

FAT 303



Experimentelle Untersuchung
des Einflusses der
Oberflächenbeschaffenheit
von Scheiben auf die
Kondensatbildung



Experimentelle Untersuchung des Einflusses der Oberflächenbeschaffenheit von Scheiben auf die Kondensatbildung

Forschungsstelle

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
in der Helmholtz-Gemeinschaft - DLR

Autor

Andreas Westhoff

Das Forschungsprojekt wurde mit Mitteln der Forschungsvereinigung Automobiltechnik e.V. (FAT) gefördert.

INHALTSVERZEICHNIS

Abkürzungsverzeichnis	vii
1 Einleitung	3
2 Systembeschreibung	7
2.1 Phasentransition	7
2.2 Benetzbarkeit	10
2.3 Wärmetransport und Massentransfer	15
2.4 Phasentransition an einer überströmten Scheibe	19
2.4.1 Systembeschreibung und Charakterisierung	19
2.4.2 Dimensionslose Darstellung	21
3 Experimenteller Aufbau und Parameter	25
3.1 Spaltwindkanal	25
3.2 Messtechnik	27
3.3 Randbedingungen und Parametervariation	28
4 Auswertung und Datenanalyse	33
4.1 Wärme- und Massenströme	33
4.2 Dimensionslose Darstellung	47
5 Massentransfer und Wärmetransport	55
5.1 Generische Fahrzeugscheibe	56
5.1.1 Geschwindigkeit $U = 1.0 \text{ m/s}$	56
5.1.2 Geschwindigkeit $U = 2.0 \text{ m/s}$	59
5.1.3 Geschwindigkeit $U = 2.9 \text{ m/s}$	62
5.2 Reale Fahrzeugscheibe	64
5.2.1 Geschwindigkeit $U = 1.0 \text{ m/s}$	64
5.2.2 Geschwindigkeit $U = 2.0 \text{ m/s}$	67
5.2.3 Geschwindigkeit $U = 2.9 \text{ m/s}$	71
6 Adaption auf eine Fahrzeugscheibe	73
6.1 Scheibenbeschlag	74
6.2 Scheibenenttauung	79
7 Zusammenfassung	87
A Anhang	93
A.1 Versuchsträger Spaltwindkanal	93
A.2 Koeffizienten für Nusselt-Sherwood-Relation	95

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1	Scheibenbeschlag und Sichtbehinderung im Auto	3
Abbildung 2	Formbildung im Mehrphasensystem	10
Abbildung 3	Definition Oberflächenrauigkeit	11
Abbildung 4	Kontaktwinkel	12
Abbildung 5	Wärmestrom raue Oberfläche	15
Abbildung 6	Wärmetransport an einer überströmten Scheibe	20
Abbildung 7	Skizze Versuchsträger Spaltwindkanal	26
Abbildung 8	Wärmestrom \dot{Q}_D Lumirror 40 und $U = 1 \text{ m/s}$	34
Abbildung 9	Ablaufdiagramm	37
Abbildung 10	Temperaturprofil und mittlere Systemtemperatur	39
Abbildung 11	Wärmetransmissionskoeffizient	41
Abbildung 12	Benetzungsgrad Scheibenbeschlag	43
Abbildung 13	Benetzungsgrad Enttauung	44
Abbildung 14	Reynoldszahl Re für $R_z = 230$ und $U = 1 \text{ m/s}$ als Funktion der Zeit	47
Abbildung 15	Froudezahl Fr für $R_z = 230$ als Funktion der Zeit	48
Abbildung 16	Wärmestrom durch Phasentransition und Konvektion als Funktion der Nusseltzahl und Sherwoodzahl	50
Abbildung 17	Nu - Sh -Relation für $R_z = 230$	52
Abbildung 18	Wärmeübergangskoeffizient für $U = 1 \text{ m/s}$	57
Abbildung 19	Nusselt-Sherwoodzahl Zusammenhang für $U = 1 \text{ m/s}$	58
Abbildung 20	Wärmeübergangskoeffizient für $U = 2 \text{ m/s}$	59
Abbildung 21	Nusselt-Sherwoodzahl Zusammenhang für $U = 2 \text{ m/s}$	60
Abbildung 22	Wärmeübergangskoeffizient für $U = 2.9 \text{ m/s}$	62
Abbildung 23	Nusselt-Sherwoodzahl Zusammenhang für $U = 2.9 \text{ m/s}$	63
Abbildung 24	Wärmeübergangskoeffizient und Nusselt-Sherwoodzahl-Relation reale Fahrzeugscheibe $U = 1.0 \text{ m/s}$	66
Abbildung 25	Wärmeübergangskoeffizient und Nusselt-Sherwoodzahl Relation reale Fahrzeugscheibe $U = 1.0 \text{ m/s}$	68
Abbildung 26	Wärmeübergangskoeffizient und Nusselt-Sherwoodzahl Relation reale Fahrzeugscheibe $U = 2.9 \text{ m/s}$	70
Abbildung 27	Massentransfer bei Scheibenbeschlag als Funktion der Fahrzeuginnenraumtemperatur	75

Abbildung 28	Massentransfer bei Scheibenbeschlag als Funktion der relativen Feuchte	77
Abbildung 29	Massentransfer bei der Scheibenenttauung als Funktion der Heizleistung	80
Abbildung 30	Massentransfer bei der Scheibenenttauung als Funktion der relativen Feuchte	82
Abbildung 31	Massentransfer bei der Scheibenenttauung als Funktion der relativen Feuchte	83
Abbildung 32	Massentransfer bei der Scheibenenttauung als Funktion der Wandstrahldicke	84
Abbildung 33	Spaltwindkanal und Zulauf	93
Abbildung 34	Spaltwindkanal und Zulauf	94

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1	Dimensionslose Kennzahlen	22
Tabelle 2	Oberflächencharakteristika	29
Tabelle 3	Randbedingungen Glasscheiben	30
Tabelle 4	Randbedingungen Fahrzeugscheibe	31
Tabelle 5	Nusselt-Sherwoodzahl Relation $U = 1 \text{ m/s}$	95
Tabelle 6	Nusselt-Sherwoodzahl Relation $U = 2 \text{ m/s}$	95
Tabelle 7	Nusselt-Sherwoodzahl Relation $U = 2.9 \text{ m/s}$	96

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

GRIECHISCHE SYMBOLE

α	Wärmeübergangskoeffizient
β	Wärmeausdehnungskoeffizient
η	dynamische Viskosität
λ	Wärmeleitfähigkeit
Ψ	Wärmewiderstand
σ	Oberflächenspannung
τ	Reibungstensor
Θ	Taupunkttemperatur
ρ_D	Dichte an in der Luft gelöstem Wasserdampf
ρ_L	Dichte feuchte Luft
ρ_{tL}	Dichte trockene Luft

DIMENSIONSLOSE KENNZAHLEN

ϵ	Rauigkeitsfaktor
Fr	Froudezahl
Ja	Jakobzahl
Nu	Nusseltzahl
Pr	Prandtlzahl
Re	Reynoldszahl
Sh	Sherwoodzahl
φ	Kontaktwinkel
AF	absolute Feuchte
RF	relative Feuchte

LATEINISCHE SYMBOLE

\dot{M}	Massenstrom
\dot{m}	Massenstromdichte
\dot{Q}	Wärmestrom
\dot{q}	Wärmestromdichte
\underline{u}	Geschwindigkeitsvektor
A	Fläche
B	Breite
c_p	spezifische Wärmekapazität
d	Dicke
D_H	Hydraulischer Durchmesser
D_W	Diffusionskonstante Wasser

g	Gravitationskraft
H	Höhe
H_D	Verdampfungsenthalpie Wasser
k	Wärmedurchgangskoeffizient (k-Wert)
k_B	Boltzmannkonstante
L	Länge
M	Masse
P	Umgebungsdruck
p	Druck
P_o	Luftdruck
p_D	Dampfdruck
p_S	Sättigungsdampfdruck
R	Radius
r	Rauigkeitsfaktor
R_a	mittlere Rauigkeit
R_L	spezifische Gaskonstante trockene Luft
R_W	spezifische Gaskonstante von Wasser
R_z	gemittelte Rauigkeit
T	Temperatur
t	Zeit
V	Volumen
x, y, z	Richtungskoordinaten

EINLEITUNG

Jedes Jahr wiederkehrend im Herbst und Winter, beschlagene Scheiben im Autoinneren. Mit sinkenden Temperaturen und steigender Luftfeuchte kondensiert Wasserdampf aus der Luft an den Scheibenoberflächen. Insbesondere kurz nach dem Einsteigen und bei Fahrtbeginn wird häufig die Sicht schlechter und schlechter. Jeder kennt das Phänomen, das auch bei modernen Fahrzeugen immer wieder aufritt und unvermeidbar erscheint. Scheibenbeschlag ist nicht nur ärgerlich oder lästig. Kondensation an Fahrzeugscheiben führt zu Sichtbehinderungen und somit zu einer Gefahr im Straßenverkehr (siehe Abb 1). Dies führt sogar soweit, dass jemand, der ohne Durchblick losfährt, seinen Versicherungsschutz riskiert [12].



Abbildung 1: Scheibenbeschlag im Fahrzeuginneren und die hieraus resultierende Sichtbehinderung (Bildquelle: Cosmosdirekt, Thinkstock).

Für das Enttauen von Scheiben ist eine nicht unwesentliche Menge an Wärmeenergie notwendig. Aufgrund des starken Dipolmoments von Wasser, benötigt man für den Phasenübergang des Verdunstens fast eine Magnitude mehr an Energie, im Vergleich zur Energie die nötig ist um Wasser von $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ auf $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ zu erhitzen. Daher ist das Thema der Enttauerung und Enteisung von Scheiben bei Elektrofahrzeugen von grundlegender Bedeutung. Da hier im Gegensatz zu Fahrzeugen mit Verbrennungsmotor die nötige Wärmeenergie nicht inhärent zur Verfügung steht, muss diese mithilfe elektrischer Energie erzeugt werden. Berücksichtigt man, dass zur Enttauerung einer beschlagenen Frontscheibe, auf der sich ca. 20 g Wasser angelagert haben innerhalb von 30 Sekunden eine Heizleistung von mehr als 3000

Watt allein für die Verdunstung nötig ist (wobei noch keine Verlustleistung an die umgebene Luft berücksichtigt ist), so belastet dies die Batterien nicht unwesentlich. Dies wiederum kann einen signifikanten Einfluss auf die Reichweite des Fahrzeugs haben. Passive Beschlagvermeidung durch Oberflächeneigenschaften sowie eine energieeffizientes Enttauen sind daher wünschenswerte Ziele bei der Konstruktion von Fahrzeugscheiben und der Entwicklung effektiver Klimatisierungskonzepte für Fahrzeuge.

Was vom Autofahrer auf den ersten Blick als ärgerliches Phänomen wahrgenommen wird, entpuppt sich bei näherer Betrachtung als ein komplexes physikalisches System, in dem mehrere Effekte wechselwirken. Beim Beschlag und Enttauen an einer überströmten Fahrzeugscheiben handelt es sich um eine konvektive Luftströmung mit Phasentransition. Als Konvektion bezeichnet man den Vorgang des Wärmetransports in einem bewegten Fluid. Der Begriff Phasentransition beschreibt den Vorgang der Umwandlung eines Stoffes von einer Phase in eine andere. Im Fall der Autoscheibe sind das die Kondensation und Verdunstung, sprich die Umwandlung von Flüssigphase zu gasförmig und umgekehrt.

In konvektiven Strömungen mit Phasenwechsel wird neben dem Wärmetransport durch Leitung und Konvektion, zusätzlich latente Wärme durch Verdunsten und Kondensieren verbraucht und freigesetzt, die mit der Strömung oder an einer Grenzfläche zu- oder abgeführt werden muss. Dies hat einen zusätzlichen Wärmestrom zur Folge. Hinzu kommt, dass mit dem Phasenwechsel eine signifikante Wechselwirkung mit der Strömung verbunden ist. Zum Beispiel entstehen durch den Phasenwechsel zwischen gasförmiger und flüssiger Phase lokal große Dichtegradienten. Diese wiederum induzieren zusätzliche konvektive Strömungen, welche zu einem höheren Turbulenzgrad und somit in der Regel auch zu einem höheren Wärmestrom führen. Zusätzlich kann es durch Kondensatbildung an gekühlten Grenzflächen innerhalb der thermischen Grenzschicht zu lokalen Dichtesingularitäten kommen welche zu einer Turbulenzanregung führen. Die hieraus resultierende bessere Durchmischung führt wiederum zu einer Beeinflussung des Wärmestroms. Neben dem Effekt des Wärmetransports und Massentransfers durch Phasenwechsel treten zusätzlich Diffusionseffekte auf. Kondensiert Wasserdampf, so erhält man Regionen geringerer Wasserdampfdichte. Die hieraus resultierende Partialdruckdifferenz hat einen Massenstrom an Wasserdampf in der Strömung zur Folge. Darüber hinaus spielt die Beschaffenheit der Oberflächen an denen Kondensatbildung auftritt eine wesentliche, aber bisher nicht genau definierte Rolle. Beschlagvermeidung oder Enttauen/Enteisen ist Thema einer Vielzahl experimenteller sowie numerischer Untersuchungen und Studien [8, 13, 1, 14, 9]. Ebenso findet man hierzu zahllose sinnvolle und weniger sinnvolle Tipps im Internet. Systematische Untersuchungen zur Bewertung von Oberfläche-

neigenschaften hinsichtlich der Vermeidungsstrategien existieren meines Wissen jedoch nicht.

Aufgrund der Diversität, sowie der Komplexität der Wechselwirkungen der Einzeleffekte ist ein verbessertes Verständnis der Wechselwirkung der einzelnen physikalischen Vorgänge beim Beschlag und der Enttauung von Scheiben notwendig. Insbesondere ist die Kenntnis des Einflusses der Oberflächenbeschaffenheit der Scheiben Voraussetzung für die Entwicklung von zukünftigen Vermeidungsstrategien und der Bewertung ihrer Wirksamkeit mit den verfügbaren Simulationswerkzeugen der Computational Fluid Dynamics (CFD).

Um den Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit unter definierten Bedingungen zu verifizieren und somit einen Beitrag für zukünftige Vermeidungsstrategien, sowie zur Verbesserung der in CFD-Werkzeugen verwendeten Modellansätze zu leisten, wurde im Rahmen eines Forschungsvorhabens am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Göttingen der Beschlag und die Enttauung an Scheiben mit unterschiedlichen Oberflächeneigenschaften und einer reale Fahrzeugscheibe bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten und definierten Randbedingungen untersucht. Hierzu wurden die Wärmeströme und der Massentransfer durch Phasentransition sowie der Beschlagfortschritt untersucht und analysiert. Auf Basis der gewonnen Erkenntnisse wurden dann die Einflussgrößen auf den Beschlag und die Enttauung an einer Fahrzeugscheiben identifiziert und bewertet. Die ermittelten Messdaten dienen in erster Linie der Erfassung und Analyse des Einflusses der Oberflächenbeschaffenheit auf die Kondensatbildung, können aber auch als Datenbasis zur Validierung von CFD-Vorhersagewerkzeugen verwendet werden.

SYSTEMBESCHREIBUNG

Im folgenden Kapitel werden die physikalischen Grundlagen, Mechanismen und Definitionen eingeführt und erläutert, die nötig sind den Prozess Scheibenbeschlag und Scheibenenttauung zu beschreiben. Hierzu werden die Modelle für den Massentransfer und Wärmetransport an einer überströmten Glasscheibe mit Phasentransition beschrieben und das System auf Basis von dimensionslosen Kennzahlen charakterisiert.

2.1 PHASENTRANSITION

Als Phasentransition bezeichnet man den Übergang eines Stoffes von einer Phase in eine andere Phase. Die Phasenübergänge finden hierbei in der Regel zwischen festen, flüssigen und gasförmigen Phasen statt. Beim Scheibenbeschlag und der Enttauung gibt es einen Phasenübergang von der flüssigen und gasförmigen Phase. Diesen Übergang bezeichnet man als Kondensation (gasförmig \rightarrow flüssig) und Verdunsten (flüssig \rightarrow gasförmig). Der Phasenzustand ist hierbei abhängig von der Temperatur und dem Umgebungsdruck. Luft hingegen besteht jedoch aus mehreren Komponenten. Für ein Mehrphasensystem wie zum Beispiel ein Luft-Wasserdampf-Gemisch lässt sich jedoch keine eindeutige Aussage treffen, bei welcher Temperatur und bei welchem Druck sich Luft und Wasser vollständig separiert haben. Eine Größe zur Charakterisierung eines Luft-Wasserdampf-Gemischs ist die Taupunkttemperatur Θ . Die Taupunkttemperatur kennzeichnet die Fluidtemperatur, bei der ein Phasenübergang stattfindet. Unterschreitet die Fluidtemperatur die Taupunkttemperatur bei isobaren Bedingungen, so kondensiert Wasser aus und umgekehrt. Bei konstantem Druck ist der Taupunkt nur eine Funktion der Temperatur.

In einem isothermen System gilt, dass sich ein Gleichgewicht zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase einstellt. Die gesättigte Gasphase hat einen Dampfdruck p_D . Existieren Wasser und Wasserdampf im thermodynamischen Gleichgewicht nebeneinander, so ist der Druck eine reine Funktion der Fluidtemperatur $p_D = p_D(T)$. Der Sättigungsdampfdruck ist dann der Druck, der im Gleichgewicht in einem geschlossenen System über der flüssigen Phase entsteht. In diesem Zustand entspricht die Verdampfung von Flüssigkeit der Kondensation. Bei einer Temperatur- oder Volumenänderung verdampft oder kondensiert dann so viel Wasser, bis der Druck über der flüssigen Phase wieder den Sättigungsdampfdruck im Gleichgewicht er-

reicht hat. Der Sättigungsdampfdruck ist somit ein statistisches Maß für den Anteil der Wassermoleküle, die genügend kinetische Energie besitzen, um die Kohäsionskräfte und die Oberflächenspannung zu überwinden und in die Dampfphase zu wechseln. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist proportional zur Boltzmann-Verteilung $\exp(-\frac{H_D}{k_B \cdot T})$, wobei H_D die Verdampfungsenthalpie und k_B die Boltzmannkonstante ist. Der Sättigungsdampf p_S lässt sich mithilfe der Clausius-Clapeyron-Gleichung bestimmen. Er ergibt sich aus

$$\frac{d p_D}{dT} = \frac{H_D p_D}{R_W T^2}, \quad (2.1)$$

mit H_D , der spezifischen Verdampfungsenergie und R_W , der spezifischen Gaskonstante für Wasser. Da auch H_D von der Temperatur abhängt und man auch in der Regel nicht alle Randbedingungen des Systems kennt, ist eine Lösung der Differenzialgleichung nicht immer gegeben. In dieser Arbeit wurde für die Berechnung des Dampfsättigungsdruckes über Wasser eine Erweiterung der sogenannten Magnus Formel verwendet [3]

$$p_S = \exp \left(-6096.4642 T^{-1} + 16.635794 - 2.711193 \times 10^{-2} T + 1.673952 \times 10^{-5} T^2 + 2.433502 \ln(T) \right), \quad \text{mit } T \text{ in } [^\circ\text{C}]. \quad (2.2)$$

Der Dampfdruck, des in der Luft gelösten Wasserdampfes, lässt sich entweder über die Wasserdampfdichte

$$\rho_D = \frac{p_D}{R_W \cdot T} = \frac{M_D}{V}, \quad (2.3)$$

wobei M_D der Masse an Wasserdampf in einem abgeschlossenen Volumen V entspricht, oder über die Taupunkttemperatur bestimmen. In der hier vorliegenden Arbeit wurde der Feuchtegehalt der Luft über Taupunktmessungen bestimmt. Der Dampfdruck ergibt sich dann mithilfe der Arden-Buck Gleichung [6]

$$p_D = \exp \left(\frac{\Theta(a - \xi) - b \xi}{\Theta + b} \right) \cdot p_S \quad \text{mit} \quad \xi = \frac{a - T}{c} \cdot \frac{T}{b + T} \quad (2.4)$$

mit $a = 18.67$, $b = 257.14$ und $c = 234.5$ (alle Temperaturen in $^\circ\text{C}$).

Die Gesamtdichte des Wasserdampf-Luft-Gemisches ergibt sich somit aus der Summe der Partialdichten von trockener Luft ρ_{tL} und Wasserdampf ρ_D

$$\rho_L = \rho_{tL} + \rho_D, \quad (2.5)$$

wobei der Dichteanteil von trockener Luft sich aus

$$\rho_{tL} = \frac{P - p_D}{R_L \cdot T}, \quad \text{mit } T \text{ in } [\text{K}] \quad (2.6)$$

ergibt.

Zur Charakterisierung des Zustandes von Wasserdampf in der Luft wird auch häufig die sogenannte Luftfeuchte verwendet. Hierbei unterscheidet man zwischen der absoluten AF und der relativen Luftfeuchtigkeit RF. Bei beiden Definitionen handelt es sich um dimensionslose Kenngrößen. Die relative Luftfeuchtigkeit ist das prozentuale Verhältnis zwischen dem Wasserdampfdruck p_D und dem Sättigungswasserdampfdruck p_S

$$RF = \frac{p_D}{p_S} \cdot 100\%. \quad (2.7)$$

Die relative Luftfeuchte ist somit ein Maß für den Sättigungsgrad der Luft mit Wasserdampf. Eine relative Luftfeuchtigkeit von $RF = 100\%$ entspricht der Taupunkttemperatur. Ist $RF \geq 100\%$ beginnt der in der Luft gelöste Wasserdampf zu kondensieren. Die absolute Luftfeuchtigkeit

$$AF = \frac{M_D}{M_L} \quad (2.8)$$

ist das Massenverhältnis von Wasserdampfmasse zu Luftmasse für ein Einheitsvolumen. Sie wird üblicherweise in kg/kg angegeben. Relative und absolute Feuchte sind durch die maximale Feuchtigkeit, die sich bei einer Sättigung einstellt begrenzt.

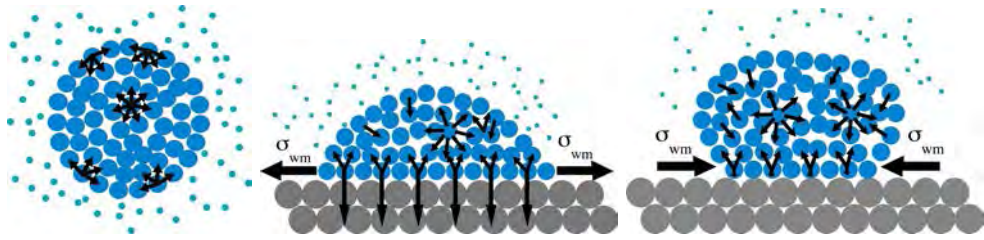


Abbildung 2: Formbildung aufgrund des Kräftegleichgewichts in einem Mehrphasensystem. Zweiphasensystem mit flüssiger und gasförmiger Phase (links), Dreiphasensystem mit fester, flüssiger und gasförmiger Phase für freie Adhäsionskräfte größer als die Kohäsionskraft (Mitte) und Adhäsionskräfte kleiner als Kohäsionskraft (rechts).

2.2 BENETZBARKEIT

Kondensiert oder verdampft Wasser an einer Grenzfläche, hängt der Massenstrom \dot{M}_D aufgrund von Phasentransition von der Benetzbarkeit der Oberflächen ab. Hierbei spielen eine Vielzahl von mikroskopischen und makroskopischen physikalischen Prozessen, wie Fluideigenschaften (z. B. freie Energie, Dipolmoment), Rauigkeit (Mikrostrukturierung), Potentiale an der Grenzfläche, äußere Kräfte z. B. Gravitation, Trägheitskräfte der Strömung, usw. eine Rolle. Alle diese Einflussgrößen an dieser Stelle zu erörtern würde den Rahmen sprengen. Aus diesem Grunde werde ich mich im folgenden Abschnitt auf die Größen Kontaktwinkel und Oberflächenrauigkeit beschränken, da nur diese für die hier durchgeführten Untersuchungen für den Massentransfer und Wärmestrom von wesentlicher Bedeutung sind. Hierzu werden in diesem Kapitel die Begrifflichkeiten Benetzbarkeit sowie Oberflächenbeschaffenheit definiert, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden und erläutert, wie sich dies auf den Wärmetransport an einer Glascheibe auswirkt.

Als Benetzung bezeichnet man das Verhalten einer Flüssigkeit bei Kontakt mit einer Oberfläche. In welcher Form sich die Flüssigkeit an einer Oberfläche anlagert, hängt hierbei vom Gleichgewicht der beteiligten Kräfte ab. Betrachten wir zuerst ein Zweikomponentensystem aus Flüssigphase und Gasphase (Abb. 2, links). Hier wirken zwischen den Molekülen der Flüssigphase im Inneren Bindungskräfte. Diese Bindungskräfte bezeichnet man als Kohäsionskraft. Innerhalb der Flüssigphase sind diese im Gleichgewicht. An den Randflächen des Tropfens ist die nach außen gerichtete Kohäsionskraft jedoch nicht mehr vorhanden. Der Gleichgewichtszustand ist gestört, sprich die Symmetrie der Flüssigkeitsmoleküle ist gestört. Die fehlende Bindungsenergie muss durch eine andere Energie kompensiert werden. Um diese Energie möglichst gering zu halten, ordnen sich die Moleküle so an, dass die Oberfläche der Flüssigphase minimal wird. Der Körper mit der

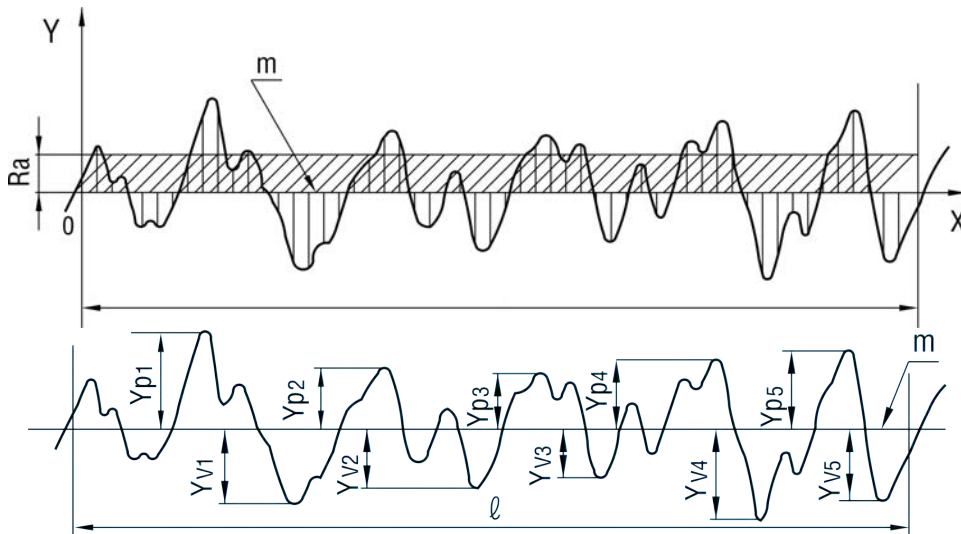


Abbildung 3: Schematische Darstellung der beiden Rauigkeitsparameter mittlere Rauigkeit R_a (oben) und gemittelte Rauigkeit R_z (unten).

minimalen Oberfläche bei gegebenem Volumen ist eine Kugel. Die Energie, die man benötigt, um die Flüssigkeitsoberfläche um eine Einheitsfläche zu vergrößern, nennt man Oberflächenspannung γ . Hat man nun noch zusätzlich eine feste Phase, an der sich die Flüssigphase anlagert, so gibt es zwischen der Flüssigphase und dem Festkörper weitere molekulare Wechselwirkungen und chemische Bindungsenergien. Die Summe der hieraus resultierenden Kräfte bezeichnet man als Adhäsionskräfte. Sind diese deutlich größer als die Kohäsionskraft, so wird sich ein flacher Tropfen ausbilden. Man spricht in diesem Fall von einer hydrophilen Oberfläche (Abb. 2, Mitte). Ist jedoch die Kohäsionskraft deutlich größer als die Adhäsionskräfte, wird die Kontaktfläche zwischen Flüssigkeit und Festkörper klein im Vergleich zur Tropfenoberfläche. In diesem Fall bezeichnet man die Oberfläche als hydrophob. Die Adhäsionskräfte, die die Benetzung determinieren, sind im Fall einer Autoscheibe abhängig von der spezifischen Oberflächenspannung, dem Verschmutzungsgrad, der Rauheit und dem Profils der Oberfläche.

Neben den chemischen Bindungskräften ist die Oberflächentopologie ein weiterer Parameter, welcher im Zusammenhang mit Beschlag und Enttaugung einer Fahrzeugscheibe von Bedeutung ist. Die Oberflächenrauigkeit hat zum einen Einfluss auf den Wärmetransport an der Grenzfläche und zum anderen auf die Form der Flüssigkeitstropfen an der Grenzfläche.

Eine universelle und systematische Beschreibung der Oberflächenrauigkeit einer realen Autoscheibe ist schon aufgrund der Inhomogenität der Schmutzanlagerungen über die gesamte Fläche der Scheibe zum Scheitern verurteilt. Hinzu kommt die Diversität von Parametern, die stark vom Nutzungsverhalten abhängen. Zur systematischen und definierten Unter-

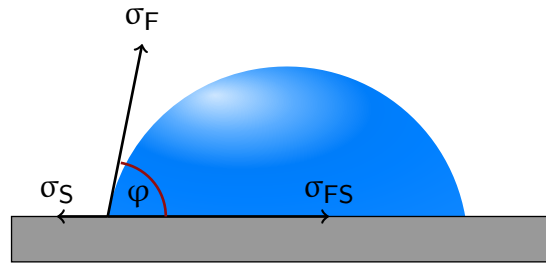


Abbildung 4: Definition des Kontaktwinkels in einem Dreiphasensystem auf Basis des Youngschen Modells als Kräftegleichgewicht im Dreiphasenpunkt.

suchung des Effektes von Rauigkeit bei verschmutzten Scheiben wurde daher in dieser Studie der „Verschmutzungsgrad“ an der Oberfläche auf Basis einer isotropen Rauigkeit untersucht. Zur Beschreibung der Rauigkeit von Oberflächen gibt es eine Reihe von Rauigkeitsparametern. Die beiden am häufigsten verwendeten Definitionen nach DIN EN ISO 4287 sind die mittlere Rauigkeit

$$R_a = \frac{1}{L} \int_0^L |Y(x)| \cdot dx \quad (2.9)$$

und der sogenannten gemittelte Rautiefe oder auch Zehnpunkthöhe

$$R_z = \frac{|\sum_{i=1}^5 Y_{pi}| + |\sum_{i=1}^5 Y_{vi}|}{5} \quad (2.10)$$

Beim Rauigkeitsparameter R_a (Abb. 3, oben) wird das arithmetische Mittel über alle Beiträge des Rauigkeitsprofils gebildet. Dies entspricht der betragsmäßigen Abweichung von der Mittellinie. Nachteil dieser Definition ist, dass sie keine Aussagen über mögliche Spitzen oder Riefen ermöglicht. Bei der gemittelten Rautiefe (Abb. 3, unten) wird eine Messstrecke auf der Oberfläche definiert und in sieben Einzelmessstrecken eingeteilt, wobei die mittleren fünf Messstrecken gleich lang sind. Die Berechnung erfolgt nur über diese fünf Messstrecken. Von jeder dieser Einzelmessstrecken des Profils wird die Differenz aus maximalem und minimalem Wert ermittelt und anschließend gemittelt.

Eine makroskopische Möglichkeit zur quantitativen Bestimmung der Benetzbarkeit liefert der Kontaktwinkel (Abb. 4) von Flüssigkeitstropfen an einem Festkörper [5, 2]. Bei einer glatten Grenzfläche, hängt die Tropfenform vom Verhältnis der Adhäsionskräfte zur Kohäsionskraft ab. Der Kontaktwinkel wird hierbei mithilfe des Young-Modells definiert [11] und ergibt sich aus dem Kräftegleichgewicht, welches an den Grenzflächen der Flüssigphase, der Gasphase in der Umgebung und dem Festkörper herrscht. Befindet

sich das System in einem thermodynamischen Gleichgewicht, ergibt sich ein Kräftegleichgewicht

$$\cos(\varphi)\sigma_F + \sigma_{FS} - \sigma_S = 0. \quad (2.11)$$

Hieraus lässt sich dann der Kontaktwinkel φ bestimmen. Dieser dient nun als Maß zur Charakterisierung der Benetzbarkeit der Oberfläche. Der Kontaktwinkel kann Werte im Bereich $0^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$ annehmen. In der Regel unterscheidet man zwischen hydrophilen und hydrophoben Oberflächen. Als hydrophile Oberfläche bezeichnet man die Benetzungen als Flüssigkeitsfilm oder sehr kleine Kontaktwinkel. Als hydrophob hingegen werden Oberflächen mit einem Kontaktwinkel $\varphi > 90^\circ$ charakterisiert, wobei man bei einem Kontaktwinkel $\varphi > 160^\circ$ auch von superhydrophob oder Lotuseffekt spricht.

Neben den chemischen Eigenschaften der Oberfläche hängt der Kontaktwinkel aber auch von der Oberflächentopologie ab. Der Zusammenhang zwischen Benetzbarkeit und Oberflächenrauigkeit wurde erstmals von Wenzel [19] im Jahre 1936 beschrieben. Im Wesentlichen beruht das Modell von Wenzel auf der geometrischen Grenzfläche A_G , die um den Rauheitsfaktor r erweitert wird und sich somit eine Beschreibung der rauen Oberfläche als $A_R = r A_G$ ergibt. Über die Minimierung der Gibb'schen freien Energie erhält man einen Zusammenhang zwischen dem Kontaktwinkel aus dem Young'schen Modell und dem Kontaktwinkel für eine raue Oberfläche mit gleichen chemischen Eigenschaften [21]

$$\cos(\varphi_r) = r \cos(\varphi_Y), \quad (2.12)$$

wobei φ_r der Kontaktwinkel an der rauen Oberfläche ist und φ_Y dem Kontaktwinkel aus dem Young'schen Modell entspricht. Aus Gleichung 2.12 ergibt sich somit, dass bei einer rauen Oberfläche ($r \leq 1$) für $\varphi_Y > 90^\circ$ der Kontaktwinkel φ_r größer wird. Für einen Kontaktwinkel $\varphi_Y < 90^\circ$ hingegen, wird φ_r kleiner. Dies bedeutet, eine raue Oberfläche verstärkt die Eigenschaften hydrophob und hydrophil. Jedoch ist das Wenzel-Modell nicht immer gültig und beschreibt die Beziehung von Oberflächenrauigkeit und Kontaktwinkel in vielen Fällen nur unzureichend. Das Wenzel-Modell wird häufig bei homogener Benetzung verwendet. Ferner ist es nur gültig für den Fall, dass die Flüssigkeit die Zwischenräume der Oberflächenstruktur ausfüllt.

Für die Fälle, dass die Flüssigkeit nicht in die Zwischenräume der Oberflächenstruktur eindringt, verwendet man in der Praxis das Cassie-Baxter-Modell [7]. Die Oberflächenrauigkeit

$$r = r_c A_c + r_{nc} (1 - A_c) \quad (2.13)$$

wird hier in r_c benetzt und nicht in r_{nc} Rauigkeitsbereiche unterteilt. Dabei entspricht $0 \leq A_c \leq 1$ dem benetzten Flächenanteil. Auch diese Relation lässt sich in Beziehung zu φ_Y setzen

$$\cos(\varphi_r) = r_c A_c \cos(\varphi_Y) + 1 - A_c. \quad (2.14)$$

Diese Gleichung wird häufig als Cassie-Baxter-Gleichung bezeichnet.

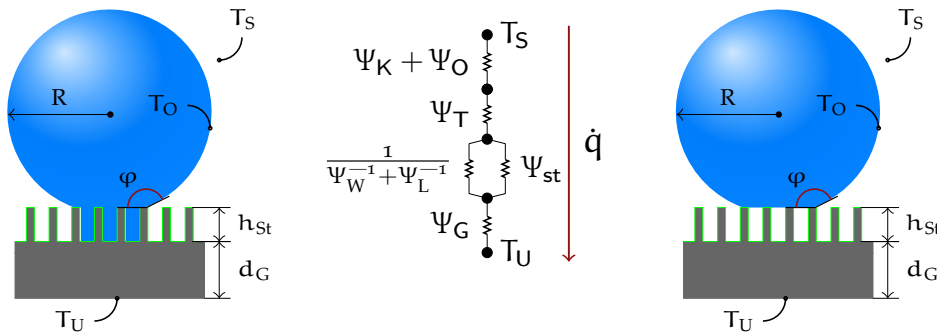


Abbildung 5: Schematische Abbildung des Wärmetransports an einer Autoscheibe mit einer rauen Oberfläche für das Wenzel-Modell (links) und das Cassie-Baxter-Modell (rechts). In der Mitte das Schaltbild der einzelnen Wärmewiderstände, die den Wärmestrom an der benetzten Grenzfläche determinieren.

2.3 WÄRMETRANSPORT UND MASSENTRANSFER

Im vorherigen Abschnitt wurde die Benetzbarkeit an einem Festkörper definiert. Je nach Benetzung ergibt sich an der Grenzfläche ein anderer Wärmestrom [10, 16, 15]. Dies wiederum wirkt sich auf den Massentransfer durch Phasentransition aus. Im folgenden Abschnitt soll betrachtet werden, wie die Benetzung den Wärmestrom und Massentransfer durch Phasentransition an einer Fahrzeugscheibe beeinflusst. Auf Basis der hier angestellten Überlegungen werden später die Messergebnisse analysiert.

Die latente Wärme, die bei der Phasenumwandlung verbraucht oder frei wird, ist gegeben als

$$\dot{Q}_P = \dot{M} H_D. \tag{2.15}$$

Die Verdampfungsenthalpie für Wasser entspricht $H_D \approx 2.26 \times 10^6$ J. Es entstehen somit schon bei kleinem Massentransfer durch Phasentransition an einer Grenzfläche relativ große Wärmeströme, die abgeführt oder bereitgestellt werden müssen. Der resultierende Massenstrom von Wasser hängt beim Be- und Enttauen einer Fahrzeugscheibe vom Wärmestrom \dot{Q}_G zwischen der Umgebung und der Schicht oberhalb der Scheibe auf im Fahrzeuginneren ab. Der Massentransfer durch Phasentransition ist hierbei proportional zum Wärmestrom \dot{Q}_G . Abbildung 5 zeigt den schematischen Verlauf des Wärmetransports an einer Glasscheibe mit Mikrostruktur für den Fall des Wenzel-Modells (links) und für das Cassie-Baxter-Modell (rechts). In der Mitte ist ein Schaltbild, das die einzelnen Wärmewiderstände Ψ_i , in Analogie zu einer elektrischen Schaltung, zeigt. Auch wenn für die Analyse der Ergebnisse nur der Gesamtwärmewiderstand von Bedeutung ist, so möchte ich die Widerstände trotzdem hier kurz auflisten und erläutern,

da sie eventuell für weitere Analysen hinsichtlich der Entwicklung von Strategien zur Beschlagsvermeidung von Interesse sein können.

An einer mit Wasser benetzten Autoscheibe herrscht an der Phasengrenze von Wasser und Luft ein Gleichgewichtszustand. Der Dampfdruck entspricht dort dem Dampfsättigungsdruck und die Temperatur der Sättigungstemperatur T_S , die wiederum der Taupunkttemperatur Θ entspricht. Beim Beschlag und Enttauen der Scheibe wird dieser Gleichgewichtszustand gestört. Ist die Umgebungstemperatur T_U nun niedriger als die Taupunkttemperatur, so resultiert hieraus ein Wärmestrom $\dot{q} = k\Delta T$. Hier ist $k = f(\Psi_i)$ der gesamte Wärmetransmissionskoeffizient an der Fahrzeugscheibe. Der Wärmetransmissionskoeffizient, wie in Abbildung 5 dargestellt, berechnet sich aus den Einzelwärmewiderständen. Die Temperaturdifferenz $\Delta T = T_S - T_U$ ergibt sich aus dem Temperaturgradienten zwischen der Umgebung und der Sättigungsdampfatemperatur an der Tropfenoberfläche oder an der Glasinnenseite. Im Folgenden werden die benetzten und nicht benetzten Bereiche zunächst erst einmal separat betrachtet. Die Widerstände für die benetzten Flächen werden mit b gekennzeichnet. Bereiche, die nicht benetzt sind, haben keine Kennzeichnung.

Kommt es an der Tropfenoberfläche zur Phasentransition, so ergibt sich ein thermischer Widerstand

$$\psi_K^b = \frac{2 T_S \sigma}{R H_D \rho_W \dot{Q}_T} \quad (2.16)$$

an der gekrümmten Oberfläche aufgrund der Oberflächenspannung σ , die überwunden werden muss. \dot{Q}_T entspricht hier dem Wärmestrom, der durch den Tropfen mit dem Radius R abgeführt wird. Der Radius R kann hier dem über alle Tropfen gemittelten Radius oder einer Verteilungsfunktion von unterschiedlichen Radien entsprechen.

Der Wärmewiderstand an der Oberfläche zwischen den Tropfen und der Luft

$$\psi_O^b = \frac{1}{\alpha_O 2 \pi R^2 (1 - \cos(\varphi))} \quad (2.17)$$

ist hierbei proportional zur Tropfenoberfläche $2\pi R^2 (1 - \cos(\varphi))$ und dem Wärmeübergangskoeffizienten α_O .

Die latente Wärme durch die Phasentransition, die durch den Tropfen abgeführt wird, hat den Wärmewiderstand

$$\psi_T^b = \frac{\varphi}{4 \pi R \lambda_W \sin(\varphi)}, \quad (2.18)$$

wobei λ_W die Wärmeleitfähigkeit von Wasser ist.

Die Wärme wird dann über die Nanostruktur weitergeleitet. Hier hängt der Wärmewiderstand

$$\left(\frac{1}{\psi_{St}^b} + \frac{1}{\psi_W^b} + \frac{1}{\psi_L^b} \right)^{-1} = \frac{h_{St}}{\pi R^2 \lambda_{St} \sin^2(\Theta) (\alpha_L \lambda_L + (1 - \alpha_L) \lambda_W)} \quad (2.19)$$

davon ab, ob die Zwischenräume in der Struktur mit Wasser gefüllt sind oder nicht. Die Wärmeleitfähigkeit λ_L ist die von Luft und α_L entspricht dem Anteil der Zwischenräume, die mit Luft gefüllt sind. Dementsprechend ist für das Wenzel-Modell $\alpha = 0$ und für das Cassie-Baxter-Modell $\alpha = 1$.

Zum Schluss des Prozesses muss außerdem der Wärmestrom durch die Glasplatte betrachtet werden. Der Wärmewiderstand hier ergibt sich durch

$$\Psi_G^b = \frac{d_G}{\pi R^2 \sin^2(\varphi) \lambda_G}, \quad (2.20)$$

mit d_G der Dicke der Glasplatte und λ_G der Wärmeleitfähigkeit von Glas. Die Teilwärmewiderstände lassen sich, so wie in Abbildung 5 (Mitte) dargestellt, zu dem Wärmetransmissionskoeffizient für den Bereich der Glasplatte, welcher bereits benetzt ist

$$k_G^b = \frac{1}{\Psi_K^b + \Psi_O^b + \Psi_T^b + \left(\frac{1}{\Psi_{St}^b} + \frac{1}{\Psi_W^b} + \frac{1}{\Psi_L^b} \right)^{-1} + \Psi_G^b} \quad (2.21)$$

zusammenfassen. Hieraus ergibt sich der Wärmestrom an der benetzten Fläche A_b auf der Scheibe als

$$\dot{q}_b = k_G^b (T_S - T_U). \quad (2.22)$$

Für die Bereiche auf der Scheibe, die noch nicht benetzt sind, ergibt sich der Wärmewiderstand aus dem Wärmeübergangskoeffizienten $\Psi_O = A_{St}/\alpha_G$, dem Wärmewiderstand der Mikrostruktur auf der Glasinnenseite $\Psi_{St} = h_{St}/(\lambda_{St} A_{St})$ und dem Wärmewiderstand der Glasscheibe $\Psi_G = d_G/(\lambda_G A_G)$. Der Wärmedurchgangskoeffizient für die Flächen ohne Benetzung ist somit

$$k_G = \frac{1}{\Psi_O + \Psi_G + \Psi_{St}}. \quad (2.23)$$

Der hieraus resultierende Wärmestrom ergibt sich dann aus k_G und der Temperaturdifferenz zwischen der Glasscheibeninnenseite T_O und der Umgebungstemperatur an der Scheibenaußenseite T_U

$$\dot{q} = k_G (T_O - T_U). \quad (2.24)$$

Die Summe der beiden Wärmeströme an den benetzten und den nicht benetzten Stellen ergibt dann den Gesamtwärmestrom

$$\dot{Q} = \dot{q}_b A_b (T_S - T_U) + \dot{q} (A_G - A_b) (T_O - T_U). \quad (2.25)$$

Dieses Modell gilt in gleichem Maß auch für den Prozess des Verdampfens, nur dass der Wärmetransport durch Leitung und Phasentransition in die andere Richtung abläuft.

Um, mithilfe dieses Modells auf Basis der experimentellen Daten, Aussagen über das Beschlags- und Enttaunungsverhalten treffen zu können, wurde das Modell vereinfacht. Da in dem hier untersuchten Fall die Abmessungen der Glasscheiben einem Vielfachen der Größenordnungen der Mikrostrukturen entspricht, kann man für eine globale Betrachtung die geometrische Fläche der Glasscheibe der Strukturoberfläche $A_G = A_{St}$ gleichsetzen. Des Weiteren wird für die globale Betrachtung als Temperatur, an der Scheibe im Ganzen, eine mittlere Systemtemperatur T_M angenommen. Mit diesen beiden Näherungen erhalten wir einen mittleren Wärmestrom durch die Glasplatte

$$\dot{Q}_G = \left(k_G^b A_b - k_G (A_G - A_b) \right) (T_M - T_U). \quad (2.26)$$

an der Glasscheibe. Da wir aus dem Experiment keine detaillierten Kenntnisse über den Benetzungsgrad der Oberfläche erhalten, definieren wir einen äquivalenten Wärmedurchgangskoeffizienten

$$\tilde{k}_G A_G = k_G^b A_b - k_G (A_G - A_b). \quad (2.27)$$

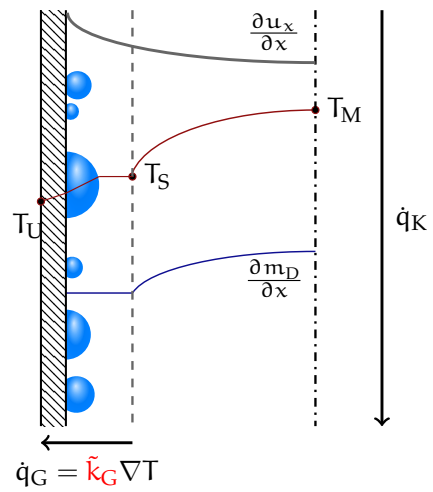
Dieser so definierte mittlere Wärmedurchgangskoeffizient ist das Äquivalent zum Wärmetransferkoeffizienten für eine mit einem Wasserfilm homogen benetzte Oberfläche. Unterschiedliche Oberflächen induzierten unterschiedliche \tilde{k} -Werte bei gleichem Wärmestrom. Da der Wärmestrom sich proportional zum Massentransfer $\dot{M} H_D$ durch Phasentransition verhält, kann man mithilfe des Wärmetransmissionskoeffizienten \tilde{k} einzelne Oberflächen vergleichen und hinsichtlich des Be- und Enttaunungsverhaltens beurteilen. Mit diesem Wärmedurchgangskoeffizienten hat man somit ein valides Maß, auf dessen Basis das Beschlags- und Enttaunungsverhalten an einer Fahrzeugscheibe analysiert und bewertet werden kann.

2.4 PHASENTRANSITION AN EINER ÜBERSTRÖMTEN SCHEIBE

2.4.1 Systembeschreibung und Charakterisierung

Bisher wurde der Wärmetransport und der Massentransfer aufgrund von Phasentransition an einer Fahrzeugscheibe für den statischen Fall ohne Überströmung der Grenzfläche betrachtet. Wird die Fahrzeugscheibe überströmt, so hat man neben den Wärmeströmen durch Leitung und Phasentransition zwei weitere Transportmechanismen. Zum einen erhält man einen weiteren Massenstrom durch Diffusion und zum anderen entsteht ein zusätzlicher Wärmetransport durch Konvektion. In Abbildung 6 sind die einzelnen Transportmechanismen, die den Beschlag und die Enttaugung an einer Scheibe determinieren, schematisch dargestellt. Die benetzte Fahrzeugscheibe befindet sich in der Abbildung auf der linken Seite. Oberhalb der Glasscheibe bis zur grau gestrichelten Linie ist ein Bereich, in dem die Dampfphase gesättigt ist. Die Temperatur dort entspricht der Dampfsättigungstemperatur. Dort findet die Phasentransition statt. Der Wärmestrom wird dort durch Leitung abgeführt. Makroskopisch lässt sich der Wärmestrom durch den Wärmetransmissionskoeffizienten \check{K}_G (siehe Kapitel 2.3) charakterisieren, welcher eine Funktion der einzelnen Wärmewiderstände an der Scheibe darstellt. Wird die mit Tropfen benetzte Scheibe zusätzlich mit einem Wandstrahl warmer Luft überströmt, so wird dem Bereich immer wieder Wärmeenergie zugeführt. Das Profil des Wandstrahls $\partial u_x / \partial x$ ist in Grau gekennzeichnet. Es kommt zusätzlich zum Wärmetransport durch Konvektion \dot{q}_K . Der Wärmetransport durch Leitung und Kondensation an der Grenzfläche ist dabei über den Wärmeübergangskoeffizienten α_O (siehe Gl. 2.17) gekoppelt. Als Folge des Wärmetransports stellt sich an der Glasscheibe und in der Strömung ein Temperaturgradient zwischen der mittleren Systemtemperatur T_M im Hauptströmungsgebiet und der Umgebungstemperatur T_U ein. Der Temperaturgradient ist in der Abbildung 6 rot gekennzeichnet. Kondensiert oder verdampft Wasser an der Scheibe, so kommt es zusätzlich zwischen dem Gebiet an der Scheibe und dem Hauptströmungsgebiet zur einer Partialdruckdifferenz des Wasserdampfes. Als Resultat des Druckgradienten $\partial m_D / \partial x$ stellt sich ein Diffusionsstrom von Wasserdampf ein (blaues Profil). Dieser Massenstrom wiederum hängt von der Strömungsgeschwindigkeit U und der Wasserdampfdichte ρ_D , sprich dem Massenstrom an Wasserdampf in Hauptströmungsrichtung, ab.

Abbildung 6: Schematische Abbildung der physikalischen Prozesse bei Phasentransition in der Grenzschicht an einer überströmten Fahrzeugscheibe. Dargestellt sind die einzelnen Wärme- und Massenströme, das Strömungsprofil (grau) sowie Temperatur- (rot) und Wasserdampfdichtegradienten (blau). Die Fahrzeugscheibe befindet sich auf der linken Seite.



Physikalisch lässt sich ein solches System mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung (Gl. 2.28), der Bewegungsgleichung (Gl. 2.29), der Wärmetransportgleichung (Gl. 2.30) und der Diffusionsgleichung (Gl. 2.31)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho \nabla \underline{u} \quad (2.28)$$

$$\frac{D \underline{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \underline{\tau} + \Delta \rho g \quad (2.29)$$

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \lambda \Delta T + \beta T \frac{DP}{Dt} + \frac{d \rho_D}{dt} H_D \quad (2.30)$$

$$\frac{d \rho_D}{dt} = D_W \nabla^2 \rho_D \quad (2.31)$$

beschreiben. Die Fluideigenschaften ohne Indizes kennzeichnen die feuchte Luft während die mit D gekennzeichneten Eigenschaften den Wasserdampf repräsentieren, wobei in der Bewegungsgleichung die feuchte Luft als homogenes Gasgemisch betrachtet wird. In den Gleichungen rot hervorgehoben sind zusätzliche Kräfte oder Energien, die ebenfalls eine Rolle spielen. In der Bewegungsgleichung ist dies der konvektive Anteil an der Strömung, der aufgrund des temperaturinduzierten Dichtegradienten $\Delta \rho$ zusätzliche Auftriebskräfte verursacht. In der Wärmetransportgleichung entspricht der rot hervorgehobene Term der latenten Wärme durch Phasentransition. Ferner ist ∇ der Nabla-Operator, d das Differential und D das totale Differential. Im Wesentlichen haben wir drei Variablen, die das System charakterisieren: die Geschwindigkeit \underline{u} , die Temperatur T und die Zeit t . Hinzu kommen die Fluideigenschaften: ρ_L Dichte der Luft, ρ_D Wasserdampfdichte, $\underline{\tau}$ Trägheitstensor, λ Wärmeleitfähigkeit, β Wärmeausdehnungskoeffizient und D_W Diffusionskonstante für Wasser. Die Randbedingungen sind der Kontaktwinkel φ und die Oberflächenrauigkeit für die benetzte Oberfläche. Es ist

offensichtlich, dass sich dieses komplexe System in dieser Form sich einer vollständigen und einfachen Beschreibung entzieht. Daher wird im Folgenden die Beschreibung auf die wesentlichen Eigenschaften reduziert und eine Charakterisierung des Systems auf Basis von dimensionslosen Kennzahlen eingeführt.

2.4.2 Dimensionslose Darstellung

Die Temperatur und die Strömungsgeschwindigkeit sind die beiden Variablen, die für die Beschreibung des Systems von fundamentaler Bedeutung sind. Zusätzlich haben wir die Zeit als zusätzliche Variable. Da die zeitlichen Änderung in dem hier untersuchten System im Vergleich zu den anderen Änderungen klein sind, wird das System als quasistatisch betrachtet. Des Weiteren könnten wir, aufgrund der geringen Geschwindigkeiten, die Luftströmung als inkompressibel betrachten, sodass der Reibungsterm $1/\rho \nabla \underline{\tau}$ in der Bewegungsgleichung keine Rolle spielt. Zusätzlich lassen sich die Wärmetransportgleichung (Gl. 2.30) und die Diffusionsgleichung (Gl. 2.31) über die Relation $d\rho_D/dt$ zu einer Gleichung zusammenfassen. Das nachfolgende Gleichungssystem ist hinsichtlich der zuvor getroffenen Annahmen vereinfacht und dimensionslos formuliert

$$\nabla' \underline{u}' = 0 \quad (2.32)$$

$$\underline{u}' \nabla' \underline{u}' = -\nabla' p' + \frac{1}{\text{Re}} \nabla'^2 \underline{u}' + \frac{1}{\text{Fr}^2} \underline{e}_z \quad (2.33)$$

$$\nabla' T' = \frac{1}{\text{Re Pr}} \nabla'^2 T' + \frac{1}{\text{Ja Sh}} \nabla'^2 \rho'_v, \quad (2.34)$$

mit $\nabla' = 1/L \nabla$, $\underline{u}' = 1/U \underline{u}$, $T' = T/\Delta T$ and $p' = 1/U^2 \rho$, wobei L die charakteristischen Länge, U die charakteristische Geschwindigkeit und ΔT die charakteristische Temperatur des Systems ist. Die Kennzahlen, deren Definition und physikalischen Interpretation sind in Tabelle 1 aufgelistet. Die Reynoldszahl Re dient zur Charakterisierung der Strömung. Sie entspricht dem Verhältnis aus Trägheitskräften zu viskosen Kräften mit der mittleren Geschwindigkeit U_M als charakteristische Geschwindigkeit, dem hydraulischen Durchmesser $D_H = 4 B H / (2 B + 2 H)$ als charakteristische Länge des Systems und der Luftdichte, berechnet aus der mittleren Temperatur T_E am Einlass des Kanals. Bei der Prandtlzahl handelt es sich um eine Größe zur Beschreibung der Fluideigenschaft von feuchter Luft. Die Kennzahl berechnet sich aus der dynamischen Viskosität η , der spezifischen Wärmekapazität c_p und der Wärmeleitfähigkeit der feuchten Luft λ_L . Zur Bewertung des konvektiven Anteils der Strömung dient die Froudezahl Fr . Die Froudezahl berechnet sich aus der charakteristischen Geschwindigkeit U_M , der Dichtedifferenz aufgrund von Temperaturgradienten in der Strömung $\Delta \rho$, der Gravitationskonstanten g und der charakteristischen Länge L . Die Länge

Kennzahl	Definition	Physikalische Interpretation
Reynoldszahl	$\mathcal{R}e = \frac{u_E D_{HP}}{\eta}$	Trägheit zu viskosen Kräften
Prandtlzahl	$\mathcal{P}r = \frac{\eta c_p}{\lambda_L}$	kinematische Viskosität zu thermischer Diffusion
Froudezahl	$\mathcal{F}r = \frac{u_M}{\sqrt{\Delta\rho/\rho g L}}$	Trägheit zu Gravitationskräften
Jakobzahl	$\mathcal{J}a = \frac{(T_M - T_{KP}) c_p}{H_D}$	sensible zu latenter Wärme
Sherwoodzahl	$\mathcal{S}h = \frac{\dot{M}_D L}{A D_W \Delta\rho_D}$	Massentransfer zu Diffusion
Nusseltzahl	$\mathcal{N}u = \frac{\alpha_G L}{\lambda_L}$	Konvektion zu Wärmeleitung
Kontaktwinkel	$\cos(\varphi) = \frac{\sigma_S - \sigma_{LS}}{\sigma_L}$	Kontaktwinkel Tropfen
Rauigkeit	$\epsilon = \frac{R_z}{L}$	Rauigkeit zu Systemlänge
Absolute Feuchte	$AF = \frac{M_D}{M_L}$	Masse an Luft zu Wasserdampf

Tabelle 1: Liste der dimensionslosen Kennzahlen zur Charakterisierung des physikalischen Prozesses Scheibenbeschlag und Scheibenenttauung.

L entspricht hier der Kanallänge. Die Kenngröße repräsentiert somit das Verhältnis von Trägheitskraft zu Auftriebskraft und ist somit ein Maß zur Identifikation welcher Bereich von konvektiver Strömung vorliegt. Bei $\mathcal{F}r \gg 1$ befindet man sich im Bereich der erzwungenen Konvektion, für $\mathcal{F}r \ll 1$ ist man im Bereich der freien Konvektion und der Bereich dazwischen wird als gemischte Konvektion bezeichnet. Die Jakobzahl dient zur Beschreibung der Wärmeübertragung bei Phasenübergängen. So gibt sie zum Beispiel beim Schmelzen eines Eiswürfels das Verhältnis der fühlbaren Wärme, die von der Flüssigkeit aufgenommen wird, zur latenten Wärme, die von der Luft absorbiert wird, an. Sie berechnet sich aus der charakteristischen Temperaturdifferenz $T_M - T_{KP}$, die zwischen der Temperatur der Kühlplatte und der mittleren Systemtemperatur gebildet wird, der spezifischen Wärmekapazität c_p und der Verdampfungsenthalpie H_D . Die Sherwoodzahl $\mathcal{S}h$ ist eine di-

mensionslose Kennzahl zur Beschreibung des Stoffübergangs aufgrund der Phasentransition. Sie gibt das Verhältnis der übergehenden Stoffmenge zu der durch reine Diffusion transportierten Stoffmenge an und berechnet sich aus dem Massentransfer durch Phasentransition \dot{M}_D , der charakteristischen Länge L , der Wasserdampfdichtedifferenz $\Delta\rho_D$ zwischen Grenzschicht und Hauptströmung, der Diffusionskonstanten D_W für Wasserdampf und der Diffusionsfläche A .

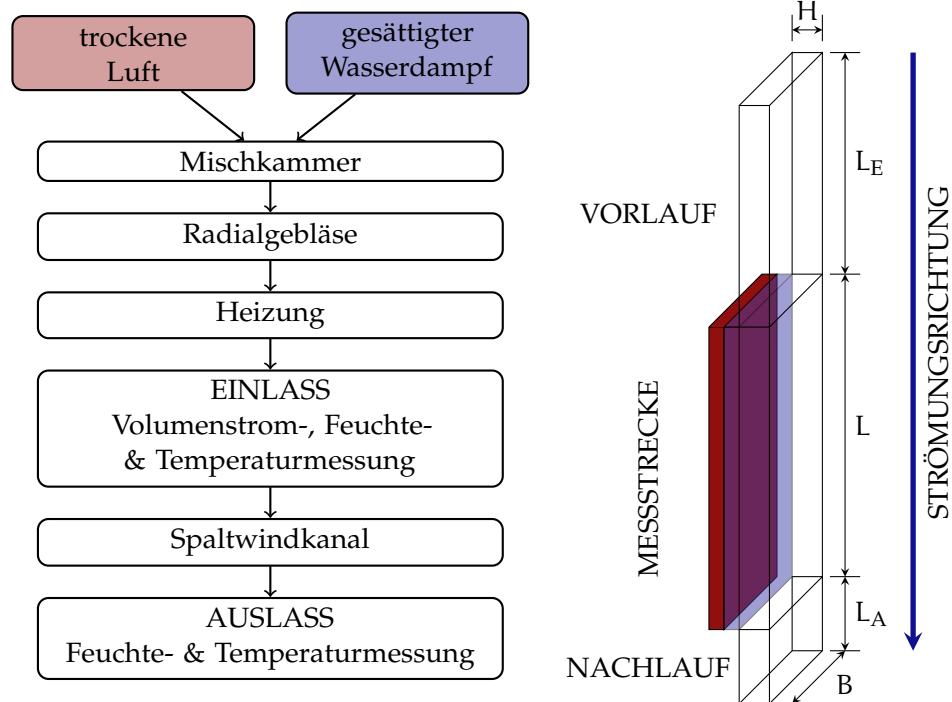
Neben diesen fünf Kennzahlen, die sich direkt aus dem Gleichungssystem ablesen lassen, sind in der Tabelle vier weitere Kennzahlen aufgeführt. Die Nusseltzahl Nu ist hierbei ein Maß für den resultierenden Wärmestrom und berechnet sich aus dem Wärmeübergangskoeffizienten an der Glasplatte α_G , der charakteristischen Länge L und der Wärmeleitfähigkeit der feuchten Luft λ_L . Diese Definition entspricht nicht ganz der klassischen Definition der Nu wie sie in der Strömungsmechanik verwendet wird. In der Literatur findet man eine in dieser Form definierte Nusseltzahl deshalb auch häufig als Biotzahl Bi . Des Weiteren gibt es noch zwei Kennzahlen zur Definition der Randbedingung an der Fahrzeugscheibenoberfläche. Die beiden Kennzahlen zur Oberflächencharakterisierung wurden bereits in Abschnitt 2.3 eingeführt. Die Rauigkeit ϵ ergibt sich aus dem Verhältnis der Rautiefe R_z zur Scheibenlänge in Strömungsrichtung. Zusätzlich hat man noch die absolute Feuchte AF welche bereits in Abschnitt 2.1 definiert wurde. Es bleibt noch anzumerken, dass alle Fluideigenschaften für feuchte Luft auf Basis des molaren Massenverhältnisses bei mittlerer Systemtemperatur und mittlerer Wasserdampfdichte berechnet wurden. Hierzu wurden die Gleichungen von Tsilingiris [18] verwendet. Die Kennzahlen bilden somit einen vollständigen Satz von dimensionslosen Größen, um das System Phasentransition an der Fahrzeuginnenseite hinreichend zu charakterisieren. Auf Basis der Ähnlichkeitstheorie erlauben die Kennzahlen ferner den Vergleich und die Bewertung des Wärmetransfers und Massentransfers bei Phasentransition für verschiedene Oberflächenbeschaffenheiten. Des Weiteren ist es aufgrund von Kennzahlrelationen möglich, Gesetzmäßigkeiten zu erkennen oder Modelle zu entwickeln, die bei der Erforschung und Bewertung von Vermeidungsstrategien beim Beschlag und der besseren Enttauung helfen können.

EXPERIMENTELLER AUFBAU UND PARAMETER

Die Untersuchungen des Einflusses von Oberflächenbeschaffenheit auf das Verhalten beim Beschlag und bei der Enttauung an einer Fahrzeugscheibe wurden unter definierten Laborbedingungen durchgeführt. Die Messungen fanden am Spaltwindkanal im Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Göttingen statt. Der Versuchsträger ist dafür konzipiert den Massentransfer und Wärmetransport in konvektiven Strömungen mit Phasentransition unter definierten Bedingungen zu untersuchen. Im folgenden Kapitel werden der experimentelle Aufbau sowie die Messtechnik beschrieben. Darüber hinaus werden die Versuchsdurchführung und die in dieser Studie untersuchten Parameterkombinationen erläutert.

3.1 SPALTWINDKANAL

Beim Spaltwindkanal handelt es sich um einen drehbar gelagerten flachen Kanal mit rechteckiger Querschnittsfläche, der von einer Seite isotherm beheizt oder gekühlt werden kann. Ein Foto des Spaltwindkanals mit generischer Glasscheibe (Abb. 33) und realer Fahrzeugscheibe (Abb. 34) befindet sich im Anhang. Der gesamte Versuchsstand mit seinen einzelnen Komponenten und der Spaltwindkanal im Detail ist in Abbildung 7 dargestellt. Um den Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit von Scheiben auf den Prozess des Beschlags und des Enttauens zu verifizieren, ist es notwendig präzise Einströmbedingungen und Randbedingungen zu gewährleisten. Daher kommt dem Zuluftsystem in dieser Untersuchung eine besondere Bedeutung zu. Um bei der Zuströmung feuchte Luft mit definierter Temperatur, Taupunkt, und Geschwindigkeit zu gewährleisten, wird zunächst trockene Luft mit wasserdampfgesättigter Luft vermischt. Hierzu wird mit einem Trockner Umgebungsluft entfeuchtet und einer Mischkammer zugeführt. Die mit Wasserdampf gesättigte Luft wird mithilfe von Ultraschallzerstäubern erzeugt und mit einem drehzahlgesteuerten Lüfter kontrolliert der Mischkammer zugeführt. Der drehzahlgesteuerte Lüfter ist hierbei über eine Regelung mit den Feuchtesensoren am Einlass gekoppelt. Aus der Mischung von trockener Luft und dem Wasserdampf lässt sich so feuchte Luft mit einem definierten Taupunkt realisieren. Die feuchte Luft wird nun über ein Radialgebläse angesaugt und mithilfe von Heizspulen auf die Einströmtemperatur erwärmt. Hierbei dient ein Temperatursensor am Einlass als



Abmessungen

Länge Messstrecke	$L = 2040 \text{ mm}$
Länge Einlaufstrecke	$L_E = 1500 \text{ mm}$
Länge Auslaufstrecke	$L_A = 500 \text{ mm}$
Kanalbreite	$B = 529 \text{ mm}$
Kanalhöhe	$H = 20 \text{ mm}$

Randbedingungen

Einlauf/ Auslauf	adiabat
Kühlplatte	isotherm
Messbereich	$\dot{Q} \propto T_A - T_M $

Abbildung 7: Schematische Abbildung des gesamten Versuchszustandes mit den einzelnen Komponenten des Zuluftsystems (links) und dem Spaltwindkanal (rechts). In den beiden Tabellen aufgelistet sind die jeweiligen Abmessungen und Randbedingungen. Die rot gekennzeichnete Platte ist die Kühl-/Heizplatte und darauf in Hellblau die Glasscheibe.

Regelgröße. Mithilfe des Zuströmungssystems sind wir in der Lage präzise und definierte Einströmbedingungen hinsichtlich Temperatur, Feuchte und Geschwindigkeit zu gewährleisten. Die so generierte feuchte Luft wird dem Spaltwindkanal zugeführt. Für die hier durchgeführten Untersuchungen betrug die Kanalhöhe $H = 20 \text{ mm}$ und die Kanalbreite $B = 529 \text{ mm}$. Der Kanal besteht, bis auf die Kühlplatte im Messbereich, aus transparentem Polycarbonat. Der Kanal ist vertikal ausgerichtet und in drei Bereiche unterteilt: Vorlauf, Messstrecke und Nachlauf.

Der Vorlauf hat eine Länge von $L_E = 1500$ mm. Aufgrund der doch relativ langen Laufstrecke im Verhältnis zur Kanalhöhe wird so sichergestellt, dass am Einlass zum Messbereich eine wohldefinierte und voll ausgebildete Kanalströmung vorherrscht. Der Vorlauf ist zusätzlich isoliert, um dort möglichst adiabate Randbedingungen zu gewährleisten und somit Wärmeverluste durch die Seitenwände zu vermeiden.

Der Messbereich hat eine Länge von $L = 2040$ mm und kann von einer Seite isotherm in einem Temperaturbereich von $-27^\circ\text{C} \leq T_{KP} \leq 80^\circ\text{C}$ bei einer Kühlleistung von 8 kW und einer Heizleistung von 15 kW gekühlt oder beheizt werden. Die temperierbare Seite besteht aus einer Aluminiumplatte mit einem Rohrsystem, durch das ein Wasser-Glykol-Gemisch mit hohem Volumenstrom gepumpt wird. Die Platte hat in den Experimenten die Funktion die Umgebungstemperatur außerhalb des Fahrzeuges zu simulieren. Die Scheiben mit den unterschiedlichen Oberflächenbeschaffenheiten sind auf die isotherme Grenzfläche aufgebracht. Bei den Scheiben handelt es sich um Verbundglas mit einer Dicke $d_G = 10$ mm im Fall der generischen Konfigurationen und $d_G = 7$ mm für die reale Fahrzeugscheibe.

Im Anschluss an den eigentlichen Versuchsbereich befindet sich noch eine Nachlaufstrecke, die dazu dient ein definiertes und kontrolliertes Ausströmen sicherzustellen, sodass keine Störungen in den Messbereich rückwirken. Auch der Nachlauf ist vollständig isoliert, um auch dort Wärmeströme durch die Seitenwände zu unterbinden und ein nachträgliches Kondensieren oder Verdunsten außerhalb des Messbereiches zu vermeiden.

3.2 MESSTECHNIK

Zur Bestimmung des Volumenstroms, Wärmetransports und Massentransfers sowie der Vermessung des Beschlages und der Enttauung auf der Scheibe, kommen eine Reihe von Messtechniken zum Einsatz, die an dieser Stelle kurz erläutert werden.

Zur Bestimmung der Temperaturen am Einlass der Messstrecke sowie am Auslass, der Oberflächentemperatur der gekühlten Randfläche und der Umgebung außerhalb der Messstrecke, ist der Spaltwindkanal mit einer Vielzahl von Temperatursensoren bestückt. Bei den Temperatursensoren handelt es sich um Platin-Messwiderstände PT100 DIN B $^{1/3}$. Jeweils drei befinden sich am Beginn der Vorlaufstrecke und am Ende der Nachlaufstrecke. 21 Temperatursensoren befinden sich homogen verteilt in der Kühlplatte. Die Temperatursensoren sind so von der Rückseite in die Kühlplatte eingelassen, dass sich der Sensor an der Oberfläche der Aluminiumplatte befindet. Die räumlich mittlere Kühlplattentemperatur T_P wird dann aus dem arithmetischen Mittel der einzelnen Sensoren berechnet. Im Außenbereich des Kanals sind zehn weitere Sensoren über die ganze Länge des Kanals verbaut. Diese

Sensoren dienen zur Berechnung der Wärmeverluste durch die Seitenwände. Dies ist notwendig um eine vollständige und korrekte Energiebilanz zu erhalten.

Zur Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit im Spaltwindkanal wird der Volumenstrom mithilfe des Volumenstrommessgerätes VSMo2 von Optiserv im Zuströmbereich ermittelt. Der Volumenstrom \dot{V} wird hier nach dem Prinzip der Venturidüse über den Druckabfall an einer Messblende bestimmt. Aus der Dichte der feuchten Luft (Gl. 2.5) an der Messblende ρ_{MB} lässt sich dann der Massenstrom der feuchten Luft

$$\dot{M}_L = \dot{V} \rho_{MB} \quad (3.1)$$

berechnen. Die mittlere Kanalgeschwindigkeit ergibt sich aus

$$u = \frac{\dot{M}_L}{\bar{\rho}_L}, \quad (3.2)$$

mit der mittleren Systemdichte $\bar{\rho}_L$, die sich aus der mittleren Systemtemperatur und der mittleren Feuchte ergibt. Die Luftfeuchte wird mit je vier kapazitiven Feuchtesensoren von Sensirion (Typenbezeichnung SHT75) am Eingang und Ausgang des Messbereiches bestimmt. Der Vorteil dieser Sensoren liegt in ihrer kompakten Bauweise und einer hohen Abtastrate von 1 s. Um die für diese Untersuchung nötige Mess- und Regelgenauigkeit zu erreichen, werden die Sensoren vor jeder Messung mithilfe von Taupunktspiegeln kalibriert.

Zusätzlich wurde noch optische Messtechnik zur Bestimmung des räumlichen Benetzungsgrades beim Betauen und Enttauen an der gekühlten Oberfläche eingesetzt. Hierzu wurde die Oberfläche der Glasplatten mithilfe von LEDs homogen beleuchtet und die Intensitätsänderung des reflektierten Lichtes aufgrund des Beschlags und der Enttaugung mit einer hochauflösenden Kamera (PCO4000) bestimmt.

3.3 RANDBEDINGUNGEN UND PARAMETERVARIATION

Der Scheibenbeschlag sowie die Enttaugung an einer Fahrzeugscheibe wurden für eine generische Fahrzeugscheibe für fünf verschiedene Oberflächen sowie an einer real verschmutzten Fahrzeugscheibe und einer sauberen Fahrzeugscheibe untersucht. Bei den generischen Fahrzeugscheiben handelt es sich um Verbundglasscheiben mit einer Dicke von 10 mm, einer Breite von 529 mm und einer Länge von 2040 mm. Die real verschmutzte Fahrzeugscheibe ist eine Frontscheibe aus einer Mercedes G-Klasse mit einer Dicke von 7 mm, einer Breite 480 mm und einer durchschnittlichen Länge von 1470 mm. Bei den generischen Fahrzeugscheiben wurden die Parameter in Bezug


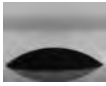




	Bezeichnung	Rauigkeit	Kontaktwinkel	Foliendicke
	Hydrophob	$R_z \approx 60 \text{ nm}$	$\bar{\varphi} = 101 \pm 2$	-
	Hydrophil	$R_z \approx 60 \text{ nm}$	$\bar{\varphi} = 33 \pm 5$	-
	Polyester Film (Lumirror 50)	$R_z = 427 \text{ nm}$	$\bar{\varphi} = 64 \pm 4$	$h = 100 \text{ }\mu\text{m}$
	Polyester Film (Lumirror 60)	$R_z = 650 \text{ nm}$	$\bar{\varphi} = 72 \pm 2$	$h = 75 \text{ }\mu\text{m}$
	Polyester Film (Lumirror 40)	$R_z = 230 \text{ nm}$	$\bar{\varphi} = 67 \pm 3$	$h = 71 \text{ }\mu\text{m}$
	Fahrzeugscheibe	$R_z \approx 60 \text{ nm}$	$\bar{\varphi} = 49 \pm 4$	-

Tabelle 2: Auflistung der untersuchten Oberflächen und deren Charakteristika der Rauigkeit R_z , der mittlere Kontaktwinkel φ mit Standardabweichung und der Foliendicke h der generischen Glasscheiben und der realen Fahrzeugscheibe.

auf die chemische Oberflächenbeschaffenheit (Kontaktwinkel) und Oberflächenrauigkeit variiert. Die verschiedenen Rauigkeiten wurden mithilfe einer Polyesterfilmfolie realisiert. Die Oberflächen und deren Charakteristika für die generischen Scheiben und im Fall der realen Fahrzeugscheibe sind in der folgenden Tabelle (Tab. 2) aufgelistet.

Die in der Tabelle angegebene gemittelte Oberflächenrauigkeit R_z wurde dem Datenblatt der Hersteller entnommen und der mittlere Kontaktwinkel wurde mit einem Kontaktwinkelmessgerät (MobilDrop GH11) bestimmt. Zur Vermessung des mittleren Kontaktwinkels wurde über die ganze Oberfläche verteilt an 20 Positionen der Kontaktwinkel gemessen und daraus der Mittelwert und die Standardabweichung berechnet.

Um das Verhalten bei Beschlag und Enttauen für einen möglichst großen Parameterbereich zu untersuchen, wurde die Temperaturdifferenz zwischen Kühlplatte und einströmender Luft variiert. Ziel hierbei war es eine moderate Betauung zu realisieren, sodass kein Wasser abfließt. Hierzu wird bei konstanter Luftfeuchte und Temperatur am Einlass die Kühlplatten-temperatur kontinuierlich variiert. Für jeden Oberflächentyp wurden drei

ID	Taupunkt [-]	Temperatur T_E [°C]	Geschwindigkeit U [m/s]	Temperatur Kühlplatte T_{KP} [°C]
1	12.5	32.5	1.0	$12.5^\circ\text{C} + 7.5^\circ\text{C} \cdot \cos\left(2\pi \frac{t+900\text{s}}{\tau}\right)$
2	12.5	32.5	2.0	$12.5^\circ\text{C} + 7.5^\circ\text{C} \cdot \cos\left(2\pi \frac{t+900\text{s}}{\tau}\right)$
3	13.5	32.5	2.9	$12.5^\circ\text{C} + 7.5^\circ\text{C} \cdot \cos\left(2\pi \frac{t+824\text{s}}{\tau}\right)$

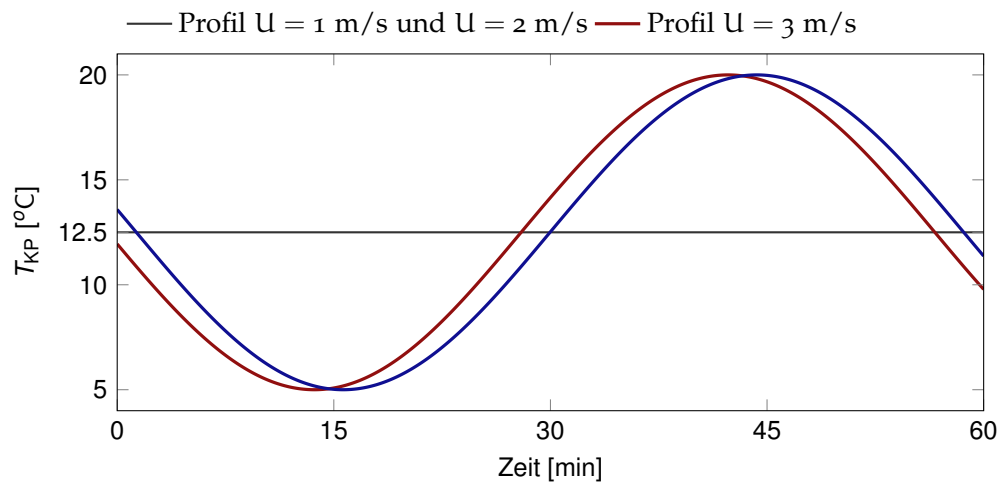


Tabelle 3: Oben: Liste der Randbedingungen am Einlass und an der Kühlplatte für die Glasscheiben. Θ_E entspricht hier der Taupunkttemperatur am Einlass, T_E der Einströmtemperatur, U der über den Querschnitt gemittelten Strömungsgeschwindigkeit und T_{KP} der Temperatur der Kühlplatten. Die Periodendauer τ ist eine Stunde. Unten: Temperaturprofil der Kühlplatte als Funktion der Zeit für ein Messintervall.

Szenarien untersucht. Hierbei mussten jedoch für die Untersuchung des Kondensationsverhaltens an der Glasscheibe und der realen Fahrzeugscheibe leicht unterschiedliche Randbedingungen gewählt werden. Der Grund hierfür ist, dass die reale Fahrzeugscheibe nicht den Abmessungen der Kühlplatte entspricht und somit ca. $1/3$ der Kühlplatte am Ende des Kanals mit einer flachen Isolierplatte abgedeckt war. Aufgrund der geringen Dicke von 7 mm der Isolierplatte wurde bei der realen Fahrzeugscheibe die Taupunkttemperatur am Einlass geringer gewählt, sodass möglichst kein Wasser an der Isolierplatte auskondensiert. Die Einströmtemperatur sowie das Temperaturprofil an der Kühlplatte sind identisch mit dem Profil bei den generischen Glasscheiben. Jedoch wurde das Messintervall so angepasst, dass auch hier die Messung erst beginnt, wenn der Taupunkt an der Kühlplatte unterschritten wird.

ID	Taupunkt [-]	Temperatur Θ_E [$^{\circ}\text{C}$]	Temperatur T_E [$^{\circ}\text{C}$]	Geschwindigkeit U [m/s]	Temperatur Kühlplatte T_{KP} [$^{\circ}\text{C}$]
1	11	32.5	32.5	1.0	$12.5^{\circ}\text{C} + 7.5^{\circ}\text{C} \cdot \cos\left(2\pi \frac{t+1015\text{s}}{\tau}\right)$
2	11	32.5	32.5	2.0	$12.5^{\circ}\text{C} + 7.5^{\circ}\text{C} \cdot \cos\left(2\pi \frac{t+1015\text{s}}{\tau}\right)$
3	12	32.5	32.5	2.9	$12.5^{\circ}\text{C} + 7.5^{\circ}\text{C} \cdot \cos\left(2\pi \frac{t+938\text{s}}{\tau}\right)$

Tabelle 4: Liste der Randbedingungen am Einlass und an der Kühlplatte für die reale Fahrzeugscheibe. Θ_E entspricht hier der Taupunkttemperatur am Einlass, T_E der Einströmtemperatur, U der über den Querschnitt gemittelten Strömungsgeschwindigkeit und T_{KP} der Kühlplattentemperatur. Die Periodendauer τ ist 1 Stunde.

Die Randbedingungen und die Abbildung des Temperaturprofils an der Kühlplatte als Funktion der Zeit für die generischen Scheibenkonfigurationen sind in Tabelle 3 dargestellt. Das Temperaturprofil an der Kühlplatte entspricht einem Kosinus zwischen 5°C und 20°C (siehe Abbildung in Tab. 3) mit einer Periodendauer von einer Stunde. Gemessen wurden jeweils sechs Intervalle. Ausgewertet wurden jedoch maximal die zwei letzten Messintervalle, da sich erst dort ein thermisches Gleichgewicht eingestellt hat. Ein Messintervall beginnt, wenn $T_{\text{KP}} \leq \Theta_E$ sprich die Kühlplattentemperatur der Taupunkttemperatur am Einlass unterschreitet und somit an der gekühlten Grenzfläche die Bedingung zum kondensieren gegeben ist. Für die Fälle mit der Strömungsgeschwindigkeit $U = 1$ m/s und $U = 2$ m/s sind der Taupunkt am Einlass und somit auch das Temperaturprofil an der Kühlplatte identisch. Für den Fall $U = 2.9$ m/s ergibt sich am Einlass einen um 1°C höhere Taupunkttemperatur. Das Temperaturprofil an der Kühlplatte ist somit, im Vergleich zu den anderen beiden Fällen, zeitlich versetzt. Die höhere Taupunkttemperatur für $U = 2.9$ m/s ist der Tatsache geschuldet, dass bei $\Theta = 12.5^{\circ}\text{C}$ zu wenig Wasser auskondensiert wäre und die gekühlte Oberfläche teilweise nicht vollständig benetzt gewesen wäre.

Im folgenden Kapitel wird anhand der Oberfläche für den Polyesterfilm Lumirror 40 ($R_z = 230 \text{ nm}$ und $\bar{\varphi} = 67 \pm 3$) exemplarisch gezeigt wie die Daten ausgewertet und analysiert sowie die systemrelevanten Größen definiert wurden. Hierzu ist der Abschnitt in zwei Teile gegliedert. Im ersten Teil wird erläutert, wie aus den gemessenen Temperaturdaten und Feuchtedaten der Massentransfer, der Wärmetransport und der Wärmetransmissionskoeffizient bestimmt wurde. Der zweiten Teil behandelt die Darstellung auf Basis der dimensionslosen Parameter und der Definition der charakteristischen Größen für das System.

4.1 WÄRME- UND MASSENSTRÖME

In der hier untersuchten Konfiguration wird die Energiebilanz durch drei Wärmeströme determiniert. Dem Wärmestrom \dot{Q}_G zwischen dem Fluid und der Kühlplatte durch die Glasscheibe, dem Wärmeverlust durch die Seitenwände \dot{Q}_{SW} und der latenten Wärme durch Phasentransition \dot{Q}_D . Der gesamte Wärmestrom entspricht der Summe der einzelnen Wärmeströme

$$\dot{Q}_T = \dot{Q}_G + \dot{Q}_{SW} + \dot{Q}_D. \quad (4.1)$$

Der Gesamtwärmestrom

$$\dot{Q}_T = \dot{M}_L c_p^{(L)} (T_E - T_A) \quad (4.2)$$

berechnet sich aus dem Produkt von Massenstrom an feuchter Luft \dot{M}_L , der spezifischen Wärmekapazität $c_p^{(L)}(T_M, \Theta_M)$ und der Temperaturdifferenz $(T_E - T_A)$ zwischen der mittleren Temperatur am Ein- und Auslass der Messstrecke. Der Wärmestrom an der Glasplatte

$$\dot{Q}_G = A_G k_G (T_M - T_{KP}) \quad (4.3)$$

ergibt sich aus dem Produkt A_G der Oberfläche der Glasplatte, dem Wärmetransmissionskoeffizienten \tilde{k}_G (siehe Gl. 2.27) und der Temperaturdifferenz $(T_M - T_{KP})$ zwischen Mischtemperatur und der Kühlplattentemperatur. Der Wärmetransmissionskoeffizient \tilde{k}_G und die mittlere Systemtemperatur T_M sind zwei Unbekannte. Wie diese beiden Größen bestimmt werden wird im Folgenden an einem Beispiel erläutert. Der Wärmeverluste durch die Seitenwände ist

$$\dot{Q}_{SW} = A_{SW} k_{SW} (T_M - T_U), \quad (4.4)$$

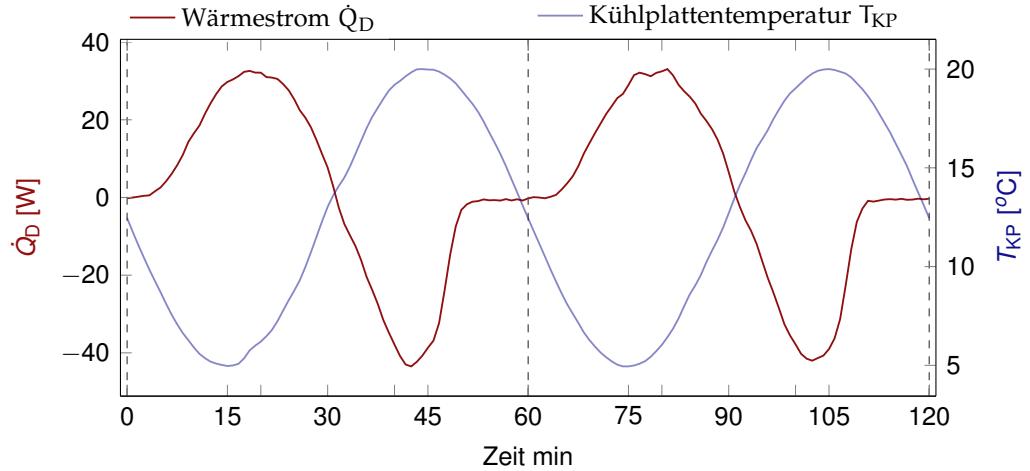


Abbildung 8: Wärmestrom der latenten Wärme (rot) als Funktion der Zeit für die Oberfläche Lumirror 40 bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit $U = 1 \text{ m/s}$ und die Kühlplattentemperatur (blau).

wobei $A_{\text{SW}} = L(2H + B)$ der Oberfläche der Seitenwände und

$$k_{\text{SW}} = \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{d_{\text{P}}}{\lambda_{\text{P}}} \right)^{-1} \quad (4.5)$$

dem Wärmetransmissionskoeffizient an den Seitenwänden mit d_{P} der Dicke der Plexiglasscheiben, λ_{P} dem Wärmedurchgangskoeffizienten für Plexiglas und α_{P} dem Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Plexiglas und feuchter Luft entspricht. Der Wärmeübergangskoeffizient α_{P} wurde hier auf Basis der Dittus-Boelter-Relation [20] bestimmt. Der Wärmestrom durch Phasentransition

$$\dot{Q}_{\text{D}} = H_{\text{D}} \Delta \dot{M}_{\text{D}} \quad (4.6)$$

wurde über die Massenstromdifferenz

$$\Delta \dot{M}_{\text{D}} = \dot{M}_{\text{D}}^{(\text{E})} - \dot{M}_{\text{D}}^{(\text{A})} = \dot{M}_{\text{L}} \left(AF^{(\text{E})} - AF^{(\text{A})} \right) \quad (4.7)$$

zwischen dem Massenstrom an Wasserdampf am Einlass $\dot{M}_{\text{D}}^{(\text{E})}$ und am Auslass $\dot{M}_{\text{D}}^{(\text{A})}$ berechnet. Die absolute Feuchte AF wurde mithilfe der Taupunkttemperaturen und Lufttemperaturen ebenfalls am Einlass und Auslass bestimmt (Details siehe Abschnitt 2.1). Im Gegensatz zu den Wärmeströmen \dot{Q}_{SW} und \dot{Q}_{T} lässt sich der Wärmestrom aufgrund von Phasentransition direkt aus den Messdaten ableiten.

Der resultierende Wärmestrom (rot) aufgrund von Phasentransition als Funktion der für die Zeit für die Oberfläche Lumirror 40 bei einer mittleren

Strömungsgeschwindigkeit $U = 1 \text{ m/s}$ ist in Abbildung 8 dargestellt. Der blau gekennzeichnete Graph ist die korrespondierende Kühlplattentemperatur. Mit Unterschreiten der Taupunkttemperatur $\Theta_E = 12.5^\circ\text{C}$ an der Kühlplatte beginnt an der Kühlplatte Wasser zu kondensieren. Dies hat einen positiven Wärmestrom zur Folge, sprich latente Wärme wird durch die Phasenumwandlung frei. Das Maximum an Massenstrom $\Delta\dot{M}_D$ und somit auch das Maximum des Wärmestrom durch Kondensation \dot{Q}_D ist beim Minimum der Kühlplattentemperatur zu beobachten. Dort ist die Temperaturdifferenz ΔT zwischen mittlerer Lufttemperatur T_M am größten und das Volumen, in dem der Taupunkt unterschritten wird, maximal. Danach nimmt mit steigender Lufttemperatur der Wärmestrom \dot{Q}_D aufgrund des geringeren Massentransfers $\Delta\dot{M}_D$ wieder ab. Mit dem Überschreiten von $\Theta_E = 12.5^\circ\text{C}$ beginnt dann der Prozess des Verdampfens. Dabei tritt ein negativer Wärmestrom auf, sprich Wärme wird dem System für die Phasenumwandlung entzogen. Man spricht auch von der Verdunstungskälte. Der maximale Massenstrom $\Delta\dot{M}_D$ durch Verdampfen wird bei maximaler Kühlplattentemperatur erreicht. Mit sinkenden Temperaturen nimmt dieser wieder ab, bis das gesamte Wasser auf der Glasplatte verdampft ist. Danach ist das System wieder im Gleichgewicht. Es folgt ein Bereich, indem keine Phasentransition stattfindet und somit ist $\Delta\dot{M}_D = 0$. Mit erneutem Unterschreiten von $\Theta_E = 12.5^\circ\text{C}$ an der Kühlplatte beginnt der Zyklus von Neuem.

Die anderen beiden Wärmeströme \dot{Q}_G und \dot{Q}_{SW} können nicht direkt aus den Messdaten berechnet werden, da weder die mittlere Systemtemperatur T_M noch der Wärmetransmissionskoeffizient \tilde{k}_G bekannt sind. Um diese beiden Größen bestimmen zu können wurde im Rahmen dieses Forschungsvorhabens ein iterativer Algorithmus formuliert und implementiert, der im Folgenden skizziert wird.

Setzt man die Gleichungen 4.3, 4.4 und 4.6 der drei einzelnen Teilwärmeströme in die Gleichung für den Gesamtwärmestrom (Gl. 4.1) ein, erhält man

$$c_P^{(L)} \dot{M}_L (T_E - T_A) = B L \tilde{k}_G (T_M - T_{KP}) + L (2H + B) k_{SW} (T_M - T_U) + \Delta\dot{M}_D H_D, \quad (4.8)$$

wobei die beiden unbekanntenen Größen rot hervorgehoben sind. In der differenziellen Form

$$c_P^{(L)} \dot{M}_L dT = [B \tilde{k}_G (T(x) - T_{KP}) + (2H + B) k_{SW} (T(x) - T_U) + \Delta\dot{M}_D H_D] dx \quad (4.9)$$

ergibt sich eine Gleichung zur Beschreibung der Temperaturänderung in Hauptströmungsrichtung. Drückt man nun noch den den Term für den

Wärmestrom durch Phasentransition $\Delta \dot{M}_D H_D$ durch eine äquivalente Temperaturänderung

$$\Delta T_{PT} = \frac{\dot{Q}_D}{c_p^L \dot{M}_L} \quad (4.10)$$

aus, so lässt sich diese über die Lauflänge gemittelt mit der Temperaturdifferenz zwischen Luftströmung und Kühlplatte verrechnen. Man erhält somit eine vereinfachte Differentialgleichung

$$c_p^{(L)} \dot{M}_L dT = \left(BS \tilde{k}_G (T(x) - \underbrace{T_{KP} + \Delta T_{PT}}_{T'_{KP}}) + (2H + B)k_{SW}(T(x) - T_U) \right) dx. \quad (4.11)$$

Diese Näherung ist nur möglich, da man von einer isothermen Randbedingung an der Kühlplatte und einer homogenen Verteilung von ΔT_{PT} ausgeht, sodass man $T_{KP} + \Delta T_{PT}$ zu T'_{KP} zusammenfassen kann. Diese Differentialgleichung erlaubt natürlich keine Aussage über den wahren Massentransfer und die resultierende Temperaturänderung durch Phasentransition als Funktion des Ortes x . Die Lösung der Differentialgleichung ist

$$T_L(x) = \frac{B \tilde{k}_G T_{KP} + (2H + B)k_{SW} + \exp\left(\left(-\frac{x}{c_p^{(L)} \dot{M}_L} + C\right) (B \tilde{k}_G + (2H + B)k_{SW})\right)}{(B \tilde{k}_G + (2H + B)k_{SW})}$$

mit

$$C = -\frac{\ln(B \tilde{k}_G T_{KP} + T_E (B \tilde{k}_G + (2H + B)k_{SW})) - (2H + B)k_{SW}}{(B \tilde{k}_G + (2H + B)k_{SW})}. \quad (4.12)$$

Hiermit lässt sich das Temperaturprofil in Hauptströmungsrichtung als Funktion der Kanalabmessungen, des Wärmedurchgangskoeffizienten, der Kühlplattentemperatur und der Einströmtemperatur berechnen. Um nun auf Basis dieser Gleichung die mittlere Systemtemperatur T_M und \tilde{k}_G zu bestimmen, wird der Algorithmus, der im Ablaufdiagramm 9 skizziert ist, verwendet.

Zu Beginn wird der Startwert für die mittlere Systemtemperatur T_M festgelegt. Auf Basis dieser mittleren Systemtemperatur wird dann der Wärmeverlust, sprich der Wärmestrom durch die Seitenwände bestimmt. Daraus lässt sich dann der Wärmetransmissionskoeffizient an der Glasscheibe k'_G berechnen. Mit diesem Wärmetransmissionskoeffizienten wird die Auslass-temperatur $T'_A = T(L)$ mithilfe der Gleichung 4.12 berechnet. Diese berechnete Temperatur T'_A wird dann mit der gemessenen Auslasstemperatur T_A

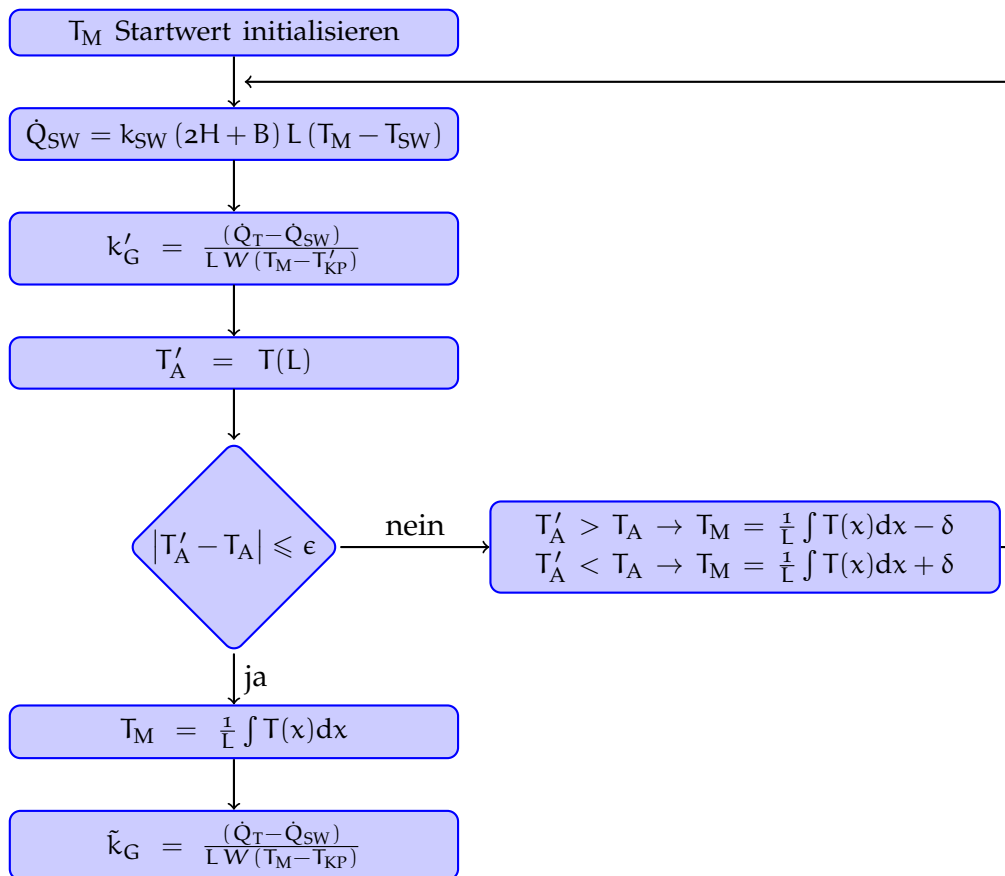


Abbildung 9: Ablaufdiagramm zur Bestimmung der mittleren Systemtemperatur T_M und des Wärmedurchgangskoeffizienten \tilde{k}_G .

verglichen. Ist die Differenz zwischen den beiden Temperaturen größer ϵ , wobei hier $\epsilon = 0.05 \text{ }^\circ\text{C}$ gewählt wurde, so wird anhand des berechneten Temperaturprofils die mittlere Systemtemperatur berechnet. Je nachdem ob die berechnete Auslasstemperatur größer oder kleiner der gemessenen ist, wird diese mittlere Systemtemperatur um den Faktor δ korrigiert und die Berechnung startet erneut. Ist die Temperaturdifferenz $|T'_A - T_A|$ kleiner der gewählten Schranke ϵ , so bricht der Algorithmus ab. Im Anschluss wird, wie im Ablaufdiagramm 9 dargestellt, auf Basis des Temperaturprofils $T_L(x)$ die mittlere Systemtemperatur

$$T_M = \frac{1}{L} \int T(x) dx \quad (4.13)$$

und mithilfe von T_M der mittlere Wärmetransmissionskoeffizient

$$\tilde{k}_G = \frac{(\dot{Q}_T - \dot{Q}_{SW})}{L W (T_M - T_{KP})} \quad (4.14)$$

berechnet. Hieraus lässt sich dann der Wärmeübergangskoeffizient an der Glasplatte

$$\alpha_G = \left(\frac{1}{\tilde{\kappa}_G} - \frac{d_G}{\lambda_G} - \frac{d_F}{\lambda_F} \right)^{-1} \quad (4.15)$$

berechnen, wobei d_G sowie d_F der Dicke der Scheiben und der Polyesterfolie entsprechen und λ_G sowie λ_F den jeweiligen Wärmeleitfähigkeiten.

Auf der Grundlage des so berechneten mittleren Wärmeübergangskoeffizienten α_G , der Temperatur und den Wärmeströmen hat man nun eine valide Basis zur Bewertung des Prozesses beim Scheibenbeschlag und Scheibenenttauung, sowie insbesondere mit α_G und $\tilde{\kappa}_G$ charakteristische Systemgrößen für den Vergleich der einzelnen Oberflächenstrukturen.

Das auf Basis dieses Algorithmus berechnete Temperaturprofil $T_L(x)$ für die minimale und maximale mittlere Temperatur T_M und der Temperaturbereich, den die Temperaturprofile zu den anderen Zeitpunkten abdecken, ist in Abbildung 10 (oben) blau dargestellt. Die schwarz gestrichelte Linie repräsentiert hier das Temperaturprofil für den Zeitpunkt am Beginn des Messintervalls. Die korrespondierende mittlere Systemtemperatur T_M als Funktion der Zeit ist in Abbildung 10 (unten) blau dargestellt. Zusätzlich rot gekennzeichnet ist der vergleichbare Temperaturbereich für eine Kanalströmung ohne Phasentransition. Das hierfür zugrunde liegende Profil wurde mithilfe der Gleichung 4.9 mit $\dot{M}_D = 0$ berechnet. Die hierfür korrespondierende mittlere Systemtemperatur als Funktion der Zeit T_M^K ist in Abbildung 10 (unten) blau dargestellt. Man erkennt deutlich den Einfluss der Phasentransition auf die mittlere Systemtemperatur T_M der strömenden Luft. Die minimale Systemtemperatur ist im Falle mit Phasentransition höher im Vergleich zum Fall ohne Phasentransition und die maximale Temperatur geringer. Somit ist auch der Temperaturbereich für den Fall mit Phasentransition signifikant kleiner als für den Fall ohne Phasentransition. Des Weiteren ist in Abbildung 10 (unten) zu erkennen, dass die Zeitpunkte der maximalen und minimalen Systemtemperaturen zueinander verschoben sind. Während im Falle ohne Phasentransition die mittlere Systemtemperatur ihr Minimum bei der geringsten Kühlplattentemperatur von $T_{KP} = 5 \text{ }^\circ\text{C}$ erreicht, liegt das Minimum mit Phasentransition deutlich später bei schon wieder steigender Kühlplattentemperatur von $T_{KP} \approx 8.5 \text{ }^\circ\text{C}$. Ähnliches ist bei der maximalen Systemtemperatur zu beobachten. Das Temperaturmaximum für den Fall mit Phasentransition ist nicht bei der maximalen Kühlplattentemperatur $T_{KP} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, sondern erst bei wieder fallender Kühlplattentemperatur und $T_{KP} \approx 16.2 \text{ }^\circ\text{C}$ maximal. Dieses Verhalten lässt sich nicht nur für die beiden hier dargestellten Messperioden beobachten, sondern ist auch repräsentativ für alle hier untersuchten Parameterkombinationen. Die Ursache hierfür liegt in der latenten Wärme, die bei der Phasenumwandlung verbraucht

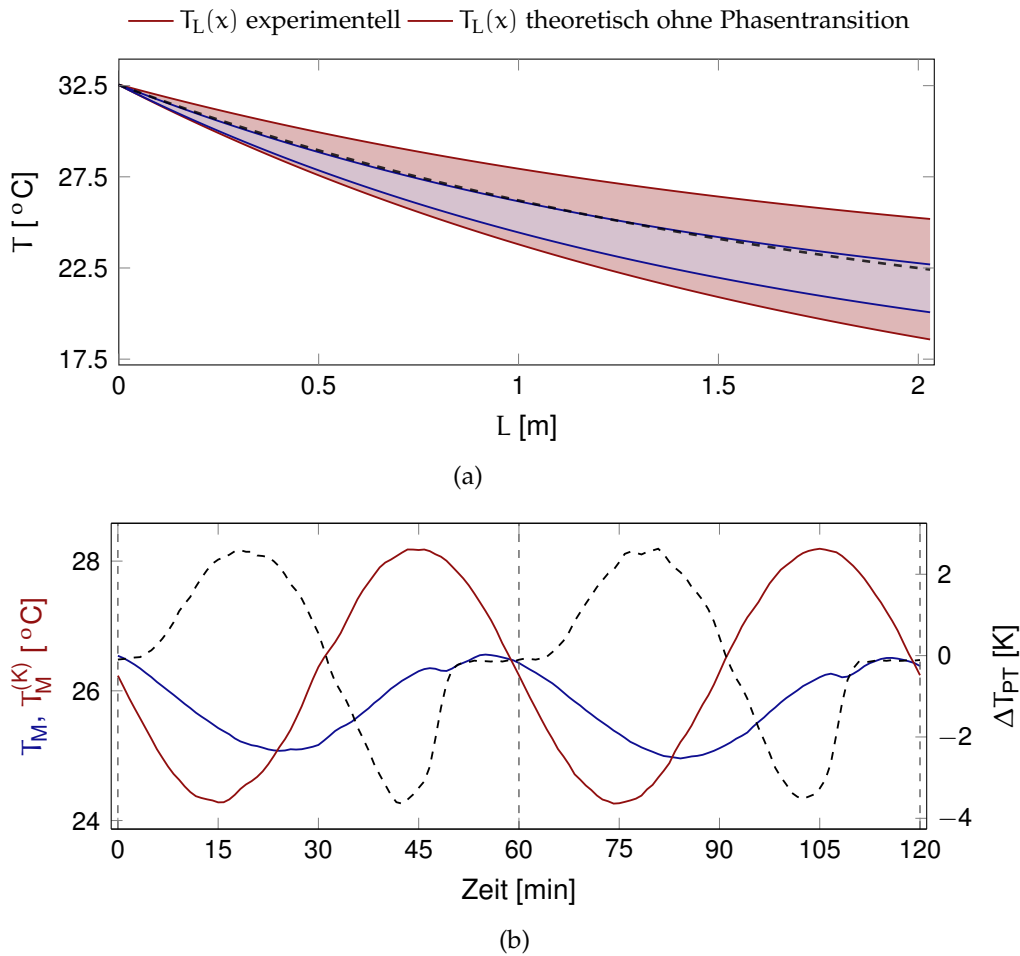


Abbildung 10: (a) Temperaturprofile $T_L(x)$ als Funktion der Kanallänge L in Hauptströmungsrichtung für die experimentellen Ergebnisse (blau) und für den theoretisch berechneten Fall ohne Phasentransition (rot). (b) Mittlere Systemtemperatur T_M experimentell (blau), mittlere Systemtemperatur $T_M^{(K)}$ für die Kanalströmung ohne Kondensation und die Äquivalenttemperatur für die Phasentransition ΔT_{PT} (schwarz gestrichelt).

oder frei wird. Beim Kondensieren von Wasserdampf aus der strömenden feuchten Luft entsteht Wärme und beim Verdampfen wird Wärmeenergie verbraucht und somit der Umgebung Wärme entzogen. Die resultierende Temperaturänderung ΔT_{PT} , die sich einstellen würde, sollte die komplette Wärmeenergie an die Luft abgegeben oder dieser entnommen werden, ist in Abbildung 10 (unten) schwarz gestrichelt als Funktion der Zeit für zwei Messintervalle dargestellt. In Abbildung 10 (oben) erkennt man, dass sich der Temperaturbereich mit Phasentransition nicht mittig im Temperaturbereich ohne Phasentransition befindet. Der Bereich ist quasi nach unten

verschoben, was auch in der Abbildung 10 (unten) zu erkennen ist. Da hier der Anteil an kondensiertem und verdampften Wasser gleich ist, könnte man dies erwarten. Grund hierfür ist, dass beim Verdampfen und Kondensieren die Wärmeanteile, die durch die Kühlplatte abgeführt oder an die Luft übertragen werden, unterschiedlich groß sind. Beim Kondensieren findet die Phasenumwandlung zum größten Teil direkt an der gekühlten Glasscheibe statt, sodass der größte Teil der hierbei frei werdenden Wärme über die Glasplatte zur Kühlplatte abgeführt wird. Die Phasentransition des Verdampfens findet an der Grenze zwischen Oberfläche der Wassertröpfchen und der überströmenden Luft statt. Da hier die mittlere Lufttemperatur immer deutlich über der Kühlplattentemperatur ist, wird die zur Phasenumwandlung benötigte Energie der wärmeren Luft entnommen. Aus diesem Grunde ist dieser Effekt hier deutlich stärker ausgeprägt.

Wie sich der Prozess des Verdampfens und Kondensierens auf den mittleren Wärmetransmissionskoeffizienten $\tilde{\kappa}_G$ und die Wärmeströme auswirkt ist in Abbildung 11 dargestellt. Von oben nach unten ist der Wärmetransmissionskoeffizienten $\tilde{\kappa}_G$ (1), Massenstrom an Wasserdampf durch Phasentransition \dot{M}_D (2), Gesamtmasse an Wasser auf der Glasplatte M_W (3) und zusätzlich zur besseren Orientierung die Kühlplattentemperatur T_{KP} (4) als Funktion der Zeit abgebildet. Im Falle von $\Delta\dot{M}_D$ kennzeichnen positive Werte die Kondensation und negative Werte die Verdunstung.

Für den Bereich der Betaung ist am Beginn an der Glasplatte eine Abnahme des $\tilde{\kappa}_G$ -Wertes zu beobachten. Dies bedeutet, dass die Tröpfchenanlagerung zu Beginn einen zusätzlichen Wärmewiderstand an der Grenzfläche induziert. Das Minimum des $\tilde{\kappa}_G$ -Wertes wird bei einem Beschlag von wenigen Gramm Wasser erreicht noch bevor die ganze Glasplatte benetzt ist. Mit zunehmender Wassermasse kommt es aber wieder zu einer Zunahme des $\tilde{\kappa}_G$ -Wertes. Der Grund hierfür lässt sich nicht unbedingt auf einen Effekt reduzieren. Aufgrund der Vielzahl der Parameter die $\tilde{\kappa}_G$ determinieren (siehe Abschnitt 2.3) ist es schwierig, hier eine eindeutige Aussage zu treffen, welcher Effekt sich wie auswirkt, da diese sich teilweise gegenseitig bedingen. Im Wesentlichen sind es aber wahrscheinlich zwei Gründe, die zu einer Zunahme des Wärmetransmissionskoeffizienten $\tilde{\kappa}_G$ führen. Eine Ursache ist die Abnahme des Wärmewiderstandes an der Grenzfläche zwischen Tropfen und Fluid sowie durch den Tropfen. Die Wärmewiderstände für den thermischen Widerstand an der Tropfenoberfläche Ψ_K (Gl. 2.16), der Wärmewiderstand zwischen Tropfen und Luft Ψ_O (Gl. 2.17) sowie der Wärmewiderstand durch den Tropfen Ψ_O (Gl. 2.18) sind proportional zu R^{-1} und R^{-2} . Dies bedeutet, dass bei steigender Wassermasse an der Glasplatte und somit einer Zunahme des durchschnittlichen Tropfenradius der Wärmewiderstand kleiner wird. Daraus resultiert ein ansteigender Wärmestrom. Die andere Ursache ist strömungsmechanischer Natur. Durch die

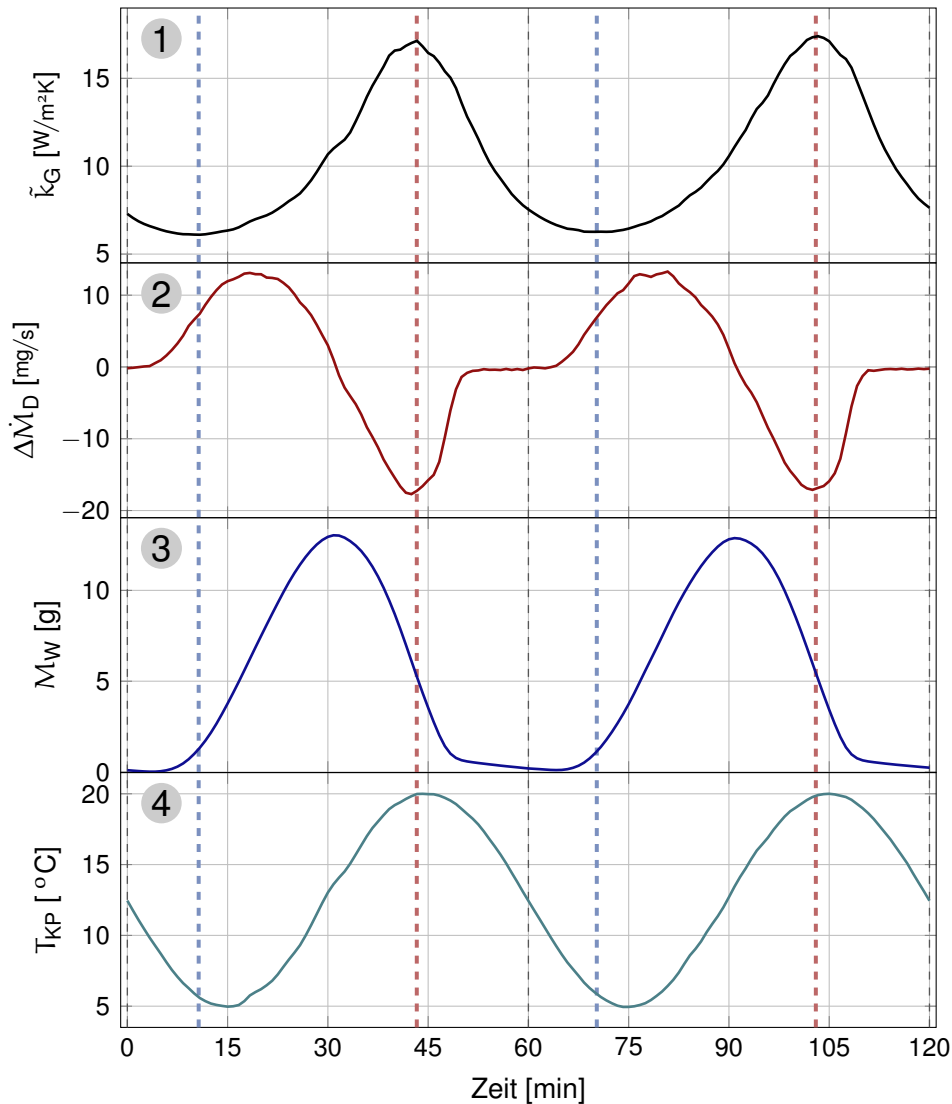


Abbildung 11: Von oben nach unten: Wärmetransmissionskoeffizienten \tilde{k}_G (1), Massenstrom an Wasserdampf durch Phasentransition $\Delta\dot{M}_D$ (2), Gesamtmasse an Wasser auf der Glasplatte M_W (3) und die Kühlplattentemperatur T_{KP} (4) als Funktion der Zeit. Die gestrichelte Linie (rot) kennzeichnet den Zeitpunkt des maximalen \tilde{k}_G -Wertes und die blaue den des minimalen \tilde{k}_G -Wertes.

Tropfenanlagerung hat man eine wellige Topologie an der Oberfläche. Dies führt zu einem erhöhten konvektiven Wärmestrom und somit wiederum zu einer besseren Wärmeleitung hin zur Glasplatte. Welcher der beiden Effekte wie stark ausgeprägt ist, lässt sich jedoch nicht sagen.

In Ergänzung ist in Abbildung 12 der räumliche Beschlag (chronologisch von oben nach unten) an der Glasoberfläche dargestellt. Hierzu wurde die

Oberfläche mit Hilfe von LEDs beleuchtet und das reflektierende Licht mit einer Kamera aufgenommen. Zur Reduktion des zeitlichen Rauschens wurden die Rohbilder zuerst mit Hilfe eines zeitlichen Gaussfilters

$$F_{i,j} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp - \left(\frac{N_t^2}{2\sigma^2} \right) * I_{i,j}, \quad (4.16)$$

mit einer Halbwertsbreite von $\sigma = N \cdot r$ s bearbeitet, wobei hier $N = 10$ Bilder und r der Bildwiederholungsrate entspricht. Die hieraus erhaltenen Intensitäten wurden dann normiert und über ein Gebiet von 4 pixel^2 räumlich gemittelt. Die Intensitätsverteilung ist hierbei nur sehr bedingt zur Bewertung der Tropfengröße oder Wassermasse geeignet. Die Ergebnisse dienen in erster Linie nur zur Identifizierung der räumlichen Verteilung des Scheibenbeschlags. Quantitative Aussagen über die Tröpfchengröße sind mit diesem Verfahren nicht möglich.

Der Aufnahmezeitpunkt der Bilder ist jeweils in der rechten oberen Ecke angegeben. Die Strömung kommt in allen Bildern von links. Das erste Bild ist die räumliche Benetzung zum Zeitpunkt an dem der Wärmetransmissionskoeffizient $\tilde{\kappa}_G$ minimal ist. Das sechste Bild repräsentiert den Benetzungszustand bei maximaler Wassermasse M_W an der Glasoberfläche. Man erkennt, dass die Betauung nicht homogen und gleichmäßig über die ganze Glasplatte stattfindet. Zu Beginn der Betauung kommt es erst am Ende des Kanals zum Auskondensieren von Wasserdampf aus der Strömung. Der Grund hierfür ist, dass erst dann die Luft an der Glasplatte soweit abgekühlt ist und der Taupunkt unterschritten wird. Im Folgenden beginnt die Glasplatte von hinten nach vorne zu beschlagen. Nach ca. 27 Minuten (Abb. 12 Bild 5) ist die ganze Glasplatte benetzt. Der letzte Zeitpunkt zu dem die Glasplatte noch vollständig benetzt ist, ist bei $t = 28.3 \text{ min}$. (Abb. 12 Bild 6). Dies ist jedoch nicht der Zeitpunkt an dem die Wassermasse M_W auf der Glasplatte maximal ist.

Mit dem Einsetzen der Verdunstung des Wassers an der Glasplatte kommt es zu einem weiteren Anstieg von $\tilde{\kappa}_G$. Das Maximum für $\tilde{\kappa}_G$ wird erreicht wenn der Massenstrom $\Delta\dot{M}_D$ durch Phasentransition maximal wird. Da die Temperatur der Luft immer größer ist als jede an der Kühlplatte, findet die Verdunstung an der Grenzfläche zwischen der Luftströmung und Tropfenoberfläche statt. Die für die Verdunstung benötigte Energie wird als Wärmeenergie der Luft entzogen, sodass sich diese abkühlt. Als Resultat steigt die mittlere Systemtemperatur T_M , wie schon zuvor beschrieben kaum an. Jedoch entwickelt sich mit steigender Kühlplattentemperatur und dem Anstieg von $\Delta\dot{M}_D$ ein immer größer werdender Bereich an der Glasplatte, in dem die Luft gesättigt oder teilweise auch übersättigt ist. Dies führt dazu, dass der Wärmeübergangskoeffizient α_0 an der Grenzfläche ansteigt und die Wärmeleitfähigkeit durch den höheren Wasserdampfanteil der Luft sich erhöht und somit natürlich $\tilde{\kappa}_G$ bei maximalem Massenstrom $\Delta\dot{M}_D$ auch

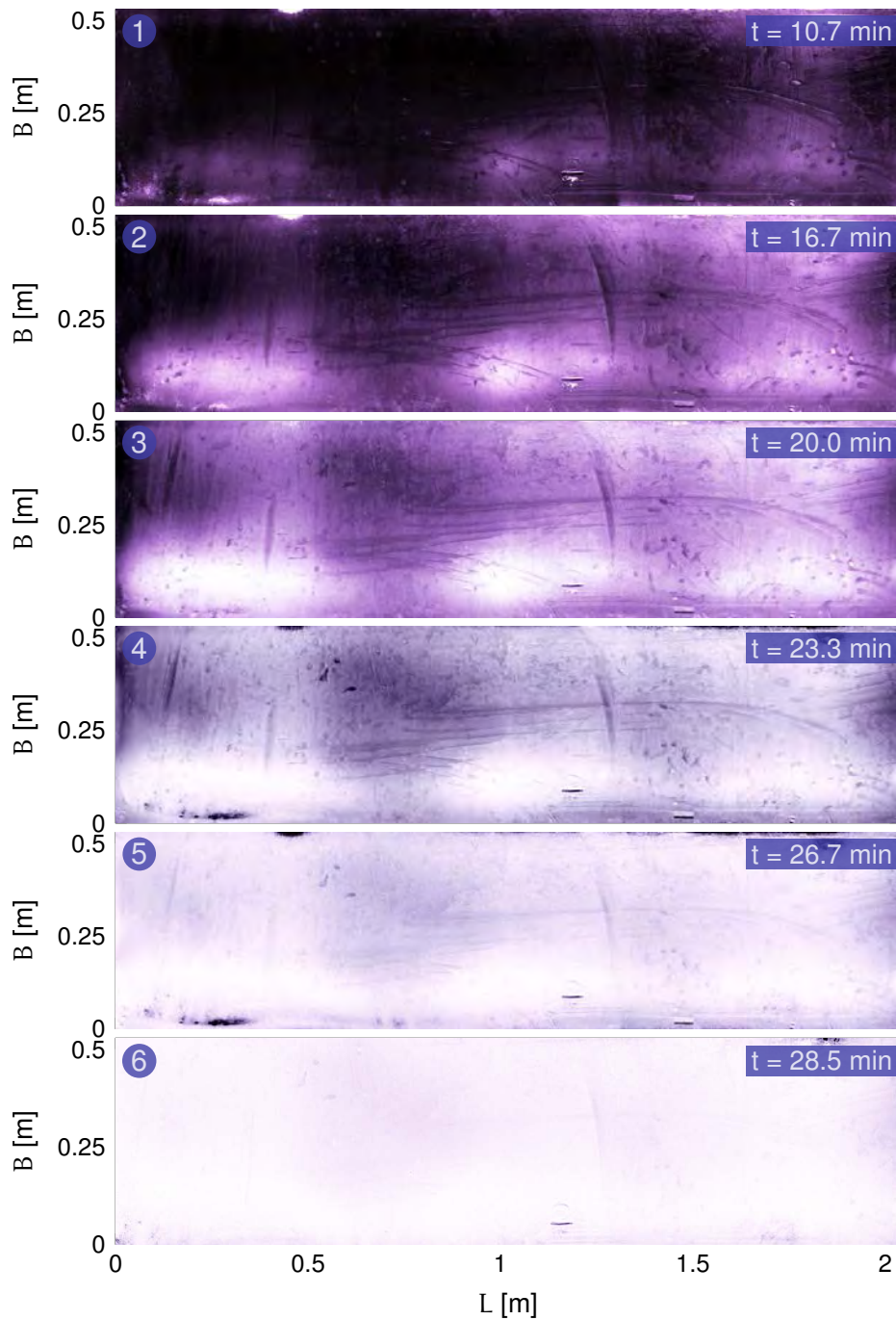


Abbildung 12: Intensitätsverteilung als Maß der Benetzung der Glasoberfläche als Funktion der Zeit für den Zeitraum des Betauens chronologisch von oben nach unten (Zeitpunkt der Aufnahme rechts oben).

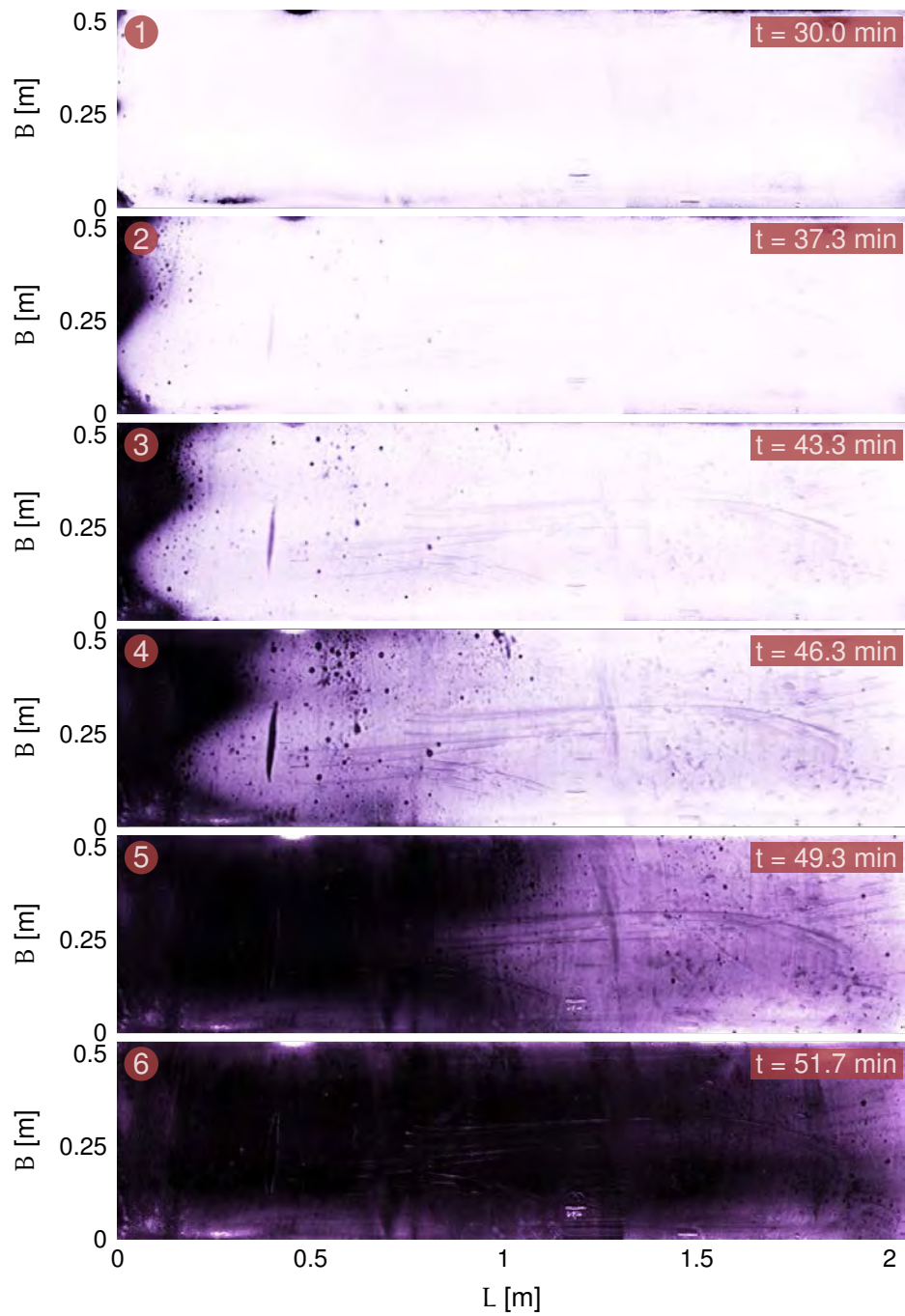


Abbildung 13: Intensitätsverteilung als Maß der Benetzung der Glasoberfläche als Funktion der Zeit für den Zeitraum des Enttauens chronologisch von oben nach unten (Zeitpunkt der Aufnahme rechts oben).

maximal wird. Mit kleiner werdendem $\Delta\dot{M}_D$ sinkt auch \tilde{k}_G , bis das gesamte Wasser an der Oberfläche verdampft ist. In diesem Zusammenhang möchte ich darauf hinweisen, dass die letzten Wasserreste an der Glasplatte nur sehr langsam verdampfen (siehe Abb. 11). Hierbei handelt es sich wahrscheinlich um Wasser, das sich in den Zwischenräumen der rauen Oberfläche und am Ende des Kanals befindet.

Die Bilder für die Benetzung im Zeitintervall des Enttauens sind in Abbildung 13 dargestellt. Auch hier kommt die Strömung von links und die jeweiligen Zeitpunkte innerhalb eines Messintervalls, an denen die Bilder aufgenommen wurden sind in der oberen rechten Ecke angegeben. Im Gegensatz zum Intervall des Kondensierens beginnt die Enttauerung am Einlass der Messstrecke. Dies ist auch nachvollziehbar: Da die Kühlplattentemperatur immer niedriger als die Lufttemperatur ist, ist die Lufttemperatur am Einlass mit $T_E = 32.5\text{ °C}$ am größten, sodass die Enttauerung am Anfang der Glasplatte beginnt. Das erste Bild in Abbildung 13 zeigt die Benetzung zum Zeitpunkt $t = 30.0\text{ min}$. Hier sieht man, dass am Anfang des Kanals die Oberfläche schon an den Rändern und in der Mitte enttaut ist. Vergleicht man diesen Zeitpunkt mit dem korrespondierenden Massenstrom $\Delta\dot{M}_D$ (siehe Abb. 11), so fällt auf, dass wie schon oben erwähnt, der globale Massenstrom durch Phasentransition immer noch positiv ist. Das bedeutet, dass insgesamt im Kanal immer noch mehr Masse an Wasser an der Scheibe auskondensiert als verdampft, obwohl am Beginn der Glasplatte diese bereits an einigen Stellen schon enttaut ist. Grund hierfür sind zwei Effekte: Zum einen gibt es aufgrund der Verdunstung mit fortschreitender Kanallänge einen Anstieg der Luftfeuchte. Zum anderen wird an der Glasplatte und durch die Verdunstungskälte die Luft abgekühlt. Dies führt wiederum dazu, dass zum Ende der Kanallaufänge der Taupunkt unterschritten wird und es dort zur Kondensation kommt, während am Anfang des Kanals bereits das Wasser verdunstet. Mit fortschreitender Zeit und bei zunehmender Kühlplattentemperatur enttaut die Glasplatte dann von vorne nach hinten. Das dritte Bild repräsentiert hierbei den Zustand zum Zeitpunkt an dem \tilde{k}_G maximal ist. Zum Zeitpunkt $t \approx 51\text{ min}$ lässt sich in Abbildung 11 (2) eine deutliche Abnahme der Verdunstungsrate erkennen. Das korrespondierende Bild für die Benetzung der Kühlplatte ist in Abbildung 13 (Bild 5) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass zu diesem Zeitpunkt die Glasplatte in der vorderen Hälfte vollständig enttaut ist. Nur noch in der zweiten Hälfte ist noch eine signifikante Betauung zu erkennen, welche dann, im Vergleich zum Intervall $t = [33, 51]\text{ min}$ mit einer deutlich geringeren Rate enttaut. Nach $t \approx 52\text{ min}$ (Abb. 13 (Bild 6)) ist dann lediglich noch eine geringe Betauung am Ende der Glasplatte zu erkennen.

Ferner sei angemerkt, dass im Rahmen dieses Forschungsvorhabens der räumliche Beschlag und die Enttauerung an der Glasplatte auch für alle ande-

ren Oberflächen untersucht wurde. Jedoch ist das zeitliche Verhalten von Massentransfer und Wärmestrom, wie hier für den Fall der Polyesterfolie mit einer Rauigkeit von $R_z = 230$ geschildert, exemplarisch. Daher wird auf eine detaillierte Darstellung des Beschlags- und Enttauungsfortschritts für die anderen Konfigurationen in diesem Bericht verzichtet.

4.2 DIMENSIONSLOSE DARSTELLUNG

Im vorherigen Abschnitt wurden die Methoden und Algorithmen zur Bestimmung der physikalischen Größen bezüglich des Wärmetransports und Massentransfers am Beispiel der Strömungsgeschwindigkeit $U = 1 \text{ m/s}$ für die Polyesterfolie $R_z = 230 \text{ nm}$ definiert und analysiert. Zur Identifikation des Skalenverhaltens und der Vergleichbarkeit von Wärmetransport und Massentransfer ist es hilfreich die Ergebnisse des Massentransfers und des Wärmestroms in eine dimensionslose Form zu überführen. Die für das hier untersuchte physikalische System nötigen Kennzahlen und deren Definitionen wurden bereits in Abschnitt 2.4.2 eingeführt. Hier werden nun die charakteristischen Größen zur Berechnung der Kennzahlen für dieses System erläutert und die Anwendung der Kennzahlen am Beispiel der Ergebnisse für die Polyesterfolie mit der Rauigkeit $R_z = 230 \text{ nm}$ für die drei Geschwindigkeiten $U = 1 \text{ m/s}$, $U = 2 \text{ m/s}$ und $U = 2.9 \text{ m/s}$ dargestellt und diskutiert.

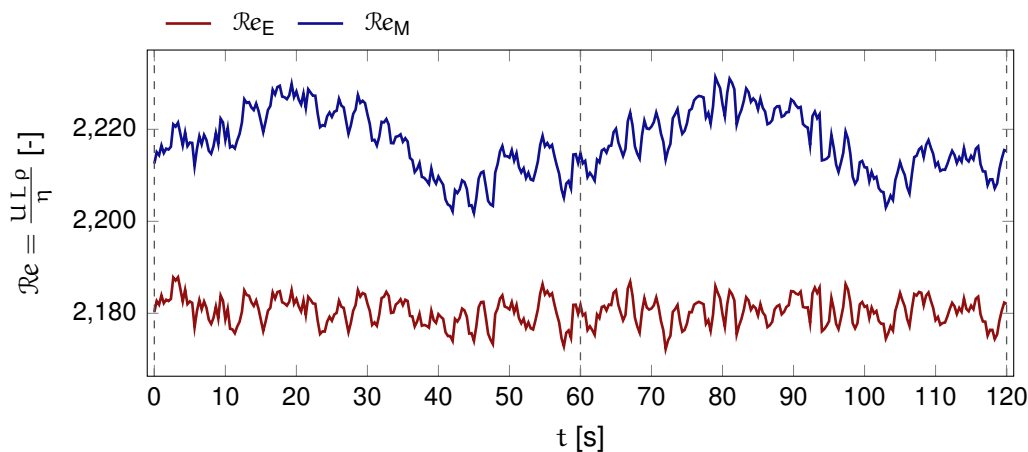


Abbildung 14: Die aus den mittleren Systemgrößen gebildete Reynoldszahl $\mathcal{R}e_M$ (blau) und Reynoldszahl $\mathcal{R}e_E$ (rot) als Funktion der Zeit für $R_z = 230$ und $U = 1 \text{ m/s}$.

Für alle drei Strömungsgeschwindigkeiten, die hier untersucht wurden, handelt es sich um erzwungene Konvektion. Diese lässt sich mithilfe der Reynoldszahl $\mathcal{R}e$, der Prandtlzahl $\mathcal{P}r$ und der Froudezahl $\mathcal{F}r$ charakterisieren. Die Reynoldszahl als Funktion der Zeit für die Polyesterfolie mit $R_z = 230$ ist in Abbildung 14 dargestellt. Die rote Linie kennzeichnet hier $\mathcal{R}e_E$ die Reynoldszahl, gebildet aus den Fluideigenschaften am Anfang der

Messstrecke und blau ist \mathcal{R}_{eM} , bestimmt aus den systemgemittelten Fluideigenschaften. In beiden Fällen wurde als charakteristische Länge der hydraulische Durchmesser und als charakteristische Geschwindigkeit die über den Kanalquerschnitt gemittelte Strömungsgeschwindigkeit verwendet. Beide Reynoldszahlen sind nahezu konstant. Für beide Definitionen ist die mittlere Schwankungsgröße kleiner 1 %, sodass \mathcal{R}_e über die ganze Messdauer als konstant angenommen werden kann. Dasselbe gilt in gleichen Maße auch für die anderen beiden Strömungsgeschwindigkeiten $U = 2 \text{ m/s}$ und $U = 2.9 \text{ m/s}$. Die im Folgenden angegebene \mathcal{R}_e bezieht sich auf die mittlere \mathcal{R}_e am Einlass der Messstrecke.

Neben der Reynoldszahl \mathcal{R}_e kann auch die Prandtlzahl \mathcal{P}_r , die die Fluideigenschaften der feuchten Luft charakterisiert, als konstant betrachtet werden. Die zeitliche Änderung in dem hier untersuchten Parameterbereich beträgt $\mathcal{P}_r \approx 0.65 \pm 0.01$. Die Prandtlzahl ist hier als Größe für den Vergleich der Oberflächen ohne Bedeutung. Im Folgenden wird für alle Fälle eine Prandtlzahl $\mathcal{P}_r = 0.65$ angenommen.

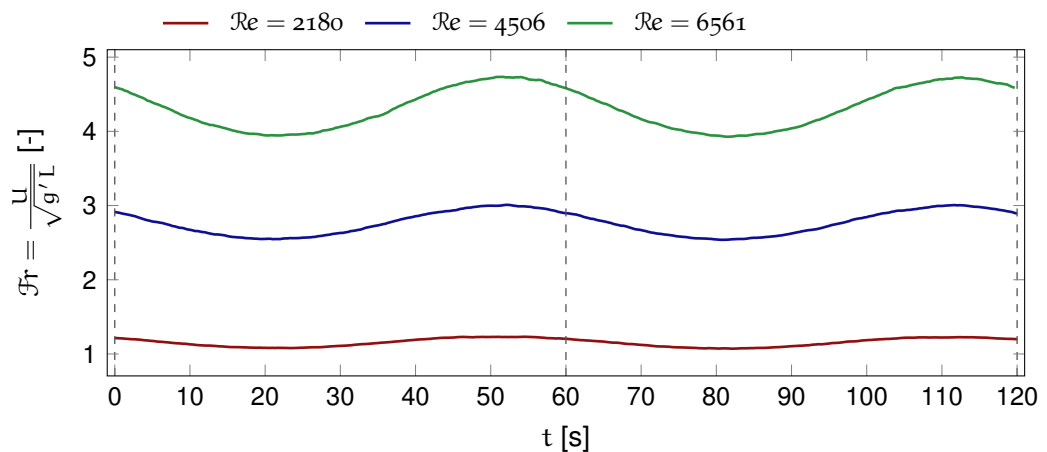


Abbildung 15: Die aus den mittleren Systemparametern gebildete Froudezahl \mathcal{F}_r als Funktion der Zeit für alle drei Geschwindigkeiten und der Oberfläche mit $R_z = 230$.

Die dritte Kennzahl zur Charakterisierung der Strömung ist die Froudezahl \mathcal{F}_r . In Abbildung 15 ist die Froudezahl für die drei verschiedenen Geschwindigkeitsfälle als Funktion der Zeit dargestellt. Die Froudezahl gibt hier das Verhältnis von Trägheitskraft zu Gravitationskraft an und wurde aus der mittleren Einströmungsgeschwindigkeit U_E , der erhöhten Gravitationsbeschleunigung $g' = \rho_A - \rho_E / \rho_M g$ und der charakteristischen Länge

L gebildet. In der hier untersuchten Konfiguration hat man aufgrund der Abkühlung der Luft einen Dichtegradienten zwischen Anfang und Ende der Messstrecke. Aufgrund der vertikalen Ausrichtung des Kanals entsteht somit eine zusätzliche Abtriebskraft. Diese Abtriebskraft korreliert mit der Kühlplattentemperatur T_{KP} . Wie aus Abbildung 15 ersichtlich, ist zu jedem Zeitpunkt und für alle Strömungsgeschwindigkeiten $Fr > 1$. Wir befinden uns somit, wie schon zu Beginn des Abschnitts erwähnt, im Bereich der erzwungenen Konvektion. Zusätzlich wirkt hier die zusätzliche Abtriebskraft in Hauptströmungsrichtung. Man kann somit annehmen, dass die konvektive Sekundärströmung keinen signifikanten Einfluss auf die mittlere Temperaturverteilung hat. Daher kann die Froudezahl, solange man die Ergebnisse nur für die einzelnen Geschwindigkeiten untereinander vergleicht, bei der Bewertung des Beschlags und der Enttauung als nicht relevant betrachtet werden.

Die weiteren dimensionslosen Kennzahlen Nusseltzahl Nu , Sherwoodzahl Sh und Jakobzahl Ja dienen zur Charakterisierung und Bewertung der Korrelation von Massentransfer und Wärmetransport. Die Kennzahlen sind für die Untersuchung hier wie folgt definiert

$$Nu = \frac{\alpha_G L}{\lambda_L} \quad (4.17)$$

mit α_G dem Wärmeübergangskoeffizienten an der Glasplatte, L der Kanal­länge und λ_L der Wärmeleitfähigkeit bei der mittleren Systemtemperatur T_M .

$$Sh = \frac{\Delta \dot{M}_v H}{A D_W \Delta \rho_v} \quad (4.18)$$

mit $\Delta \dot{M}_v$ dem Massenstrom an Wasserdampf durch Phasentransition, H der Kanalhöhe als charakteristische Länge, $A = B \times L$ der charakteristischen Fläche, $\Delta \rho_v$ der Dampfdichtedifferenz zwischen der mittleren Dampfdichte im Fluid und der Dampfdichte an der Kühlplatte und D_W dem Diffusions­koeffizienten.

$$Ja = \frac{\Delta T c_p}{H_D}, \quad (4.19)$$

mit ΔT der charakteristischen Temperaturdifferenz zwischen mittlerer Systemtemperatur und Kühlplattentemperatur, c_p der spezifischen Wärmekapazität der feuchten Luft und H_D der Verdampfungsenthalpie. Inwieweit hier die Wahl der charakteristischen Größen und die daraus gebildeten Kennzahlen das System beschreiben, ist für den späteren Vergleich der einzelnen Messungen und deren Bewertung von wesentlicher Bedeutung.

Um zu verifizieren, inwieweit die zuvor definierten charakteristischen Größen auch tatsächlich für das System charakteristisch sind, ist in Abbildung

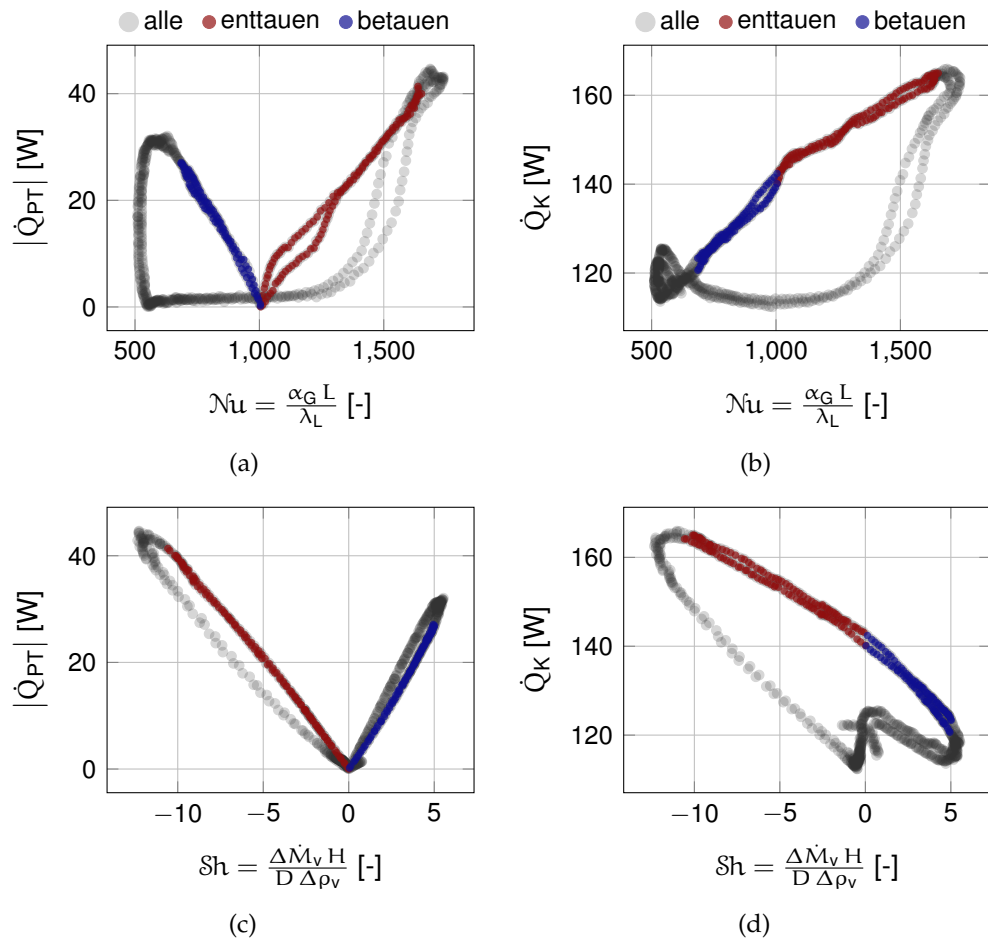


Abbildung 16: (a) Wärmestrom durch Phasentransition \dot{Q}_{PT} als Funktion der Nusseltzahl. (b) konvektiver Wärmestrom als Funktion der Nusseltzahl. (c) Wärmestrom durch Phasentransition \dot{Q}_{PT} als Funktion der Sherwoodzahl. (d) konvektiver Wärmestrom als Funktion der Sherwoodzahl. In allen Abbildungen kennzeichnet grau die Gesamtheit der Messung über beide Perioden, rot das Verdampfen und blau die Kondensation.

16 die Nusseltzahl und die Sherwoodzahl mit den jeweiligen, für das System relevanten Wärmeströmen dargestellt. Hierbei ist $\dot{Q}_K = \dot{Q}_T - \dot{Q}_{SW} - \dot{Q}_{PT}$ der konvektive Wärmestrom und \dot{Q}_{PT} der Wärmestrom aufgrund von Phasentransition. Die grauen Punkte repräsentieren die Gesamtheit der Messung, die roten den Prozess des Verdampfens und blau den des Kondensierens. Für die Auswertung und Analyse sind nur die Bereiche, in denen eine möglichst homogene Betauung und Enttauung stattfindet sowie die Glasplatte möglichst vollständig vollständig benetzt ist von Interesse. Diese Bereiche sind mit den blauen und roten Datenpunkten gekennzeichnet. Bestimmt wurden

diese Bereiche auf Basis zweier Kriterien. Zum einen anhand des Massenstroms für die Phasentransition $\Delta\dot{M}$ und zum anderen anhand der Masse an Wasser M_W , die die Glasplatte benetzt. Hierbei wurde bezüglich der Wassermasse eine Grenze von ca. 40 % der maximalen Wassermasse M_W^{\max} als untere Grenze für eine weitgehend vollständige Benetzung der Glasplatte angenommen. Somit sind die Bereiche für die Kondensation durch die Bedingungen $\Delta\dot{M} > 0$ und $M_W > 0.4 \cdot M_W^{\max}$ und Verdampfen durch $\Delta\dot{M} < 0$ und $M_W > 0.4 \cdot M_W^{\max}$ determiniert.

Für den so definierten Bereich des Verdampfens und Kondensierens ist ein klarer Zusammenhang zwischen den beiden Kennzahlen und den systemrelevanten Wärmeströmen zu erkennen. Die charakteristischen Größen zur Berechnung der Kennzahlen Nu und Sh sind augenscheinlich sinnvoll gewählt und somit ein valides Maß zur Bewertung der systemrelevanten Prozesse der Phasentransition und der Konvektion. Bezüglich der Nusseltzahl erkennt man in Abbildung 16b ein nahezu lineares Verhältnis zum konvektiven Wärmetransport für die jeweiligen Bereiche Kondensieren und Verdunsten. Eine größere Nusseltzahl bedeutet hier einen größeren konvektiven Wärmestrom. Die Nusseltzahl kann also als Maß für den konvektiven Wärmetransport betrachtet werden. Des Weiteren gibt es, wie in Abbildung 16a zu erkennen, ebenfalls einen linearen Zusammenhang zwischen dem Wärmestrom durch Phasentransition \dot{Q}_{PT} und der Nusseltzahl. Außerdem lässt sich hier das Phänomen erkennen, das bereits zuvor schon identifiziert wurde. Im Falle des Verdampfens hat man bei gleichem $|\dot{Q}_{PT}|$ wie beim Kondensieren, einen deutlich größeren konvektiven Wärmetransport. Die Ursache hierfür wurde bereits im Abschnitt zuvor diskutiert.

Für die Sherwoodzahl hat man ein vergleichbares Verhalten wie für die Nusseltzahl (siehe Abb. 16c und 16d). Dies ist auch so zu erwarten, da die Sherwoodzahl das Äquivalent zur Nusseltzahl für den Stofftransport bei der Phasentransition darstellt und der Wärmetransport und der Massentransfer durch Phasentransition direkt miteinander verknüpft sind. Es kann jeweils nur soviel an Wasser verdampfen und kondensieren, wie im gleichen Maße die Wärme abtransportiert oder zur Verfügung gestellt werden kann.

Nun stellt sich die Frage, wie korreliert der konvektive Wärmetransport mit dem Massentransfer durch Phasentransition. Hierzu ist die Relation der Nusseltzahl mit der Sherwoodzahl, sprich der Zusammenhang von Massentransfer und Wärmetransport für den Fall $R_z = 230$ nm für die drei unterschiedlichen Geschwindigkeiten in Abbildung 17 aufgetragen. Die drei Strömungsgeschwindigkeiten mit den verschiedenen Reynoldszahlen sind durch verschiedene Symbole gekennzeichnet. Der Prozess des Kondensieren ist blau markiert und der des Verdunstens rot. Man erkennt für

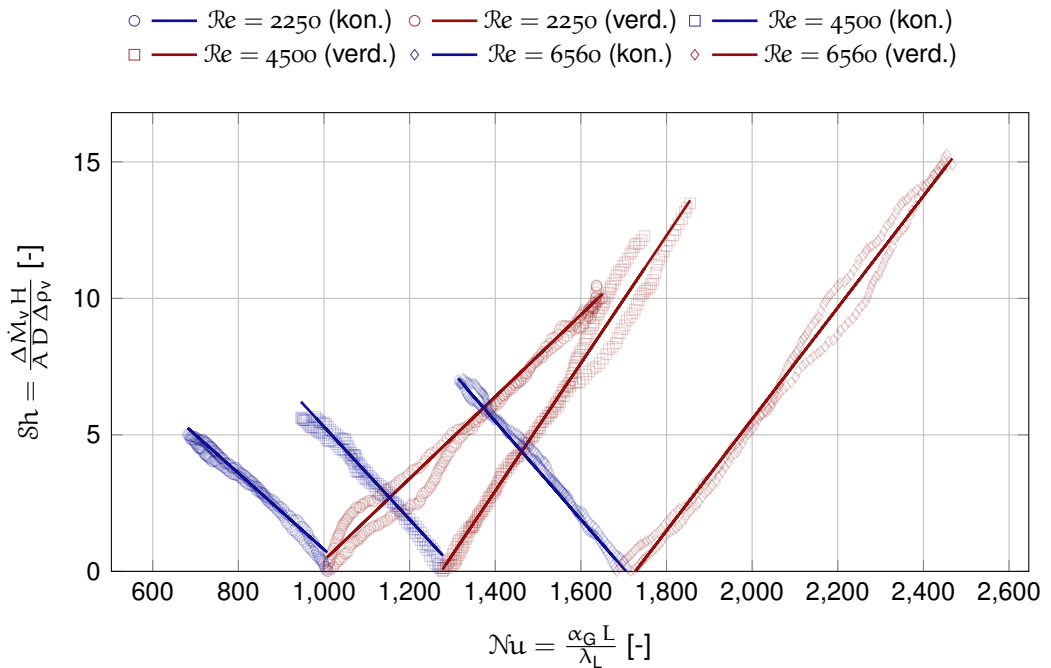


Abbildung 17: Sherwoodzahl Sh als Funktion der Nusseltzahl Nu mit der Oberfläche $R_z = 230$ für alle drei Reynoldszahlen. Der Prozess des Kondensierens ist blau gekennzeichnet und der Prozess des Verdunstens rot.

alle drei Strömungsgeschwindigkeiten einen klareren linearen funktionalen Zusammenhang zwischen beiden Kennzahlen in der Form

$$Sh = C_1 \cdot Nu + C_2. \quad (4.20)$$

Die Konstanten C_1 und C_2 für alle hier untersuchten Parametervariationen sind im Anhang in den Tabellen 5, 6 und 7 aufgelistet. Dieser eindeutige funktionale Zusammenhang ist für die spätere Bewertung und Vergleich des Beschlags und Enttauens für die verschiedenen Oberflächen von vitaler Bedeutung.

Aus physikalischer Sicht lässt sich aus der Abbildung ein interessanter Effekt ableiten. Man erkennt deutlich, dass für den Fall der kleinsten Reynoldszahl die Sherwoodzahl bei gleicher Nusseltzahl deutlich kleiner ist, im Vergleich zu den beiden anderen Strömungsfällen mit den größeren Reynoldszahlen. Dies bedeutet, dass im Fall $Re = 2250$ bei vergleichbarem konvektivem Wärmetransport, sprich gleicher Nusseltzahl, die Sherwoodzahl deutlich kleiner ist. Die Sherwoodzahl repräsentiert das Verhältnis des Massenstroms aufgrund von Phasentransition zur Wasserdampfmenge, die durch reine Diffusion transportiert wird. Dies bedeutet, dass der Diffusionsstrom aus der Strömung hin zur Grenzfläche im Verhältnis zum Massenstrom

an Wasserdampf durch Phasentransition bei gleicher Nusseltzahl (vergleichbarem konvektivem Wärmestrom) erhöht ist. Anders ausgedrückt, eine kleinere Sherwoodzahl bei gleicher Nusseltzahl bedeutet, dass bei gleichem Wärmestrom von sensibler Wärme im Verhältnis zum Gesamtmassenstrom an Wasserdampf in der Strömung mehr Wasser auskondensiert oder verdampft.

Hier ist der Wärmetransfer von latenter Wärme im Vergleich zur sensiblen Wärme im Fall der kleineren Reynoldszahl größer. Es kondensiert oder verdampft somit mehr Wasser im Vergleich zum Massenstrom an Wasserdampf in der Hauptströmung. Die Ursache hierfür ist sicherlich in der Tatsache zu finden, dass für $Re = 2250$ die Strömung vollständig oder teilweise laminar ist. Dies bedeutet, dass die Temperaturgrenzschicht und die Geschwindigkeitsgrenzschicht und somit, das Volumen oberhalb der Glasplatte, in der die Phasentransition stattfindet, hier deutlich dicker ist als jene bei größeren Reynoldszahlen und einer turbulenten Strömung. Somit ergibt sich für $Re = 2250$ im Verhältnis zum Massenstrom an Wasserdampf in der Hauptströmung ein erhöhter Massenstrom von Wasserdampf durch Diffusion zwischen der Hauptströmung und der Kühlplatte.

Bleibt zum Schluss noch die Einordnung der Jakobzahl zur Systembeschreibung. Die Jakobzahl ist in der hier untersuchten Konfiguration von der Magnitude 10^{-3} , sprich die latente Wärme ist hier um drei Größenordnungen größer als die sensible Wärme. Dadurch, dass die Verdampfungsenthalpie als nahezu konstant betrachtet werden kann und die Verdampfungsenthalpie um drei Größenordnungen größer als die sensible Wärmenergie ist, kann die Jakobzahl als konstante angenommen werden. Somit hat die Jakobzahl hier keine Bedeutung zur Bewertung und zum Vergleich des Verhaltens von Beschlag und Enttauen an einer Fahrzeugscheibe.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass sich aus der Analyse des Systems fünf dimensionslose Parameter ergeben, die notwendig sind, das System zu beschreiben. Drei Parameter sind notwendig zur Beschreibung der Strömung, des Wärmetransports und des Massentransfers: die Reynoldszahl, die Nusseltzahl und die Sherwoodzahl. Des Weiteren kommen noch zwei weitere Kennzahlen zur Charakterisierung der Oberfläche hinzu. Diese sind der Rauigkeitsfaktor ϵ und der Kontaktwinkel $\cos(\varphi)$. Auf Basis dieser Kennzahlen wird nun im folgenden Kapitel der Massentransfer und Wärmetransport für die einzelnen Oberflächen bewertet und analysiert.

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse für den Massentransfer und den Wärmestrom für die verschiedenen Oberflächen und Strömungsgeschwindigkeiten diskutiert. Hierzu wird zwischen den verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten unterschieden. Für die jeweiligen Geschwindigkeiten wird die Änderung des Wärmeübergangskoeffizient $\Delta\alpha$ als Funktion des Massenstroms von Wasserdampf durch Phasentransition $\Delta\dot{M}$ und sowie der Nusselt-Sherwoodzahl-Zusammenhang dargestellt. Bei der Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten

$$\Delta\alpha = \alpha_G - \alpha_K \quad (5.1)$$

handelt es sich um den Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten an der Glasscheibe aufgrund der Phasentransition und der sich an der Glasscheibe angelagerten Tröpfchenverteilung. Hier wird $\Delta\alpha$ aus der Differenz des globalen Wärmeübergangskoeffizienten an der Glasscheibe α_G und dem Wärmeübergangskoeffizienten gebildet, der sich bei einer rein konvektiven Strömung ergeben würde. Der konvektive Wärmeübergangskoeffizient berechnet sich aus

$$\alpha_K = \frac{\dot{Q}_G - \dot{Q}_{SW} - \dot{Q}_P}{\Delta T L B}, \quad (5.2)$$

wobei \dot{Q}_G der Gesamtwärmestrom, \dot{Q}_{SW} die Verlustwärme durch die Seitenwände, \dot{Q}_P der Wärmestrom durch Phasentransition, die Temperaturdifferenz zwischen der mittleren Lufttemperatur und der mittleren Kühlplattentemperatur ΔT , L die Kanallänge und B die Kanalbreite ist. Auf Basis von $\Delta\alpha$ kann der Einfluss der Tropfenanlagerung und der Massenstrom durch Phasentransition auf den Scheibenbeschlag und Enttauung bewertet werden. Die Darstellung des Nusselt-Sherwoodzahl-Zusammenhangs dient zum einen zur Untersuchung des Skalenverhaltens und zum anderen zur Verifizierung der Kennzahlenrelation $Sh = C_1 \cdot Nu + C_2$. Die jeweiligen Konstanten C_1 und C_2 für alle hier untersuchten Parametervariationen sind im Anhang in den Tabellen 5, 6 und 7 aufgelistet. Auf Basis dieses Zusammenhangs lassen sich die Ergebnisse dann auf eine realitätsnahe Konfiguration adaptieren.

5.1 GENERISCHE FAHRZEUGSCHEIBE

5.1.1 *Geschwindigkeit* $U = 1.0 \text{ m/s}$

Bei der kleinsten Strömungsgeschwindigkeit von $U \approx 1 \text{ m/s}$ ergibt sich in der hier untersuchten Kanalströmung eine Reynoldszahl von $Re \approx 2300$. In diesem Fall kann die Strömung als laminar angenommen werden. Der resultierende Wärmeübergangskoeffizienten $\Delta\alpha$ als Funktion des Massentransfers durch Phasentransition ist in Abbildung 18 dargestellt. Wie bereits zuvor diskutiert, unterscheiden sich die physikalischen Mechanismen beim Kondensieren und Verdampfen, sodass die beiden Prozesse im Folgenden getrennt betrachtet werden.

Abbildung 18 zeigt auf der linken Seite den Scheibenbeschlag und auf der rechten Seite die Enttauung. Alle Oberflächen, mit Ausnahme von $R_z = 427 \text{ nm}$ weisen im Wesentlichen das gleiche Verhalten beim Beschlag und Enttauen auf. Die Abweichungen von $R_z = 427 \text{ nm}$ sind aller Wahrscheinlichkeit nach der Tatsache geschuldet, dass aufgrund der niedrigen Umgebungstemperaturen nicht nur an der Glasscheibe, sondern auch an den Seitenwänden Wasserdampf auskondensiert ist. Somit sind die Ergebnisse für diese Strömungsgeschwindigkeit leider nicht für einen direkten Vergleich mit den anderen Oberflächen geeignet.

Für den Fall des Scheibenbeschlages (Abb. 18, rechts) lässt sich ein Unterschied bei der Beeinflussung des Wärmeübergangskoeffizienten durch die Tröpfchenanlagerung beobachten. Wobei der Unterschied, mit Ausnahme der hydrophilen Oberfläche gering ist und der Unterschied, insbesondere für die geringen Massenströmen, im Rahmen der Messgenauigkeit liegt. Die hydrophobe Oberfläche jedoch unterscheidet sich von den anderen Oberflächen. Während bei den nicht hydrophoben Oberflächen eine Verbesserung des Wärmeübergangskoeffizienten bereits bei geringen Massenströmen zu beobachten ist, ist bei der hydrophoben Oberfläche ein deutlich abweichendes Verhalten zu erkennen. Hier hat man bei einer geringen Betauung und einem geringen Massentransfer durch Phasentransition eine Tropfenanlagerung an der Kühlplatte mit einem Kontaktwinkel $\varphi > 90^\circ$. Der Grund für die Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten an der Glasplatte ist, dass sich in den Zwischenräumen der Tropfen bei einem Kontaktwinkel $\varphi > 90^\circ$ ein größerer Luftanteil befindet, der dann als zusätzlicher Wärmewiderstand zwischen gekühlter Glasscheibe und überströmender Luft wirkt. Zusätzlich hat man bei einem Kontaktwinkel $\varphi > 90^\circ$ eine kleinere Kontaktfläche zwischen Tropfen und gekühlter Grenzfläche. Dies führt ebenfalls zu einem geringeren Wärmetransport zwischen Glasplatte und der überströmenden Luft. Bei den anderen Oberflächen mit einem Kontaktwinkel $\varphi < 90^\circ$ ist dieses Luftpolster nicht vorhanden. Zusätzlich ist dort die Kontaktfläche

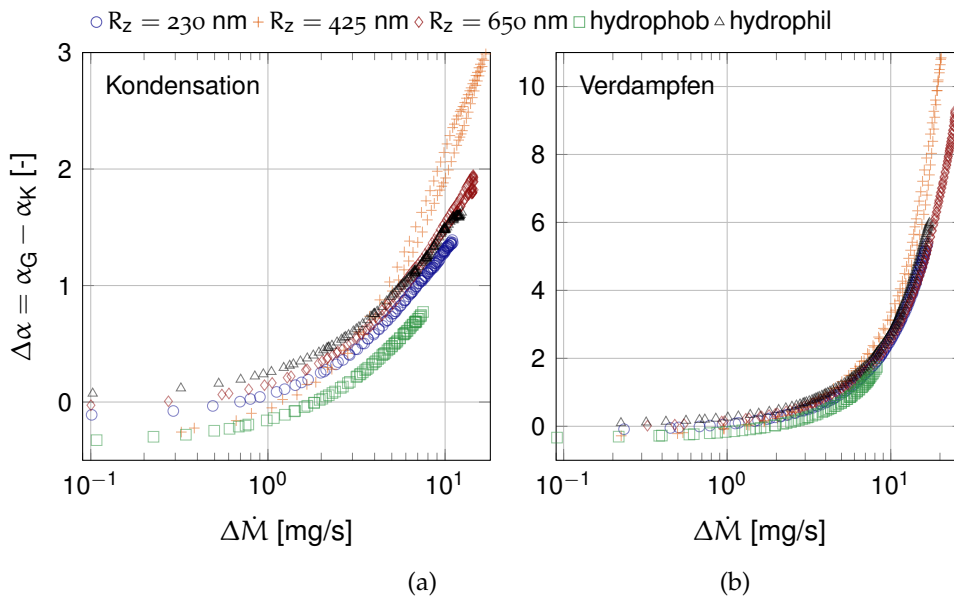


Abbildung 18: Wärmeübergangskoeffizienten $\Delta\alpha$ als Funktion des Massentransfers aufgrund von Phasentransition für die fünf verschiedenen Oberflächen bei $U = 1$ m/s und einer Reynoldszahl $Re \approx 2300$. Die x-Achse ist logarithmisch skaliert. Die linke Abbildung zeigt den Zusammenhang beim Beschlag während die rechte Abbildung den Zusammenhang beim Enttau illustriert.

zwischen Tropfen und gekühlter Glasplatte deutlich größer im Vergleich zur hydrophilen Oberfläche, sodass man hier auch bei geringen Massenströmen einen größeren Wärmeübergangskoeffizienten hat. Mit steigendem Massentransfer und einer größeren Wasserdampfdichte in der Grenzschicht an der Kühlplatte kommt es dann aber auch bei der hydrophoben Oberfläche zu einem deutlichen Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten $\Delta\alpha$. Jedoch ist der Wärmeübergangskoeffizient bei der hydrophilen Oberfläche für alle Massenströme immer geringer im Vergleich zu den anderen Oberflächen. Da ein niedrigerer Wärmeübergangskoeffizient einen geringeren Massenstrom durch Phasentransition bedeutet, hat die hydrophobe Oberfläche aufgrund des Kontaktwinkels $\varphi > 90^\circ$ hinsichtlich einer Beschlagvermeidung Vorteile im Vergleich zu den anderen Oberflächen. Der gleiche Effekt ist auch beim Verdampfen zu beobachten. Ferner ist zu erkennen, dass beim Enttau, der Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten stärker ausgeprägt ist, die Ursache hierfür wurde bereits im Kapitel zuvor ausführlich diskutiert.

Abbildung 19 zeigt die Sherwoodzahl als Funktion der Nusseltzahl für die verschiedenen Oberflächen für den Prozess des Kondensierens (links) und Verdampfen (rechts). Die Linien entsprechen den jeweiligen Regressionsgeraden. Die Nusseltzahl ist hier ein dimensionsloses Maß zur Charakterisierung

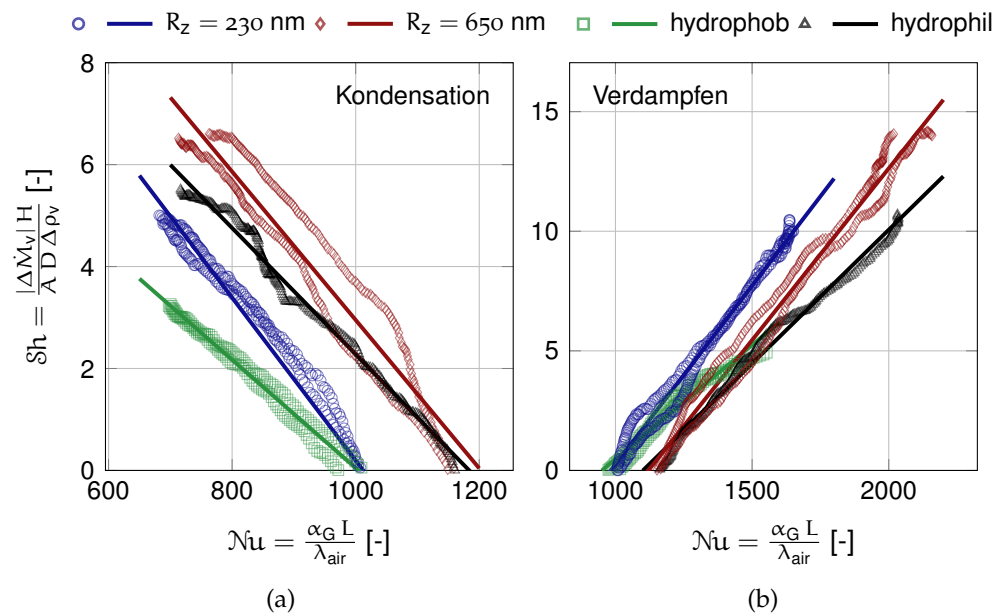


Abbildung 19: Sherwoodzahl in Abhängigkeit der Nusseltzahl für die verschiedenen Oberflächen bei $U = 1 \text{ m/s}$ und einer Reynoldszahl $Re \approx 2300$. Die linke Abbildung zeigt die Relation von Nusseltzahl und Sherwoodzahl beim Beschlag während die rechte Abbildung den Zusammenhang beim Enttauen illustriert.

des Wärmeüberganges zwischen Fluid und Glasplatte und die Sherwoodzahl beschreibt den Stofftransport des Wasserdampfes hin zur gekühlten Glasplatte. Wie erwartet zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem Wärmetransport und dem Stofftransport von Wasserdampf. Beim Kondensieren sind deutliche Unterschiede für die verschiedenen Oberflächen zu identifizieren, wobei beim Verdampfen die Relation bei allen Oberflächen nahezu gleich ist. Im Fall des Kondensierens lässt sich erkennen, dass die Sherwoodzahl für die hydrophobe Oberfläche in dem hier untersuchten Nusseltzahlbereich immer kleiner ist im Vergleich zu den anderen Oberflächen. Dies bedeutet erst einmal, dass bei gleicher Nusseltzahl das Verhältnis von Massentransfer durch Phasentransition und Diffusion von Wasserdampf in Richtung gekühlter Glasscheibe kleiner ist. Dies lässt sich so interpretieren, dass bei vergleichbarem Diffusionsstrom und Wärmetransport bei der hydrophoben Oberfläche weniger Wasser an der Glasscheibe auskondensiert. Was für Konsequenzen die jeweilige Abhängigkeit von Wärmestrom und Massentransfer letztendlich an einer realen Fahrzeugscheibe hat, wird detailliert im Abschnitt 6 diskutiert und analysiert.

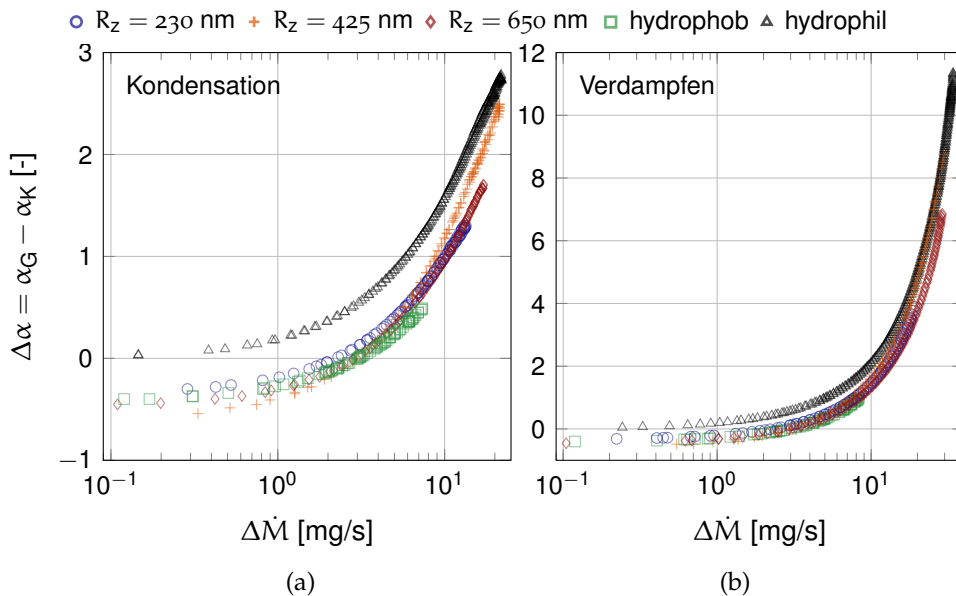


Abbildung 20: Wärmeübergangskoeffizienten $\Delta\alpha$ als Funktion des Massentransfers aufgrund von Phasentransition für die fünf verschiedenen Oberflächen bei $U = 2$ m/s und einer Reynoldszahl $Re \approx 4500$. Die x-Achse ist logarithmisch skaliert. Die linke Abbildung zeigt den Zusammenhang beim Beschlag während die rechte Abbildung den Zusammenhang beim Enttauen illustriert.

5.1.2 Geschwindigkeit $U = 2.0$ m/s

Abbildung 20 zeigt den Wärmeübergangskoeffizient $\Delta\alpha$ als Funktion des Massentransfers $\Delta\dot{M}$ für die Strömungsgeschwindigkeit $U = 2$ m/s und somit einer Reynoldszahl von $Re \approx 4500$. Im Vergleich zu $Re \approx 2300$ befinden wir uns hier in einem Transitionsregime, in dem die Kanalströmung teilweise noch laminar oder bereits turbulent zu sein scheint. Da der Prozess des Kondensierens und Verdampfens im Wesentlichen in der thermischen Grenzschicht an der Glasplatte stattfindet und diese im turbulenten Fall deutlich kleiner ist als im Vergleich zur laminaren Strömung, wirkt sich dies natürlich auf den Wärmeübergang aus.

Bei $Re \approx 2300$ hat man nur für die hydrophile Oberfläche eine deutliche Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten bei geringer Betauung beobachten können. Bei $Re \approx 4500$ ist ebenfalls eine Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten bei einem mittleren Kontaktwinkel von $64^\circ < \varphi < 72^\circ$ bei geringer Betauung zu beobachten. Im Gegensatz hierzu ist bei der hydrophilen Oberfläche mit einem kleinen Kontaktwinkel und somit sehr flachen Tröpfchen auch weiterhin bei geringer Betauung schon ein verbesserter Wärmeübergang aufgrund der Phasentransition zu beobachten. Dieser Effekt

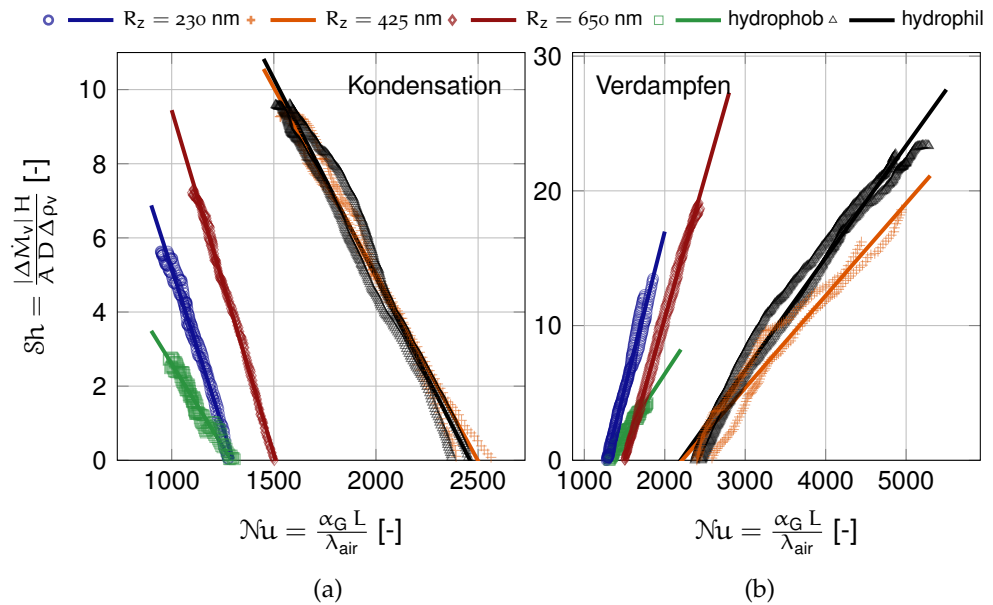


Abbildung 21: Sherwoodzahl in Abhängigkeit der Nusseltzahl für die verschiedenen Oberflächen bei $U = 2$ m/s und einer Reynoldszahl $Re \approx 4500$. Die linke Abbildung zeigt die Relation von Nusseltzahl und Sherwoodzahl beim Beschlag während die rechte Abbildung den Zusammenhang beim Enttauen illustriert.

ist sowohl bei der Kondensation als auch beim Verdampfen zu beobachten. Die Ursache hierfür ist aufgrund der Komplexität schwerlich zu benennen. Hierzu wären detaillierte Untersuchungen der Grenzschicht notwendig. Jedoch scheint das Phänomen kausal mit dem Kontaktwinkel in Verbindung zu stehen.

In Abbildung 21 ist die Sherwoodzahl in Abhängigkeit der Nusseltzahl bei einer Strömungsgeschwindigkeit $U = 2$ m/s für die verschiedenen Oberflächen dargestellt. Links für die Betauung und rechts für die Enttauerung. Die Linien entsprechen den Regressionsgeraden. Man erkennt auch hier wieder deutlich den direkten Zusammenhang zwischen Stofftransport und Wärmetransport. Dabei fällt auf, dass für $R_z = 427$ nm und für die hydrophile Oberfläche, trotz vergleichbarer Randbedingungen, die Nusseltzahl teilweise doppelt so groß ist. Dies lässt sich plausibel nur damit erklären, dass im Falle $R_z = 427$ nm und bei der hydrophilen Oberfläche die Strömung bereits turbulent ist und somit der Wärmeübergangskoeffizient α aufgrund des größeren konvektiven Anteils deutlich größer ist als im Vergleich zu den anderen drei Oberflächen, bei denen die Strömung laminar oder zu mindestens teilweise laminar ist. Ein sinnvoller direkter Vergleich der einzelnen Oberflächen ist daher kaum möglich. Vergleicht man jedoch nur die beiden

Oberflächen, bei denen die Strömung schon turbulent zu sein scheint, ist kein großer Unterschied in der Nusselt-Sherwoodzahl-Relation zu erkennen. Dass bei steigender Geschwindigkeit und somit zunehmender Turbulenz der Unterschied beim Beschlag und beim Enttauen zwischen den verschiedenen Oberflächen mit einem Kontaktwinkel $\varphi < 90^\circ$ immer kleiner wird, sieht man auch an den Ergebnissen für die Strömungsgeschwindigkeit $U = 2.9$ m/s im folgenden Abschnitt.

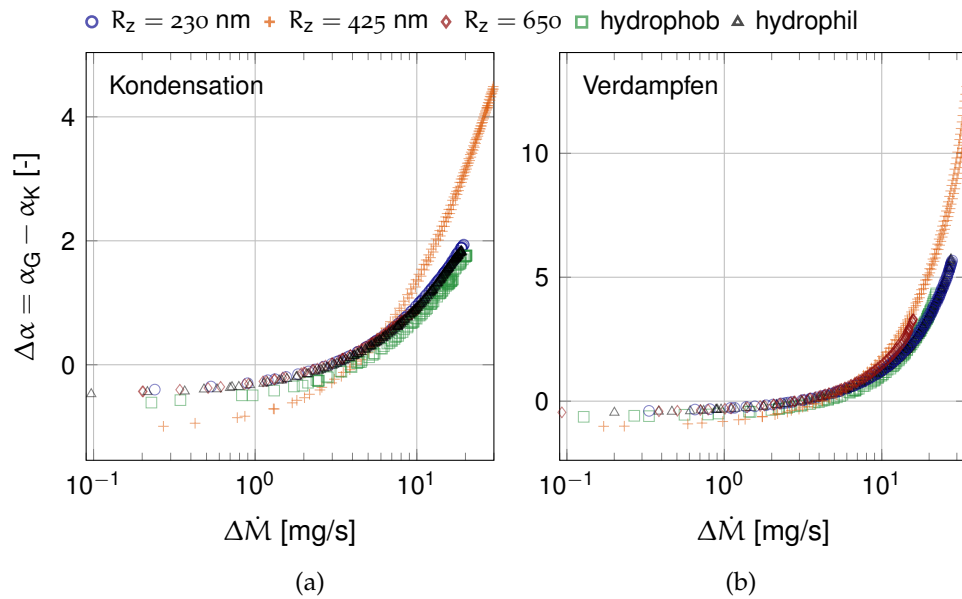


Abbildung 22: Wärmeübergangskoeffizienten $\Delta\alpha$ als Funktion des Massentransfers aufgrund von Phasentransition für die fünf verschiedenen Oberflächen bei $U = 2.9$ m/s und einer Reynoldszahl $Re \approx 6600$. Die x-Achse ist logarithmisch skaliert. Die linke Abbildung zeigt den Zusammenhang beim Beschlag während die rechte Abbildung den Zusammenhang beim Enttauen illustriert.

5.1.3 Geschwindigkeit $U = 2.9$ m/s

Bei der Strömungsgeschwindigkeit von $U \approx 2.9$ m/s und somit $Re \approx 6600$ ist die Strömung aller Wahrscheinlichkeit in dieser Geometrie vollständig turbulent. Abbildung 22 zeigt den Wärmeübergangskoeffizienten $\Delta\alpha$ als Funktion des Massentransfers aufgrund von Phasentransition $\Delta\dot{M}$ für die verschiedenen Oberflächen bei einer Strömungsgeschwindigkeit von $U \approx 2.9$ m/s. Bei dieser Geschwindigkeit ist der Wärmetransport zwischen Fluid und Glasplatte bereits stark durch die konvektive Strömung dominiert. Unter der Annahme, dass die Strömung hier schon voll turbulent ist, kann man davon ausgehen, dass die thermische Grenzschicht und somit der Bereich, in dem die Phasentransition stattfindet, kleiner ist, als für Strömungen bei den niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten. Dies führt dazu, dass die Unterschiede in der Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten hier beim Beschlag und bei der Enttauung zwischen den einzelnen Oberflächen kaum noch vorhanden ist. Eine Ausnahme bildet, wie bei der Strömungsgeschwindigkeit $U = 1$ m/s, die Oberfläche mit der Rauigkeit $R_z = 427$ nm. Auch hier im Fall von $U = 2.9$ m/s scheint aufgrund der Randbedingungen nicht nur an der Glasplatte Wasser auskondensiert zu sein, sondern auch an den

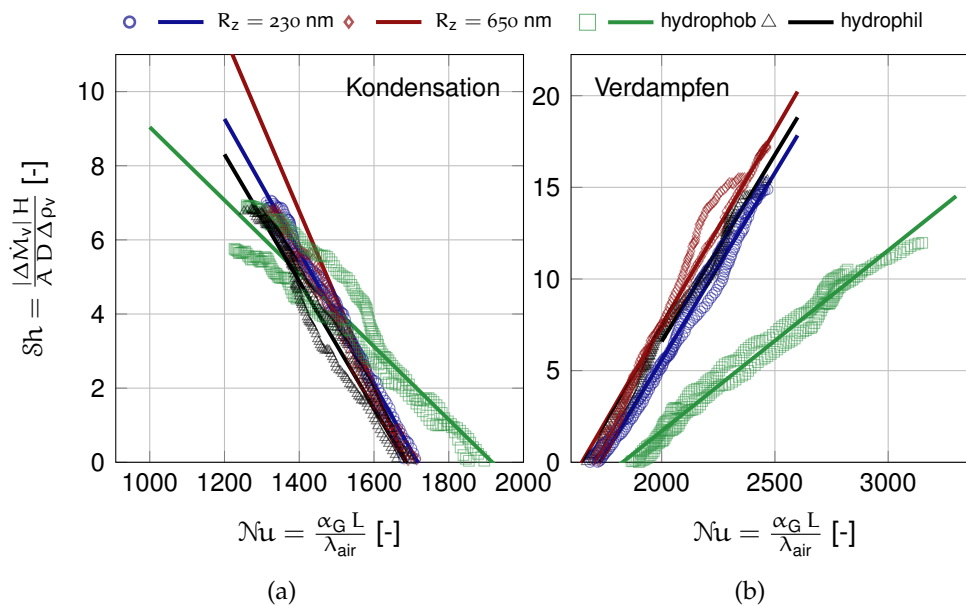


Abbildung 23: Sherwoodzahl in Abhängigkeit der Nusseltzahl für die verschiedenen Oberflächen bei $U = 2.9$ m/s und einer Reynoldszahl $Re \approx 6600$. Die linke Abbildung zeigt die Relation von Nusseltzahl und Sherwoodzahl beim Beschlag während die rechte Abbildung den Zusammenhang beim Enttauen illustriert.

Seitenwänden. Dies führt zu den Abweichungen im Vergleich mit den anderen Oberflächen und ist kein Effekt, der auf die Oberflächeneigenschaften zurückzuführen ist.

Abbildung 23 zeigt den Nusselt-Sherwoodzahl-Zusammenhang für die Strömungsgeschwindigkeit von $U = 2.9$ m/s. Auch hier besteht, wie zuvor bei den niedrigeren Geschwindigkeiten, ein linearen Zusammenhang zwischen dem Stofftransport und dem Wärmetransport. Während man jedoch hinsichtlich der Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten (Abbildung 22) keinen deutlichen Unterschied zwischen den einzelnen Oberflächen erkennen kann, lässt sich beim Nusselt-Sherwood-Zusammenhang ein Unterschied feststellen. Wie in Abbildung 23 zu erkennen, zeigen die hydrophile Oberfläche und die Glasplatten mit Rauigkeit ein nahezu identisches Verhalten hinsichtlich des Zusammenhangs zwischen Stofftransport und Wärmetransport, während die hydrophobe Oberfläche deutlich abweicht. Inwieweit dieses unterschiedliche Verhalten bei $Re \approx 6600$ sich dann auf den Beschlag und die Enttauen auswirkt, wird im Kapitel 6 dargestellt und diskutiert.

5.2 REALE FAHRZEUGSCHEIBE

Neben den generischen Scheibenkonfigurationen wurde auch eine Fahrzeugscheibe mit realer Verschmutzung untersucht. Um den Einfluss der Verschmutzung auf den Scheibenbeschlag und die Enttauung zu verifizieren, wurde die Scheibe zusätzlich gereinigt und bei jeweils gleichen Randbedingungen vermessen. Die Daten wurden mit demselben Algorithmus ausgewertet wie zuvor die generischen Scheibenkonfigurationen. Aufgrund des leicht unterschiedlichen Aspektverhältnisses von Länge, Breite und Höhe, hat man hierbei leicht unterschiedliche charakteristische Längen. Dies führt dann auch zu leicht unterschiedlichen Reynoldszahlen bei gleicher Geschwindigkeit, da letztere konstant gehalten wurde und nicht die Reynoldszahl. Ein direkter Vergleich der Sherwood-Nusseltzahl-Relation ist daher an dieser Stelle nicht sinnvoll. Ein detaillierter Vergleich der Ergebnisse der realen Fahrzeugscheibe mit den generischen Glasscheiben befindet sich im Kapitel „Adaption auf eine Fahrzeugscheibe“ (Kapitel 6).

Im folgenden Abschnitt werden, wie zuvor bei den generischen Scheibenkonfigurationen, die Ergebnisse hinsichtlich der Änderung der Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund der Phasentransition als Funktion des Massentransfers diskutiert und die Sherwood-Nusseltzahl-Relation für die Fahrzeugscheibe dargestellt. Im Bezug auf die Fahrzeugscheibe möchte ich an dieser Stelle noch zwei Dinge anmerken: Dadurch, dass die reale Fahrzeugscheibe nur einen Teil der Kühlplatte bedeckt, wurde am Ende der Kühlplatte eine Isolierplatte aufgebracht, um die Strömung von der Kühlplatte zu isolieren. Die Isolierplatte kühlt sich jedoch ab. Man kann also nicht mit absoluter Sicherheit ausschließen, dass dort zusätzlich Kondensation stattgefunden hat. Ferner muss, für die Bestimmung der globalen Wärmebilanz, der Wärmestrom durch die Isolierplatte in diesem Bereich berechnet werden. Die Berechnungen beinhalten einige Näherungen und Annahmen, die natürlich auch zu Fehlern in der Wärmebilanz führen können. Der im nächsten Kapitel dargestellte Vergleich mit den generischen Konfigurationen legt jedoch den Schluss nahe, dass diese Näherungen im Rahmen der hier möglichen Genauigkeit valide Ergebnisse liefern, um den Scheibenbeschlag und die Enttauung bewerten zu können.

5.2.1 *Geschwindigkeit* $U = 1.0 \text{ m/s}$

Für die Strömung mit einer Geschwindigkeit von $U = 1.0 \text{ m/s}$ hat man im Fall der realen Fahrzeugscheibe eine mittlere Reynoldszahl von $Re \approx 2600$, im Vergleich zu $Re \approx 2300$ bei den generischen Scheibenkonfigurationen. Trotz der leicht höheren Reynoldszahl befindet sich die Strömung auch bei der Konfiguration mit der realen Fahrzeugscheibe im Bereich der laminaren

Strömung. In Abbildung 24 ist die Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund von Phasentransition in Prozent als Funktion des Massentransfers durch Phasentransition $\Delta\dot{M}$ für den Fall des Scheibenbeschlags (a) und der Enttauung (b) sowie die Nusselt-Sherwoodzahl-Relation für den Beschlag (c) und die Enttauung (d) dargestellt. Um die Ergebnisse besser einordnen zu können, sind hier zusätzlich die Ergebnisse für die Oberflächen $R_z = 650 \text{ nm}$, hydrophob und hydrophil eingezeichnet, obwohl diese schon zuvor diskutiert wurden.

Bezüglich eines Vergleiches im Fall des Scheibenbeschlags zwischen der verschmutzten und sauberen Fahrzeugscheibe, lässt sich feststellen, dass bei geringeren Massenströmen der Wärmeübergangskoeffizient für die saubere Scheibe an der Glasplatte kleiner wird. Das Verhalten lässt sich mit dem der hydrophoben Oberfläche vergleichen. Die verschmutzte Scheibe hingegen weist auch bei geringen Massenströmen eine Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten auf. Diese liegt auch noch leicht über den Ergebnissen der rauhen Oberfläche und der hydrophilen Scheibe. Da der Massenstrom proportional zum Wärmeübergangskoeffizienten ist, lässt sich festhalten, dass bei der verschmutzten Scheibe bei vergleichbaren Bedingungen ein größerer Massentransfer durch Phasentransition zu erwarten ist. Dass an einer verschmutzten Fahrzeugscheibe ein stärkerer Beschlag zu beobachten ist, ist ein Ergebnis, das auch zu erwarten war und sich mit den Erfahrungen aus dem Alltag deckt. An dieser Stelle möchte ich nochmals darauf hinweisen, dass der direkte Vergleich der Fahrzeugscheibe mit den generischen Konfigurationen mit Vorsicht zu betrachten ist. Insbesondere aufgrund der unterschiedlichen charakteristischen Längen mussten einige Korrekturen hinsichtlich des Wärmestroms berechnet werden. Ein direkter Vergleich kann daher größere Unsicherheiten beinhalten.

Die Abbildungen 24 (c) und (d) zeigen die Sherwood-Nusseltzahl-Relation im Fall des Scheibenbeschlags und bei der Enttauung. Die Relation offenbart, wie auch schon bei den generischen Konfigurationen, einen linearen Zusammenhang für den hier untersuchten Parameterbereich. Dies zeigt, dass auch hier die Phasentransition direkt proportional mit dem Wärmetransport zusammenhängt. Bezüglich des Vergleichs der sauberen und verschmutzten Scheibe erkennt man deutlich, dass bei der sauberen Scheibe bei gleicher Nusseltzahl die Sherwoodzahl deutlich kleiner ist. Geht man nun auch hier davon aus, dass man bei der verschmutzten und sauberen Scheibe ein vergleichbarer Dampfdichtegradienten ρ_v vorliegt, so lässt sich auf Basis der Sherwood-Nusseltzahl-Relation schlussfolgern, dass im Fall des Scheibenbeschlags an der verschmutzten Scheibe, in dem hier untersuchten Parameterbereich, ein deutlich stärkerer Beschlag an der Fahrzeugscheibe zu erwarten ist.

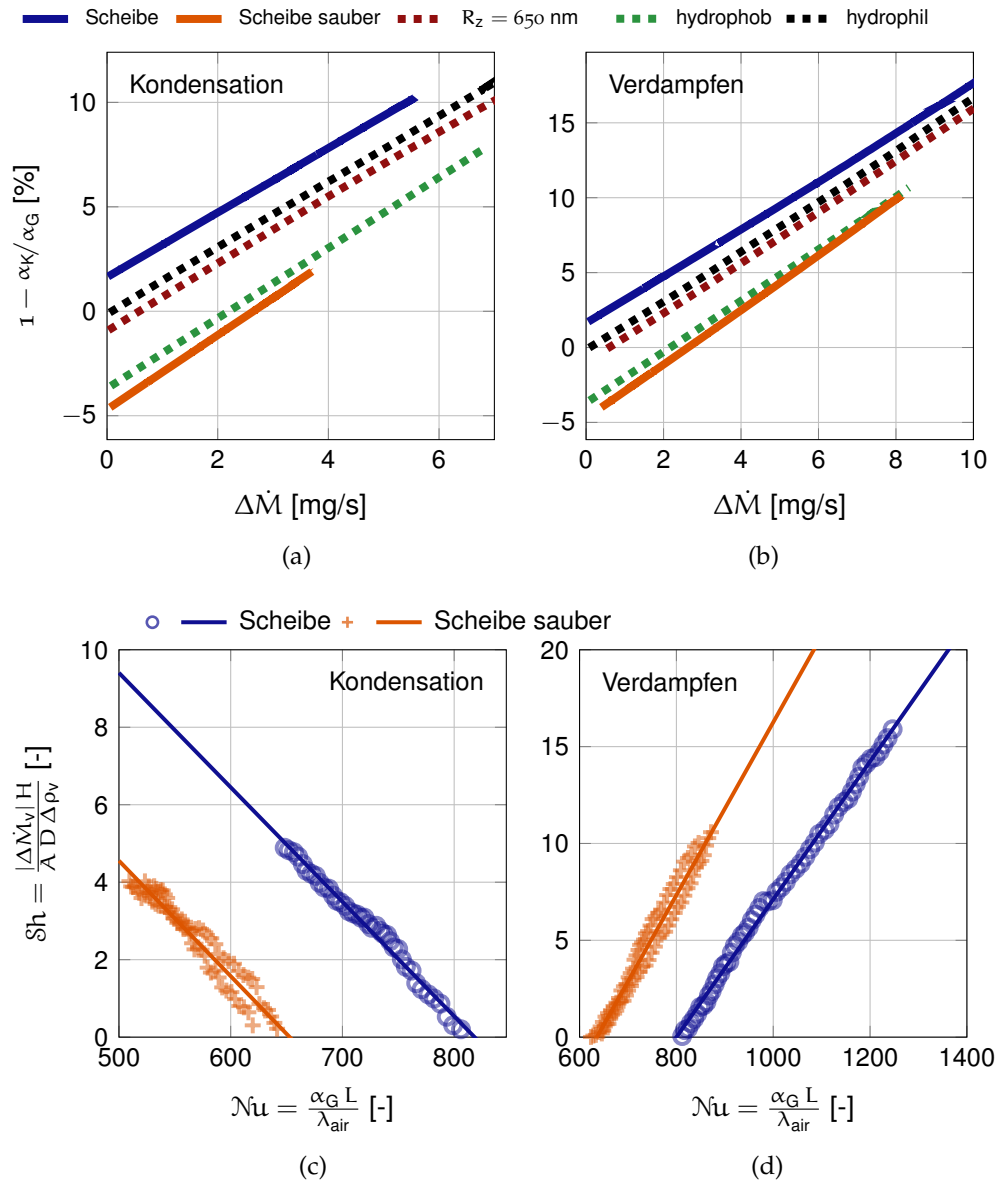


Abbildung 24: (a) und (b): Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten in Prozent als Funktion des Massentransfers aufgrund von Phasentransition $\Delta \dot{M}$ für die reale Fahrzeugscheibe - verschmutzt und sauber - sowie für die Oberflächen $R_z = 650 \text{ nm}$ - hydrophob und hydrophil - bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $U = 1.0 \text{ m/s}$. (a) Beschlag und (b) Enttauen. (c) und (d): Sherwoodzahl in Abhängigkeit der Nusseltzahl für $U = 1.0 \text{ m/s}$. (c) Beschlag und (d) Enttauen.

Im Fall der Scheibenenttauung verhält sich die Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten ähnlich im Vergleich zur Betauung. Auch hier ist die Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten bei der verschmutzten Scheibe deutlich größer als bei der sauberen Scheibe. Nimmt man die vorherigen Ergebnisse als Vergleichsmaßstab, dass an rauen Oberflächen das Wasser schneller verdampft, so könnte man schlussfolgern, dass dann auch der Massentransfer durch Phasentransition bei der verschmutzten Scheibe größer sein müsste. Dass dies jedoch nicht unbedingt der Fall sein muss, lässt sich hier anhand der Sherwood-Nusseltzahl Relation (Abb. 24d) vermuten. Hier ergibt sich beim Verdampfen bei gleicher Nusseltzahl eine größere Sherwoodzahl bei der sauberen Scheibe. Ob die größere Sherwoodzahl das Resultat eines größeren Massentransfers durch Phasentransition ist oder durch eine kleinere Dampfdruckdifferenz induziert wird, lässt sich hier nicht feststellen. Jedoch scheint mir eine andere Erklärung stichhaltig, die im folgenden Abschnitt untermauert wird. An einer real verschmutzten Scheibe bilden sich Staub und Drecksanlagerungen. Diese absorbieren das Wasser und bindet es. Um nun das Wasser wieder zu verdampfen, ist somit ein größerer Energieeintrag notwendig. Es muss zusätzlich Energie aufgewendet werden, um die weiteren Bindungskräfte zwischen dem im Schutz gebundenen Wasser aufzubrechen. Somit muss man bei der Charakterisierung der Oberflächeneigenschaften nicht nur den Kontaktwinkel und die Rauigkeit beachten. Hinzu kommt an einer real verschmutzten Scheibe noch der Parameter Absorptionsfähigkeit der Schutzpartikel an der Oberfläche. Es ist ein Effekt, der massiv vom Verschmutzungsmaterial und Verschmutzungsgrad abhängt, sodass eine systematische Beschreibung und Bewertung dieses Effektes wenig sinnvoll ist. Jedoch kann man festhalten, dass an einer schmutzabweisenden Scheibe potentiell Energie bei der Enttauung eingespart werden kann.

5.2.2 *Geschwindigkeit* $U = 2.0 \text{ m/s}$

Bei der Geschwindigkeit $U = 2.0 \text{ m/s}$ befinden wir uns für die hier vorliegende Kanalströmung im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung. Bezüglich der realen Fahrzeugscheibe kann man jedoch davon ausgehen, dass die Strömung aufgrund der bereits etwas höheren Reynoldszahlen zumindest teilweise turbulent ist. Wie schon im Abschnitt zuvor dargelegt, scheint die Strömung bei der hydrophilen Oberfläche sich auch schon im turbulenten Strömungsregime zu befinden. In Abbildung 25 (a) und (b) ist daher die generische Konfiguration mit der hydrophilen Oberfläche als Vergleich mit der realen Fahrzeugscheibe abgebildet. Abbildung 25 zeigt die Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten durch Phasentransition in Prozent als Funktion des Massenstroms beim Scheibenbeschlag und

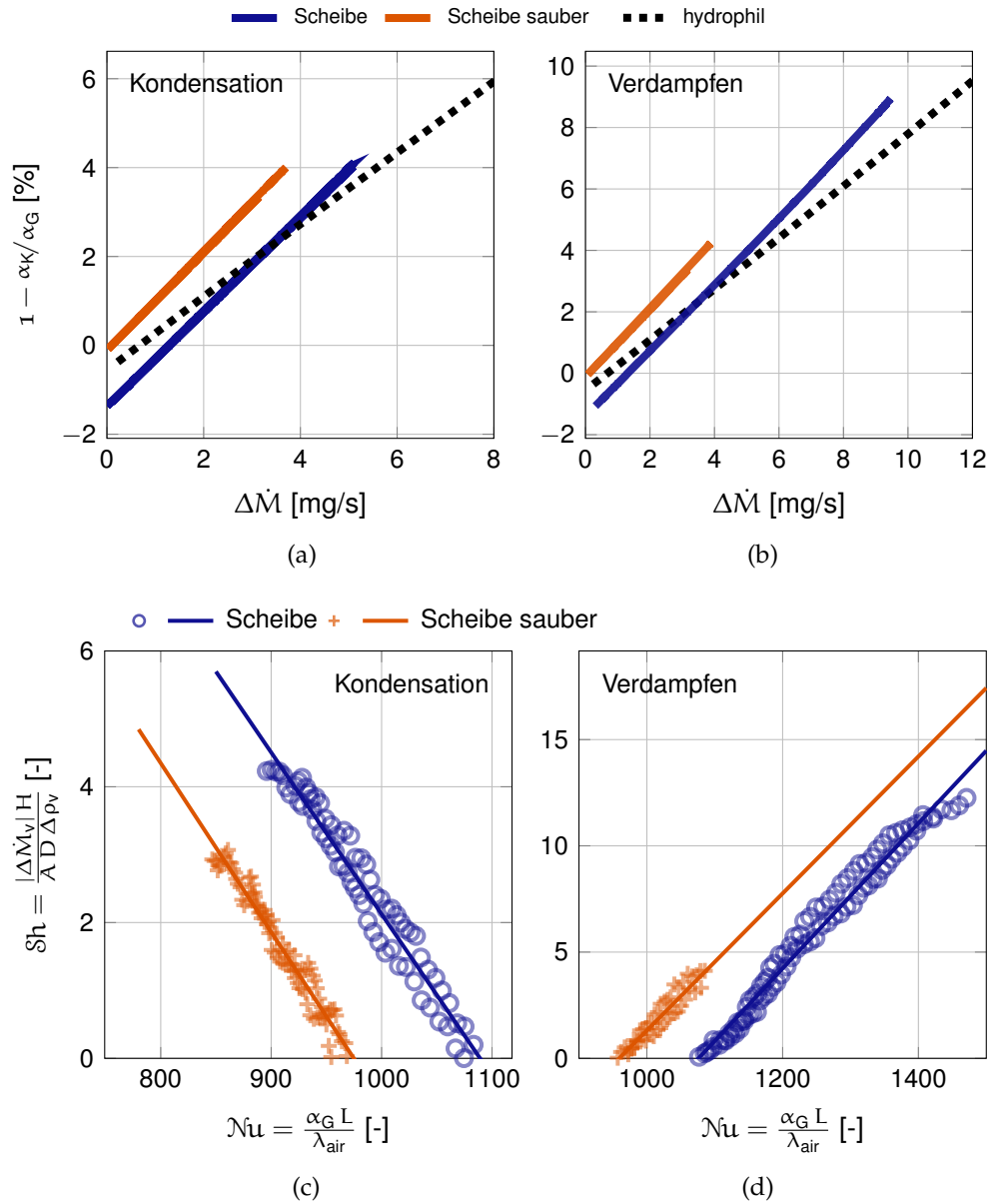


Abbildung 25: (a) und (b): Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten in Prozent als Funktion des Massentransfers aufgrund von Phasentransition $\Delta \dot{M}$ für die reale Fahrzeugscheibe - verschmutzt und sauber - sowie für die hydrophile Oberfläche bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $U = 2.0$ m/s. (a) Beschlag und (b) Enttauen. (c) und (d): Sherwoodzahl in Abhängigkeit der Nusseltzahl für $U = 2.0$ m/s. (c) Beschlag und (d) Enttauen.

bei der Enttauung für eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit $U = 2.0 \text{ m/s}$. Die Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten durch Phasentransition ist für die Scheibe, sauber und verschmutzt, vergleichbar. Der Unterschied ist ca. 1 % bezogen auf den gesamten Wärmeübergangskoeffizienten an der Glasscheibe und somit im Bereich der Messgenauigkeit. Auch der Unterschied zur hydrophilen Oberfläche ist zu gering, um daraus Effekte ableiten zu können. Jedoch ist überraschenderweise die Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten an der sauberen Scheibe positiv, im Gegensatz zum Fall von $U = 1.0 \text{ m/s}$. Ob dies strömungsbedingt ist oder vielleicht durch staubige Luft während der Messung verursacht wurde, ist unklar. Der Grund für die geringeren Unterschiede zwischen den Oberflächen im Vergleich zum Fall $U = 1.0 \text{ m/s}$ jedoch ist wahrscheinlich auf die bessere Durchmischung zwischen Hauptströmung und Grenzschicht bei einer turbulenten Strömung zurückzuführen. Unterschiede in der Oberflächentopologie sich anlagernder Tropfen wirken sich daher nicht mehr so signifikant aus, wie im Vergleich zum Fall einer laminaren Strömung.

Die Darstellung des Zusammenhangs zwischen Wärmetransport und Massentransfer durch Phasentransition mithilfe der Sherwood-Nusseltzahl-Relation zeigt auch hier einen linearen Zusammenhang. Unterschiede zwischen der sauberen und verschmutzten Scheibe, auch wenn diese nicht so ausgeprägt sind wie im Fall der Strömungsgeschwindigkeit $U = 1.0 \text{ m/s}$, sind erkennbar. Die Sherwood-Nusseltzahl-Relationen für die saubere und verschmutzte Scheibe im Fall des Scheibenbeschlags und der Scheibenenttauung sind jeweils in Abbildung 25 (c) und (d) dargestellt. Ein Vergleich zwischen der sauberen und verschmutzten Scheibe legt auch hier denn Schluss nahe, dass im Falle der verschmutzten Scheibe eine stärkere Tendenz zum Scheibenbeslag zu beobachten ist im Vergleich zur sauberen Scheibe. Ebenso hat man auch bei der Strömungsgeschwindigkeit $U = 2.0 \text{ m/s}$, wie schon zuvor bei $U = 1.0 \text{ m/s}$, ein effektiveres Enttauen bei der sauberen Scheibe. Dies deckt sich mit den Ergebnissen bei $U = 1.0 \text{ m/s}$ und unterstützt die zuvor formulierte These, dass aufgrund der Bindung von Wasser im Schmutz auf der Scheibe ein höherer Energieeintrag zum Verdampfen notwendig ist.

Ferner zeigen die Ergebnisse an der realen Fahrzeugscheibe hier deutlich, dass allein der Wärmeübergangskoeffizient allein zur Bewertung und Identifizierung des Einflusses von Oberflächenbeschaffenheit auf das Kondensieren und das Verdampfen bei einer realen Fahrzeugscheibe nicht ausreichend zu sein scheint. Legt die Betrachtung des Wärmeübergangskoeffizienten bei der Geschwindigkeit $U = 2.0 \text{ m/s}$ den Schluss nahe, dass aufgrund des größeren Wärmeübergangskoeffizienten an der sauberen Scheibe mehr Wasser auskondensieren müsste, so zeigt die Sherwood-Nusseltzahl Relation genau das Gegenteil. Dass dieser Widerspruch seine Ursache im Staub

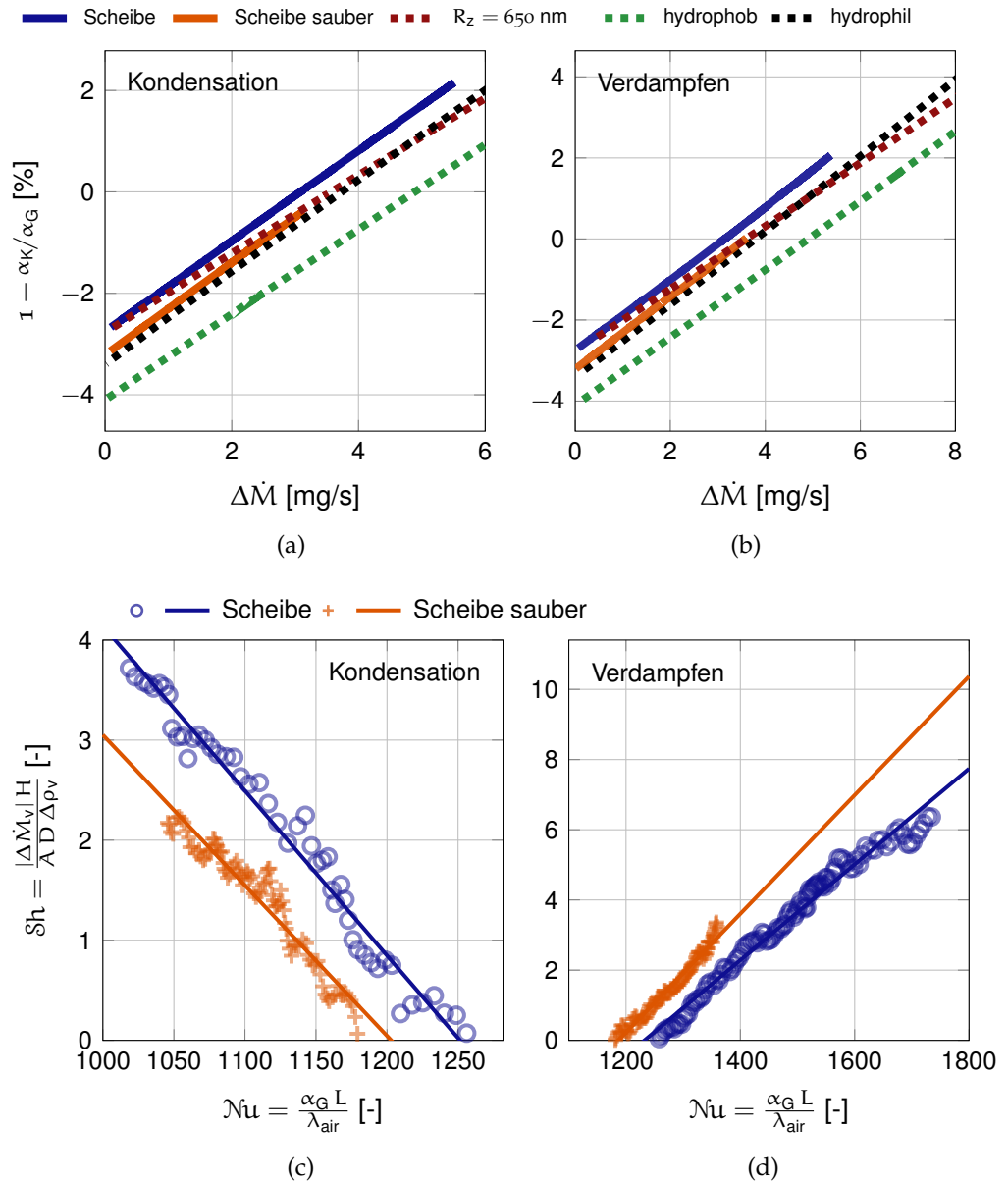


Abbildung 26: (a) und (b): Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten in Prozent als Funktion des Massentransfers aufgrund von Phasentransition $\Delta \dot{M}$ für die reale Fahrzeugscheibe - verschmutzt und sauber - sowie für die Oberflächen $R_z = 650 \text{ nm}$ - hydrophob und hydrophil - bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $U = 2.9 \text{ m/s}$. (a) Beschlag und (b) Enttauen.
 (c) und (d): Sherwoodzahl in Abhängigkeit der Nusseltzahl für $U = 2.9 \text{ m/s}$. (c) Beschlag und (d) Enttauen.

und Schmutz an der Oberfläche hat, die die chemische Randbedingung an der Scheibe ändert, erscheint naheliegend, kann aber auf Basis der hier durchgeführten Untersuchung nicht mit Gewissheit belegt werden.

5.2.3 *Geschwindigkeit* $U = 2.9 \text{ m/s}$

Im Fall der Strömungsgeschwindigkeit $U = 2.9 \text{ m/s}$ befinden wir uns in einem Bereich, in der für alle Oberflächen die Kanalströmung schon voll turbulent ist. Die Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion der Massentransfers aufgrund von Phasentransition für die Fahrzeugscheibe verschmutzt und sauber, sowie für die Oberflächen $R_z = 650 \text{ nm}$, hydrophob und hydrophil, ist in Abbildung 26 (a) und (b) für den Fall des Scheibenbeschlags und der Scheibenenttauung dargestellt. Der Unterschied in der Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen den jeweiligen Oberflächen ist hier sehr gering und liegt im Bereich der Messgenauigkeit. Wie schon im Kapitel zuvor, bei der Analyse der generischen Scheibenkonfigurationen festgestellt, ist bei dieser Geschwindigkeit der Einfluss der Oberflächeneigenschaften auf den Massenstrom durch Phasentransition weniger stark ausgeprägt im Vergleich zu den kleineren Geschwindigkeiten. Hier dominiert der Wärmetransport durch erzwungene Konvektion, der primär von der Strömungsgeschwindigkeit abhängt und die Oberflächeneigenschaften haben keinen so großen Einfluss mehr.

Bezüglich der Sherwoodzahl und Nusseltzahl besteht auch hier wieder ein linearer Zusammenhang (Abb. 26 (c) und (d)) zwischen den beiden Kennzahlen. Unterschiede zwischen der sauberen und der verschmutzten Scheibe sind hier zwar identifizierbar aber im Vergleich zu den niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten deutlich kleiner. Aber auch hier lässt sich ein schnelleres Betauen und ebenso ein langsames Verdampfen an der schmutzigen Fahrzeugscheibe, im Vergleich zur sauberen Scheibe, beobachten. Dieser Effekt ist somit bei allen drei Geschwindigkeiten zu erkennen, auch wenn er mit zunehmender Geschwindigkeit weniger ausgeprägt zu sein scheint. Man kann somit festhalten, dass eine saubere Scheibe hinsichtlich einer Beschlagvermeidung und einem schnelleren Enttauen Vorteile hat.

ADAPTION AUF EINE FAHRZEUGSCHEIBE

Im vorangegangenen Kapitel 5 wurden die Ergebnisse bezüglich des Zusammenhangs von Massentransfer durch Phasentransition und Wärmetransport in Abhängigkeit der Oberflächenbeschaffenheit für drei verschiedene Geschwindigkeiten zur Bewertung der Prozesse Scheibenbeschlag und Scheibenenttauung dargestellt und analysiert. Auf Basis der Kennzahlenrelation zwischen Sherwoodzahl und Nusseltzahl werden nun in diesem Kapitel die Ergebnisse auf eine imaginäre Fahrzeugscheibenkonfiguration angewandt. Hierzu werden im Folgenden, mithilfe von Beispielkonfigurationen, die Themen passive Beschlagvermeidung und effektive Enttauung von Fahrzeugscheiben für die Oberflächen diskutiert. Aufgrund der Komplexität der räumlichen Verteilung von Temperatur und Feuchte sowie der Scheibengeometrie in einem realen Fahrzeug, sind die für die Beispiele berechneten physikalischen Größen nicht universell und nur grobe Abschätzungen. Die Absolutwerte der berechneten Größen geben die Größenordnung an. Insbesondere die Abschätzung der Wasserdampfdichtedifferenzen zwischen Fahrzeuginnenraum und Scheibenoberfläche sowie dem hieraus resultierenden Diffusionsstrom an Wasserdampf beruhen auf Annahmen, die die Fahrzeuginnenraumgeometrie oder zusätzliche konvektive Strömungen im Fahrzeug nicht berücksichtigen. Da jedoch für alle Oberflächen die gleichen Annahmen getroffen wurden, lassen sich die Ergebnisse untereinander vergleichen und klare Tendenzen hinsichtlich der hier diskutierten Fragestellung nach dem Einfluss der Oberflächeneigenschaften ableiten. Auf Basis dieser Vergleiche ist es möglich Aussagen, zu treffen ob und wie die Oberflächenbeschaffenheit der Fahrzeugscheibe den Scheibenbeschlag und die Enttauung beeinflusst.

Der Massenstrom aufgrund von Phasentransition und Diffusion ergibt sich in den folgenden Abschnitten aus der Sherwood-Nusseltzahl-Relation wie folgt:

$$\dot{m} = \frac{B L D \Delta \rho_D}{W_D \Delta M_D} (C_1 \text{Nu} + C_2), \quad (6.1)$$

wobei $\Delta \rho_D$ der Wasserdampfdichtedifferenz des Wasserdampfes an der Glasscheibe und im Fahrzeuginnenraum entspricht und die Konstanten C_1 und C_2 sich aus der Sherwood-Nusseltzahl-Relation ergeben. Die Nusseltzahl wird hier mit

$$\text{Nu} = \frac{\dot{Q}}{B \lambda (T_M - T_A)} \quad (6.2)$$

bestimmt. Für die Berechnung von $\Delta\rho_D$ wurde angenommen, dass die relative Feuchte an der Glasscheibe $rf = 100\%$ beträgt und in einem Abstand, der größer als die durchschnittlichen Dicke des Wandstrahl ist, ist die Luftfeuchte und die Temperatur konstant. Da die generischen Glasscheiben etwas dicker waren als die reale Fahrzeugscheibe und die Fahrzeugscheibe auch kürzer, ergaben sich für beide Konfigurationen unterschiedliche charakteristische Längen und somit auch leicht abweichende Reynoldszahlen. Da hier explizit keine Re -Abhängigkeiten untersucht wurden, habe ich, um die Ergebnisse vergleichbar zu machen, den hieraus resultierenden Unterschied im konvektiven Wärmestrom auf Basis von Nusselt-Reynoldszahl-Abhängigkeiten korrigiert. Der hier verwendete Nusselt-Reynoldszahl Zusammenhang für erzwungene Konvektion

$$Nu = 0.664 Re^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}} \quad (6.3)$$

wurde aus Fundamentals of heat and mass transfer [4] entnommen.

6.1 SCHEIBENBESCHLAG

Abbildung 27 zeigt den Massentransfer aufgrund von Phasentransition $\Delta\dot{M}_D$ als Funktion der mittleren Fahrzeuginnentemperatur T_M für die vier Oberflächen hydrophob, hydrophil, geringe und stärkere Rauigkeit sowie für die reale Fahrzeugscheibe, sauber und verschmutzt, bei Strömungsgeschwindigkeiten des Wandstrahls $U = 1\text{ m/s}$ und $U = 2.9\text{ m/s}$. Die Dicke des Wandstrahl beträgt $W_D = 0.1\text{ m}$ und die Fahrzeugscheibe hat die Abmessungen Breite $B = 1.5\text{ m}$ und Höhe $H = 0.5\text{ m}$. Die mittlere Taupunkttemperatur im Fahrzeug beträgt $\Theta = 8\text{ }^\circ\text{C}$ und die Außentemperatur beträgt $T_M = 2\text{ }^\circ\text{C}$. Der Wärmestrom an der Glasscheibe ergibt sich im Fall des Scheibenbeschlags aus $\dot{Q}_G = \alpha(Re, Pr) A_S (T_M - T_M)$, wobei $\alpha(Re, Pr)$ dem auf Basis von Gleichung 6.3 abgeschätzten Wärmeübergangskoeffizient und A_S der Fläche der Fahrzeugscheibe entspricht.

Im Fall des Scheibenbeschlags erkennt man in Abbildung 27, dass man mit sinkender Fahrzeuginnentemperatur einen fast linearen Anstieg des Massentransfers an Wasserdampf hat, der an der Fahrzeugscheibe auskondensiert. Bei einer Fahrzeuginnentemperatur von $T_M = 8\text{ }^\circ\text{C}$ entspricht die Lufttemperatur der Taupunkttemperatur, sodass es dann zu keinem weiterem Anstieg des Massentransfers kommt. Der Unterschied zwischen den einzelnen Oberflächen im Massenstrom des auskondensierenden Wasserdampfs als Funktion der Fahrzeuginnentemperatur ist jedoch signifikant. Den geringsten Beschlag hat die hydrophobe Oberfläche, unabhängig von der Geschwindigkeit. Im Fall der Strömungsgeschwindigkeit $U = 1\text{ m/s}$ gibt es zwei Oberflächen, die im Vergleich zu den anderen Oberflächen einen deutlich erhöhten Massentransfer aufweisen. Dies ist die verschmutzte

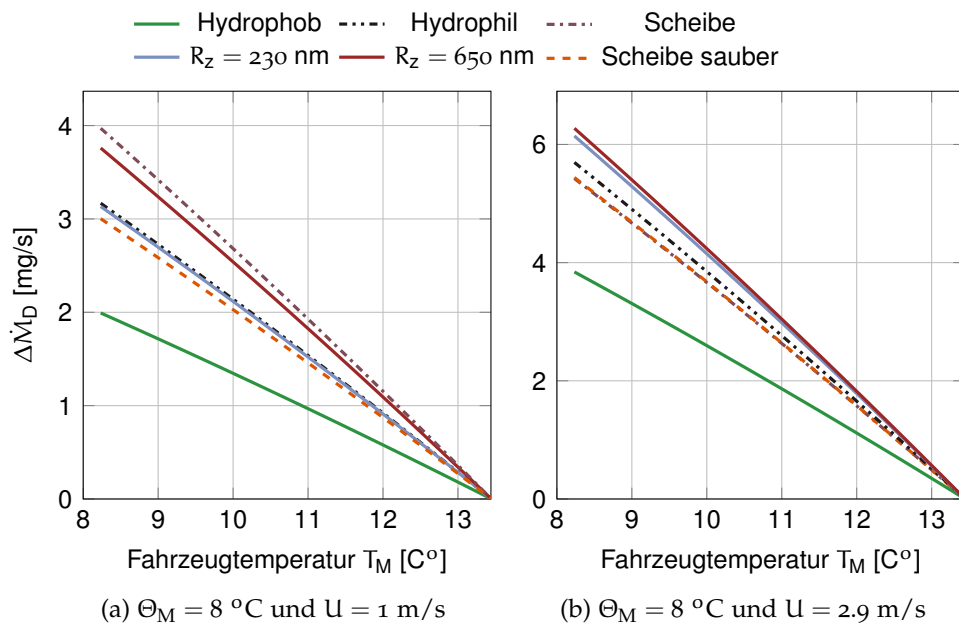


Abbildung 27: Massentransfer von Wasserdampf $\Delta\dot{M}_D$ beim Scheibenbeschlag an einer Fahrzeugscheibe als Funktion der Fahrzeuginnentemperaturen T_M , für die Luftfeuchten $\Theta_M = 8$ °C, Strömungsgeschwindigkeiten $U = 1$ m/s (a) und $U = 2.9$ m/s (b) bei einer Außentemperatur von $T_A = 2$ °C für die vier Oberflächen hydrophob, hydrophil, geringe Rauigkeit $R_z = 230$ nm und stärkere Rauigkeit $R_z = 650$ nm sowie für die reale Fahrzeugscheibe jeweils sauber und verschmutzt. Die Abmessungen der Scheibe sind Breite $B = 1.5$ m sowie Länge $L = 0.5$ m und die Dicke des Wandstrahls an der Scheibe ist $W_D = 0.1$ m.

Fahrzeugscheibe und die generische Scheibenkonfiguration mit der höchsten Rauigkeit. Zwischen diesen und der hydrophoben Oberfläche sind die weiteren Oberflächen mit geringer Rauigkeit, hydrophile und saubere Scheibe angesiedelt, die einen nahezu identischen Massentransfer aufweisen. Der Unterschied zwischen den extremen ist jedoch signifikant. Im Fall der Fahrzeuginnentemperatur von $T_M = 8$ °C ist der resultierende Massenstrom an der verschmutzten Scheibe sowie der rauen Oberfläche fast doppelt so groß wie bei der hydrophoben Oberfläche. Geht man nun davon aus, dass die Oberflächenrauigkeit, in Näherung, den Verschmutzungsgrad an der Scheibe repräsentiert, so lässt sich für den Vergleich der beiden rauen Oberflächen festhalten, dass bei einer „grobkörnigeren“ Verschmutzung im Vergleich zu einer geringeren mittleren Rauigkeit der Verschmutzung, stärkerer Scheibenbeschlag zu erwarten ist. Die hydrophile Oberfläche, bei der es sich um eine normale Glasscheibe mit einer Oberflächenrauigkeit von $R_z \approx 60$ nm handelte, zeigt ein ähnliches Verhalten wie die Oberfläche mit

geringer Rauigkeit und die saubere Scheibe. Dies legt den Schluss nahe, dass bei niedrigen Überströmungsgeschwindigkeiten, die Oberflächenrauigkeit beim Scheibenbeschlag ein determinierender Faktor zu sein scheint.

Im Vergleich hierzu sieht man bei der höheren Geschwindigkeit von $U = 2.9 \text{ m/s}$, dass hier der Wärmetransport, wie schon im Kapitel zuvor festgestellt, durch die erzwungene Konvektion dominiert wird. Hier zeigen die rauen Oberflächen und die hydrophile Oberfläche sowie die realen Fahrzeugscheiben einen nahezu identischen Massenstrom. Die Ausnahme bildet auch hier, wie bei der Strömungsgeschwindigkeit $U = 1 \text{ m/s}$, die hydrophobe Oberfläche. Bei der hydrophoben Oberfläche ergibt sich ein deutlich geringerer Massenstrom durch Phasentransition. Die möglichen Ursachen hierfür sind vielfältig. Eine wahrscheinliche Erklärung ist meiner Meinung nach auf die unterschiedlichen Kontaktwinkel der Tropfen an der Oberfläche und somit einem unterschiedlichen Wärmetransport zurückzuführen. Bei der hydrophilen und der rauen Oberfläche sowie bei der Fahrzeugscheibe haben die Tropfen einen Kontaktwinkel von $\varphi \ll 90^\circ$. Bei einer hier schon turbulenten Strömung mit einer sehr schmalen thermischen Grenzschicht werden die Tropfen nur als zusätzlich wellige Oberfläche von der Strömung wahrgenommen. Der Wärmeübergangskoeffizient ist somit für alle diese Oberflächen vergleichbar. Dies deckt sich auch mit der in Abbildung 22 dargestellten Änderung des Wärmeübergangskoeffizient durch die Phasentransition, der sich für diese Oberflächen kaum unterscheidet. Bei der hydrophoben Oberfläche mit einem Kontaktwinkel von $\varphi > 90^\circ$ jedoch bilden die Tropfen mit den Lufteinschlüssen dazwischen eine zusätzliche Isolierschicht an der Glasscheibe und es entsteht ein kleinerer Wärmeübergang (siehe auch Abb. 22) und somit ein geringerer Massentransfer durch Phasentransition an der Glasscheibe beim Kondensieren.

In Abbildung 28 ist der Massentransfer $\Delta \dot{M}_D$ an der Scheibe als Funktion der relativen Feuchte RF bei konstanter Fahrzeuginnenraumtemperatur von $T_M = 15 \text{ }^\circ\text{C}$ dargestellt. Die anderen Randbedingungen sind die Selben wie zuvor beschrieben. Es ist zu erkennen, dass der Scheibenbeschlag bei einer relativen Feuchte von $RF \approx 68 \%$ einsetzt. Dies ist physikalisch auch nicht anders zu erwarten, da hier die Temperatur an der Scheibenoberfläche der Taupunkttemperatur der Luft entspricht. Unterhalb einer relativen Luftfeuchte von $RF \approx 68 \%$ kommt es dementsprechend zu keinem Auskondensieren von Wasser an der Scheibe. Mit steigender Luftfeuchte im Fahrzeug nimmt dann auch der Massentransfer an der Scheibe zu. Dabei ist ein vergleichbares Verhalten in Abhängigkeit der Oberfläche und Strömungsgeschwindigkeit, wie zuvor bei sinkender Fahrzeuginnenraumtemperatur zu beobachten. Auch hier ergibt sich für die hydrophoben Oberflächen bei beiden Geschwindigkeiten wieder ein wesentlich geringerer Massentransfer über den gesamten Parameterbereich. Ebenso lässt sich bei der Strömungs-

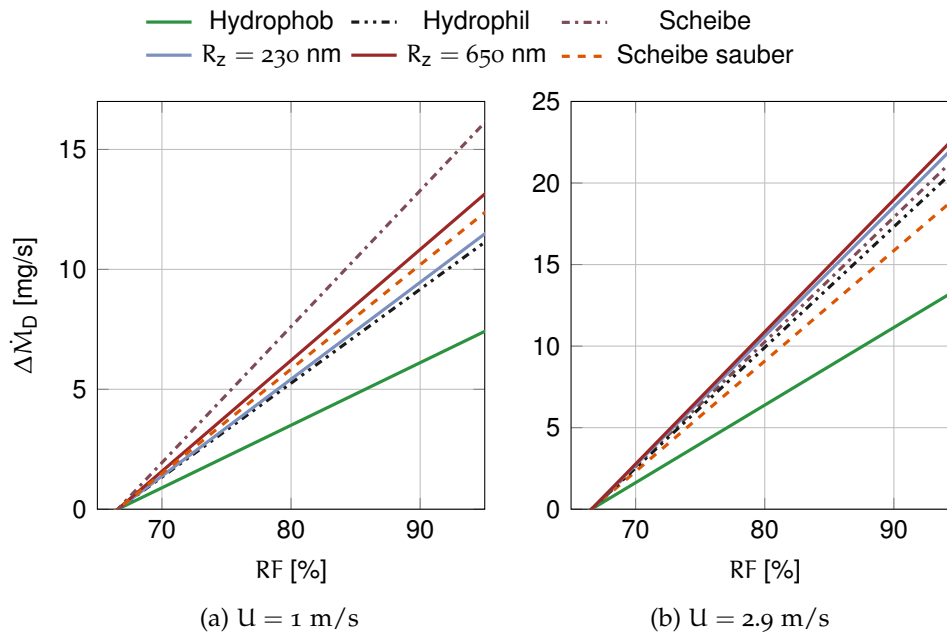


Abbildung 28: Massentransfer von Wasserdampf $\Delta \dot{M}_D$ beim Scheibenbeschlag als Funktion der relativen Feuchte bei einer Fahrzeuginnentemperatur von $T_M = 20$ °C für die Strömungsgeschwindigkeiten $U = 1$ m/s (a) und $U = 2.9$ m/s (b) für die vier Oberflächen hydrophob, hydrophil, geringe Rauigkeit $R_z = 230$ nm und stärkere Rauigkeit $R_z = 650$ nm sowie für die reale Fahrzeugscheibe sauber und verschmutzt. Die Abmessungen der Scheibe sind hier Breite $B = 1.5$ m sowie $L = 0.5$ m und die überströmende Luftschicht an der Scheibe hat eine Dicke von $W_D = 0.1$ m.

geschwindigkeit $U = 2.9$ m/s auch wieder, mit Ausnahme der hydrophoben Oberfläche, kaum einen Unterschied zwischen den anderen Oberflächen feststellen. Jedoch lässt sich für die Strömungsgeschwindigkeit $U = 1.0$ m/s feststellen, dass hinsichtlich des Scheibenbeschlags die raue Oberfläche sich bei steigender relativer Feuchte nicht so negativ auswirkt wie bei sinkenden Temperaturen. Ferner bleibt noch festzuhalten, dass sich aufgrund des größeren Massenstroms von feuchter Luft in der Strömung insgesamt für alle Oberflächen, bei einer Strömungsgeschwindigkeit $U = 2.9$ m/s ein deutlich größerer Massentransfer durch Phasentransition einstellt.

Die Konsequenzen für eine mögliche passive Beschlagvermeidung, Verzögerung oder Minimierung an einer Fahrzeugscheibe hängen natürlich vom Szenario ab, das betrachtet wird. In dieser Stelle möchte ich auf zwei typische Szenarien näher eingehen.

Szenario 1: Das Fahrzeug steht über Nacht an einem feuchten Herbsttag in der kalten Garage. Der Taupunkt an der Scheibe wird im Fahrzeugin-

neren unterschritten und Wasser kondensiert an der Scheibe aus bis sich ein Gleichgewichtszustand zwischen Temperatur und Luftfeuchte einstellt. In diesem Fall führt eine hydrophoben Oberfläche zu einer verzögernden Wirkung des Scheibenbeschlags. Das Auskondensieren an der Fahrzeugscheibe würde jedoch nicht verhindert. Aufgrund der langen Standzeit des Fahrzeugs ist jedoch zu erwarten, dass sich im Fahrzeug der Gleichgewichtszustand einstellt, bevor am nächsten Morgen das Fahrzeug wieder in Betrieb genommen wird. Die Masse an auskondensiertem Wasser wäre somit bei allen Oberflächen gleich. Ein Vorteil der hydrophoben Oberfläche wäre hier nicht gegeben.

Das zweite Szenario wäre, dass an der Fahrzeugscheibe der Taupunkt noch nicht unterschritten ist. Nun steigen Personen in das Fahrzeug ein, es kommt zu einem plötzlichen Anstieg der Luftfeuchte und der Taupunkt an der Scheibe wird unterschritten, die Scheibe beschlägt. Für ein solches Szenario kann eine hydrophobe Oberfläche von Vorteil sein, da sie den Scheibenbeschlag verzögert. Hier ist es möglich, dass bis die Luft an der Scheibe warm genug ist, so wenig Wasser auskondensiert ist, dass die Scheibe nur unwesentlich beschlagen ist. Dies wäre natürlich auch hinsichtlich der Enttauung von Vorteil, da dann weniger Wasser verdampft werden müsste. Auch eine gesäuberte herkömmliche Fahrzeugscheibe könnte hier schon deutliche Vorteile bringen. Unter welchen Randbedingungen dies jedoch systemrelevante Vorteile verspricht, hängt von so vielen Parametern ab, dass bezüglich eines möglichen Vorteils für den Alltag keine Aussage zu treffen ist. Hierzu müsste man den Effekt an realitätsnahen Konfigurationen untersuchen.

Letztendlich lässt sich festhalten, dass man Scheibenbeschlag im Fahrzeug am Besten vorbeugen kann, indem man die relative Luftfeuchte im Auto möglichst gering hält und die Scheiben möglichst sauber.

6.2 SCHEIBENENTTAUUNG

Eine weitere Fragestellung, die mithilfe dieses Forschungsprojektes beantwortet werden sollte ist, inwieweit es möglich ist, den Prozess des Scheibenenttauens an einer Fahrzeugscheibe durch die Oberflächeneigenschaften der Scheibe positiv zu beeinflussen. Insbesondere vor dem Hintergrund der Elektromobilität ist eine möglichst energieeffiziente Enttauung von vitalem Interesse. Hierzu wurden die Daten auf Basis von Gleichung 6.1 für relevante Systemgrößen analysiert. Die Abmessung der hier angenommenen Fahrzeugscheibe ist auch hier wieder Breite $B = 1.5$ m sowie Höhe $H = 0.5$ m und eine Wandstrahldicke von $W_D = 0.05$ m.

Die wesentlichen Fragen, die sich bei der Scheibenenttauung stellt, ist, welche Heizleistung hat bei welchen Oberflächeneigenschaften welchen Massenstrom beim Verdampfen zur Folge. Hierzu ist in Abbildung 29 der Massenstrom beim Phasenwechsel $\Delta\dot{M}_D$ als Funktion der Heizleistung bei einer relativen Feuchte von $RF = 73\%$ ($\Theta_M = 8$ °C), einer mittleren Fahrzeuginnentemperatur von $T_M = 20$ °C und einer Außentemperatur von $T_A = 2$ °C für die Geschwindigkeiten $U = 1.0$ m/s und $U = 2.9$ m/s dargestellt.

Für den Fall der Strömungsgeschwindigkeit $U = 1.0$ m/s fällt auf, dass der Massentransfer aufgrund der Phasentransition bei gleicher Heizleistung für die realen Fahrzeugscheibe deutlich über denen der generischen Scheibenkonfigurationen liegt. Das erscheint seltsam und ist mit dem Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit so nicht zu erklären. Eine detaillierte Analyse zeigt jedoch, dass die abweichenden Ergebnisse auf die unterschiedlichen Längen der Scheiben zurückzuführen sind. Während die reale Fahrzeugscheibe nur eine Länge von $L = 1.47$ m aufweist, haben die generischen Scheibenkonfigurationen eine Länge von 2.04 m. Im Fall des Verdampfens entsteht bei der Geschwindigkeit $U = 1.0$ m/s einen Sondereffekt. Für die generischen Glasscheiben erfolgt bei einer Geschwindigkeit $U = 1.0$ m/s keine homogene Enttauung der Glasscheibe von vorne nach hinten. Durch das Verdampfen am Anfang des Kanals steigt die Luftfeuchte im Fluid an, sodass am Ende des Kanals die Temperatur der Luft wieder unterhalb der Taupunkttemperatur ist und dort Wasser auskondensiert. Dieser Effekt ist bei der kürzeren Fahrzeugscheibe nicht vorhanden oder bei Weitem nicht so stark ausgeprägt. Daher sind die Ergebnisse an der realen Fahrzeugscheibe für den Fall der langsamen Strömungsgeschwindigkeit für den Prozess des Scheibenenttauens leider nicht vergleichbar. Hier stößt auch die Vergleichbarkeit durch eine dimensionslose Darstellung an die Grenzen, da dieser Effekt nicht abgebildet wird. Aus diesem Grunde werde ich im Folgenden für diesen Spezialfall die reale Fahrzeugscheibe und die generischen Konfigurationen gesondert betrachten.

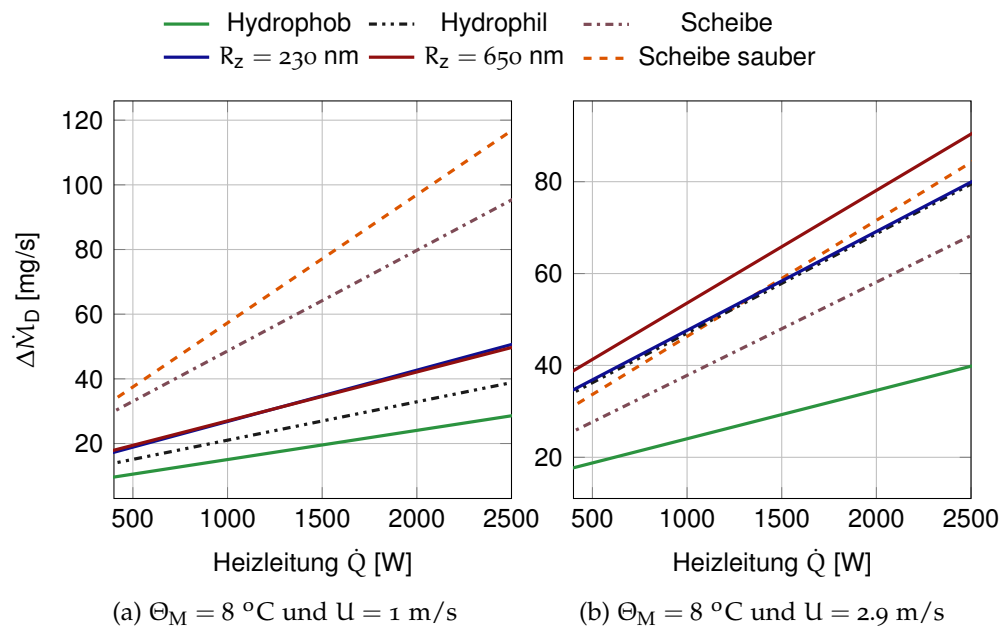


Abbildung 29: Massenstrom von Wasserdampf $\Delta\dot{M}_D$ beim Enttauen an einer Fahrzeugscheibe als Funktion der Heizleistung \dot{Q} bei einer Luftfeuchten $\Theta_M = 8$ °C (RF = 46%), Fahrzeuginnenraumtemperatur $T_M = 20$ °C, Außentemperatur $T_A = 2$ °C und für die zwei Strömungsgeschwindigkeiten $U = 1.0$ m/s (a) und $U = 2.9$ m/s (b) für die vier Oberflächen hydrophob, hydrophil, geringe Rauigkeit $R_z = 230$ nm und stärkere Rauigkeit $R_z = 650$ nm sowie für die reale Fahrzeugscheibe jeweils sauber und verschmutzt. Die Abmessungen der Scheibe sind Breite $B = 1.5$ m sowie $L = 0.5$ m und der Wandstrahl hat eine Dicke von $W_D = 0.05$ m.

Ein Vergleich der generischen Konfigurationen untereinander offenbart, dass im Vergleich zur hydrophoben Oberfläche bei den rauen Oberflächen bei gleicher Heizleistung ein bis zu ca. 30 % größerer Massentransfer zu beobachten ist. Die hydrophile Oberfläche liegt zwischen diesen beiden Extremen. Beim Verdampfen scheint bei gleicher Heizleistung die Oberflächenrauigkeit ein wesentlicher Faktor zu sein. Der Vergleich der realen Fahrzeugscheibe, sauber und verschmutzt, zeigt, dass an der sauberen Scheibe bei gleicher Heizleistung der Massenstrom größer ist als bei der verschmutzten Scheibe. Geht man nun davon aus, dass eine verschmutzte Scheibe eigentlich auch eine größere Rauigkeit bedeutet, so steht dieses Ergebnis im Widerspruch zu der zuvor getätigten Aussage, dass eine rauere Oberfläche einen größeren Massentransfer beim Verdampfen induziert. Der Grund warum bei der verschmutzten Scheibe ein effektiveres Verdampfen zu beobachten ist, wurde schon im Kapitel zuvor diskutiert und scheint der Tatsache geschuldet,

dass eine durch Staub und Dreck verschmutzte Oberfläche nicht nur eine höhere Rauigkeit besitzt sondern vielmehr der Schmutz das Wasser in seiner Struktur bindet und man Energie aufwenden muss, um die zusätzlichen Bindungskräfte aufzubrechen.

Für den Fall der Geschwindigkeit $U = 2.9 \text{ m/s}$ (Abb. 29b) ist der Massenstrom an Wasserdampf beim Scheibenenttauen für die Oberflächen mit der geringen Rauigkeit, der hydrophilen und der sauberen Fahrzeugscheibe nahezu identisch. Für die Oberfläche mit der stärkeren Rauigkeit ist der Massenstrom etwas größer. Die hydrophobe Oberfläche hingegen unterscheidet sich wesentlich von den anderen untersuchten Oberflächen. Hier hat man einen deutlich geringeren Massenstrom von bis zu über 50 % im Vergleich zur Oberfläche mit der größeren Rauigkeit. Den Grund hierfür vermute ich wieder in der Tatsache, dass die Schicht aus Tröpfchen mit großem Kontaktwinkel und den Lufteinschlüssen zwischen den Tröpfchen in einem größeren Wärmewiderstand resultiert. Bezüglich der verschmutzten Fahrzeugscheibe kann man auch hier den zuvor vermuteten Effekt, dass das Wasser im Schmutz gebunden wird, beobachten. Dies führt auch hier wieder zu einem geringeren Massenstrom im Vergleich zur sauberen Fahrzeugscheibe. Für eine passive Beschlagvermeidung zeigte die hydrophile Oberfläche Vorteile gegenüber den anderen Oberflächen. Dieser Vorteil wird bei der Enttauung zum Nachteil. Das Verdampfen gleicher Wassermasse an der hydrophoben Scheibe bedarf deutlich mehr Energie als an den anderen Oberflächen.

In Abbildung 30 ist der Massenstrom an Wasserdampf $\Delta\dot{M}_D$ bei der Scheibenenttauung als Funktion der relativen Feuchte RF im Fahrzeug für die zwei Strömungsgeschwindigkeiten $U = 1.0 \text{ m/s}$ (Abb.) und $U = 2.9 \text{ m/s}$ (Abb.) dargestellt. Die weiteren Randbedingungen sind Fahrzeuginnenraumtemperatur $T_M = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, Außentemperatur $T_A = 2 \text{ }^\circ\text{C}$ und die Dicke des Wandstrahls ist $W_D = 0.05 \text{ m}$. Auch hier zeigt sich natürlich der Sondereffekt wie bei der Geschwindigkeit $U = 1.0 \text{ m/s}$, der schon zuvor erläutert wurde. Daher werden auch hier nur die generischen Fahrzeugscheiben und die reale Fahrzeugscheibe direkt miteinander verglichen.

Der Vergleich der realen Fahrzeugscheibe, sauber und verschmutzt, legt offen, dass der Massentransfer in Abhängigkeit der relativen Feuchte für die saubere und verschmutzte Fahrzeugscheibe, im Gegensatz zur Heizleistung, keinen nennenswerten Unterschied aufweist; weder bei der geringen noch bei der höheren Strömungsgeschwindigkeit. Dies spricht dafür, dass der Einfluss auf den Massentransport durch Diffusion nicht davon abhängt, ob die Fahrzeugscheibe verschmutzt oder sauber ist. Bezüglich der generischen Scheibenkonfigurationen zeigt sich, dass bei der hydrophoben Oberfläche bei gleicher relativer Feuchte der Massenstrom deutlich kleiner ist als bei den anderen Oberflächen. Bei einer Überströmungsgeschwindigkeit von

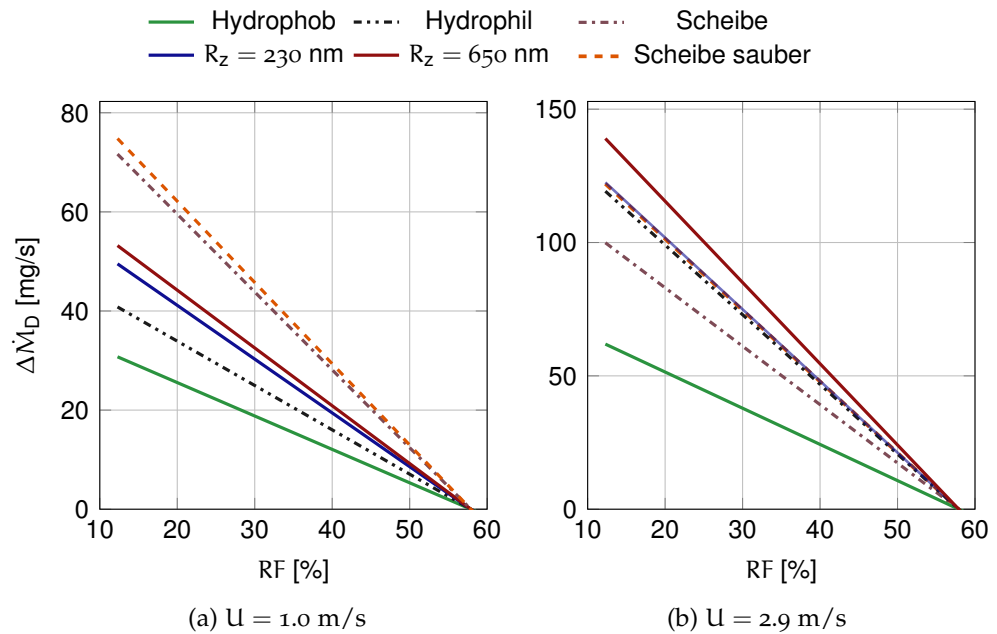


Abbildung 30: Massenstrom von Wasserdampf $\Delta\dot{M}_D$ beim Enttauen an einer Fahrzeugscheibe als Funktion der relativen Luftfeuchte bei einer Fahrzeuginnenraumtemperatur $T_M = 20$ °C, Außentemperatur $T_A = 2$ °C und für die zwei Strömungsgeschwindigkeiten $U = 1.0$ m/s (a) und $U = 2.9$ m/s (b) für die vier Oberflächen hydrophob, hydrophil, geringe Rauigkeit $R_z = 230$ nm und stärkere Rauigkeit $R_z = 650$ nm sowie für die reale Fahrzeugscheibe sauber und verschmutzt. Die Abmessungen der Scheibe sind Breite $B = 1.5$ m sowie $H = 0.5$ m und der Wandstrahl hat eine Dicke von $W_D = 0.05$ m.

$U = 1.0$ m/s haben die beiden rauen Oberflächen den größten Massenstrom beim Verdampfen und die hydrophile Oberfläche liegt wieder dazwischen. Im Fall von $U = 2.9$ m/s ist der Massentransfer von Wasserdampf an der hydrophilen Oberfläche, dann vergleichbar mit der Oberfläche mit geringer Rauigkeit. Geht man nun davon aus, dass der Massenstrom bei gleichen thermischen Randbedingungen durch die Oberflächenrauigkeit und den Kontaktwinkel der Wassertropfen determiniert wird, so lässt sich vermuten, dass bei geringer Geschwindigkeit die glatten Oberflächen hydrophob und hydrophil einen geringeren Massenstrom aufweisen. Mit zunehmender Geschwindigkeit müsste die Auswirkung dieses Effekts geringer werden und sich bei der hydrophoben Oberfläche der Massenstrom sich angleichen. Jedoch ist deutlich zu erkennen, dass bei der höheren Geschwindigkeit der Zuwachs des Massenstroms an der hydrophilen Oberfläche deutlich geringer ausfällt als bei den anderen Oberflächen, und zwar in Abhängigkeit

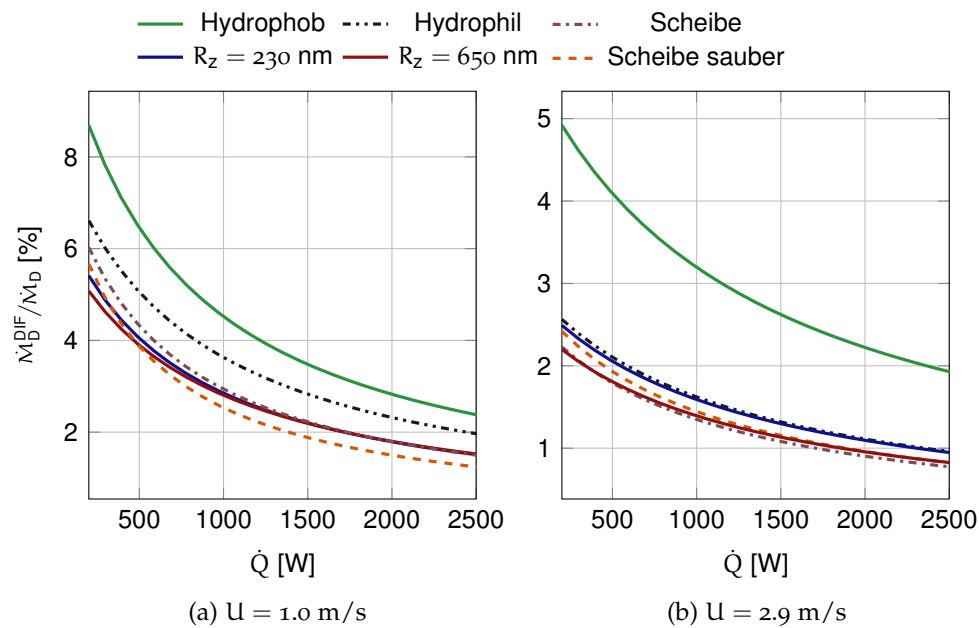


Abbildung 31: Anteil des diffusiven Massenstroms von Wasserdampf $\Delta\dot{M}_D$ beim Enttauen an einer Fahrzeugscheibe als Funktion der Heizleistung \dot{Q} bei einer Luftfeuchten $\Theta_M = 8$ C° (RF = 46 %), Fahrzeuginnenraumtemperatur $T_M = 20$ °C, Außentemperatur $T_A = 2$ °C und für die zwei Strömungsgeschwindigkeiten $U = 1.0$ m/s (a) und $U = 2.9$ m/s (b) für die vier Oberflächen hydrophob, hydrophil, geringe Rauigkeit $R_z = 230$ nm und stärkere Rauigkeit $R_z = 650$ nm sowie für die reale Fahrzeugscheibe, sauber und verschmutzt. Die Abmessungen der Scheibe sind Breite $B = 1.5$ m sowie $H = 0.5$ m und der überströmende Luftstrahl hat eine Dicke von $W_D = 0.05$ m.

der Heizleistung und der relativen Feuchte. Dies legt den Schluss nahe, dass die Ursache diffusionsgetrieben ist.

Wie groß der Anteil der jeweiligen Effekte bei den Oberflächen ist, ist in Abbildung 31 dargestellt. Die Abbildung zeigt den Anteil des Massenstroms aufgrund von Diffusion zum Massentransfer durch Phasentransition in Prozent. Man erkennt, dass für alle Oberflächen der Diffusionsanteil bei der niedrigeren Geschwindigkeit größer ist als bei der hohen Geschwindigkeit. Dies ist auch nicht anders zu erwarten, da bei einer größeren Geschwindigkeit auch mehr verdampftes Wasser mit der Strömung abtransportiert wird. Ferner ist zu erkennen, dass bei der hydrophilen Oberfläche der Diffusionsanteil deutlich größer ist als bei den anderen Oberflächen. Da der Diffusionsstrom das Resultat der Wasserdampfdichtedifferenz zwischen der Luft außerhalb des Wandstrahls und der Scheibenoberfläche ist, muss diese bei der hydrophilen Scheibe deutlich größer sein als bei den anderen Oberflä-

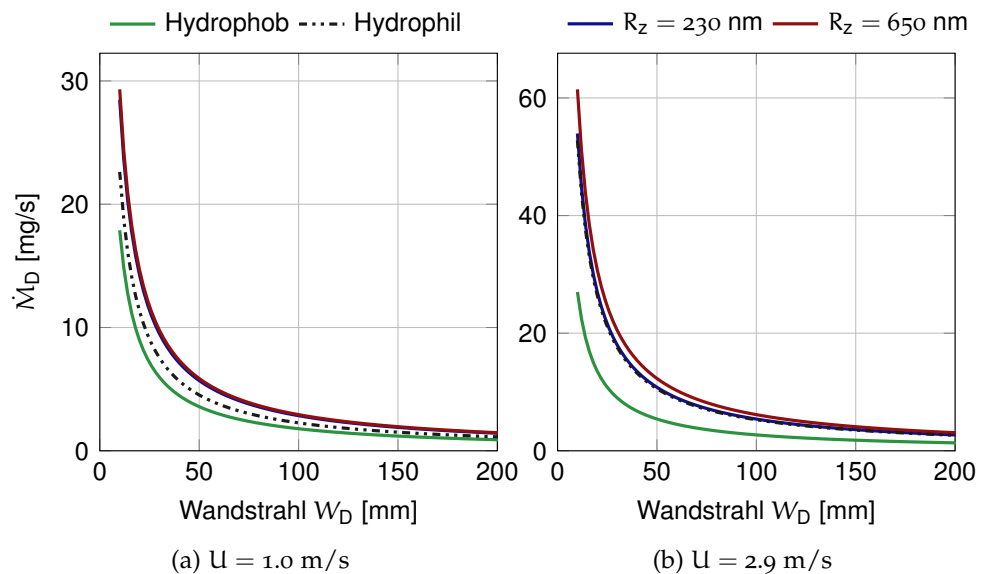


Abbildung 32: Massenstrom von Wasserdampf $\Delta\dot{M}_D$ beim Enttauen an einer Fahrzeugscheibe als Funktion der Wandstrahldicke, Strömungsgeschwindigkeiten $U = 1.0$ m/s (a) und $U = 2.9$ m/s (b) für die vier Oberflächen hydrophob, hydrophil, geringe Rauigkeit $R_z = 230$ nm und stärkere Rauigkeit $R_z = 650$ nm. Die Abmessungen der Scheibe sind Breite $B = 1.5$ m sowie $H = 0.5$ m.

chen. Da hier bei allen Fällen die gleiche Dampfdichte im Fahrzeuginneren angenommen wurde, unterscheidet sich also nur die Dampfdichte in der thermischen Grenzschicht oberhalb der Tropfen. Die Dampfdichte an der Scheibenoberfläche wiederum entspricht dem Dampfsättigungsdruck und dieser hängt nur von der Temperatur ab. Dies bedeutet, dass bei gleichen Randbedingungen, wie Außentemperatur und Fahrzeuginnentemperatur, die Temperatur in der Grenzschicht oberhalb der Tropfen bei der hydrophilen Oberfläche niedriger ist als in den anderen Fällen. Hieraus lässt sich schlussfolgern, dass sich, wie schon zuvor vermutet, durch den großen Kontaktwinkel der Tropfen bei der hydrophoben Oberfläche sich eine thermische Isolierschicht ausbildet und somit weniger Wasser verdampfen kann.

Zum Schluss der Analyse und Bewertung der hier untersuchten Scheibenkonfigurationen möchte ich an dieser Stelle kurz eine Parametervariation diskutieren, die so nicht Bestandteil dieser Untersuchung war. Abbildung 32 zeigt den Massenstrom von Wasserdampf $\Delta\dot{M}_D$ beim Enttauen einer Fahrzeugscheibe als Funktion der Wandstrahldicke für die Strömungsgeschwindigkeiten $U = 1.0$ m/s (Abb. 32a) und $U = 2.9$ m/s (Abb. 32b) für die vier Oberflächen hydrophob, hydrophil, geringe Rauigkeit $R_z = 230$ nm und stärkere Rauigkeit $R_z = 650$ nm. Die Scheibe hat wie zuvor auch

hier wieder eine Breite $B = 1.5$ m sowie $H = 0.5$ m. Die mittlere Fahrzeuginnentemperatur beträgt $T_M = 20$ °C, die Heizleistung $\dot{Q} = 2000$ W und die Außentemperatur $T_A = 2$ °C. Aus beiden Abbildungen geht klar hervor, dass mit abnehmender Dicke des Wandstrahls W_D an der Scheibe der Massenstrom an Wasserdampf beim Verdampfen für alle Oberflächen bei einem sehr dünnen Wandstrahl deutlich besser ist, als im Fall eines dickeren Wandstrahls. Die Ursache hierfür ist, dass der Wasserdampfdichtegradient und somit der Diffusionsstrom von Wasserdampf an der Scheibe hin in das Fahrzeuginnere bei einem dünnen Strahl deutlich größer ist als bei einem Dicken.

Zusammenfassend möchte ich hier nochmals festhalten, dass die Ergebnisse in diesem Kapitel natürlich nur grobe Schätzungen sind, die von den durchgeführten Untersuchung abgeleitet wurden. Insbesondere hat man im Auto aber einen freien Wandstrahl an der Scheibe. Hier wurde die Luft definiert über die Scheibe geführt. Bei einem freien Wandstrahl hat man strömungsphysikalische Effekte, die hier nicht berücksichtigt sind. Ebenso hat eine Geometrieänderung sicherlich auch Auswirkungen auf das Skalenverhalten. Dies wurde jedoch nicht untersucht. Ebenso gelten die Ergebnisse nur für die jeweilige Geschwindigkeit und genauer gesagt eigentlich auch nur für den jeweiligen Reynoldszahlenbereich. Eine Reynoldszahlabhängigkeit konnte aufgrund der geringen Datenlage nicht identifiziert werden. Ebenso befindet man sich in dem hier untersuchten Parameterbereich in einem Übergangsbereich von laminarer zu turbulenter Strömung, was in unserem Fall eine Identifikation der Skalenabhängigkeit zusätzlich erschwert. Das ein solches Skalenverhalten aber nicht abwegig ist zeigt die Arbeit von Talukdar et al. [17].

ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen des Projektes „Experimentelle Untersuchung des Einflusses der Oberflächenbeschaffenheit von Scheiben auf die Kondensatbildung“ wurde die Fragestellung was die Oberflächencharakteristika an einer Fahrzeugscheibe, die den Scheibenbeschlag sowie die Enttauung bestimmen sind, untersucht. Das Forschungsvorhaben war hierzu zweigeteilt: in einen theoretischen Teil, in dem das System analysiert und charakterisiert wurde und in einen experimentellen Teil, in dem der Scheibenbeschlag und die Enttauung an generischen Scheibenkonfigurationen und an einer realen Fahrzeugscheibe als Funktion der Oberflächeneigenschaften, der Scheibentemperatur und der Strömungsgeschwindigkeit untersucht wurden.

Im theoretischen Teil dieser Arbeit wurde das System hinsichtlich seiner physikalischen Eigenschaften analysiert sowie die systemrelevanten Größen identifiziert und auf Basis dieser Ergebnisse ein Modell formuliert, mit dessen Hilfe das System charakterisiert werden kann. Aus physikalischer Sicht gibt es beim Scheibenbeschlag und der Enttauung an einer überströmten Scheibe drei Mechanismen, die den Prozess bestimmen: Den Wärmetransport durch erzwungene Konvektion, den Wärmetransport durch Phasentransition und den aus der Phasentransition resultierenden Diffusionsstrom. Alle drei Mechanismen sind direkt miteinander gekoppelt. Hinzu kommen die Randbedingungen an der Glasscheibe: Der Kontaktwinkel der Wassertropfen an der Glasscheibe, die Oberflächenrauigkeit und die Temperatur der Glasscheibe. Insgesamt hat man mindestens 16 verschiedene Größen, die den Scheibenbeschlag und das Enttauen an einer Scheibe determinieren: die Strömungsgeschwindigkeit, die Fluideigenschaften der feuchten Luft sowie der Wassertropfen, die Fluidtemperaturen, die Dichtedifferenzen der feuchten Luft sowie des Wasserdampfes in der Strömung und die Randbedingungen an der Glasscheibe. Eine systematische Parametervariation all dieser Größen ist wenig zielführend. Um nun die für das System relevanten Größen zu identifizieren, wurde die Systembeschreibung in eine dimensionslose Darstellung überführt. Die auf Basis der Dimensionsanalyse abgeleiteten Kennzahlen, die in dem hier untersuchten Parameterbereich für das System von Relevanz sind, sind: die Reynoldszahl Re , die Sherwoodzahl Sh , die Nusseltzahl Nu , der Kontaktwinkel der Tropfen an der Scheibe φ und die Oberflächenrauigkeit ϵ . Die Reynoldszahl charakterisiert die Überströmung der Glasplatte und der Kontaktwinkel der Tropfen an der Glasplatte sowie die Rauigkeit die Randbedingungen an der Glasplatte.

Diese drei Kennzahlen beschreiben die konstanten Randbedingungen in der experimentellen Untersuchung. Die Sherwoodzahl und die Nusseltzahl sind die jeweiligen resultierenden Größen, wobei die Sherwoodzahl ein Maß für den Massentransfer durch Phasentransition ist und die Nusseltzahl das Äquivalent für den Wärmetransport an der Glasplatte darstellt. Diese beiden Kenngrößen hängen linear miteinander zusammen und der funktionale Zusammenhang ermöglicht eine Charakterisierung des Systems als Funktion der Randbedingungen.

Da in der hier durchgeführten Studie der Effekt einer leichten Betauung an der Scheibe, vergleichbar der in einem Fahrzeug, untersucht werden sollte, ergibt sich nur ein geringen Massenstrom an Wasserdampf durch Phasentransition. Um hierfür den exakten Einfluss auf die globale Wärmebilanz zu bestimmen, wurde im Rahmen des Projektes ein Analyseverfahren entwickelt und implementiert, das eine möglichst exakte Bestimmung der mittleren Systemtemperatur und des Wärmeübergangskoeffizienten ermöglicht. Nur eine genaue Kenntnis des Wärmeübergangskoeffizienten an der Glasplatte ermöglicht die Unterschiede des Kondensations- und des Verdampfungsprozesses in Abhängigkeit der Oberflächenrauigkeit und des Kontaktwinkels zu verifizieren.

Im zweiten Teil des Projektes wurden der Beschlag und die Enttauung für fünf verschiedene generische Scheibenkonfigurationen und an einer realen Fahrzeugscheibe untersucht. Als generische Scheibenkonfigurationen wurden fünf verschiedene Oberflächen, drei verschiedene Rauigkeiten, eine hydrophile und eine hydrophobe Oberfläche untersucht. Ebenso wurde eine reale Fahrzeugscheibe verschmutzt und gereinigt vermessen. Charakterisiert wurden die Oberflächen, soweit möglich, anhand des mittleren Kontaktwinkels der sich anlagernden Tropfen und der Oberflächenrauigkeit an der Glasplatte.

Die experimentellen Untersuchungen fanden in einem von einer Seite temperierbaren Spaltwindkanal statt. Hierzu wurden die Glasscheiben auf die temperierbare Seite aufgebracht und mit einem Kosinus-Temperaturprofil gekühlt und beheizt. Zusätzlich wurde die Glasplatte mit konstanter Geschwindigkeit überströmt, wobei die Einströmtemperatur und Taupunkttemperatur am Einlass des Spaltwindkanals für alle Strömungsgeschwindigkeiten ebenfalls konstant war. Die Strömungsgeschwindigkeiten waren $U = 1.0 \text{ m/s}$, $U = 2.0 \text{ m/s}$ und $U = 2.9 \text{ m/s}$. In den Experimenten wurde dann mithilfe von Temperatur- und Feuchtemessungen sowie optischen Verfahren der resultierende globale Wärmestrom, der Massentransfer durch Phasentransition und die räumliche Benetzung mit Wassertropfen für den Fall des Beschlages und des Enttauens an der Scheibe bestimmt. Aus diesen Ergebnissen wurde dann mithilfe des Analyseverfahrens die Nusseltzahl und Sherwoodzahl bestimmt und diese in einen funktionalen Zusammenhang gebracht. Auf

Basis des funktionalen Zusammenhangs von Nusseltzahl und Sherwoodzahl sowie des Wärmeübergangskoeffizienten wurde das System anschließend hinsichtlich des Scheibenbeschlages und der Enttauung analysiert und bewertet. Im Folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchung, fokussiert auf dem Gesichtspunkt mithilfe der Oberflächeneigenschaften von Fahrzeugscheiben eine Beschlagminimierung und eine möglichst effektive Enttauung zu erreichen, aufgelistet.

Als wesentliches Ergebnis dieser Untersuchung lässt sich festhalten, dass eine passive Beschlagvermeidung durch die Oberflächenbeschaffenheit nicht möglich ist. Dies war jedoch auch nicht zu erwarten, da eine Unterschreitung der Taupunkttemperatur an der Glasplatte immer Kondensation zur Folge hat. Jedoch kann durch die Wahl der Oberflächenbeschaffenheit eine Beschlagverzögerung erreicht werden. Die Ergebnisse zeigen deutlich, dass der Massenstrom, der Glasoberfläche auskondensiert bei der hydrophoben Oberfläche, für alle hier betrachteten Parametervariationen, immer deutlich kleiner ist im Vergleich zu allen anderen generischen Scheibenkonfigurationen. Die Ursache des geringeren Massentransfers bei gleichen Randbedingungen ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass man an der hydrophoben Oberfläche Tropfen entstehen, die einen Kontaktwinkel $\varphi > 90^\circ$ aufweisen. Als Resultat dieser Tropfen und den Lufteinschlüssen zwischen den Tropfen bildet sich Glasplatte eine weitere Isolierschicht. Diese Isolierschicht weist einen höheren Wärmewiderstand auf, als für die Oberflächen mit einem Kontaktwinkel $\varphi < 90^\circ$. Da der Massentransfer durch Phasentransition proportional zum Wärmetransport an der Glasplatte ist, hat man somit bei der hydrophoben Oberfläche einen geringeren Scheibenbeschlag. Dieser Effekt lässt sich bei laminarer und turbulenter Strömung beobachten, wobei der relative Unterschied im Massentransfer mit steigender Strömungsgeschwindigkeit geringer wird. Ein signifikanter Unterschied zwischen den anderen Oberflächen mit verschiedener Rauigkeit und hydrophiler Oberfläche lässt sich nur bei laminarer Strömung erkennen. Hier wurde ein größerer Massentransfer bei stärkerer Rauigkeit beobachtet. Bei größeren Geschwindigkeiten und somit turbulenter Strömung ist der Unterschied zwischen diesen Oberflächen kaum noch identifizierbar. Für die reale Fahrzeugscheibe, verschmutzt und sauber, wurde, ein Effekt, den man auch aus dem Alltag kennt, quantifiziert. Es ergibt sich für den hier untersuchten Parameterbereich immer einen geringeren Massentransfer bei der sauberen Scheibe im Vergleich zur verschmutzten Scheibe.

Für den Fall der Scheibenenttauung besteht das Ziel darin die Scheibe mit geringem Energieaufwand möglichst schnell zu enttauen. Hierzu wurden die Ergebnisse hinsichtlich der Verdampfungsrate bei gegebener Wärmeleistung, analysiert. Die Wärmeleistung kann man als Anteil der Heizleistung interpretieren, die der Scheibenoberfläche zugeführt wird. Die

generischen Scheibenkonfigurationen mit geringer und stärkerer Rauigkeit haben im laminaren und turbulenten Strömungsfall bei gleicher Heizleistung immer einen größeren Massentransfer, im Vergleich zu den glatten Oberflächen, wobei die hydrophobe Oberfläche nochmals einen deutlich geringeren Massentransfer im Vergleich zu allen anderen Oberflächen aufweist. Die Eigenschaft der hydrophoben Oberfläche, dass die anlagernden Tropfen einen Kontaktwinkel $\varphi > 90^\circ$ haben, erwies sich beim Scheibenbeschlag bezüglich einer Beschlagverzögerung noch als Vorteil. Hier wird dies zum Nachteil, da beim Enttauen eine höhere Wärmeleistung für den gleichen Massenstrom benötigt wird.

Für die reale Fahrzeugscheibe lässt sich anhand der Ergebnisse ein Effekt identifizieren, der die Enttauerung einer Fahrzeugscheibe determiniert und zuvor in den theoretischen Überlegungen nicht berücksichtigt wurde. Für die generischen Konfigurationen ist bei größerer Rauigkeit ein erhöhter Massentransfer zu beobachten. Geht man nun davon aus, dass eine verschmutzte Scheibe gleichzeitig eine größerer Rauigkeit impliziert, so würde man für die verschmutzte Scheibe einen größeren Massentransfer bei gleicher Wärmeleistung erwarten. Dies ist aber hier nicht der Fall. Für alle drei Geschwindigkeiten, die untersucht wurden, war der Massentransfer bei gleicher Wärmeleistung an der sauberen Fahrzeugscheibe immer größer im Vergleich zur verschmutzten Scheibe. Dies steht im Widerspruch zu den Ergebnisse der generischen Scheibenkonfiguration. Wahrscheinlichkeit liegt die Ursache in der Tatsache, dass der reale Schmutz nicht nur eine Rauigkeit an der Oberfläche verursacht. Der Staub und Dreck an der Scheibe ist offenporig und bindet somit das Wasser, das an der Scheibe auskondensiert. Um dieses Wasser wieder zu verdampfen, muss zusätzlich Energie aufgewendet werden, um die Bedingungskräfte zwischen dem Wasser und dem Schutz aufzubrechen. Als Resultat hat man an einer sauberen Scheibe ein effizienteres Enttauen bei gleicher Wärmeleitung. Dieser Effekt verdeutlicht nochmals die Komplexität des scheinbar banalen Prozesses Scheibenbeschlag und Enttauerung und erweitert die systemrelevanten Größen um eine weitere, deren analytische und systematische Charakterisierung nahezu unmöglich erscheint, da der Adsorptionsgrad nicht nur von der Schmutzmenge sondern auch vom Schmutztyp abhängt.

Bewertet man die Ergebnisse in Bezug auf die mögliche Adaption auf eine Fahrzeugscheibe in einem realen Fahrzeug hinsichtlich Beschlagverzögerung und energieeffizientem Enttauen, so kann man aufgrund der hier durchgeführten Ergebnisse nur vier Schlussfolgerungen mit Gewissheit ziehen. Erstens, eine saubere Scheibe ist hinsichtlich der beiden Optimierungsziele besser als eine verschmutzte Scheibe. Dies deckt sich mit Alltagserfahrungen und ist keine neue Erkenntnis, konnte aber hier anhand der Daten quantifiziert werden. Zweitens ist unter bestimmten Randbedingungen und

für einzelne Szenarien mit einer hydrophoben Scheibe eine Beschlagverzögerung, aber keine Beschlagvermeidung, möglich. Drittens, eine stärkere Rauigkeit und ein flacher Kontaktwinkel der anlagernden Tropfen an der Scheibe haben einen stärkeren Scheibenbeschlag zur Folge. Viertens, eine raue Oberfläche bedingt einen größeren Massentransfer bei der Enttauung.

Jedoch ist aufgrund der Vielzahl möglicher Szenarien im Alltag, eine universelle Bewertung hinsichtlich der Konsequenzen für eine reale Fahrzeugscheibe nicht möglich. Ferner wurde mit dem Versuchsaufbau auch nicht die Realität in einem Fahrzeuginnenraum, abgebildet. In einem Fahrzeug hat man natürlich keine Strahlführung mit definierter Dicke und Geschwindigkeit an der Scheibe, sondern einen diffusen Freistrahle. Außerdem wurde hier beim Verdampfen nicht die Temperatur der Luft, die die Scheibe überströmt geändert, sondern die Scheibentemperatur variiert. Hinzu kommt, dass der Einfluss von Effekten, die auf die gekrümmte Scheibe zurückzuführen sind sowie Sekundärströmungen im Fahrzeug in dieser Studie nicht bestimmt wurden. Auch wurde ein wichtiger Faktor, der Einfluss auf die Durchsicht bei verschiedenen Kontaktwinkeln der sich anlagernden Tropfen, nicht untersucht. Dies ist jedoch ein wesentliches Kriterium bei der Auslegung der Fahrzeugscheibe.

Aufgrund der Komplexität der Vielzahl von Parametern, die den Scheibenbeschlag und die Enttauung beeinflussen, kann diese Untersuchung nur der erste Schritt sein. Das eigentliche Ziel dieser Arbeit war es auch nicht, die perfekte Scheibe für ein Fahrzeug zu finden, sondern die Einflussgrößen der Scheibenoberfläche zu identifizieren, die den Scheibenbeschlag und die Enttauung determinieren. Die Ergebnisse dieser Studie bilden sozusagen die Leitplanken weiterer Untersuchungen zu diesem Themenkomplex. Nahe liegend und vielversprechend erscheinen weitere Untersuchungen an einer hydrophoben Scheibe. Eine hydrophobe Scheibe könnte mit ihren Eigenschaften, den Scheibenbeschlag zu verzögern und schmutzabweisend zu sein, beim Beschlag und bei der Enttauung für einen großen Parameterbereich und Vielzahl von Szenarien von Vorteil sein. Diese Untersuchungen sollten dann aber in einer realitätsnahen Fahrzeugkonfiguration durchgeführt werden und eventuell von Experimenten, die die Durchsicht bei Tropfen mit Kontaktwinkeln $\varphi > 90^\circ$ untersuchen, begleitet werden.

ANHANG

A.1 VERSUCHSTRÄGER SPALTWINDKANAL



Abbildung 33: Foto des Versuchsträgers Spaltwindkanal am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Göttingen mit einer Glasscheibe.



Abbildung 34: Foto des Versuchsträgers Spaltwindkanal am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Göttingen mit der realen Fahrzeugscheibe (Frontscheibe Mercedes G-Klasse).

A.2 KOEFFIZIENTEN FÜR NUSSELT-SHERWOOD-RELATION

Oberfläche	U = 1 m/s Betauen	U = 1 m/s Enttauen
R _Z = 230 nm	C ₁ = -0.014, C ₂ = 14.8	C ₁ = 0.014, C ₂ = -17.5
R _Z = 650 nm	C ₁ = -0.015, C ₂ = 17.5	C ₁ = 0.014, C ₂ = -16.1
Hydrophob	C ₁ = -0.010, C ₂ = 10.7	C ₁ = 0.009, C ₂ = -9.1
Hydrophil	C ₁ = -0.012, C ₂ = 14.7	C ₁ = 0.009, C ₂ = -12.3
Autoscheibe	C ₁ = -0.030, C ₂ = 24.1	C ₁ = 0.035, C ₂ = -28.5
Autoscheibe sauber	C ₁ = -0.029, C ₂ = 19.4	C ₁ = 0.040, C ₂ = -25.5

Tabelle 5: Koeffizienten für die Nusselt-Sherwoodzahl-Relation beim Scheibenbeschlag und Enttauen für U = 1 m/s.

Oberfläche	U = 2 m/s Betauen	U = 2 m/s Enttauen
R _Z = 230 nm	C ₁ = -0.017, C ₂ = 22.3	C ₁ = 0.023, C ₂ = -29.8
R _Z = 427 nm	C ₁ = -0.010, C ₂ = 25.2	C ₁ = 0.007, C ₂ = -14.7
R _Z = 650 nm	C ₁ = -0.019, C ₂ = 28.0	C ₁ = 0.021, C ₂ = -31.42
Hydrophob	C ₁ = -0.009, C ₂ = 11.5	C ₁ = 0.009, C ₂ = -11.7
Hydrophil	C ₁ = -0.010, C ₂ = 26.4	C ₁ = 0.008, C ₂ = -18.3
Autoscheibe	C ₁ = -0.023, C ₂ = 25.9	C ₁ = 0.034, C ₂ = -36.7
Autoscheibe sauber	C ₁ = -0.024, C ₂ = 24.2	C ₁ = 0.031, C ₂ = -30.1

Tabelle 6: Koeffizienten für die Nusselt-Sherwoodzahl-Relation beim Scheibenbeschlag und Enttauen für U = 2 m/s.

Oberfläche	U = 2.9 m/s Betauen	U = 2.9 m/s Enttauen
$R_z = 230 \text{ nm}$	$C_1 = -0.018, C_2 = 30.7$	$C_1 = 0.020, C_2 = -35.3$
$R_z = 650 \text{ nm}$	$C_1 = -0.023, C_2 = 39.8$	$C_1 = -0.021, C_2 = -34.3$
Hydrophob	$C_1 = -0.010, C_2 = 18.9$	$C_1 = -0.010, C_2 = -18.0$
Hydrophil	$C_1 = -0.017, C_2 = 28.9$	$C_1 = -0.020, C_2 = -34.2$
Autoscheibe	$C_1 = -0.016, C_2 = 20.6$	$C_1 = 0.014, C_2 = -16.8$
Autoscheibe sauber	$C_1 = -0.015, C_2 = 18.1$	$C_1 = 0.017, C_2 = -20.1$

Tabelle 7: Koeffizienten für die Nusselt-Sherwoodzahl Relation beim Scheibenbeschlag und Enttauen für $U = 2.9 \text{ m/s}$.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] ABDULNOUR, R. ; WILLENBORG, K. ; MCGRATH, J. ; FOSS, J. ; ABDULNOUR, B. : Measurements of the convection heat transfer coefficient for a planar wall jet: uniform temperature and uniform heat flux boundary conditions. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 22 (2000), Nr. 3–4, S. 123 – 131
- [2] ADAMSON, A. ; GAST, A. : *Physical chemical of surfaces*. 1997
- [3] ALDUCHOV, O. A. ; ESKRIDGE, R. E.: Improved Magnus form approximation of saturation vapor pressure. In: *Journal of Applied Meteorology* 35 (1996), Nr. 4, S. 601–609
- [4] BERGMAN, T. L. ; INCROPERA, F. P. ; DEWITT, D. P. ; LAVINE, A. S.: *Fundamentals of heat and mass transfer*. John Wiley & Sons, 2011. – 490–515 S.
- [5] BHUSHAN, B. ; KOCH, K. ; JUNG, Y. C.: Nanostructures for superhydrophobicity and low adhesion. In: *Soft Matter* 4 (2008), Nr. 9, S. 1799–1804
- [6] BUCK, A. L.: New equations for computing vapor pressure and enhancement factor. In: *Journal of applied meteorology* 20 (1981), Nr. 12, S. 1527–1532
- [7] CASSIE, A. ; BAXTER, S. : Wettability of porous surfaces. In: *Transactions of the Faraday Society* 40 (1944), S. 546–551
- [8] CROCE, G. ; D'AGARO, P. ; DE ANGELIS, A. ; MATTIELLO, F. : Numerical simulation of windshield defogging process. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering* 221 (2007), Nr. 10, S. 1241–1250
- [9] DAVIS, L. I. ; DAGE, G. A. ; HOESCHELE, J. D.: Conditions for Incipient Windshield Fogging and Anti-Fog Strategy for Automatic Climate Control. In: *SAE Technical Paper*, SAE International, 2001
- [10] ENRIGHT, R. ; MILJKOVIC, N. ; DOU, N. ; NAM, Y. ; WANG, E. N.: Condensation on superhydrophobic copper oxide nanostructures. In: *Journal of Heat Transfer* 135 (2013), Nr. 9, S. 091304
- [11] GOOD, R. J.: Contact angle, wetting, and adhesion: a critical review. In: *Journal of adhesion science and technology* 6 (1992), Nr. 12, S. 1269–1302

- [12] GÖBEL, S. ; PAUL, S. : Klare Sicht trotz nasskalten Winterwetters: Vier Tipps gegen beschlagene Autoscheiben. In: *Presseportal Cosmosdirekt* (2015)
- [13] KITADA, M. ; ASANO, H. ; KATAOKA, T. ; HIRAYAMA, S. ; MARUTA, Y. : Numerical Analysis of Transient Defogging Pattern on an Automobile. (2002)
- [14] KUMAR, H. ; ROY, S. : Improved de-icing of an inclined windshield surface. In: *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2005, S. 10–13
- [15] MILJKOVIC, N. ; WANG, E. N.: Condensation heat transfer on superhydrophobic surfaces. In: *MRS bulletin* 38 (2013), Nr. 05, S. 397–406
- [16] NAM, Y. ; JU, Y. S.: A comparative study of the morphology and wetting characteristics of micro/nanostructured Cu surfaces for phase change heat transfer applications. In: *Journal of Adhesion Science and Technology* 27 (2013), Nr. 20, S. 2163–2176
- [17] TALUKDAR, P. ; ISKRA, C. R. ; SIMONSON, C. J.: Combined heat and mass transfer for laminar flow of moist air in a 3D rectangular duct: {CFD} simulation and validation with experimental data. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008), Nr. 11–12, 3091 - 3102. <http://dx.doi.org/http://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.08.034>. – DOI <http://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.08.034>. – ISSN 0017–9310
- [18] TSILINGIRIS, P. : Thermophysical and transport properties of humid air at temperature range between 0 and 100 C. In: *Energy Conversion and Management* 49 (2008), Nr. 5, S. 1098–1110
- [19] WENZEL, R. N.: Resistance of solid surfaces to wetting by water. In: *Industrial & Engineering Chemistry* 28 (1936), Nr. 8, S. 988–994
- [20] WHITAKER, S. : Forced convection heat transfer correlations for flow in pipes, past flat plates, single cylinders, single spheres, and for flow in packed beds and tube bundles. In: *AIChE Journal* 18 (1972), Nr. 2, S. 361–371
- [21] WHYMAN, G. ; BORMASHENKO, E. ; STEIN, T. : The rigorous derivation of Young, Cassie–Baxter and Wenzel equations and the analysis of the contact angle hysteresis phenomenon. In: *Chemical Physics Letters* 450 (2008), Nr. 4, S. 355–359

Bisher in der FAT-Schriftenreihe erschienen (ab 2010)

Nr.	Titel
227	Schwingfestigkeitsbewertung von Nahtenden MSG-geschweißter Dünnbleche aus Stahl, 2010
228	Systemmodellierung für Komponenten von Hybridfahrzeugen unter Berücksichtigung von Funktions- und EMV-Gesichtspunkten, 2010
229	Methodische und technische Aspekte einer Naturalistic Driving Study, 2010
230	Analyse der sekundären Gewichtseinsparung, 2010
231	Zuverlässigkeit von automotive embedded Systems, 2011
232	Erweiterung von Prozessgrenzen der Bonded Blank Technologie durch hydromechanische Umformung, 2011
233	Spezifische Anforderungen an das Heiz-Klimasystem elektromotorisch angetriebener Fahrzeuge, 2011
234	Konsistentes Materialmodell für Umwandlung und mechanische Eigenschaften beim Schweißen hochfester Mehrphasen-Stähle, 2011
235	Makrostrukturelle Änderungen des Straßenverkehrslärms, Auswirkung auf Lästigkeit und Leistung, 2011
236	Verbesserung der Crashsimulation von Kunststoffbauteilen durch Einbinden von Morphologiedaten aus der Spritzgießsimulation, 2011
237	Verbrauchsreduktion an Nutzfahrzeugkombinationen durch aerodynamische Maßnahmen, 2011
238	Wechselwirkungen zwischen Dieselmotortechnik und -emissionen mit dem Schwerpunkt auf Partikeln, 2012
239	Überlasten und ihre Auswirkungen auf die Betriebsfestigkeit widerstandspunktgeschweißter Feinblechstrukturen, 2012
240	Einsatz- und Marktpotenzial neuer verbrauchseffizienter Fahrzeugkonzepte, 2012
241	Aerodynamik von schweren Nutzfahrzeugen - Stand des Wissens, 2012
242	Nutzung des Leichtbaupotentials von höchstfesten Stahlfeinblechen durch die Berücksichtigung von Fertigungseinflüssen auf die Festigkeitseigenschaften, 2012
243	Aluminiumschaum für den Automobileinsatz, 2012
244	Beitrag zum Fortschritt im Automobilleichtbau durch belastungsgerechte Gestaltung und innovative Lösungen für lokale Verstärkungen von Fahrzeugstrukturen in Mischbauweise, 2012
245	Verkehrssicherheit von schwächeren Verkehrsteilnehmern im Zusammenhang mit dem geringen Geräuschniveau von Fahrzeugen mit alternativen Antrieben, 2012
246	Beitrag zum Fortschritt im Automobilleichtbau durch die Entwicklung von Crashabsorbieren aus textilverstärkten Kunststoffen auf Basis geflochtener Preforms und deren Abbildung in der Simulation, 2013
247	Zuverlässige Wiederverwendung und abgesicherte Integration von Softwarekomponenten im Automobil, 2013
248	Modellierung des dynamischen Verhaltens von Komponenten im Bordnetz unter Berücksichtigung des EMV-Verhaltens im Hochvoltbereich, 2013
249	Hochspannungsverkopplung in elektronischen Komponenten und Steuergeräten, 2013
250	Schwingfestigkeitsbewertung von Nahtenden MSG-geschweißter Feinbleche aus Stahl unter Schubbeanspruchung, 2013

- 251 Parametrischer Bauraum – synchronisierter Fahrzeugentwurf, 2013
- 252 Reifenentwicklung unter aerodynamischen Aspekten, 2013
- 253 Einsatz- und Marktpotenzial neuer verbrauchseffizienter Fahrzeugkonzepte – Phase 2, 2013
- 254 Qualifizierung von Aluminiumwerkstoffen für korrosiv beanspruchte Fahrwerksbauteile unter zyklischer Belastung (Salzkorrosion), 2013
- 255 Untersuchung des Rollwiderstands von Nutzfahrzeugreifen auf echten Fahrbahnen, 2013
- 256 Naturalistic Driving Data, Re-Analyse von Daten aus dem EU-Projekt euroFOT, 2013
- 257 Ableitung eines messbaren Klimasummenmaßes für den Vergleich des Fahrzeugklimas konventioneller und elektrischer Fahrzeuge, 2013
- 258 Sensitivitätsanalyse rollwiderstandsrelevanter Einflussgrößen bei Nutzfahrzeugen, Teile 1 und 2, 2013
- 259 Erweiterung des Kerbspannungskonzepts auf Nahtübergänge von Linienschweißnähten an dünnen Blechen, 2013
- 260 Numerische Untersuchungen zur Aerodynamik von Nutzfahrzeugkombinationen bei realitätsnahen Fahrbedingungen unter Seitenwindeinfluss, 2013
- 261 Rechnerische und probandengestützte Untersuchung des Einflusses der Kontaktwärmeübertragung in Fahrzeugsitzen auf die thermische Behaglichkeit, 2013
- 262 Modellierung der Auswirkungen verkehrsbedingter Partikelanzahl-Emissionen auf die Luftqualität für eine typische Hauptverkehrsstraße, 2013
- 263 Laserstrahlschweißen von Stahl an Aluminium mittels spektroskopischer Kontrolle der Einschweißtiefe und erhöhter Anbindungsbreite durch zweidimensional ausgeprägte Schweißnähte, 2014
- 264 Entwicklung von Methoden zur zuverlässigen Metamodellierung von CAE Simulations-Modellen, 2014
- 265 Auswirkungen alternativer Antriebskonzepte auf die Fahrdynamik von PKW, 2014
- 266 Entwicklung einer numerischen Methode zur Berücksichtigung stochastischer Effekte für die Crash-simulation von Punktschweißverbindungen, 2014
- 267 Bewegungsverhalten von Fußgängern im Straßenverkehr - Teil 1, 2014
- 268 Bewegungsverhalten von Fußgängern im Straßenverkehr - Teil 2, 2014
- 269 Schwingfestigkeitsbewertung von Schweißnahtenden MSG-geschweißter Feinblechstrukturen aus Aluminium, 2014
- 270 Physiologische Effekte bei PWM-gesteuerter LED-Beleuchtung im Automobil, 2015
- 271 Auskunft über verfügbare Parkplätze in Städten, 2015
- 272 Zusammenhang zwischen lokalem und globalem Behaglichkeitsempfinden: Untersuchung des Kombinationseffektes von Sitzheizung und Strahlungswärmeübertragung zur energieeffizienten Fahrzeugklimatisierung, 2015
- 273 UmCra - Werkstoffmodelle und Kennwertermittlung für die industrielle Anwendung der Umform- und Crash-Simulation unter Berücksichtigung der mechanischen und thermischen Vorgeschichte bei hochfesten Stählen, 2015
- 274 Exemplary development & validation of a practical specification language for semantic interfaces of automotive software components, 2015
- 275 Hochrechnung von GIDAS auf das Unfallgeschehen in Deutschland, 2015
- 276 Literaturanalyse und Methodenauswahl zur Gestaltung von Systemen zum hochautomatisierten Fahren, 2015
- 277 Modellierung der Einflüsse von Porenmorphologie auf das Versagensverhalten von Al-Druckgussteilen mit stochastischem Aspekt für durchgängige Simulation von Gießen bis Crash, 2015

- 278 Wahrnehmung und Bewertung von Fahrzeugaußengeräuschen durch Fußgänger in verschiedenen Verkehrssituationen und unterschiedlichen Betriebszuständen, 2015
- 279 Sensitivitätsanalyse rollwiderstandsrelevanter Einflussgrößen bei Nutzfahrzeugen – Teil 3, 2015
- 280 PCM from iGLAD database, 2015
- 281 Schwere Nutzfahrzeugkonfigurationen unter Einfluss realitätsnaher Anströmbedingungen, 2015
- 282 Studie zur Wirkung niederfrequenter magnetischer Felder in der Umwelt auf medizinische Implantate, 2015
- 283 Verformungs- und Versagensverhalten von Stählen für den Automobilbau unter crashartiger mehrachsiger Belastung, 2016
- 284 Entwicklung einer Methode zur Crashsimulation von langfaserverstärkten Thermoplast (LFT) Bauteilen auf Basis der Faserorientierung aus der Formfüllsimulation, 2016
- 285 Untersuchung des Rollwiderstands von Nutzfahrzeugreifen auf realer Fahrbahn, 2016
- 286 χ MCF - A Standard for Describing Connections and Joints in the Automotive Industry, 2016
- 287 Future Programming Paradigms in the Automotive Industry, 2016
- 288 Laserstrahlschweißen von anwendungsnahen Stahl-Aluminium-Mischverbindungen für den automobilen Leichtbau, 2016
- 289 Untersuchung der Bewältigungsleistung des Fahrers von kurzfristig auftretenden Wiederübernahmesituationen nach teilautomatischem, freihändigem Fahren, 2016
- 290 Auslegung von geklebten Stahlblechstrukturen im Automobilbau für schwingende Last bei wechselnden Temperaturen unter Berücksichtigung des Versagensverhaltens, 2016
- 291 Analyse, Messung und Optimierung des Ventilationswiderstands von Pkw-Rädern, 2016
- 292 Innenhochdruckumformen laserstrahlgelöteter Tailored Hybrid Tubes aus Stahl-Aluminium-Mischverbindungen für den automobilen Leichtbau, 2017
- 293 Filterung an Stelle von Schirmung für Hochvolt-Komponenten in Elektrofahrzeugen, 2017
- 294 Schwingfestigkeitsbewertung von Nahtenden MSG-geschweißter Feibleche aus Stahl unter kombinierter Beanspruchung, 2017
- 295 Wechselwirkungen zwischen zyklisch-mechanischen Beanspruchungen und Korrosion: Bewertung der Schädigungsäquivalenz von Kollektiv- und Signalformen unter mechanisch-korrosiven Beanspruchungsbedingungen, 2017
- 296 Auswirkungen des teil- und hochautomatisierten Fahrens auf die Kapazität der Fernstraßeninfrastruktur, 2017
- 297 Analyse zum Stand und Aufzeigen von Handlungsfeldern beim vernetzten und automatisierten Fahren von Nutzfahrzeugen, 2017
- 298 Bestimmung des Luftwiderstandsbeiwertes von realen Nutzfahrzeugen im Fahrversuch und Vergleich verschiedener Verfahren zur numerischen Simulation, 2017
- 299 Unfallvermeidung durch Reibwertprognosen, 2017
- 300 Thermisches Rollwiderstandsmodell für Nutzfahrzeugreifen zur Prognose fahrprofilspezifischer Energieverbräuche, 2017
- 301 The Contribution of Brake Wear Emissions to Particulate Matter in Ambient Air, 2017
- 302 Design Paradigms for Multi-Layer Time Coherency in ADAS and Automated Driving (MULTIC), 2017
- 303 Experimentelle Untersuchung des Einflusses der Oberflächenbeschaffenheit von Scheiben auf die Kondensatbildung, 2017

Impressum

Herausgeber	FAT Forschungsvereinigung Automobiltechnik e.V. Behrenstraße 35 10117 Berlin Telefon +49 30 897842-0 Fax +49 30 897842-600 www.vda-fat.de
ISSN	2192-7863
Copyright	Forschungsvereinigung Automobiltechnik e.V. (FAT) 2017

VDA

Verband der
Automobilindustrie

FAT

Forschungsvereinigung
Automobiltechnik

Behrenstraße 35
10117 Berlin
www.vda.de
www.vda-fat.de