visualization*. WSCG, Band 98, Seiten 125–132. Citeseer.
- Hammel, B. und Sullivan-Molina, N. (2020). bdhammel/least-squares-ellipse-fitting: v2.0.0. Zenodo. 10.5281/zenodo.3723294.
- Hart, P. (2009). How the Hough Transform Was Invented. *IEEE Signal Processing Magazine*, 26(6):18–22.
- Henderson-Sellers, B. (1984). A New Formula for Latent Heat of Vaporization of Water as a Function of Temperature. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 110(466):1186–1190.
- Herrmann, S., Kretzschmar, H.-J., und Gatley, D. (2009). Thermodynamic Properties of Real Moist Air, Dry Air, Steam, Water, and Ice (RP-1485). *HVAC&R Research*, 15(5):961–986.
- Heslot, F., Castaing, B., und Libchaber, A. (1987). Transitions to Turbulence in Helium Gas. *Physical Review A*, 36(12):5870–5873.
- Hoines, L., Bielecki, J., und Cohn, M. (1999). Effect of Exterior Airflow on Automotive Lamp Venting. In *SAE Technical Paper Series*, Seiten 1–7. SAE International.
- Hoines, L. und Jiao, J. (1998). Environment Leading to Condensation in Automotive Lamps. In *SAE Technical Paper Series*, Seiten 1–4. SAE International.



- Hu, H. und Larson, R. G. (2002). Evaporation of a Sessile Droplet on a Substrate. *The Journal of Physical Chemistry B*, 106(6):1334–1344.
- Huang, J., Zhang, J., und Wang, L. (2015). Review of Vapor Condensation Heat and Mass Transfer in the Presence of Non-Condensable Gas. *Applied Thermal Engineering*, 89:469–484.
- Ishihara, T. und Matsubara, S. (1998). Capacitive Type Gas Sensors. *Journal of Electroceramics*, 2(4):215–228.
- ISO Central Secretary (2003). Pneumatic Fluid Power – Standard Reference Atmosphere. Standard ISO 8778:2003, International Organization for Standardization.
- Kalikmanov, V. I. (2012). Classical Nucleation Theory. In *Nucleation Theory*, Seiten 17–41. Springer Nature.
- Keil, S. (2017). *Technology and Practical Use of Strain Gages With Particular Consideration of Stress Analysis Using Strain Gages*. Wilhelm Ernst & Sohn.
- Kim, D., Kim, D., Kim, M., Lee, J., Jung, I., Roh, K., und Kim, K. C. (2019). Velocity Field Measurement on Natural Convection Inside an Automotive Headlamp Using Time-Resolved Stereoscopic Particle Image Velocimetry. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 77:19–30.
- Kim, J., Kim, T., und Leigh, S.-B. (2011). Double Window System With Ventilation Slits to Prevent Window Surface Condensation in Residential Buildings. *Energy and Buildings*, 43(11):3120–3130.
- Kimmel, E. C. und Yerkes, K. L. (1997). Performance, Fluid Mechanics, and Design of a Small-Animal, Whole-Body Inhalation Exposure Chamber. *Inhalation Toxicology*, 9(3):287–316.
- Korotcenkov, G. (2019). *Handbook of Humidity Measurement Vol. 2: Electronic and Electrical Humidity Sensors*, Band 2. Taylor & Francis Group.
- Koseff, J. R. und Street, R. L. (1984). The Lid-Driven Cavity Flow: A Synthesis of Qualitative and Quantitative Observations. *Journal of Fluids Engineering*, 106(4):390–398.
- Kosevich, A. M., Lifshitz, E. M., Landau, L. D., und Pitaevskii, L. P. (1986). *Theory of Elasticity*, Band 7. Butterworth-Heinemann.
- Kämpfer, N. (2013). *Monitoring Atmospheric Water Vapour: Ground-Based Remote Sensing and In-situ Methods*. ISSI Scientific Report Series No. 10. Springer Nature, 1. Ausgabe.
- Kästner, C., Resagk, C., Westphalen, J., Junghähnel, M., Cierpka, C., und Schumacher, J. (2018). Assessment of Horizontal Velocity Fields in Square Thermal Convection Cells With Large Aspect Ratio. *Experiments in Fluids*, 59(11):1–13.
- Köthe, T., Herzog, S., und Wagner, C. (2014). Shape Optimization of Aircraft Cabin Ventilation Components Using Adjoint CFD. In *Engineering Optimization 2014*, Seiten 675–680. CRC Press.

- Kühn, M. (2011). *Untersuchung großskaliger Strömungsstrukturen in erzwungener und gemischter Konvektion mit der tomografischen Particle Image Velocimetry*. Doktorarbeit, TU Ilmenau.
- Lallemand, P. und Luo, L.-S. (2000). Theory of the Lattice Boltzmann Method: Dispersion, Dissipation, Isotropy, Galilean Invariance, and Stability. *Physical Review E*, 61(6):6546–6562.
- Langebach, J. (2008). *Beiträge zur thermischen Auslegung von Automobilscheinwerfern*. Doktorarbeit, TU Ilmenau.
- Laukkarinen, A., Kero, P., und Vinha, J. (2018). Condensation at the Exterior Surface of Windows. *Journal of Building Engineering*, 19:592–601.
- Leach, R. N., Stevens, F., Langford, S. C., und Dickinson, J. T. (2006). Dropwise Condensation: Experiments and Simulations of Nucleation and Growth of Water Drops in a Cooling System. *Langmuir*, 22(21):8864–8872.
- Lee, J. R. (2018). Numerical Simulation of Natural Convection in a Horizontal Enclosure: Part I. on the Effect of Adiabatic Obstacle in Middle. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 124:220–232.
- Lenk, S., Westhoff, A., und Wagner, C. (2013). A Method for Optical Measurements of Height Distributions in Transparent Media. In Dillmann, A., Heller, G., Kreplin, H.-P., Nitsche, W., und Peltzer, I., Herausgeber, *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics*, Seiten 673–680. Springer Nature.
- Liu, S., Han, Y., Qie, J., Chen, S., Liu, D., Duo, L., Chen, H., und Lin, Q. (2021). Environment Friendly Superhydrophobic and Transparent Surface Coating via Layer-by-Layer Self-Assembly for Antifogging of Optical Lenses. *Journal of Biomaterials Science, Polymer Edition*, 33(7):847–857.
- Long, X., He, J., Zhou, J., Fang, L., Zhou, X., Ren, F., und Xu, T. (2015). A Review on Light-Emitting Diode Based Automotive Headlamps. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 41:29–41.
- Lukose, L. und Basak, T. (2021). A Comprehensive Review on Mixed Convection for Various Patterns of Kinematically and Thermally Induced Scenarios Within Cavities. *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, 31(9):2879–2939.
- Magnus, G. (1844). Versuche über die Spannkkräfte des Wasserdampfs. *Annalen der Physik und Chemie*, 137(2):225–247.
- Maschkio, T. (2007). *CFD-Simulation der Be- und Enttaunungsprozesse in Kfz-Scheinwerfern*. Doktorarbeit, Universität Paderborn.
- Meschede, D. (2010). *Gerthsen Physik*. Springer Nature.
- Meyer, F. (1994). Topographic Distance and Watershed Lines. *Signal Processing*, 38(1):113–125.

- Michell Instruments (2019). *S8000 Remote Taupunkt-Spiegel-Hygrometer Bedienungsanleitung (Version 4)*. Michell Instruments.
- Mommert, M. (2022). *Untersuchung der Zirkulationsbewegung und des Wärmetransports in turbulenter Mischkonvektion mittels optischer Messverfahren*. Doktorarbeit, TU Ilmenau.
- Mommert, M., Schiepel, D., Schmeling, D., und Wagner, C. (2019). A Flow-Intrinsic Trigger for Capturing Reconfigurations in Buoyancy-Driven Flows in Automated PIV. *Measurement Science and Technology*, 30(4):045301.
- Moore, W. I. und Hilburger, F. K. (2001). Development of a CFD Model for Simulating Headlamp Humidity Clearing. In *SAE Technical Paper Series*, Seiten 1–9. SAE International.
- Mustafa, M. A. S., Hussain, H. M., Abtan, A. A., und Habeeb, L. J. (2020). Review on Mixed Convective Heat Transfer in Different Geometries of Cavity with Lid Driven. *Journal of Mechanical Engineering Research and Developments*, 43(7):12–25.
- Neukam, J., Zych, M., und Schneider, K. (2017). Three Dimensional Flow Analysis Within Modern Aerated Headlamps. In Khanh, T. Q., Herausgeber, *12th International Symposium on Automotive Lighting - ISAL 2017 - Proceedings of the Conference Volume 17*, Band 17 aus *Darmstädter Lichttechnik*, Seiten 73–82, Darmstadt. International Symposium on Automotive Lighting, Utz Verlag.
- Nicolas, X. (2002). Revue bibliographique sur les écoulements de Poiseuille–Rayleigh–Bénard : écoulements de convection mixte en conduites rectangulaires horizontales chauffées par le bas. *International Journal of Thermal Sciences*, 41(10):961–1016.
- Niehaus, K. (2019). Experimentelle Erfassung und Charakterisierung der Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder transientser Strömungszustände in turbulenter Mischkonvektion. Masterarbeit, Georg-August-Universität Göttingen.
- Niehaus, K., Volk, M.-C., Westhoff, A., und Wagner, C. (2023a). Evaluation of Three Measurement Techniques for Water-Vapor Mass Transfer in Case of Droplet Condensation. In *Thermal and Fluids Engineering Conference proceedings*, Band TFEC-2023-46304, Seiten 1–13. ASTFE, Begell House.
- Niehaus, K. und Westhoff, A. (2022). An Open-Source Data Acquisition System for Laboratory and Industrial Scale Applications. *Measurement Science and Technology*, 34(2):027001.
- Niehaus, K., Westhoff, A., und Wagner, C. (2021). Characterization of a Mixed Convection Cell Designed for Phase Transition Studies in Moist Air. In Dillmann, A., Heller, G., Krämer, E., und Wagner, C., Herausgeber, *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics XIII*, Seiten 483–493. Springer Nature.
- Niehaus, K., Westhoff, A., und Wagner, C. (2023b). A Semi-empirical Model for the Prediction of Heat and Mass Transfer of Humid Air in a Vented Cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 205:123926.
- Nobis, C. und Kuhnimhof, T. (2018). Mobilität in Deutschland – MiD Ergebnisbericht Studie von infas, DLR, IVT und infas 360 im Auftrag des Bundesministers für Verkehr und digitale Infrastruktur (FE-Nr. 70.904/15). [www.mobilitaet-in-deutschland.de](http://www.mobilitaet-in-deutschland.de).

- Nußelt, W. (1916). Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure*, 60(60):541–546.
- Orazzo, A. und Tanguy, S. (2019). Direct Numerical Simulations of Droplet Condensation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 129:432–448.
- Othmer, D. F. (1929). The Condensation of Steam. *Industrial & Engineering Chemistry*, 21(6):576–583.
- Ouertatani, N., Cheikh, N. B., Beya, B. B., Lili, T., und Campo, A. (2009). Mixed Convection in a Double Lid-Driven Cubic Cavity. *International Journal of Thermal Sciences*, 48(7):1265–1272.
- Oxyzoglou, I. und Tejero, A. (2018). Prediction of Condensation forming in Automotive Headlights using CFD. *TOYOTA Motor Europe, Zaventem, Belgium*, Seiten 1–14.
- Parker, A. R. und Lawrence, C. R. (2001). Water Capture by a Desert Beetle. *Nature*, 414(6859):33–34.
- Pasanen, P., Pasanen, A.-L., und Jantunen, M. (1993). Water Condensation Promotes Fungal Growth In Ventilation Ducts. *Indoor Air*, 3(2):106–112.
- Patterson, J. und Imberger, J. (1980). Unsteady Natural Convection in a Rectangular Cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 100(1):65.
- Pauluis, O. und Schumacher, J. (2010). Idealized moist Rayleigh-Benard convection with piecewise linear equation of state. *Communications in Mathematical Sciences*, 8(1):295–319.
- Peterson, P. F., Schrock, V. E., und Kageyama, T. (1993). Diffusion Layer Theory for Turbulent Vapor Condensation With Noncondensable Gases. *Journal of Heat Transfer*, 115(4):998–1003.
- Philip, T. K., Sivapragasam, M., und Ravichandran, V. (2013). Design of an Automotive Headlamp Considering Style and Performance. *SASTech-Technical Journal of RUAS*, 12(2):46–51.
- Pilat, D. W., Papadopoulos, P., Schäffel, D., Vollmer, D., Berger, R., und Butt, H.-J. (2012). Dynamic Measurement of the Force Required to Move a Liquid Drop on a Solid Surface. *Langmuir*, 28(49):16812–16820.
- Pitt, W. G., Young, B. R., und Copper, S. L. (1987). Measurement of Advancing and Receding Contact Angles Inside Polymer Tubing. *Colloids and Surfaces*, 27(4):345–355.
- Podvin, B. und Sergent, A. (2012). Proper Orthogonal Decomposition Investigation of Turbulent Rayleigh-Bénard Convection in a Rectangular Cavity. *Physics of Fluids*, 24(10):105106.
- Podvin, B. und Sergent, A. (2017). Precursor for Wind Reversal in a Square Rayleigh-Bénard Cell. *Physical Review E*, 95(1):013112.
- Ponca, E. (2011). *Wärmemanagement im Automobilscheinwerfer*. Doktorarbeit, TU Berlin.
- Powles, J. G. (1985). On the validity of the Kelvin equation. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 18(9):1551–1560.

- Quinn, W. R. (1994). Development of a Large-Aspect-Ratio Rectangular Turbulent Free Jet. *AIAA Journal*, 32(3):547–554.
- Raffel, M., Willert, C. E., Scarano, F., Kähler, C. J., Wereley, S. T., und Kompenhans, J. (2018). *Particle Image Velocimetry*. Springer Nature, 3. Ausgabe.
- Reader-Harris, M. (2015). *Orifice Plates and Venturi Tubes*. Springer Nature.
- Riesz, F. und Sz.-Nagy, B. (1990). *Functional Analysis*. Dover.
- Rodenacker, W. G. (1970). *Methodisches Konstruieren*. Springer Nature.
- Rose, J. W. (1981). Dropwise Condensation Theory. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24(2):191–194.
- Rose, J. W. und Glicksman, L. R. (1973). Dropwise Condensation – The Distribution of Drop Sizes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16(2):411–425.
- Sadaoka, Y. (2008). Capacitive-Type Relative Humidity Sensor with Hydrophobic Polymer Films. In *Solid State Gas Sensing*, Seiten 1–43. Springer Nature.
- San-Juan, M., Martín, Ó., Mirones, B. J., und Tiedra, P. D. (2016). Assessment of Efficiency of Windscreen Demisting Systems in Electrical Vehicles by Using IR Thermography. *Applied Thermal Engineering*, 104:479–485.
- Schiepel, D. (2017). *Experimentelle Erfassung und Charakterisierung der dreidimensionalen großskaligen Strömungsstrukturen und -temperaturen in Rayleigh-Bénard-Konvektion*. Doktorarbeit, Georg-August-Universität Göttingen.
- Schmeling, D. (2014). *Experimental Acquisition and Characterisation of Large-Scale Flow Structures in Turbulent Mixed Convection*. Doktorarbeit, Georg-August-Universität Göttingen.
- Schmeling, D., Bosbach, J., und Wagner, C. (2013). Oscillations of the Large-Scale Circulation in Turbulent Mixed Convection in a Closed Rectangular Cavity. *Experiments in Fluids*, 54(5):1517.
- Schoettle, B., Sivak, M., und Fujiyama, Y. (2008). LEDs and Power Consumption of Exterior Automotive Lighting: Implications for Gasoline and Electric Vehicles. Technical report, University of Michigan.
- Seifert, A. und Genthner, K. (1991). A Model for Stagewise Calculation of Non-Condensable Gases in Multi-Stage Evaporators. *Desalination*, 81(1–3):333–347.
- Sensirion AG (2021). *Datasheet SHT85 - Humidity and Temperature Sensor (Version 3.1)*. Version 3.1 – March 2021, Schweiz.
- Shiozawa, T. (2001). Thermal Air Flow Analysis of an Automotive Headlamp: The PIV Measurement and the CFD Calculation for a Mass Production Model. *JSAE Review*, 22(2):245–252.
- Shishkina, O. und Wagner, C. (2012). A Numerical Study of Turbulent Mixed Convection in an Enclosure With Heated Rectangular Elements. *Journal of Turbulence*, 13(22):1–21.

- Sideman, S., Moalem, D., und Semiat, R. (1977). Performance Improvement of Horizontal Evaporator-Condenser Desalination Units. *Desalination*, 21(2):221–233.
- Singh, S. und Sharif, M. A. R. (2003). Mixed Convective Cooling of a Rectangular Cavity with Inlet and Exit Openings on Differentially Heated Side Walls. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 44(3):233–253.
- Sirovich, L. (1987). Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures. I. Coherent Structures. *Quarterly of Applied Mathematics*, 45(3):561–571.
- Skinner, L. M. und Sambles, J. R. (1972). The Kelvin Equation – A Review. *Journal of Aerosol Science*, 3(3):199–210.
- Sokmen, K. F., Pulat, E., Yamankaradeniz, N., und Coskun, S. (2013). Thermal Computations of Temperature Distribution and Bulb Heat Transfer in an Automobile Headlamp. *Heat and Mass Transfer*, 50(2):199–210.
- Soloff, S. M., Adrian, R. J., und Liu, Z.-C. (1997). Distortion Compensation for Generalized Stereoscopic Particle Image Velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8(12):1441–1454.
- Sousa, J. M. M., Vogado, J., Costa, M., Bensler, H., Freek, C., und Heath, D. (2005). An Experimental Investigation of Fluid Flow and Wall Temperature Distributions in an Automotive Headlight. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 26(5):709–721.
- Stahlbaum, R. (2023). Volkswagen - Technology and Innovations - Exterior Lighting Systems. Persönliche Kommunikation (11. April 2023).
- Stasicki, B., Schröder, A., Boden, F., und Ludwikowski, K. (2017). High-Power LED Light Sources for Optical Measurement Systems Operated in Continuous and Overdriven Pulsed Modes. In Lehmann, P., Osten, W., und Gonçalves, A. A., Herausgeber, *Optical Measurement Systems for Industrial Inspection X*, Band 10329, Seiten 103292J–1–11. SPIE.
- Stehle, I. (2019). *Produktinformation SMG (Revision 1.1)*. Ingenieurbüro Stehle.
- Stevens, B. und Bony, S. (2013). Water in the Atmosphere. *Physics Today*, 66(6):29–34.
- Suh, Y., Lee, J., Simadiris, P., Yan, X., Sett, S., Li, L., Rabbi, K. F., Miljkovic, N., und Won, Y. (2021). A Deep Learning Perspective on Dropwise Condensation. *Advanced Science*, 8:2101794.
- Sun, D. L., Qu, Z. G., He, Y. L., und Tao, W. Q. (2008). An Efficient Segregated Algorithm for Incompressible Fluid Flow and Heat Transfer Problems – IDEAL (Inner Doubly Iterative Efficient Algorithm for Linked Equations) Part II: Application Examples. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 53(1):18–38.
- Sun, H., Lauriat, G., und Nicolas, X. (2011). Natural Convection and Wall Condensation or Evaporation in Humid Air-Filled Cavities Subjected to Wall Temperature Variations. *International Journal of Thermal Sciences*, 50(5):663–679.
- Sun, R., Lei, T., Chen, Q., Wang, Z., Du, X., Zhao, W., und Nandi, A. K. (2022). Survey of Image Edge Detection. *Frontiers in Signal Processing*, 2:826967.

- Tancon, M., Mirafiori, M., Bortolin, S., Parin, R., Colusso, E., Martucci, A., und Col, D. D. (2022). Simultaneous Measurement of Heat Flux and Droplet Population During Dropwise Condensation From Humid Air Flowing on a Vertical Surface. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 136:110677.
- Terrell, W. und Newell, T. A. (2007). Experimental Techniques for Determining Heat and Mass Transfer Due to Condensation of Humid Air in Cooled, Open Cavities. *Applied Thermal Engineering*, 27(8–9):1574–1584.
- Timm, M. L., Dehdashti, E., Darban, A. J., und Masoud, H. (2019). Evaporation of a Sessile Droplet on a Slope. *Scientific Reports*, 9(1):19803.
- Tsai, H.-F., Gajda, J., Sloan, T. F. W., Rares, A., und Shen, A. Q. (2019). Usiigaci: Instance-Aware Cell Tracking in Stain-Free Phase Contrast Microscopy Enabled by Machine Learning. *SoftwareX*, 9:230–237.
- Vallis, G. K., Parker, D. J., und Tobias, S. M. (2019). A simple System for Moist Convection: The Rainy–Bénard Model. *Journal of Fluid Mechanics*, 862:162–199.
- Vargaftik, N. B., Volkov, B. N., und Voljak, L. D. (1983). International Tables of the Surface Tension of Water. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 12(3):817–820.
- Vargas, J., Alsweiss, S., Toker, O., Razdan, R., und Santos, J. (2021). An Overview of Autonomous Vehicles Sensors and Their Vulnerability to Weather Conditions. *Sensors*, 21(16):5397.
- VDI (2010). *VDI Heat Atlas*. VDI-Buch. Springer Nature, 2. Ausgabe.
- Vicklund, R. E. (1946). Preventing the Fungus Fouling of Optical Instruments. *Industrial & Engineering Chemistry*, 38(8):774–779.
- Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., Haberland, M., Reddy, T., Cournapeau, D., Burovski, E., Peterson, P., Weckesser, W., Bright, J., van der Walt, S. J., Brett, M., Wilson, J., Millman, K. J., Mayorov, N., Nelson, A. R. J., Jones, E., Kern, R., Larson, E., ..., und Vázquez-Baeza, Y. (2020). SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python. *Nature Methods*, 17(3):261–272.
- Volk, M.-C., Niehaus, K., Westhoff, A., und Wagner, C. (2022). An Approach to Automated Droplet Detection in Mixed Convection (angenommen). In Dillmann, A., Heller, G., Krämer, E., und Wagner, C., Herausgeber, *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics*. Springer Nature.
- Volmer, M. und Weber, A. (1926). Keimbildung in übersättigten Gebilden. *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, 119U(1):277–301.
- Westerweel, J. und Scarano, F. (2005). Universal Outlier Detection for PIV Data. *Experiments in Fluids*, 39(6):1096–1100.
- Westhoff, A. (2017). Experimentelle Untersuchung des Einflusses der Oberflächenbeschaffenheit von Scheiben auf die Kondensatbildung. *FAT Fachschriftenreihe*.

- Westhoff, A., Bosbach, J., Schmeling, D., und Wagner, C. (2010). Experimental Study of Low-Frequency Oscillations and Large-Scale Circulations in Turbulent Mixed Convection. *International journal of heat and fluid flow*, 31(5):794–804.
- Wieneke, B. (2018). Improvements for Volume Self-Calibration. *Measurement Science and Technology*, 29(8):084002.
- Wyrwał, J. und Marynowicz, A. (2002). Vapour Condensation and Moisture Accumulation in Porous Building Wall. *Building and Environment*, 37(3):313–318.
- Young, T. (1832). An Essay on the Cohesion of Fluids. *Abstracts of the Papers Printed in the Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 1:171–172.
- Zenin, S. (2007). *Numerische und experimentelle Untersuchungen zum Wärmetransport in einem Automobilscheinwerfer*. Doktorarbeit, TU Ilmenau.
- Zhao, X.-J., Cai, Y.-X., Wang, J., Li, X.-H., und Zhang, C. (2015). Thermal Model Design and Analysis of the High-Power LED Automotive Headlight Cooling Device. *Applied Thermal Engineering*, 75:248–258.
- Zheng, S. (2019). *Dropwise Condensation in the Presence of Non-Condensable Gas*. Doktorarbeit, Technische Universität Bergakademie Freiberg.
- Zheng, S., Eimann, F., Fieback, T., Xie, G., und Gross, U. (2018). Numerical Investigation of Convective Dropwise Condensation Flow by a Hybrid Thermal Lattice Boltzmann Method. *Applied Thermal Engineering*, 145:590–602.
- Zheng, S., Eimann, F., Philipp, C., Fieback, T., und Gross, U. (2019). Dropwise Condensation in the Presence of Non-Condensable Gas: Interaction Effects of the Droplet Array Using the Distributed Point Sink Method. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 141:34–47.
- Zheng, S., Eimann, F., Philipp, C., Fieback, T., und Gross, U. (2020). Experimental and Modeling Investigations of Dropwise Condensation Out of Convective Humid Air Flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 151:119349.



## Messgrößen

### A.1 Fehlerrechnung

Messunsicherheit des Taupunkts berechnet aus relativer Luftfeuchte und Temperatur über die Magnus-Formel (Gleichung A.4)

$$\sigma_{\Theta} = \frac{K_2^2 K_3^2 \left( K_2^3 K_3^3 \varphi \sigma_T^2 + \sigma_R (K_3 + T)^2 (K_2 K_3 - (K_3 + T) \log(\varphi))^2 \right)^2}{\varphi^2 (K_2 K_3 - (K_3 + T) \log(\varphi))^8} \quad (\text{A.1})$$

$$K_1 = 611.2 \text{ Pa}$$

$$K_2 = 17.62$$

$$K_3 = 243.12 \text{ }^\circ\text{C}$$

Die Messunsicherheit der entdimensionalieren Einlassgeschwindigkeit berechnet sich zu

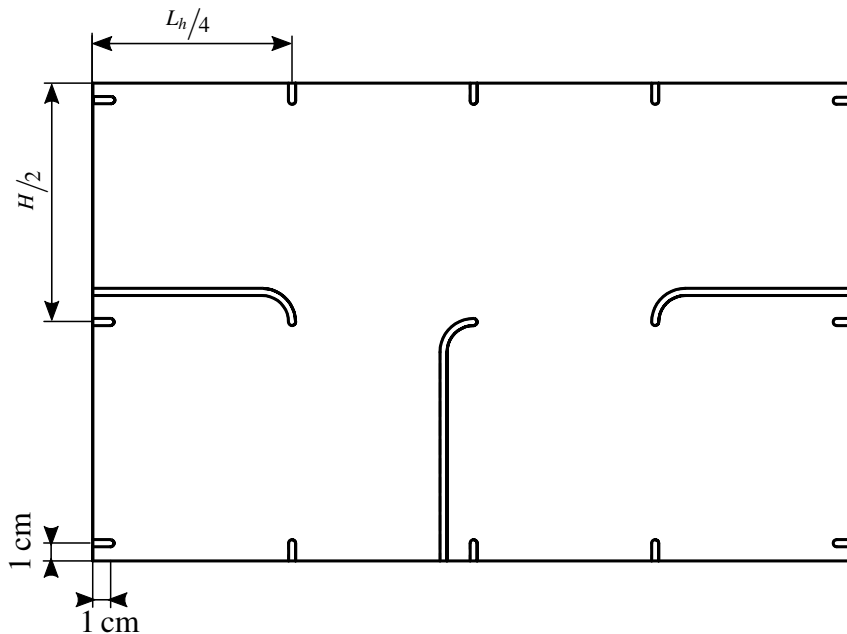
$$\sigma_u = 0.02u(U(x, y) + U_{\text{ein}}^{-1}) \quad (\text{A.2})$$

### Detailansichten

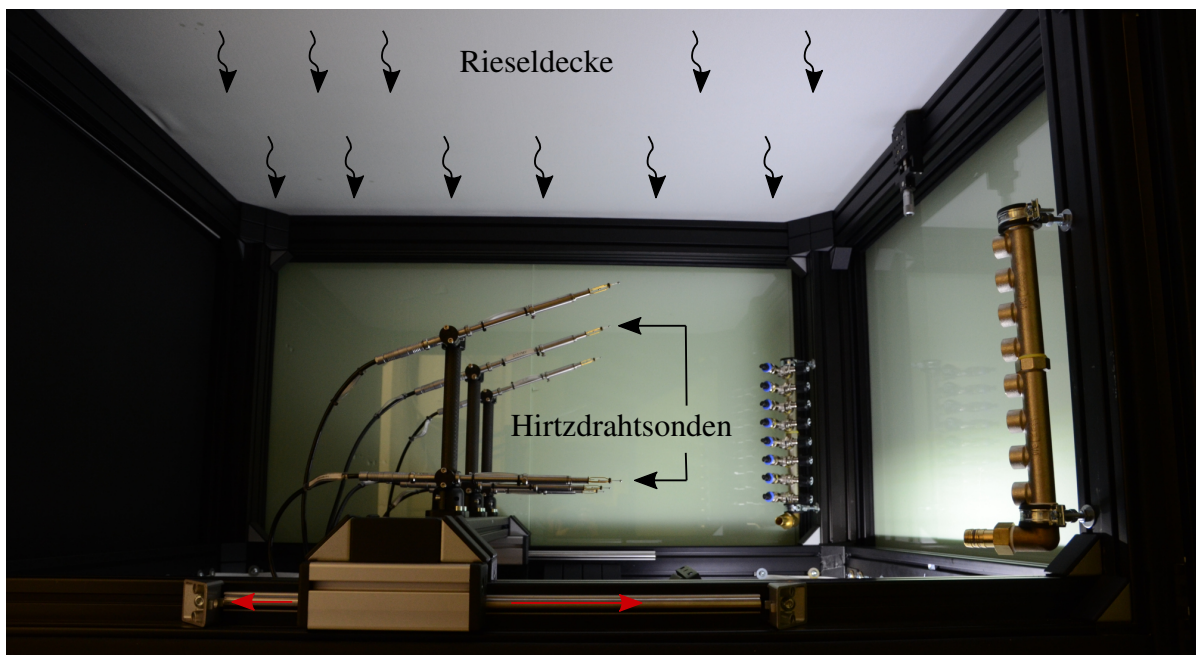
### A.2 Stoffgrößen

Die Verdampfungsenthalpie ist nach Henderson-Sellers (1984)

$$h_v(T) = 1.91846 \times 10^6 \left( \frac{T}{T - 33.91} \right)^2. \quad (\text{A.3})$$



**Abbildung A.1** Rückseite der Heizplatte mit Kantenlänge  $H \times L_h = 250 \times 430$  mm. Insgesamt 15 Pt100-Widerstandssensoren wurden jeweils am Ende der 4 mm tiefen Nuten montiert. Die Nuten wurden mit Wärmeleitpaste aufgefüllt und die Sensoren mit Wärmeleitkleber fixiert.



**Abbildung A.2** Versuchsaufbau zur Bestimmung der Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung der Temperierkammer, innerhalb derer sich die Kondensationszelle befindet. Temperaturkontrollierte Luft gelangt über eine Rieseldecke ins Hausunginnere und wird am Hausungsboden wieder abgesaugt. Die Geschwindigkeit und Temperatur wird an sechs Positionen innerhalb der Hausung gleichzeitig bestimmt. Die Messpositionen aller Sonden können über eine Schiene parallel verschoben werden.

Der Dampfsättigungsdruck ergibt sich entsprechend der Magnusformel (Magnus, 1844) zu

$$p_s = K_1 \exp \left\{ \frac{K_2(T - T_0)}{K_3 + (T - T_0)} \right\} \quad (\text{A.4})$$

mit  $K_1 = 611.2 \text{ Pa}$ ,  $K_2 = 17.62$  und  $K_3 = 243.12^\circ\text{C}$ .

### A.3 Taupunkttemperatur

Ist feuchte Luft in einem thermischen Equilibrium, so folgt aus dem idealen Gasgesetz

$$\frac{(m_v + m_l)}{(M_v + M_l)(p_v + p_l)} = \frac{m_v}{M_v p_v} = \frac{m_l}{M_l p_l}.$$

Hieraus ergibt sich die Relation von absoluter Feuchte  $x = m_v/m_l$  und dem Dampfdruck  $p_v$

$$p_v = \frac{x}{\frac{M_v}{M_l} + x} p. \quad (\text{A.5})$$

Für die relative Luftfeuchte gilt

$$\varphi = \frac{p_v(\Theta, p)}{p_s(T, p)}.$$

Wird Gleichung A.4 hierin eingesetzt und nach  $\Theta$  umgestellt, folgt

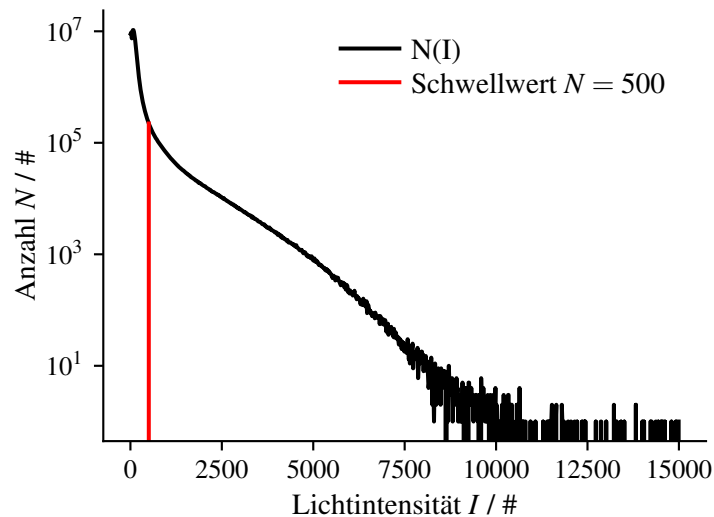
$$\Theta(\varphi, T) = K_3 \cdot \frac{\frac{K_2 \cdot (T - T_0)}{K_3 + (T - T_0)} + \ln \varphi}{\frac{K_2 \cdot K_3}{K_3 + (T - T_0)} - \ln \varphi}. \quad (\text{A.6})$$

Wird zusätzlich Gleichung A.5 eingesetzt, ergibt sich der Zusammenhang vom Taupunkt zu Umgebungsdruck  $p$  und absoluter Feuchte  $x$  zu

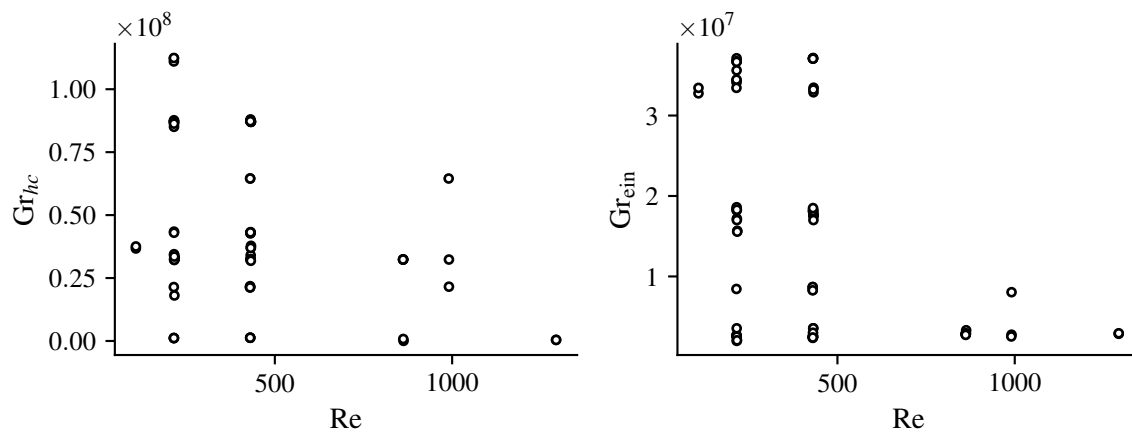
$$\Theta(x, p) = \frac{K_3 \cdot \ln \frac{x \cdot p}{\left(\frac{M_w}{M_l} + x\right) K_1}}{K_2 - \ln \frac{x \cdot p}{\left(\frac{M_w}{M_l} + x\right) K_1}}. \quad (\text{A.7})$$

Allgemein gilt für Gesamtmassenanteil  $w_v = x\rho$ .

## A.4 Tomografische Particle Image Velocimetry



**Abbildung A.3** Histogramm aus mehreren Tomo-PIV Aufnahmen nach Abziehen eines Dunkel- und eines Minimabilds. Die rote Linie markiert den Schwellwert, der der Separation von Hintergrund und Partikeln dient. Ein Histogrammblock beinhaltet je 15 Intensitätswerte.



**Abbildung A.4** Übersicht über alle Parameterkonfigurationen, bei denen tomografische PIV angewendet wurde.

## A.5 Tropfengrößen

$$\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} N(r)r^3 dr = \frac{-1000r_{\min}^3 + 2085r_{\min}^2 r_{\max} + 657r_{\max}^3 - 1742\left(\frac{r_{\min}}{r_{\max}}\right)^{3/2} r_{\max}^3}{3000r_{\max}^2 \pi} \quad (\text{A.8})$$



---

---

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung eines Automobilscheinwerfers. . . . .	3
2.1	Phasendiagramm von Wasser. . . . .	23
2.2	Übergang von Gasphase zur Flüssigphase durch eine Diffusionsgrenzschicht hindurch. . . . .	25
2.3	Abstrahierte Grenzfläche zwischen Gas- und Flüssigphase. . . . .	26
2.4	Freies Energiepotential verschiedener Tropfenradien. . . . .	28
2.5	2D-Schnitt durch einen Flüssigkeitstropfen auf einem Festkörper. . . . .	28
2.6	Verschiedene Zustände des Tropfenwachstums. . . . .	31
2.7	Seitenansicht eines auf einer Oberfläche verdampfenden Tropfens. . . . .	34
2.8	Flussdiagramm der Circular Hough Transformation. . . . .	43
2.9	Beispiel einer Circular Hough-Transformation. . . . .	44
3.1	Aspektverhältnisse $\Gamma_{xy} = L/H$ unterschiedlicher Serienmodelle mehrerer Automobilhersteller. . . . .	48
3.2	Schematische Darstellung der Testkammer. . . . .	49
3.3	Foto des experimentellen Aufbaus. . . . .	50
3.4	R&I der Testkammer. . . . .	50
3.5	Vergleich von kapazitiven Sensoren und Taupunkthygrometern. . . . .	52
3.6	Typischer Signalverlauf der mittleren Einlasstaupunkttemperatur. . . . .	53
3.7	Vorkammer und Kanalkonstruktion zur Luftkonditionierung am Einlass der Testkammer. . . . .	54
3.8	Aufbau zur Vermessung des Geschwindigkeitsprofils am Einlass. . . . .	55
3.9	Geschwindigkeiten vor dem Lufteinlass für $Re = 547(10)$ und $1094(21)$ . . . . .	56
3.10	Temperaturverteilungen für Heiz- und Kühlplatte. . . . .	59
3.11	Schematische Darstellung des Kühlplattenquerschnitts. . . . .	60
3.12	Klimakammer mit Rieseldecke. . . . .	62
3.13	Implementierung der Datenverarbeitung zur Messdatenerfassung. . . . .	64
3.14	Prinzipskizze eines Taupunktspiegels. . . . .	66

3.15	Beispielkalibrierung eines Kraftsensors. . . . .	69
3.16	Schematische Darstellung eines Venturirohrs. . . . .	69
3.17	Tomografischer PIV-Aufbau. . . . .	70
4.1	Beispiel eines Partikelbilds für die tomografische PIV. . . . .	74
4.2	Veranschaulichung der mittels tomografischer PIV erzielten Geschwindigkeitsauflösung. . . . .	75
4.3	Dreidimensionale Darstellung des Geschwindigkeitsfelds mit mehreren Schnittebenen. . . . .	76
4.4	Gemittelter Anteil der Energieeigenwerte Gesamtsignalenergie des Geschwindigkeitsfelds. . . . .	78
4.5	POD-Moden unterschiedlicher Parameterkonfigurationen. . . . .	79
4.6	Schnittebenen des Eigenvektorfelds abgeleitet aus dem volumetrischen Geschwindigkeitsfeld. . . . .	80
4.7	Mittlerer Zeitentwicklungskoeffizient der ersten drei energiereichsten POD-Moden gegen $Re$ . . . . .	81
4.8	Mittlerer Zeitentwicklungskoeffizient der drittenergiereichsten POD-Mode gegen $Re$ . . . . .	82
4.9	Konvergenzverhalten gemessener Geschwindigkeitsfelder. . . . .	84
4.10	Wahrscheinlichkeitsdichten der Geschwindigkeitskomponenten für variierte $Gr_{hc}$ . . . . .	85
4.11	Schematische Darstellung idealisierter Strömungen. . . . .	86
4.12	Verteilungsfunktionen von $u_x$ zusammen mit dem Regressionsergebnis. . . . .	88
4.13	Abhängigkeit von $\mu_h$ , $\mu_c$ und $\mu_{isc}$ von $Re$ für alle mittels tomografischer PIV untersuchten Fälle. . . . .	89
4.14	Entdimensionalisierte Geschwindigkeitsverteilung von $u_x$ gemittelt über alle mit tomografischer PIV erfassten Messfälle. . . . .	90
4.15	Positionen der Ablöselinien für drei Parameterkonfigurationen über die Zellhöhe $z$ an der Kühlplatte. . . . .	91
4.16	Mittelwert und Standardabweichung der Ablöseposition. . . . .	92
4.17	Wärmestrom in Abhängigkeit von $Re$ und $Gr_{hc}$ gemittelt über mehrere Messfälle. . . . .	93
5.1	Exemplarischer Verlauf der kalibrierten Taupunkttemperaturen am Ein- und Auslass. . . . .	96
5.2	Prozessdiagramm einer Messung. . . . .	96
5.3	Signaleigenschaften der Wägezelle. . . . .	99



5.4	Optischer Aufbau zur Bestimmung der Tropfenverteilung auf der Kühlplatte.	101
5.5	Zeitaufgelöste Lichtintensitätsverteilung bei Phasentransition für $Re = 653$ und $Gr_{ein} = Gr_{hc} = 2.88 \times 10^8$ .	102
5.6	Beispielhafte Zeitreihe des Wasserdampfmassenstroms an der Kühlplatte.	105
5.7	Kondensationsmassenstrom gegen den Massenstrom von Wasserdampf am Einlass bei $Gr_{hc} = Gr_{ein} = 2.88 \times 10^8$ und $Re = 323$ , $Re = 692$ und $Re = 927$ .	106
5.8	$Sh_c$ gegen relative Luftfeuchte am Einlass bei $Gr_{hc} = Gr_{ein} = 2.88 \times 10^8$ und $Re = 323$ , $Re = 692$ und $Re = 927$ .	107
5.9	Zeitreihe der Massenströme für variierende Btauungsdauern und $\Theta_{ein}$ für zwei $Re$ .	109
5.10	$\dot{m}_v$ als Funktion von $\varphi_{ein}$ und $Re$ .	110
5.11	Vergleich der aus Messdaten ermittelten $Sh_e$ und dem Regressionsergebnis mit der Basisfunktion Gleichung 5.5 für zwei $Re$ .	110
5.12	Aufbau zur optischen Vermessung von Tropfenverteilungen.	112
5.13	Sequenzdiagramm für optische Beschlagsmessung.	113
5.14	Beispiel einer Kontaktwinkelmessung.	114
5.15	Radiusabhängige Tropfenanzahl und Massendichteverteilung.	115
5.16	Zwei exemplarische Strahlengänge innerhalb eines an einer Wand haftenden Tropfens.	116
5.17	Mikroskopprohbild und Lichtintensitätsverteilung eines Einzeltropfens.	117
5.18	Vergleich Tropfenradiusbestimmung aus Profil- und Konturaufnahmen.	118
5.19	Ablaufdiagramm der automatischen Tropfendetektion.	119
5.20	Beispiel für Korrekturschritte des CHT-Ergebnisses.	120
5.21	Validierung des Tropfendetektionsalgorithmus.	122
5.22	Tropfenaufnahme mit Detektionsergebnissen und Referenzdaten.	123
5.23	Kalibrierkurven für $\chi$ zur Berechnung der absoluten Kondensatmasse.	124
5.24	Vergleich der Methoden zur optischen Massenbestimmung.	125
5.25	Zeitliche Entwicklung von Bedeckungsgrad und Massenbeladung.	127
5.26	Mittlere Bedeckung in Abhängigkeit zur relativen Luftfeuchte.	129
5.27	Betrachtung eines einzelnen Tropfens während der Kondensation	130
5.28	Massenzuwachsrate einzelner Tropfen in Abhängigkeit zu ihrem Radius.	131
5.29	Skalierung von $Sh_d$ in Abhängigkeit von den experimentellen Randbedingungen $\varphi_{ein}$ und $Re$ bei $Gr_{ein} = 2Gr_{hc} = 2.88 \times 10^8$ .	132
5.30	Skalierung des Massenstroms bei der Verdampfung	133
6.1	Abweichung zwischen Experiment und Modellvorhersagen in Abhängigkeit zu $Re$ und $Gr_{hc}$ .	141

---

6.2	Experimentelle und modellierte Ergebnisse für $Sh$ in Abhängigkeit von $Re$ und $\varphi_{\text{ein}}$ . . . . .	142
7.1	Einlassvolumenstrom in Abhängigkeit zu der Fahrzeuggeschwindigkeit in einem Serienscheinwerfer. . . . .	146
7.2	Kondensationsrate $\dot{m}_v$ gegen die Einlasstemperatur $T_{\text{ein}}$ in Abhängigkeit zu $T_c$ , $Re$ und $\varphi$ . . . . .	147
7.3	Zeitentwicklung der Wassermasse auf der Abschlusscheibe eines Scheinwerfers während der Verdampfung. . . . .	149
A.1	Skizze der Heizplattenrückseite . . . . .	170
A.2	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung der Temperierkammer . . . . .	170
A.3	Histogramm aus mehreren Tomo-PIV Aufnahmen nach Abziehen eines Dunkel- und eines Minimabilds. . . . .	172
A.4	Übersicht über alle Parameterkonfigurationen, bei denen tomografische PIV angewendet wurde. . . . .	172

---

---

## Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht aller physikalisch relevanter das System beschreibender Parameter.	37
4.1	Regressionsparameter der Normalverteilungen aus Abbildung 4.12(a) und (b).	89

