Institut für
Chemische und Thermische
Verfahrenstechnik ICTV

Laura Strodtmann

Beeinflussung der Naturumlaufverdampfung durch sekundäre Alkylsulfonate (SAS)

ICTV – Schriftenreihe Band 54
Hrsg. Stephan Scholl und Wolfgang Augustin

Technische Universität Braunschweig

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.dnb.de abrufbar.
1. Aufl. – Göttingen: Cuvillier, 2025
Zugl.: (TU) Braunschweig, Univ., Diss., 2024

Herausgeber:
Stephan Scholl, Wolfgang Augustin
ICTV – Institut für Chemische und Thermische Verfahrenstechnik
Langer Kamp 7
38106 Braunschweig
Telefon + 49 (0)531 391 2781
Telefax + 49 (0)531 391 2792
ictv@tu-braunschweig.de
www.ictv.tu-bs.de

CUVILLIER VERLAG GmbH, Göttingen 2025
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Diese Publikation wurde durch Mittel aus dem Publikationsfonds NiedersachsenOPEN unterstützt, der von zukunft.niedersachsen finanziert wird.

Dieses Werk ist lizenziert unter einer Creative Commons Namensnennung 4.0 International Lizenz (CC BY 4.0). https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/

Sie können das Material frei weiterverbreiten und bearbeiten, auch für kommerzielle Zwecke, sofern Sie die Quelle ordnungsgemäß zitieren. Sie müssen außerdem einen Link zur Lizenz angeben und auf Änderungen hinweisen. Alle Rechte an Inhalten, die nicht unter diese Lizenz fallen, bleiben vorbehalten.

1. Auflage, 2025
Gedruckt auf umweltfreundlichem, säurefreiem Papier aus nachhaltiger Forstwirtschaft.

ISSN 1860-1316
eISSN 3053-8300
ISBN 978-3-68952-331-2
eISBN 978-3-68952-332-9
ORCID https://orcid.org/0000-0003-1042-5195
DOI https://doi.org/10.61061/ISBN_9783689523312

Beeinflussung der Naturumlaufverdampfung durch sekundäre Alkylsulfonate (SAS)

Von der Fakultät für Maschinenbau

der Technischen Universität Braunschweig

zur Erlangung der Würde

einer Doktor-Ingenieurin (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von: Laura Strodtmann

geboren in: Vorwerk

eingereicht am: 07. Mai 2025

mündliche Prüfung am: 07. Oktober 2025

Vorsitz: Prof. Dr.-Ing. Sabine C. Langer

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Stephan Scholl

Gutachterin: Prof. Dr.-Ing. Andrea Luke, Universität Kassel

2025

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Chemische und Thermische Verfahrenstechnik der TU Braunschweig und wäre ohne die Unterstützung und das Engagement vieler Personen nicht möglich gewesen. An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Stephan Scholl meinen aufrichtigen Dank für die Bereitstellung des Themas und die Ermöglichung der Forschungsarbeit aussprechen. Die motivierenden Diskussionen sowie Ihre fachliche Unterstützung haben diesen Weg erst möglich gemacht. Ebenso gebührt Frau Prof. Dr.-Ing. Andrea Luke mein Dank für die Erstellung des Zweitgutachtens dieser Arbeit und Frau Prof. Dr.-Ing. Sabine Langer für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

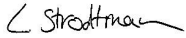
Ein besonderer Dank geht an alle Mitarbeitenden des ICTV für die entspannte Arbeitsatmosphäre, innerhalb derer wir konstruktiv zusammenarbeiten konnten und gleichzeitig immer Zeit für den ein oder anderen Spaß hatten. Dadurch habe ich mich auch in den arbeitsintensiven Phasen am Institut stets wohl gefühlt. Insbesondere gilt mein Dank Sven Gutperl, der mir vor allem in meiner Anfangszeit und während des Anlagenaufbaus stets mit Rat und Tat zur Seite stand. Auch Karl Karrenführer, Sven Lorenzen und Jörg Leppelt aus unserer mechanischen und elektronischen Werkstatt bin ich dankbar für den Aufbau meiner Anlage und das praktische Lösen von Problemen. Vielen Dank für eure Unterstützung und dass ihr euch auch dann um meine Sorgen gekümmert habt, wenn ich aufgrund von Sportverletzungen nicht vor Ort sein konnte. Ebenso danke ich Marion Harms und dem gesamten Office-Team für ihre administrative Unterstützung und ihre Geduld.

Ein Großteil der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit wurde im Rahmen von studentischen Arbeiten oder hilfswissenschaftlichen Tätigkeiten erzielt. Dafür möchte ich mich ganz herzlich bei den Studierenden Maike Gebauer, Felix Pohl, Elisabeth Tartler, Anna Vetter, Marvin Främbs und Leyla Yazdanyar bedanken.

Ein ganz besonderer Dank gebührt meiner Arbeitsgruppenleiterin Katharina Jasch, die sich stets um uns als Arbeitsgruppe kümmert und durch ihr konstruktives Feedback maßgeblich zu meiner fachlichen Entwicklung beigetragen hat. Auch den wissenschaftlichen Mitarbeitenden meiner Arbeitsgruppe danke ich für die stete Verfügbarkeit für fachliche und persönliche Gespräche. Besonders bedanken möchte ich mich in diesem Zusammenhang bei Rolf Staud, mit dem ich über fünf Jahre in einem Büro saß und zahlreiche Höhen und Tiefen erlebt habe. Ohne unsere Gespräche und die vielen, kleinen Albereien, die unseren Arbeitsalltag geprägt haben, wäre dieser Weg nur halb so schön gewesen.

Mein ganz persönlicher Dank gilt meinen Eltern, die mir schon mein ganzes Leben lang zur Seite stehen und mir geholfen haben, meinen eigenen Weg zu gehen. Von ihnen habe ich gelernt, dass es in Ordnung ist, Fehler zu machen und wie man aus ihnen lernen kann. Abschließend möchte ich meinem Freund Maxim von Herzen dafür danken, dass er mich seit 10 Jahren unterstützt und mir auch in stressigen Zeiten immer zuhört und mich ernst nimmt. Wegen dir ist Vieles so viel einfacher.

Mit Freude und Dankbarkeit über die gemeinsame Zeit.



Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung ..... **III**

Abstract ..... **IV**

Symbolverzeichnis ..... **V**

1 Einleitung **1**

2 Stand des Wissens **3**

2.1 Grundlagen der Naturumlaufverdampfung *3*
2.1.1 Wärmeübertragung im Naturumlaufverdampfer 5
2.1.2 Kenn- und Betriebsgrößen der Naturumlaufverdampfung 10
2.1.3 Strömungsinstabilitäten 13
2.1.4 Modellierung mittels dimensionsloser Kennzahlen 18
2.2 Beeinflussung des Betriebsverhaltens von Wärmeübertragern durch Tenside *22*
2.2.1 Einfluss von Tensiden auf Stoffeigenschaften und Stofftransport 22
2.2.2 Beeinflussung der einphasigen Fluiddynamik und Wärmeübertragung 24
2.2.3 Beeinflussung der zweiphasigen Fluiddynamik 27
2.2.4 Beeinflussung der Verdampfung 29
2.2.5 Einordnung der eigenen Arbeit 34

3 Methodische Verfahrensweise **35**

3.1 Aufbau und Betriebsweise der Versuchsanlage *35*
3.1.1 Versuchsaufbau zum Behältersieden 35
3.1.2 Anlagenbeschreibung und Versuchsdurchführung 36
3.1.3 Wärmebilanzierung 40
3.1.4 Festlegung der Versuchsbedingungen 42
3.2 Datenauswertung *44*
3.2.1 Versuchsauswertung 44
3.2.2 Unsicherheitsbetrachtung 48

4 Experimentelle Ergebnisse **50**

4.1 Naturumlaufverdampfung von reinem Wasser *50*
4.1.1 Unsicherheitsbetrachtung 50
4.1.2 Integrales Betriebsverhalten 61
4.1.3 Fluiddynamisches Betriebsverhalten 66
4.1.4 Wärmeübertragung in der Aufheiz- und Verdampfungszone 71
4.2 Beeinflussung des Blasensiedens durch SAS *81*
4.3 Beeinflussung der Naturumlaufverdampfung durch SAS *85*
4.3.1 Beeinflussung der Umlaufgeschwindigkeit 87
4.3.2 Beeinflussung des Strömungsverhaltens 93
4.3.3 Beeinflussung des wärmetechnischen Betriebsverhaltens 97

5 Modellierung mittels dimensionsloser Kennzahlen **104**

5.1 Beschreibung der Fluiddynamik *104*
5.1.1 Entwicklung einer Korrelation zur Vorhersage der Umlaufgeschwindigkeit 104
5.1.2 Vergleich der entwickelten Korrelation mit dem Ansatz nach (Ali, Alam, 1992) 111
5.2 Beschreibung der Wärmeübertragung *116*
5.2.1 Weiterentwicklung der Korrelation nach (Kirschbaum, 1955) 116
5.2.2 Vergleich der entwickelten Korrelation mit dem Ansatz nach (Chen, 1966) 121

6 Zusammenfassung und Ausblick **123**

6.1 Zusammenfassung 123
6.2 Ausblick 125
Literaturverzeichnis 126

Anhang 134

Stoffdaten 134
Unsicherheitsbetrachtung 136
Naturumlaufverdampfung von reinem Wasser 138
Naturumlaufverdampfung wässriger SAS Lösungen 139

Kurzfassung

Die vorliegende Forschungsarbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung des Einflusses von sekundären Alkylsulfonaten (SAS) auf das Betriebsverhalten eines Einrohr-Naturumlaufverdampfers im Miniplant-Maßstab. Durch Variation des massebezogenen Tensidanteils ξ, des Betriebsdruckes p sowie des scheinbaren Füllstandes h^* und der treibenden Temperaturdifferenz ΔT_{glo} werden die Auswirkungen des Tensids auf den Wärmeübergangskoeffizienten und die Umlaufgeschwindigkeit untersucht. Durch die Zugabe von SAS wird eine Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit von bis zu 136 % gegenüber der Umlaufgeschwindigkeit von reinem Wasser erzielt, was auf die Reduzierung des zweiphasigen Druckverlustes durch die Anwesenheit des Tensids zurückgeführt wird. Entgegen den Erwartungen führt die Steigerung der Umlauf-geschwindigkeit nicht zu einer Erhöhung des integralen Wärmeübergangs. Durch die differenzierte Betrachtung des Wärmeübergangs in Aufheiz- und Verdampfungszone konnte gezeigt werden, dass der Einfluss der treibenden Temperaturdifferenz auf den Wärmeübergangskoeffizienten stärker ausgeprägt ist als der Einfluss der Fluiddynamik, quantifiziert durch die Reynolds-Zahl. Dieses Ergebnis erlaubt die Schlussfolgerung, dass der Wärmetransport in der Aufheizzone durch den Mechanismus des unterkühlten Blasensiedens dominiert wird. Darauf aufbauend wird angenommen, dass die Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit durch das Tensid bei gleicher treibender Temperaturdifferenz zu einer Hemmung des unterkühlten Blasensiedens führt, wodurch der Wärme-übergangskoeffizient in der Aufheizzone reduziert wird. Der Einfluss des Tensids auf die zweiphasige Wärmeübertragung in der Verdampfungszone fällt gering aus. Beim Vergleich der Wärmeübertragung in der Verdampfungszone muss allerdings berücksichtigt werden, dass sowohl die Wärmeübergangs- als auch die Wärme-durchgangskoeffizienten in Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen mit hohen Unsicherheiten belegt sind. Je größer der produktseitige Wärmeübergang ist, desto größer ist auch die Unsicherheit der Koeffizienten. Diese Abhängigkeit reduziert insbesondere die Belastbarkeit der experimentell bestimmten Wärmeübergangskoeffizienten in der Verdampfungszone. Im unteren Betriebsbereich des Verdampfers bei $\Delta T_{glo} \leq 30$ K und $h^* \leq 90\%$ wurden erhöhte zeitliche Schwankungen des Umlaufstroms beobachtet, die auf das Auftreten der Geysering Strömungsinstabilität schließen lassen. Durch die Zugabe von SAS werden die Strömungsinstabilitäten bei dem höchsten Tensidanteil teilweise reduziert. Da Geysering auf der zyklischen Bildung von Kolbenblasen beruht, wird vermutet, dass das Tensid die Strömung aufgrund seiner koaleszenz-hemmenden Wirkung stabilisieren.

Zur Quantifizierung des Einflusses des Tensids beziehungsweise der reduzierten Oberflächenspannung auf das Betriebsverhalten des Naturumlaufverdampfers wurden zwei dimensionslose Modellgleichungen zur Beschreibung der Nusselt-Zahl und der Reynolds-Zahl auf Basis der Jakob-Zahl und des scheinbaren Füllstandes entwickelt. Der Einfluss des Tensids wird dabei durch eine neu entwickelte dimensionslose Kennzahl sowie durch Normierung der Oberflächenspannung des Stoffsystems auf die Oberflächenspannung von reinem Wasser berücksichtigt. Beide Korrelationsgleichungen bilden die experimentellen Daten mit einer mittleren Abweichung von 16 % ab. Hinsichtlich der Beschreibung der Reynolds-Zahl ist eine erweiterte Datenbasis erforderlich, um die Eignung des Potenzansatzes zur Abbildung des Tensideinflusses zu überprüfen. Als nächste Schritte werden somit eine Erweiterung des Variationsbereichs des Tensidanteils und der treibenden Temperaturdifferenz vorgeschlagen.

Abstract

The present research investigates the influence of secondary alkyl sulfonates (SAS) on the operating behaviour of a single-tube thermosiphon reboiler on a miniplant scale. The effects of the surfactant on the heat transfer coefficient and the circulation velocity are investigated through variation of the surfactant content ξ, the operating pressure p, the submergence h^*, and the driving temperature difference ΔT_{glo}. The addition of SAS increased the circulation velocity up to 136 % compared to the circulation velocity of pure water. This is attributed to the reduction of the two-phase pressure loss through the presence of the surfactant. Contrary to expectations, the increase in circulation velocity does not lead to an increase in integral heat transfer. Through a differentiated view of the heat transfer in the heating and evaporation zone, it is shown that the influence of the driving temperature difference on the heat transfer coefficient is more pronounced than the influence of the fluid dynamics quantified by the Reynolds number. This result supports the conclusion that the heat transfer in the heating zone is dominated by the mechanism of subcooled boiling. Therefore, it is assumed that the increase in the circulation velocity due to the surfactant leads to an inhibition of the subcooled boiling at the same driving temperature difference. This can explain the reduction in the heat transfer coefficient in the heating zone due to the addition of the surfactant. The influence of the surfactant on the two-phase heat transfer in the evaporation zone is low. When comparing the heat transfer coefficients in the evaporation zone, however, an uncertainty analysis has shown that the heat transfer coefficients are subject to high uncertainties depending on the operating conditions. The greater the heat transfer on the product side, the greater the uncertainty associated with the value. This dependency leads to a reduction in the reliability of the experimentally determined heat transfer coefficients in the evaporation zone in particular. In the lower operating range of the reboiler at $\Delta T_{glo} \leq 30$ K and $h^* \leq 90$ %, increased temporal fluctuations of the circulating flow were observed which are attributed to the occurrence of the Geysering flow instability. By adding SAS, the flow instabilities could be partially reduced at the highest surfactant content. Since Geysering flow is based on the cyclic formation of large bubbles, it is assumed that surfactants can stabilise the flow by inhibiting coalescence and promoting the development of smaller bubbles.

To quantify the influence of the surfactant, namely the reduced surface tension, on the operating behaviour of the thermosiphon reboiler, two dimensionless model equations were developed to describe the Nusselt number and the Reynolds number based on the Jakob number and the submergence. The influence of the surfactant is taken into account by means of a newly developed dimensionless parameter and by normalising the surface tension of the material system to the surface tension of pure water. Both correlations represent the experimental data with an average deviation of 16 %. With regard to the description of the Reynolds number, an extended database is required in order to check whether the power approach is suitable for modelling the influence of surfactants. Therefore, the next steps are to extend the variation range of the surfactant content and the driving temperature difference.

Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

A	m^2	Fläche
c_p	$kJ\ kg^{-1}\ K^{-1}$	spezifische Wärmekapazität
d	m	Durchmesser
F	-	Strömungsparameter
f	1/s	Ablösefrequenz
g	$m\ s^{-2}$	Erdbeschleunigung
h*	-	scheinbarer Füllstand
k	$W\ m^2\ K^{-1}$	Wärmedurchgangskoeffizient
L	m	Länge
$\dot{m}$	$kg\ s^{-1}$	Massenstrom
n_a	-	Keimstellenanzahl
p	mbar	Druck
$\dot{q}$	$kW\ m^{-2}$	Wärmestromdichte
r	m	Radius
R	$K\ W^{-1}$	Wärmewiderstand
S	-	Unterdrückungsfaktor
s	mm	Stärke
T	°C	Temperatur
u	-	Standardunsicherheit
V	m^3	Volumen
w	$m\ s^{-1}$	Geschwindigkeit
x	-	Strömungsdampfmassenanteil
Z	-	Viskositätsverhältnis
Δh_v	$kJ\ kg^{-1}$	Verdampfungsenthalpie

Griechische Buchstaben

α	$W\ m^{-2}\ K^{-1}$	Wärmeübergangskoeffizient
β	K^{-1}	Thermischer Volumenausdehnungskoeffizient
Δ	-	Differenz
δ	m	Dicke
ε	-	volumetrischer Dampfanteil
η	Pa s	dynamische Viskosität
θ	-	Randwinkel
λ	$W\ m^{-1}\ K^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
μ	-	Statistischer Mittelwert
ν	$m^2\ s^{-1}$	Kinematische Viskosität
ξ	$g_{SAS}\ g_{ges}^{-1}$	massebezogener Tensidanteil
ρ	$kg\ m^3$	Dichte
σ	$N\ m^{-1}$	Oberflächenspannung / (Standardabweichung)
φ	-	Kappenwinkel

Indizes

2ph	zweiphasig
a	außen
aus	Austritt
B	Blase
BA	Brüdenabscheider
BL	Brüdenleitung
BS	Blasensieden
d	dampfförmig
dest	Destillat
ein	Eintritt
ex	extern
f	flüssig
foul	Belagbildung
g	gasförmig
ges	gesamt
glo	global
heiz	heizseitig
i	innen
int	integral
K	konvektiv/Kern
(K)	am Kopf des Brüdenabscheiders
Kon	Kondensator
krit	kritisch
KW	Kühlwasser
lat	latent
meas	gemessen
nor	normiert
pinch	auf Höhe des Pinchpunktes
pro	produktseitig
quer	Querschnitt
s	Siedetemperatur
(S)	im Sumpf des Brüdenabscheiders
st	Edelstahl
sub	unterkühlt
Trieb	Triebkraft
Ver	Verlust
VR	Verdampferrohr
W	Wand
WÜ	Wärmeübertragungsfläche
zir	Zirkulation
ZL	Zulaufleitung

Abkürzungen

AZ	Aufheizzone
CMC	Kritische Mizellenkonzentration (engl. critical micell concentration)
ONB	Beginn Blasensieden (engl. onset of nucleate boiling)
SAS	Sekundäres Alkylsulfonat
SDS	Natriumlaurylsulfat
SIS	Scherinduzierte Mizellenstrukturen (engl. shear-induced structures)
VZ	Verdampfungszone

Dimensionslose Kennzahlen

Re	Reynolds-Zahl	$Re = \frac{w_{zir} \cdot \rho_l \cdot d}{\eta_l}$
Nu	Nusselt-Zahl	$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}$
Nu_K	Modifizierte Nusselt-Zahl nach (Kirschbaum, 1955)	$Nu_K = \frac{\alpha \cdot \sigma}{\lambda \cdot p}$
Gr	Grashof-Zahl nach (Kamil et al., 1995)	$Gr = \frac{g \cdot d^3 \cdot \beta \cdot \Delta T_{sub}}{\nu^2}$
Ja	Jakob-Zahl	$Ja = \frac{\Delta T \cdot c_{p,l}}{h_v}$
Pr	Prandtl-Zahl	$Pr = \frac{\eta_l \cdot c_{p,l}}{\lambda}$
Pe_b	Peclet-Zahl für Verdampfung nach (Ali, Alam, 1992)	$Pe_B = \frac{\dot{q}}{h_v} \cdot \frac{\rho_l}{\rho_g} \cdot \frac{c_{p,l}}{\lambda} \left(\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)} \right)^{0,5}$
K_{sub}	Unterkühlungszahl	$K_{sub} = 1 + \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \cdot \frac{\Delta T_{sub}}{T_s} \right)$
π	Tensid-Kennzahl	$\pi = \frac{\sigma}{p \cdot d}$

1 Einleitung

Die Anwesenheit von grenzflächenaktiven Substanzen wie Tensiden ist in thermischen Trennapparaten in der Regel unerwünscht. In Kolonnen oder Wärmeübertragern können Tenside in Bereichen mit einer intensiven Vermischung von Gas- und Flüssigphase eine störende Schaumbildung fördern und dadurch den Betrieb der Anlage beeinträchtigen (Leuner et al., 2020, Staud et al., 2023). In der chemischen Industrie sind unter anderem Verfahren zur Rauchgasreinigung, insbesondere die Aminwäsche zur Abscheidung von Kohlenstoffdioxid aus Rauchgasen, von unerwünschter Schaumbildung betroffen. Durch den Eintrag von Verunreinigungen oder als Folge der Degradation der Waschlösung können sich grenzflächenaktive Substanzen im Prozess anreichern. Bei Überschreiten einer kritischen Konzentration führt dies zur Schaumbildung und in der Folge zu erhöhten Druckverlusten, verminderten Durchsätzen und im ungünstigsten Fall zum Anlagenstillstand.

Diesen aus dem industriellen Betrieb von thermischen Trennapparaten bekannten negativen Effekten steht der gezielte Einsatz von Tensiden zur Verbesserung des Wärmeübergangs gegenüber. So belegen experimentelle Untersuchungen an Wärmerohren, dass die Präsenz von Tensidmolekülen die zweiphasige Wärmeübertragung deutlich steigern kann (Gandomkar et al., 2020, Raju, Krishnan, 2020). Darüber hinaus liegen erste Untersuchungen zum Einfluss von Tensiden auf den Betrieb eines Fallfilmverdampfers vor, welche zeigen, dass das Strömungsverhalten des Fallfilms durch die Anwesenheit von Tensid stabilisiert werden kann (Waack et al., 2022).

Naturumlaufverdampfer werden in der chemischen Industrie aufgrund der hohen erreichbaren Wärmeübertragungsraten sowie der niedrigen Investitionen und Betriebskosten häufig als eigenständige Trennstufe oder zur Brüdenerzeugung für eine nachgeschaltete Trenneinheit eingesetzt. Aufgrund des weit verbreiteten industriellen Einsatzes ist die unerwünschte Schaumbildung durch oberflächenaktive Substanzen auch in Naturumlaufverdampfern eine bekannte Herausforderung (Chen et al., 2006, Leuner et al., 2020). Im Gegensatz zu den bekannten Auswirkungen von Tensiden auf die Betriebscharakteristik einer Trennkolonne (Thiele et al., 2003), ist der Einfluss auf das Betriebsverhaltens eines Naturumlaufverdampfers bisher kaum untersucht worden. Es ist jedoch davon auszugehen, dass Tenside aufgrund ihrer grenzflächenaktiven Eigenschaften sowohl die Mechanismen der ein- und zweiphasigen Wärmeübertragung als auch den ein- und zweiphasigen Druckverlust und damit die Naturumlaufverdampfung auf verschiedenen, miteinander gekoppelten Ebenen beeinflussen. Zu jedem dieser Themengebiete existieren unabhängig voneinander eine Vielzahl an experimentellen und theoretischen Studien. So ist beispielsweise die Steigerung der zweiphasigen Wärmeübertragung durch die Anwesenheit von Tensidmolekülen ein weit verbreiteter Forschungsgegenstand (Acharya, Pise, 2017). Gleiches gilt für die Untersuchung des Einflusses von Tensiden auf Ein- und Zweiphasenströmungen. Es ist allgemein anerkannt, dass die Anwesenheit von Tensiden die Aufstiegsgeschwindigkeit von Gasblasen in einer Flüssigkeit durch die Erhöhung des Reibungsdruckverlustes deutlich reduziert (Nalajala et al., 2014). Gleichzeitig können Tenside integral betrachtet den Druckverlust in vertikalen Zweiphasenströmungen verringern (Gao, Xu, 2018). Wie die verschiedenen Wirkmechanismen der Tenside das integrale Betriebsverhalten eines Naturumlaufverdampfers verändern, kann aus diesen grundlegenden Studien allerdings nicht abgeleitet werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit soll daher die Beeinflussung der Naturumlaufverdampfung durch die Anwesenheit von Tensid im Miniplant-Maßstab

experimentell untersucht werden. Die übergeordnete Zielsetzung besteht darin, die Auswirkungen von Tensiden, im Speziellen von sekundären Alkylsulfonaten, auf den Anlagenbetrieb zu quantifizieren.

Dazu wird in einem Top-Down-Ansatz das integrale Betriebsverhalten und der Einfluss des Tensids durch den produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten und die einphasige Umlaufgeschwindigkeit beschrieben. Darauf aufbauend sollen die zugrundeliegenden Mechanismen durch die Aufteilung des Verdampferrohrs in die einphasige Aufheizzone und die zweiphasige Verdampfungszone detaillierter betrachtet werden. Weiterhin wird das Auftreten von Strömungsinstabilitäten und deren Zusammenhang mit der Anwesenheit von Tensid diskutiert.

Die Entstehung von verdampfungsinduzierten Schäumen während der Naturumlauf-verdampfung basiert auf der Dampfblasenbildung im Verdampferrohr. Die Ausbildung der Schaumstrukturen findet allerdings erst im Brüdenabscheider durch die Trennung von Dampf- und Flüssigphase statt und beeinflusst die Mechanismen der Wärmeübertragung daher nur indirekt. Aus diesem Grund wird die Schaumentstehung im Rahmen dieser Arbeit nicht im Detail untersucht, sondern lediglich im Zusammen-hang mit der Festlegung des zu untersuchenden Betriebsbereichs betrachtet.

2 Stand des Wissens

2.1 Grundlagen der Naturumlaufverdampfung

Aufgrund der hohen Wärmeübertragungsraten sowie geringer Investitionen und Betriebskosten sind Naturumlaufverdampfer in der chemischen Industrie weit verbreitet (Kister, 2003, Leuner et al., 2020). Der Umlaufstrom zwischen dem Wärmeübertrager und der nachgeschalteten Phasentrenneinheit wird durch die Dichtedifferenz zwischen dem Zweiphasengemisch im Wärmeübertrager und der einphasigen Zulaufströmung induziert. Dies ermöglicht einen pumpenlosen Betrieb und dadurch die Prozessierung schersensitiver Stoffsysteme. Außerdem führen kleine Dampfmassenströme und hohe Strömungsgeschwindigkeiten zu einer verringerten Belagbildung, sodass auch zur Belagbildung neigende Stoffsysteme verdampft werden können. Diesen Vorteilen steht die starke Kopplung von Wärmeübertragung und Fluiddynamik während der Naturumlaufverdampfung gegenüber, welche die Verwendung von iterativen Berechnungsansätzen erforderlich macht und die Unsicherheiten bei der Auslegung der Apparate erhöht (Arneth, 1999, Lu, 2022). Zusätzlich führen die im Vergleich zur Zwangsumlaufverdampfung verstärkten Rückkopplungsmechanismen zwischen Wärmeübertragung und Fluiddynamik zu einer erhöhten Störanfälligkeit des Naturumlaufverdampfers gegenüber Strömungsinstabilitäten (Dialer, 1983).

Eingesetzt werden Naturumlaufverdampfer entweder als eigenständige Trenneinheit oder als Wärmeübertragungseinheit zur Brüdenerzeugung für nachgeschaltete Rektifikations-, oder Desorptionskolonnen (vgl. Abbildung 1) (Alane, Heggs, 2011).

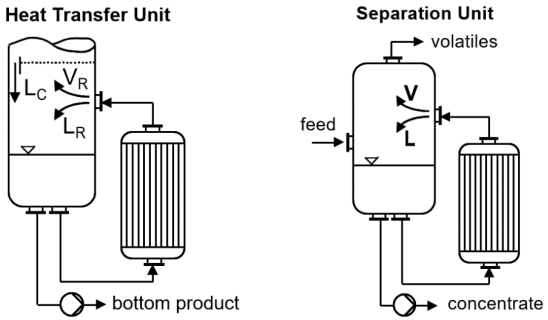


Abbildung 1: Naturumlaufverdampfer zur Erfüllung unterschiedlicher Verfahrensaufgaben. Links: Wärmeübertragungseinheit zur Brüdenerzeugung, rechts: eigenständige Trenneinheit, aus (Scholl, Brahim, 2005)

In Abhängigkeit der Verfahrensaufgabe muss ein Naturumlaufverdampfer unterschiedliche Spezifikationen erfüllen. Als einstufige Eindampfeinheit ist die Zielgröße des Prozesses die Reinheit und Ausbeute des abzutrennenden Stoffes, während als Sumpfverdampfer für Trennkolonnen die übertragene Wärmestromdichte beziehungsweise die Gasbelastung, quantifiziert durch den Gasbelastungsfaktor F_g, eine entscheidende Kenngröße des Betriebs darstellt (Scholl, Brahim, 2005). Je nach Anforderungsprofil können die Verdampferrohre des

Wärmeübertragers horizontal oder vertikal, sowohl als Einzelrohr als auch als Rohbündel ausgeführt werden. Die Rohrlänge variiert üblicherweise zwischen 1 m und 4 m mit Rohrdurchmessern von 16 mm bis 38 mm. Bei zur Belagbildung neigenden Prozessmedien oder Prozessmedien mit erhöhter Viskosität werden die Durchmesser vergrößert. In Abhängigkeit davon, welches Medium stärker zur Belagbildung neigt, können die Betriebsmedien im Inneren oder außerhalb der Rohre geführt werden. Als heizseitige Betriebsmittel werden üblicherweise Wasserdampf oder Wärmeträgerflüssigkeiten eingesetzt.

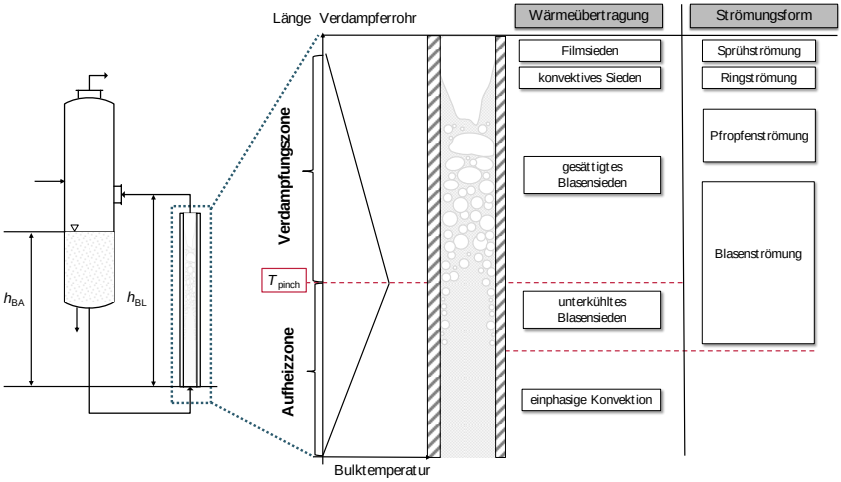


Abbildung 2: Temperaturverlauf, Wärmeübertragungsregime und Strömungsformen in einem vertikalen Naturumlaufverdampfer

Das allgemeine Funktionsprinzip der Naturumlaufverdampfung ist in Abbildung 2 dargestellt. Am Zulauf des Verdampferrohrs strömt das Stoffgemisch aufgrund von Wärmeverlusten und dem wirkenden hydrostatischen Druck der Flüssigkeitssäule unterkühlt in das Verdampferrohr. Die Wärmeübertragung erfolgt im ersten Abschnitt des Rohrs durch einphasige Konvektion. Wird die Wärmestromdichte und damit die Temperatur in der thermischen Grenzschicht bis auf einen kritischen Wert $\dot{q}_{ONB}$ erhöht (vgl. Gleichung(9)), bilden sich erste Dampfblasen an der Wärmeübertragungsfläche. In der Zone des unterkühlten Siedens kondensieren die Dampfblasen, sobald sie sich von der Wärmeübertragungsfläche ablösen. Über die Höhe des Verdampferrohrs nimmt die Temperatur der Kernflüssigkeit zu, bis die lokale Siedetemperatur beziehungsweise der Sättigungsdampfdruck p_s erreicht wird. Das Ende der einphasigen Aufheizzone (AZ) ist erreicht und die Verdampfungszone (VZ) beginnt. Der Übergang zwischen der Aufheiz- und Verdampfungszone wird durch den Pinchpunkt, der über die minimale Temperaturdifferenz zwischen Heiz- und Produktseite definiert ist, beschrieben. In Abhängigkeit der Betriebsbedingungen kann es in der Verdampfungszone bei einer Wandtemperatur leicht oberhalb der lokalen Siedetemperatur zum konvektiven Sieden kommen (Arneth, 1999, Hammerschmidt, 2013). Die Temperaturdifferenz zwischen der Wand und der Siedetemperatur ist nicht ausreichend, um die Bildung von Dampfblasen zu induzieren. Der Wärmetransport erfolgt weiterhin durch freie Konvektion und die Verdampfung findet an freien dampf-flüssig Grenzflächen weiter oben im Verdampferrohr statt. Bei höheren Wandtemperaturen sind die Dampfkeimstellen auf

der Wärmeübertragungsfläche aktiv und die Dampfblasenbildung setzt ein. Die sich bildenden Dampfblasen strömen schwerkraftgetrieben das Verdampferrohr empor und reißen dabei die Flüssigphase mit. Der Wärmetransport erfolgt durch gesättigtes Blasensieden und die partielle Verdampfung des Stoffsystems führt aufgrund der Dichtedifferenz zwischen der Dampf- und der Flüssigphase zu einer treibenden hydrostatischen Druckdifferenz zwischen Brüdenabscheider und dem Zulauf des Verdampferrohrs, welche den Naturumlauf weiter antreibt. Aufgrund der Reduzierung des hydrostatischen Druckes sowie dem Auftreten von Reibungsdruckverlusten über das Verdampferrohr nimmt die Siedetemperatur in der Verdampfungszone entsprechend der Dampfdruckkurve des Stoffsystems ab. Der stetige Druckabfall über die Höhe des Verdampferrohrs führt zusätzlich dazu, dass ein Teil der Flüssigkeit durch Entspannungsverdampfung in den dampfförmigen Zustand übergeht. Nach Verlassen des Verdampferrohrs strömt das Zweiphasengemisch über die Brüdenleitung in den Brüdenabscheider, wo die Trennung von Dampf- und Flüssigphase erfolgt.

Durch Erhöhung der Wärmestromdichte nehmen in Abhängigkeit des vorherrschenden Druckes die Anzahl und das Volumen der Dampfblasen mit zunehmender Verdampferhöhe stärker zu. Aufgrund des vergrößerten Volumens der Dampfblasen vereinigen sich diese und es entstehen Dampfpfropfen, die einen Großteil des Strömungsquerschnittes belegen. Die Strömungsform geht von der Blasen- zur Pfropfenströmung über. Durch den Phasenwechsel wird das spezifische Volumen schlagartig vergrößert, was zu einer Beschleunigung des darüber liegenden Zweiphasengemisches führt. Da die Reibung in den wandnahen Schichten am größten ist, strömen die Dampfpfropfen in die Mitte des Verdampferrohrs und drängen die Flüssigkeit an die Verdampferwand. Durch weitere Steigerung der Verdampfungsrate lagern sich die einzelnen Dampfpfropfen zu einem zusammenhängenden Dampfkern zusammen und die Dicke des wandnahen Flüssigkeitsfilms wird reduziert. Mit abnehmender Dicke sinkt auch der Wärmewiderstand des Flüssigkeitsfilms und die dadurch reduzierte Differenz zwischen Flüssigkeitstemperatur und lokaler Siedetemperatur verhindert die Bildung von Dampfblasen. Anstatt dessen erfolgt die Verdampfung an der freien Phasengrenzfläche zwischen Flüssigkeitsfilm und Dampfkern. Dieser Strömungsbereich wird als Ringströmung bezeichnet. Kommt es zur weiteren Verdampfung der Flüssigkeit an der Wärmeübertragungsfläche, wird diese nicht mehr vollständig benetzt und der Wärmetransport erfolgt über einphasige Zwangskonvektion zwischen der Wand und der Dampfphase. Wird die Wand vollumfänglich von einer Dampfschicht bedeckt, ist der Bereich des Filmsiedens erreicht. Der Wärmeübertragungskoeffizient sinkt ab und es kann zur starken Überhitzung der Wärmeübertragungsfläche und damit zur Schädigung des Wärmeübertragers kommen (Bierling, 2019, Dialer, 1983, Kamil, 1992).

2.1.1 Wärmeübertragung im Naturumlaufverdampfer

Naturumlaufverdampfer werden üblicherweise bis zum Bereich des gesättigten Blasensieden beziehungsweise der Pfropfenströmung betrieben (Arneth, 1999). In diesem Kapitel werden daher die Grundlagen der Wärmeübertragung sowohl für die einphasige Konvektion als auch für das Strömungssieden vorgestellt. Da der Begriff des Strömungssieden in der Literatur unterschiedlich definiert wird, sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass in der vorliegenden Arbeit die Definition nach (Kind, Wetzel, 2019a) verwendet wird. Diese besagt, dass der Begriff „Strömungssieden“ alle Wärmeübergangsmechanismen und

Strömungsformen umfasst, welche beim Wärmetransport mittels siedenden und strömenden Flüssigkeits-Dampf-Gemischen auftreten können.

Einphasige Konvektion

Der Wärmetransport bei einphasiger Konvektion erfolgt sowohl durch Wärmeleitung im Fluid als auch durch den von der Strömung induzierten Transport von kinetischer Energie und Enthalpie (Polzin, 2020). Wenn ein Fluid über eine Wand mit einer erhöhten Temperatur strömt, führt die Haftbedingung an der Wand dazu, dass die Geschwindigkeit des Fluids an der Wand den Wert 0 m s^{-1} annimmt und die Temperatur durch Wärmeleitung erhöht wird. Direkt an der Wand lässt sich der Wärmetransport daher durch das Fourier´sche Gesetz nach Gleichung (1) beschreiben (Alameri, Alkaabi, 2020).

$$\dot{q} = -\lambda_f \left(\frac{dT}{dy}\right)_W \qquad (1)$$

Hierbei entspricht $\dot{q}$ der Wärmestromdichte, welche sich aus dem Produkt der thermischen Leitfähigkeit des Fluids λ_f und dem Temperaturgradienten zwischen der Wandoberfläche und der Flüssigkeitsschicht ergibt. Der Abstand von der Wand wird hierbei durch *y* gekennzeichnet.

Mit steigender Entfernung von der Wand nimmt die Strömungsgeschwindigkeit stetig zu, bis die maximale Geschwindigkeit erreicht wird (vgl. Abbildung 3). Die Höhe, bei der die Strömung 99 % der maximalen Strömungsgeschwindigkeit erreicht, kennzeichnet die Höhe beziehungsweise Dicke der hydrodynamischen Grenzschicht δ_h (Weber, 2008).

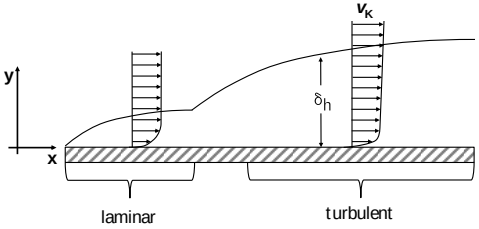


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Geschwindigkeitsprofils in der hydrodynamischen Grenzschicht bei laminarer und turbulenter Strömung

Innerhalb der Grenzschicht unterscheidet sich die Geschwindigkeit also um mehr als 1 % von der Maximalgeschwindigkeit. Das Geschwindigkeitsprofil und damit die Dicke der hydrodynamischen Grenzschicht wird stark durch die Strömungsform beeinflusst. Während bei laminaren Strömungen der Geschwindigkeitsgradient in *y*-Richtung größer und folglich die Grenzschichtdicke kleiner ist, führt der Übergang zur turbulenten Strömung zu Fluktuationen in den Geschwindigkeitskomponenten der einzelnen Fluidteilchen. Dadurch werden die Reibung und der Wärmetransport zwischen den einzelnen Teilchen und gleichzeitig die Dicke der hydrodynamischen Grenzschicht erhöht (Weber, 2008). Bei turbulenter Strömung bildet sich in Wandnähe zusätzlich die laminare oder viskose Unterschicht aus, deren Ausdehnung in *y*-Richtung deutlich geringer ist als die Dicke der hydrodynamischen Grenzschicht.

Ähnlich wie die Geschwindigkeit verändert sich auch die Temperatur der Flüssigkeit mit wachsendem Abstand von der Wand. Bei einer im Vergleich zur Flüssigkeit überhitzten

Wand sinkt die Fluidtemperatur T_f in y-Richtung bis bei T_K die Temperatur der Kernströmung erreicht wird (vgl. Abbildung 4).

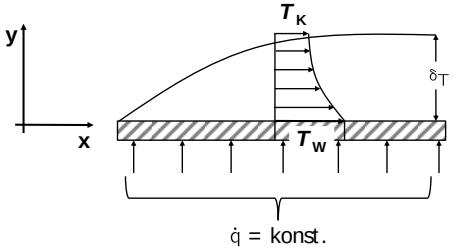


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Temperaturprofils in der thermischen Grenzschicht bei erzwungener Konvektion

Die Dicke der thermischen Grenzschicht δ_T wird definiert als der Abstand y, für den folgende Beziehung gilt:

$$\frac{T_f - T_W}{T_K - T_W} = 0{,}99 \qquad (2)$$

Demnach ist die Differenz zwischen der Fluidtemperatur T_f an der Stelle y und der Wandtemperatur T_w gleich 99 % der Temperaturdifferenz zwischen Kerntemperatur T_K und Wandtemperatur (Alameri, Alkaabi, 2020). Innerhalb der thermischen Grenzschicht erfolgt der Wärmetransport über Konvektion und kann mittels Gleichung (3) beschrieben werden. Die übertragene Wärmestromdichte $\dot{q}$ ergibt sich aus dem Produkt des lokalen, konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α und der Temperaturdifferenz zwischen Wand und Flüssigkeit.

$$\dot{q} = \alpha \cdot (T_w - T_f) \qquad (3)$$

Durch Gleichsetzen von Gleichung (1) und (3) und Auflösen nach α ergibt sich der konvektive Wärmeübergangskoeffizient innerhalb einer idealen thermischen Grenzschicht als Funktion des Temperaturgradienten an der Wand $\left(\frac{dT}{dy}\right)_W$, der Wärmeleitfähigkeit des Fluids λ_f und der Temperaturdifferenz zwischen Wand und Flüssigkeit:

$$\alpha = -\lambda_f \frac{\left(\frac{dT}{dy}\right)_W}{(T_w - T_f)} \qquad (4)$$

Gleichung (4) zeigt, dass der lokale konvektive Wärmeübergangskoeffizient mit steigendem Temperaturgradient an der Wand und daher mit sinkender Dicke der thermischen Grenzschicht ansteigt. Eine dünne thermische Grenzschicht erhöht folglich den Wärmetransport zwischen Wand und Kernflüssigkeit (Polzin, 2020). Die Dicke der thermischen Grenzschicht wird unter anderem von der Strömungsform beeinflusst. So führt eine Erhöhung der Turbulenz aufgrund des erhöhten Wärmetransports innerhalb der Grenzschicht zu einer Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten. Dadurch ist der Temperaturabfall an der Wand geringer und die thermische Grenzschicht wird vergrößert (Maurus, 2002).

Neben der Beeinflussung des konvektiven Wärmeübergangs hat die Dicke der thermischen Grenzschicht auch einen Einfluss auf die Blasenbildung beim Strömungssieden. Damit Dampfblasen entstehen können, muss die Temperatur der sie umgebenden Flüssigkeit um einen definierten Betrag überhitzt vorliegen. Ob die Temperatur der die Blase umgebenden Flüssigkeit diese Bedingungen erfüllt, hängt von dem Temperaturgradienten innerhalb der Grenzschicht ab.

Strömungssieden

Die Wärmeübergangsmechanismen während des Strömungssiedens werden durch den thermodynamischen Zustand der Zweiphasenströmung beeinflusst. Liegt die Kerntemperatur der Flüssigkeit unterhalb und die Wandtemperatur ausreichend hoch oberhalb der lokalen Siedetemperatur, erfolgt die Wärmeübertragung über das unterkühlte Blasensieden. Aufgrund der Rekondensation der Dampfblasen in der Kernströmung wird die Wärmeübertragung beim unterkühlten Blasensieden im Vergleich zur einphasigen Konvektion stark erhöht. Die Entstehung der Dampfblasen sorgt zum einen für eine verstärkte Turbulenz in den wandnahen Schichten und zum anderen zu einer schnelleren Erwärmung der Kernflüssigkeit durch die freiwerdende Kondensationswärme (Dialer, 1983, Kirschbaum, 1961). Für eine detailliertere Beschrei-bung der grundlegenden Mechanismen der Blasenentstehung sowie des Einflusses von Tensidmolekülen auf diese, wird auf Kapitel 2.2.4 verwiesen. Erreicht die Kerntempe-ratur die lokale Siedetemperatur des Stoffsystems, sind die entstehenden Dampfblasen auch außerhalb der thermischen Grenzschicht thermodynamisch stabil und das gesät-tigte Blasensieden setzt ein. Der thermodynamische Dampfgehalt steigt an, die Netto-dampfbildung beginnt und der Wärmeübergang wird von der Entstehung der Dampf-blasen dominiert, die in Form von Blasenschwärmen aufsteigen (Kind, Wetzel, 2019a). Die während des Strömungssiedens übertragene, integrale Gesamtwärmestromdichte $\dot{q}_{ges}$ kann in zwei Anteile aufgeteilt werden: den Anteil des konvektiven Wärmetransports $\dot{q}_K$ sowie den Anteil des blasenbildenden Wärmetransports $\dot{q}_B$. Für das unterkühlte Sieden gilt nach (Kind, Wetzel, 2019c):

$$\dot{q}_{ges} = \dot{q}_K + \dot{q}_B \qquad (5)$$

Hierbei steht $\dot{q}_K$ für die Wärmestromdichte, die dem Wärmeübergangsmechanismus der einphasigen Konvektion beziehungsweise dem konvektiven Sieden zugeordnet wird. In der Literatur werden beide Begriffe zur Beschreibung dieses Mechanismus des Wärmeübergangs verwendet. Da beim konvektiven Strömungssieden keine Dampfblasen entstehen und die Verdampfung an der freien Phasengrenze erfolgt, kann unter Berücksichtigung des Dampfmassenanteils der Wärmeübergangskoeffizient basierend auf den Gesetzmäßigkeiten der einphasigen Konvektion bestimmt werden (Kind, Saito, 2019).

Für die Berechnung von $\dot{q}_B$ wird der Wärmeübergangskoeffizient des Blasensiedens unter dem Einfluss einer aufgeprägten Strömung benötigt. Die Wärmeübertragung beim Blasensieden wird wesentlich durch die Aktivierung von Keimstellen, dem Wachstum sowie dem Abreißen und Aufsteigen der Dampfblasen bestimmt. Jeder dieser Prozesse wird durch die Überhitzung der die Blase umgebenden Flüssigkeit und damit durch die Dicke der thermischen Grenzschicht beeinflusst. Durch Erhöhung der Strömungs-geschwindigkeit wird der Temperaturgradient in der thermischen Grenzschicht erhöht, die Dicke der Grenzschicht nimmt ab und die Blasenentstehung wird gehemmt. Darüber, wie stark der

Wärmeübergangskoeffizient des Blasensiedens durch das Aufprägen einer Strömung beeinflusst wird, herrscht in der Literatur Uneinigkeit. So zeigen beispielsweise (Kind, Saito, 2019) durch den Vergleich experimenteller Messdaten aus zehn unter-schiedlichen Studien, dass der Strömungseinfluss vernachlässigbar klein ist. Allerdings wird nicht näher erläutert, mit welcher Berechnungsformel der Wärmeübergangs-koeffizient des Blasensiedens bestimmt wurde und wie die Abgrenzung zwischen konvektivem und blasenbildendem Wärmetransport erfolgt. Im Gegensatz dazu können (Chen et al., 2018) experimentell belegen, dass im Übergangsbereich zwischen voll ausgebildetem Blasensieden und partiellem Blasensieden die Strömungs-geschwindigkeit einen reduzierenden Einfluss auf den integralen Wärmeübergangs-koeffizienten haben kann. Obwohl die Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit den konvektiven Anteil der Wärmeübertragung vergrößert, wird angenommen, dass der negative Einfluss auf die Dampfblasenbildung überwiegt und somit die integrale Wärmestromdichte verringert wird.

Der nachteilige Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf den blasenbildenden Wärmetransport wurde erstmalig von (Chen, 1966) für den Bereich des gesättigten Blasensiedens mittels Gleichung (6) beschrieben.

$$\alpha_{ges} = F \cdot \alpha_K + S \cdot \alpha_{BS} \tag{6}$$

Im Gegensatz zu den aktuell gängigen Begrifflichkeiten, bezeichnete (Chen, 1966) die vorherrschenden Wärmeübertragungsmechanismen als Makrokonvektion (α_K), zur Beschreibung der Effekte der einphasigen Wärmeübertragung sowie als Mikrokonvektion (α_{BS}), um den Beitrag der Blasenbildung zur Wärmeübertragung zu kennzeichnen. Die dimensionslosen Funktionen *F* und *S* stellen dabei Parameter dar, die durch Anpassung der Modellgleichung an die experimentellen Daten gewonnen wurden. Der Vorfaktor *F* ist ein Strömungsparameter, der die Erhöhung des konvektiven Wärmetransports in Wandnähe durch die Bildung von Dampfblasen und die dadurch induzierten Mikroturbulenzen darstellt. Bei Dampfmassenanteilen kleiner als 0,1 kann für *F* ein Wert von 1 angenommen werden (Steiner et al., 2005). Die Beeinflussung des Blasensiedens durch das Aufprägen einer Strömung wird mittels des Unterdrückungsfaktors *S* beschrieben, welcher Werte von 0 (unendlich große Strömungsgeschwindigkeit) bis 1 (keine Strömung) annehmen kann. Zur Bestimmung von *S* existieren unterschiedliche Ansätze. Bei Kenntnis der Reynolds-Zahl kann Gleichung (7) nach (Butterworth, 1979) zur Berechnung von *S* herangezogen werden.

$$S = \frac{1}{1 + 2{,}53 \cdot 10^{-6} (Re \cdot F^{1{,}25})^{1{,}17}} \tag{7}$$

Diesem Ansatz (Chen, 1966) gegenüber steht die Korrelationsgleichung nach (Kind, Saito, 2019), die auf der Annahme beruht, dass die Strömungsgeschwindigkeit den Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden α_{BS} nicht maßgeblich beeinflusst. In Analogie zu Gleichung (5) werden in dieser Berechnungsgleichung die Wärmeübergangs-koeffizienten α_K und α_{BS} wie folgt gemittelt:

$$\alpha_{ges} = \sqrt[3]{(\alpha_K)^3 + (\alpha_{BS})^3} \tag{8}$$

Für die Berechnung von α_{BS} können unterschiedliche Korrelationsgleichungen verwendet werden, wie beispielsweise der Ansatz nach (Rohsenow, 1971) oder (Forster, Zuber, 1955). Für die Anwendung von Gleichung (8) spezifizieren (Kind, Saito, 2019), dass α_{BS} nur zum

integralen Wärmeübergangskoeffizienten beiträgt, wenn eine kritische Wärmestromdichte $\dot{q}_{ONB}$ vorliegt. Die Berechnung von $\dot{q}_{ONB}$ basiert auf den Grundlagen der Blasenbildung. Die Voraussetzung für das Wachstum einer Dampfblase ist, dass eine kritische Temperaturdifferenz zwischen der dampf-flüssig Grenzfläche aufrechterhalten werden kann. Die zugehörige kritische Wärmestromdichte $\dot{q}_{ONB}$ ergibt sich nach Gleichung (9).

$$\dot{q}_{ONB} = \frac{2 \cdot \sigma \cdot T_s \cdot \alpha_f}{r_{krit} \cdot \rho_d \cdot \Delta h_v} \tag{9}$$

Hierbei stehen σ, ρ_d, Δh_v und α_f für die Oberflächenspannung, die Dampfdichte, die Verdampfungsenthalpie sowie den lokalen einphasigen Wärmeübergangskoeffizienten. Der kritische Radius r_{krit} hängt von der Oberflächenbeschaffenheit der Wärme-übertragungsfläche ab und kann mit $0{,}3 \cdot 10^{-6}$ m abgeschätzt werden (Kind, Wetzel, 2019a).

Welcher der beiden Wärmeübertragungsmechanismen während des blasenbildenden Strömungssiedens dominiert, wird unter anderem von dem Betriebsdruck, der Strömungsgeschwindigkeit, dem Dampfmassenanteil sowie der Differenz zwischen der Oberflächentemperatur der Wärmeübertragungsfläche und der Siedetemperatur der Flüssigkeit ΔT_s beeinflusst. Zur Identifizierung des vorherrschenden Mechanismus kann die Abhängigkeit des Gesamtwärmeübergangskoeffizienten von ΔT_s herangezogen werden. Während α_K nicht durch ΔT_s beeinflusst wird, steigt α_{BS} mit steigender Temperaturdifferenz zwischen Wand und Flüssigkeit aufgrund der erhöhten Anzahl an aktiven Keimstellen deutlich an (Kind, Wetzel, 2019a).

2.1.2 Kenn- und Betriebsgrößen der Naturumlaufverdampfung

Der Betriebsbereich eines Naturumlaufverdampfers ist aufgrund der starken Wechselwirkung zwischen Fluiddynamik und Wärmeübertragung durch die treibende Temperaturdifferenz, den Füllstand sowie den Betriebsdruck begrenzt. Am unteren Ende des Betriebsbereichs wird der Betrieb des Verdampfers durch den Zusammenbruch des Umlaufstroms limitiert. Der Umlaufmassenstrom wiederum resultiert aus der Differenz zwischen dem hydrostatischen Druck der Flüssigkeitssäule im Brüdenabscheider und dem hydrostatischen Druck des Zweiphasengemischs im Verdampferrohr. Durch die partielle Verdampfung der Flüssigkeit im Verdampferrohr wird die mittlere Dichte des Zweiphasengemischs reduziert, der hydrostatische Druck sinkt und die entstehende Druckdifferenz Δp_{Trieb} bewirkt das Aufwärtsströmen des Zweiphasengemischs und treibt damit den Naturumlauf an. Nach Gleichung (10) steigt Δp_{Trieb} mit steigendem Füllstand im Brüdenabscheider h_{BA} sowie abnehmender mittlerer Dichte des Zweiphasengemisches $\overline{\rho}_f$ und damit steigendem Strömungsdampfmassenanteil im Verdampferrohr. Außerdem gehen in die Berechnung der treibenden Druckdifferenz die Erdbeschleunigung g, die Flüssigkeitsdichte ρ_f sowie die Höhe der Rückführung des Zweiphasengemischs in den Brüdenabscheider h_{BL} mit ein.

$$\Delta p_{Trieb} = \rho_f \cdot g \cdot h_{BA} - \overline{\rho}_f \cdot g \cdot h_{BL} \tag{10}$$

Die treibende Druckdifferenz Δp_{Trieb} wirkt dem internen Druckverlust über die Rohrsegmente, insbesondere dem Druckverlust über das Verdampferrohr, entgegen. Der Gesamtdruckverlust Δp_{ges} setzt sich aus dem Reibungsdruckverlust und dem Beschleunigungsdruckverlust zusammen. Der Reibungsdruckverlust ist proportional zum Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit und kann über die entsprechenden Widerstandsbeiwerte

beispielsweise nach (Kind, Wetzel, 2019b) berechnet werden. In der Verdampfungszone führt die partielle Verdampfung der Flüssigkeit zu einer Änderung des Massenanteils sowie der Geschwindigkeit der Dampf- und Flüssigphase. Diese Impulsänderung ist die Ursache für den auftretenden Beschleunigungsdruckverlust, welcher während der Naturumlaufverdampfung in Abhängigkeit des Strömungsdampfmassenanteils x die gleiche Größenordnung wie der Reibungsdruckverlust annehmen kann (Arneth, Stichlmair, 2001). Der Strömungsdampfmassenanteil ergibt sich dabei aus dem Quotienten des Dampfmassenstrom $\dot{m}_d$ und dem Umlaufmassenstrom $\dot{m}_f$ nach Gleichung (11).

$$x = \frac{\dot{m}_d}{\dot{m}_f} \tag{11}$$

Aufgrund des Druckabfalls in Strömungsrichtung und der im Vergleich zur Flüssigkeit deutlich geringeren Dampfdichte, erfährt die Dampfphase eine stärkere Beschleunigung als die wandnahen Flüssigkeitsteilchen. Dadurch entsteht eine Differenz zwischen der Geschwindigkeit der Dampfphase w_d und der Flüssigkeitsphase w_f. Der Quotient aus w_d und w_f wird als Schlupf S bezeichnet:

$$S = \frac{w_d}{w_f}. \tag{12}$$

Der Schlupf steigt mit dem Dampfmassenanteil, der dynamischen Flüssigkeitsviskosität sowie dem Dichteverhältnis zwischen Flüssigkeit und Dampfphase. Basierend auf dem Schlupf lassen sich die verschiedenen Ansätze zur Berechnung des zweiphasigen Druckverlustes in zwei Kategorien von Korrelationsgleichungen einteilen: die homogenen und die heterogenen Modelle. Die homogenen Modelle beruhen auf der Vorstellung, dass die Dampf- und die Flüssigphase mit der gleichen Geschwindigkeit durch das Verdampferrohr strömen. Der Gültigkeitsbereich dieser Modelle beschränkt sich auf Strömungen mit geringen Dampfmassenanteilen und hohen Strömungsgeschwindig-keiten. Die Berechnung des Druckverlustes erfolgt über ein Pseudofluid, dessen Strömungsverhalten durch die volumengemittelten Größen der Dampf- und Flüssigphase bestimmt wird. In realen Strömungen ist der Schlupf zwischen den Phasen immer größer als eins. Mittels der heterogenen Modelle wird der Druckverlust daher basierend auf der Annahme, dass Dampf- und Flüssigphase unterschiedliche Anteile des Strömungs-querschnitts einnehmen und mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten das Verdampfer-rohr entlang strömen, berechnet. Die Wechselwirkung zwischen den Phasen wird in den meisten Modellen durch empirische Konstanten berücksichtigt (Kind, Wetzel, 2019b).

Neben dem Schlupf und dem Strömungsdampfmassenanteil stellt der volumetrische Dampfanteil ε eine entscheidende Kenngröße der Naturumlaufverdampfung dar, weil das Volumen der Dampfphase direkt mit den wirkenden Auftriebskräften zusammenhängt. Gleichung (13) zeigt die Berechnungsvorschrift für ε.

$$\varepsilon = \frac{V_d}{V_d + V_f} \tag{13}$$

Der Zusammenhang zwischen Dampfmassenanteil x und volumetrischem Dampfanteil ε ist in Abbildung 5 für einen Druck von 1 bar und reinem Wasser dargestellt. Der Verlauf von ε verdeutlicht den starken Einfluss des Dampfmassenanteils auf den volumetrischen Dampfanteil im Bereich kleiner Dampfmassenanteile.

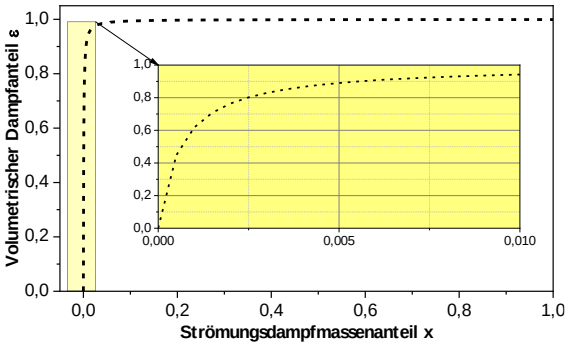


Abbildung 5: Volumetrischer Dampfanteil von reinem Wasser in Abhängigkeit des Strömungsdampfmassenanteils x bei einem Druck von 1 bar

Bereits eine Steigerung des Dampfmassenanteils von 0 % auf 1 % führt zu einer Erhöhung des volumetrischen Dampfanteils um 94 %. Bei kleinen x führt daher eine Erhöhung der Verdampfungsrate durch die Steigerung der treibenden Temperaturdifferenz zu einer stark erhöhten Geschwindigkeit der entstehenden Dampfphase. Die Beschleunigung der Dampfphase führt dazu, dass Flüssigkeitsteilchen mitgerissen werden und der Naturumlauf gesteigert wird. Dieser Effekt dominiert bei kleinen bis mittleren treibenden Temperaturdifferenzen von 20 K bis 30 K. Die weitere Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz führt dazu, dass die Steigerung des Umlaufstroms durch die Erhöhung des zweiphasigen Druckverlustes kompensiert wird (Arneth, Stichlmair, 2001).

Da mit unterschiedlichen Naturumlaufverdampfern auch unterschiedliche Wärmedurchgangskoeffizienten erreicht werden, sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass der quantitative Vergleich der treibenden Temperaturdifferenz und deren Einfluss auf die Fluiddynamik und Wärmeübertragung zwischen unterschiedlichen Verdampferanlagen nicht immer möglich ist. So kann beispielsweise davon ausgegangen werden, dass durch Änderung des Wärmeträgerfluids auf der Heizseite sowohl der Wärmedurchgangs-koeffizient als auch die nötige treibende Temperaturdifferenz zur Übertragung der gleichen Wärmestromdichte verändert wird. Hinzu kommt, dass auch die Definition der treibenden Temperaturdifferenz in der Literatur nicht einheitlich ist (Lu, 2022). In der vorliegenden Arbeit wird die treibende Temperaturdifferenz als Differenz zwischen der Einlauftemperatur der Wärmeträgerflüssigkeit und der Siedetemperatur des Stoffsystems am Kopf des Brüdenabscheiders definiert (vgl. Gleichung (30)).

Ein weiterer entscheidender Parameter, der nach Gleichung (10) den Umlaufstrom und damit auch die Wärmeübertragung beeinflusst, ist der Flüssigkeitsfüllstand im Brüdenabscheider h_{BA}. Um die Vergleichbarkeit dieser Größe zu erleichtern, wird der Füllstand üblicherweise als scheinbarer Füllstand h^* bezogen auf die Länge der Wärmeübertragungsfläche angegeben. Durch Steigerung des scheinbaren Füllstandes erhöht sich die Triebkraft für den Naturumlauf und die Wärmeübergangskoeffizienten werden sowohl in der Aufheiz- als auch in der Verdampfungszone aufgrund der gesteigerten Geschwindigkeit erhöht. Gleichzeitig führt der erhöhte hydrostatische Druck am Zulauf des Verdampferrohrs zu einer erhöhten Flüssigkeitsunterkühlung in Bezug zur lokalen Siedetemperatur. Dadurch wird die Länge der einphasigen Aufheizzone mit einer im Vergleich zur Verdampfungszone deutlich niedrigeren produktseitigen Wärmeübertragung vergrößert. In Abhängigkeit vom Betriebsdruck

kompensieren sich diese beiden Mechanismen und der Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf die Wärmestromdichte beziehungsweise den Wärmedurchgangskoeffizienten ist gering (Arneth, Stichlmair, 2001, Hammerschmidt, 2013). Durch die Änderung des Betriebsdruckes verändert sich die Lage des Betriebspunktes auf der Dampfdruckkurve und damit das Ausmaß der Flüssigkeitsunterkühlung am Zulauf des Verdampferrohrs. Bei einem hohen Betriebsdruck führt die Änderung des scheinbaren Füllstandes und damit des hydrostatischen Druckes nur zu einer geringen Veränderung der Siedetemperatur, wohingegen bei niedrigen Betriebsdrücken der hydrostatische Druck die Siedetemperatur stark beeinflusst (Lu, 2022). Je tiefer der Betriebsdruck, desto größer ist daher die Flüssigkeitsunterkühlung und der Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf die Wärmeübertragung. Neben dem Einfluss auf die Unterkühlung beeinflusst der Betriebsdruck auch die Entstehung der Dampfblasen an der Wärmeübertragungsfläche. Durch Erhöhung des Druckes nimmt die Grenzflächenspannung sowie die Dichtedifferenz zwischen Dampf und Flüssigkeit und somit der kritische Keimbildungsradius ab. Daraus folgt, dass bei erhöhten Drücken mehr aktive Keimstellen vorhanden sind und die zweiphasige Wärmeübertragung gesteigert wird (Polzin, 2020). Für die Grundlagen der Keimbildungstheorie und den Einfluss von Tensidmolekülen auf selbige wird auf Kapitel 2.2.4 verwiesen.

2.1.3 Strömungsinstabilitäten

Die in Abschnitt 2.1.2 beschriebene Beschränkung des Betriebsbereichs von Naturumlaufverdampfern hängt direkt mit dem Auftreten von instabilen Strömungszuständen zusammen. Aufgrund des Funktionsprinzips der Naturumlaufverdampfung weist diese Art von Wärmeübertragern eine erhöhte Störanfälligkeit gegenüber Strömungsinstabilitäten auf. Durch die enge Kopplung von Fluiddynamik und Wärmeübertragung kann beispielsweise eine kurzzeitige Änderung des Dampfmassenanteils zu einer großen Änderung der Triebkraft des Naturumlaufs führen, wodurch wiederum die Wärmeübertragung beeinflusst wird. Die Rückkopplung zwischen den verschiedenen Mechanismen der Wärmeübertragung und Fluiddynamik kann dazu führen, dass die Schwankungsamplituden des Umlaufmassenstroms und des Dampfmassenanteils erhöht werden. Im ungünstigsten Fall kann das Auftreten eines instabilen Strömungsverhaltens die Umkehr der Strömungsrichtung induzieren (Dialer, 1983). Abbildung 6 zeigt die für die Naturumlaufverdampfung charakteristische Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit im Verdampferrohr vom scheinbareren Füllstand (Scholl, Brahim, 2005). Die schrittweise Verringerung des scheinbaren Füllstandes führt bis zu einem Wert von 110 % zu einer leichten Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit bei annährend konstanten Schwankungsamplituden. Die weitere Absenkung des scheinbaren Füllstandes um 5 Prozentpunkte und somit die Reduzierung der Triebkraft des Naturumlaufs hat zur Folge, dass die Umlaufgeschwindigkeit deutlich reduziert und die Schwankungsamplitude stark erhöht wird.

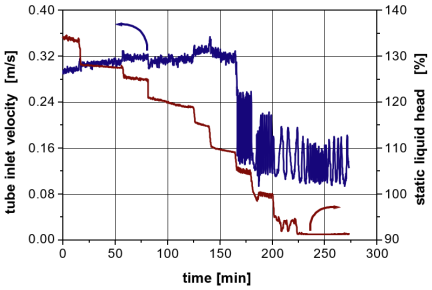


Abbildung 6: Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf die Umlaufgeschwindigkeit in einem Naturumlaufverdampfer (Scholl, Brahim, 2005)

Dieses instabile Betriebsverhalten wirkt sich nachteilig auf den Betrieb des Naturumlaufverdampfers aus, da es die Betriebsführung, zum Beispiel durch die Reduzierung der kritischen Wärmestromdichte, erschwert. Außerdem können je nach Art der Instabilität starke Vibrationen in den Rohrleitungen und dem Wärmeübertrager auftreten, die zur mechanischen Schädigung des Apparates führen (Nayak, Vijayan, 2008).

Im Allgemeinem wird der Begriff Instabilität über die Reaktion eines Systems auf eine externe Störung definiert. Wenn die betrachtete Zielgröße nach der Störung in ihren ursprünglichen Zustand zurückkehrt, liegt ein stabiles System vor. Führt eine Störung hingegen zur Ausbildung eines neuen, stationären Zustandes oder der Oszillation der Zielgröße mit einer erhöhten oder anwachsenden Amplitude, wird von einem instabilen Betriebsverhalten gesprochen. Quantifiziert wird das Auftreten von Instabilitäten häufig über die prozentuale Abweichung der Amplitude vom Mittelwert der Zielgröße. Als kritische Werte werden in der Literatur sowohl Abweichungen von ± 10 % (Nayak, Vijayan, 2008) als auch ± 30 % (Fukuda, Kobori, 1979) vom Mittelwert genannt. Nachteilig an dieser Definition der Instabilität ist, dass auch während des stabilen Betriebs eines Verdampfers Schwankungen in den Umlaufströmen und Temperaturen auftreten. Die Differenzierung zwischen instabilen und stabilen Betriebspunkten anhand der prozentualen Abweichung allein ist daher oftmals nicht zielführend (Mochizuki, 1994). Außerdem besteht bei der Angabe von prozentualen Abweichungen das Risiko, dass bei großen absoluten Mittelwerten auch große Amplituden noch einem stabilen Verhalten zugeordnet werden. So könnte die Temperaturmessung bei einer absoluten Temperatur von 100 °C um 10 °C beziehungsweise 30 °C schwanken und wäre jeweils an der Grenze zur Instabilität, obwohl der Umlaufstrom bei diesen Bedingungen vermutlich eine deutlich größere Schwankungsbreite aufwiese. Aus diesem Grund sollten prozentuale Angaben als Richtwerte interpretiert und das Auftreten von Instabilitäten für den jeweiligen Prozess aufbauend auf diesen Richtwerten definiert werden.

Strömungsinstabilitäten in Zweiphasenströmungen werden in der Literatur oftmals im Zusammenhang mit Naturumlaufsystemen (engl. natural circulation systems) diskutiert. Im Unterschied zu Naturumlaufverdampfern bestehen Naturumlaufsysteme aus einem Kreislauf, in dem der Verdampfer und der Kondensator über eine adiabate Steigleitung (engl. riser) verbunden sind. Aufgrund der vergleichbaren Kopplung zwischen Fluiddynamik und Wärmeübertragung können diese Studien trotz der konstruktiven Unterschiede herangezogen werden, um die grundlegenden Mechanismen der im Naturumlaufverdampfer auftretenden Instabilitäten zu erläutern (Wu et al., 1996).

Zur Klassifizierung von fluiddynamischen Instabilitäten existiert eine Vielzahl von unterschiedlichen Ansätzen (Ruspini et al., 2014, Vijayan et al., 2019), einer der bekanntesten ist die Einteilung in statische und dynamische Instabilitäten nach (Bouré et al., 1973). Hierbei bezieht sich der Begriff „statische Instabilität“ auf die Möglichkeit, das Auftreten eines instabilen Betriebspunktes durch stationäre Erhaltungsgesetze vorhersagen zu können. Die Instabilitäten entstehen dadurch, dass es mehrere Lösungen der Erhaltungsgesetze gibt, so dass eine Störung des Systems kurzfristig zum Erreichen eines neuen, stabilen Betriebspunkt führen kann. Im Gegensatz dazu müssen für die Vorhersagen von dynamischen Instabilitäten unter anderem die Wechselwirkungen und Rückkopplungseffekte zwischen Umlaufmassenstrom, Dampfmassenanteil und Druckverlust berücksichtigt und die jeweiligen instationären Bestimmungsgleichungen gelöst werden. Aufgrund der Vielzahl der bekannten Strömungsinstabilitäten werden im Folgenden ausschließlich statische und dynamische Instabilitäten betrachtet, die im unteren Betriebsbereich des Naturumlaufverdampfers bei geringen Wärmestromdichten und Dampfmassenanteilen auftreten können. Dazu zählen die Ledinegg Instabilität, die Strömungsforminstabilität sowie das Geysering als statische Instabilitäten und die Dichtewellenoszillation als dynamische Instabilität.

Statische Instabilitäten

Die Ledinegg Instabilität wurde erstmals von (Ledinegg, 1938) definiert und beschreibt die schlagartige Reduzierung oder Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit. Die Ursache für die Änderung der Strömungsgeschwindigkeit ist das Vorhandensein mehrerer, stabiler Betriebspunkte bei konstanter Wärmestromdichte und Flüssigkeitsunterkühlung sowie unterschiedlichen Umlaufgeschwindigkeiten. Im Naturumlaufverdampfer ergibt sich die Umlaufgeschwindigkeit aus der Bilanz der treibenden, hydrostatischen Druckdifferenz Δp_{Trieb} und den auftretenden internen Druckverlusten Δp_{Int}. Ein stationärer Betriebszustand liegt vor, wenn die treibende Druckdifferenz den internen Druckverlusten entspricht. Ändert sich beispielsweise durch Schwankungen des scheinbaren Füllstandes die treibende Druckdifferenz und bleibt der innere Druckverlust konstant, so ändert sich die Zirkulationsgeschwindigkeit in der Weise, dass die Differenz zwischen Δp_{Int} und Δp_{Trieb} ausgeglichen wird. Durch Auftragen der internen Druckverluste und der treibenden Druckdifferenz über den Umlaufmassenstrom können die möglichen stationären Betriebspunkte als Schnittpunkte der beiden Druckdifferenz-Kurven graphisch dargestellt werden (vgl. Abbildung 7). Die interne Druckverlustcharakteristik entspricht dabei für den Naturumlaufverdampfer der für den Zwangsumlauf bekannten *S*- oder *N*-Kurve (Mayinger, 1984). An dieser Stelle ist es wichtig herauszustellen, dass der interne Druckverlust im Verdampferrohr bei konstanter Wärmestromdichte und konstanter Unterkühlung unabhängig davon, ob der Umlauf durch natürliche Zirkulation oder einen Zwangsumlauf induziert wird, eindeutig definiert ist. Die durch den Zwangsumlauf bestimmbare interne Druckverlustcharakteristik ist also auch für den Naturumlauf gültig, auch wenn es während des Betriebs des Naturumlaufverdampfers nicht möglich ist, die verschiedenen Betriebspunkte bei konstanter Wärmestromdichte anzufahren. Die treibende Druckdifferenz, häufig auch als externe Druckkennlinie bezeichnet, wird für den Naturumlauf von (Nayak, Vijayan, 2008) als konstant angenommen. Diese Annahme vernachlässigt allerdings den entscheidenden Einfluss des Dampfmassenanteils auf die Dichtedifferenz zwischen der hydrostatischen Flüssigkeits-säule und dem Zweiphasengemisch im Verdampferrohr. Eine entsprechende Anpassung wurde von (Jiang et al., 2000) vorgenommen; sie zeigen, dass die

treibende Druckdifferenz mit steigendem Umlaufstrom aufgrund des sinkenden Dampfmassen-anteils streng monoton fällt.

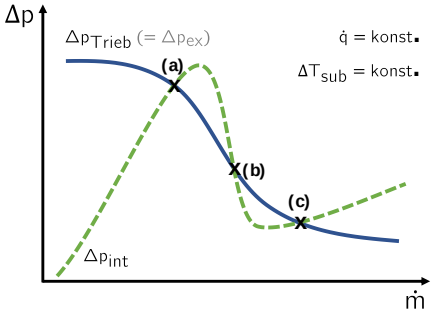


Abbildung 7: Abhängigkeit des Druckverlustes Δp vom Umlaufmassenstrom ṁ für den treibenden Druckverlust Δp_{Trieb} und den internen Δp_{int} Druckverlust in einem Naturumlaufverdampfer.

Durch die graphische Darstellung der internen und der treibenden Druckkennlinien des Naturumlaufverdampfers lässt sich das Stabilitätskriterium für die Ledinegg Instabilität ableiten. In Abbildung 7 sind zu diesem Zweck die Verläufe vereinfacht dargestellt. Die drei Schnittpunkte (a), (b) und (c) zeigen, dass es drei mögliche, stationäre Betriebspunkte gibt, wobei (a) und (c) als stabil und (b) als instabil definiert sind. Führt in Betriebspunkt (a) eine statistische Störung zu einer Erhöhung des Umlaufstroms, nimmt der internen Druckverlust zu, der Umlauf wird reduziert und der Betriebszustand kehrt wieder zu Punkt (a) zurück. Der gegenteilige Mechanismus tritt bei einer Reduzierung der Umlaufgeschwindigkeit auf. Die gleichen Mechanismen greifen auch in Punkt (c). Im Punkt (b) hingegen führt eine Änderung des Umlaufstroms dazu, dass die Betriebspunkte (a) oder (c) erreicht werden. Diese Zusammenhänge lassen sich über den Vergleich der Steigungen der Druckkennlinien zu folgenden Instabilitätskriterium zusammenfassen:

$$\frac{d\Delta p_{Trieb}}{d\dot{m}} \leq \frac{d\Delta p_{int}}{d\dot{m}} \qquad (14)$$

Nach Gleichung (14) gilt ein stationärer Betriebspunkt als instabil, falls die Steigung der externen Druckkennlinie, für den Fall der Naturumlaufverdampfung gleichbedeutend mit der treibenden Druckdifferenz Δp_{Trieb}, größer ist als die Steigung der internen Druckdifferenz Δp_{int}.

Ähnlich wie die Ledinegg Instabilität, tritt auch die Strömungsforminstabilität aufgrund sich ändernder Druckverluste über das Verdampferrohr auf. Durch den Übergang von der Blasen- zur Propfen- bzw. Ringströmung verringert sich schlagartig der Druckabfall über das Verdampferrohr. Die Zweiphasenströmung wird beschleunigt und der Umlaufmassenstrom erhöht. Dies führt wiederum dazu, dass der Dampfmassenanteil abnimmt und die Strömungsform wieder zur Blasenströmung zurückkehrt. Wiederholt sich dieser Zyklus, ändern sich die Strömungsform im Verdampfer und damit auch die Strömungsgeschwindigkeit sowie der Dampfmassenanteil zyklisch (Nayak, Vijayan, 2008, Walter, Ponweiser, 2012).

Eine weitere statische Instabilität, die bei geringen Wärmestromdichten und Strömungsgeschwindigkeiten in siedenden Zweiphasenströmungen auftreten kann, ist das Geysering. In Naturumlaufsystemen wird diese Art der Instabilität durch eine lange Steigleitung zwischen

Verdampfer und Kondensator sowie eine hohe Flüssigkeitsunterkühlung begünstigt. Die sich im Verdampfer bildenden Dampfblasen erfahren während ihrer Aufwärtsbewegung in der Steigleitung aufgrund der hydrostatischen Druckdifferenz eine deutliche Volumenexpansion. Die einzelnen Blasen koaleszieren und es bilden sich Kolbenblasen, die einen großen Teil des Strömungsquerschnittes ausfüllen und die Strömung kurzzeitig stark beschleunigen. Aufgrund der hohen Unterkühlung konden-sieren die Blasen allerdings, bevor sie in den Kondensator eintreten und unterkühlte Flüssigkeit strömt zurück in den Verdampfer. Dadurch wird die Blasenbildung für eine gewisse Warteperiode gehemmt, bevor der oben beschriebene Prozess erneut abläuft (Vijayan et al., 2019).

Im Unterschied zu Naturumlaufsystemen erfolgt die Trennung des Zweiphasengemisches in Naturumlaufverdampfern nicht in einer Steigleitung, sondern in dem horizontal mit dem Verdampfer verbundenen Brüdenabscheider. Trotz dessen können die zuvor beschriebenen grundlegenden Mechanismen auch in einem Naturumlaufverdampfer ein instabiles Betriebsverhalten induzieren (Alane, Heggs, 2011, Lu, 2022). Im Bereich kleiner Wärmestromdichten und hoher Flüssigkeitsunterkühlungen wird ein Großteil des zur Dampfentstehung benötigten Wärmstroms in der einphasigen Aufheizzone übertragen. Die Entstehung der Dampfblasen erfolgt in der Verdampfungszone sowohl durch die erhöhte Wärmezufuhr als auch durch Entspannungsverdampfung aufgrund des sinkenden Druckes und der damit einhergehenden Erhöhung der Temperaturdifferenz zwischen der Wand des Wärmeübertragers und der Siedetemperatur der Flüssigkeit. Besonders bei niedrigen Drücken kann die plötzliche Volumenausdehnung der Dampfblasen dazu führen, dass die einzelnen Blasen zu Kolbenblasen koaleszieren und den Umlaufstrom kurzzeitig beschleunigen. Durch diese erhöhte Umlaufgeschwindigkeit strömt vom Zulauf des Verdampferrohrs unterkühlte Flüssigkeit nach und die Blasenbildung wird wie in den Naturumlaufsystemen gehemmt. Tritt die Verdampfung und Bildung der Kolbenblasen nicht in der Verdampfungszone, sondern in der Brüdenleitung ohne weitere Wärmezufuhr auf, wird das instabile Verhalten als Flashing Instabilität bezeichnet.

Ein direkter Transfer der aus Naturumlaufsystemen bekannten Einflussgrößen auf die Geysering Instabilität in Naturumlaufverdampfern wird durch die konstruktiven Unterschiede verhindert. Beispielsweise führt in Naturumlaufsystemen ein hoher Füllstand aufgrund der räumlichen Begrenzung dazu, dass die Steigleitung vollständig mit Flüssigkeit ausgefüllt ist und der Phasenübergang bei hohen Wärmestromdichten unterdrückt wird (Liu et al., 2019). Dieses Verhalten wird in Naturumlaufverdampfern selbst im überfluteten Zustand nicht beobachtet. Trotzdem kann davon ausgegangen werden, dass die mechanistischen Erkenntnisse auf den Naturumlaufverdampfer übertragbar sind. So führen geringe Wärmestromdichten und hohe Unterkühlungen dazu, dass die Verdampfungsrate so gering ist, dass die Dampfblasen isoliert vonein-ander vorliegen und Kolbenblasen nicht entstehen können. Folglich tritt Geysering bei diesen Betriebsbedingungen nicht auf. Wenn die Wärmestromdichte hingegen einen kritischen Wert überschreitet, führt dies zu einer konstanten Verdampfungsrate und folglich einer konstanten Triebkraft für den Naturumlauf, ohne dass die nachströmende unterkühlte Flüssigkeit dazu führt, dass die Blasenbildung gehemmt wird. Einen ähnlichen Einfluss wie die Wärmestromdichte hat auch die Flüssigkeitsunterkühlung in Naturumlaufsystemen. Bei großen Flüssigkeitsunterkühlungen führt eine weitere Erhöh-ung der Unterkühlung zu einer Stabilisierung des Umlaufstroms, während bei kleinen Flüssigkeitsunterkühlungen eine Erhöhung der Unterkühlung destabilisierend wirkt. Inwieweit diese qualitativen Zusammenhänge auf die Vorgänge im

Naturumlaufver-dampfer übertragbar sind, bleibt allerdings offen, da das Ausmaß der Flüssigkeits-unterkühlung in Naturumlaufverdampfern deutlich geringer ist als in Naturumlauf-systemen (Liu et al., 2019, Walter, Ponweiser, 2012).

Dynamische Instabilitäten

Dynamische Strömungsinstabilitäten können nach (Vijayan et al., 2019) anhand des Propagationsmechanismus der Störung in akustische Oszillationen und Dichtewellenos-zillationen unterteilt werden. Die akustischen Oszillationen werden durch Druckwellen initiiert, welche beispielsweise während des Filmsiedens den Wärmetransport durch die Beeinflussung der Dicke des Dampffilms verändern (Li et al., 2022, Nayak, Vijayan, 2008). In Naturumlaufverdampfern ist ein weitaus entscheidenderer Aspekt das Auftreten von Dichtewellenoszillationen, die dadurch charakterisiert sind, dass sich die mittlere Dichte über den Rohrquerschnitt in axialer Richtung verändert. Diese Art der Instabilität kann durch den Einfluss der Schwerkraft, der Reibung oder des Impulsübertrags hervorgerufen werden. Im unteren Betriebsbereich des Naturumlauf-verdampfers tritt der Typ 1 der Dichtewellenoszillation auf, welcher maßgeblich durch die Schwerkraft bzw. die Auftriebskraft beeinflusst wird (Ruspini et al., 2014). Ursächlich für das Auftreten der Typ 1 Dichtewellenoszillation sind die Rückkopplungs-effekte zwischen Umlaufstrom und Dampfmassenanteil im Bereich geringer volume-trischer Dampfanteile. Selbst eine kleine Erhöhung der Verdampfungsrate führt in diesem Bereich zu einer großen Änderung des volumetrischen Dampfmassenanteils (vgl. Abbildung 5) und damit zu einer gesteigerten Triebkraft des Naturumlaufs. Durch die Erhöhung des Umlaufstroms wird der Wärmestrom, der zur einphasigen Erwärmung des Stoffsystems bis auf die lokale Siedetemperatur aufgewendet wird, erhöht und die einphasige Aufheizzone verlängert sich. Dadurch werden kurzzeitig die Verdampfungs-rate beziehungsweise der Dampfmassenanteil und damit die treibende Druckdifferenz reduziert (vgl. Gleichung (10)). Folglich wird auch der Umlaufstrom gebremst und die geschilderten Vorgänge, die die zeitlichen Schwankungen des Umlaufstroms induzieren, wiederholen sich. Durch die dauerhafte Erhöhung des Dampfmassenanteils, beispiels-weise durch die Steigerung der übertragenen Wärmestromdichte, verringert sich der Einfluss des Dampfmassenanteils auf den volumetrischen Dampfanteil und das Auftreten der Strömungsinstabilität wird gehemmt beziehungsweise vollständig unterdrückt (Nayak, Vijayan, 2008).

2.1.4 Modellierung mittels dimensionsloser Kennzahlen

Aufgrund der starken Wechselwirkungen zwischen Wärmeübertragung und Fluiddynamik beruht die Auslegung von Naturumlaufverdampfern auf iterativen Berechnungsansätzen, bei denen der Wärmeübertrager in eine definierte Anzahl von Segmenten unterteilt wird. Innerhalb jedes Segments werden durch Lösen der Energie- und Massenbilanzen und Verwendung von Korrelationsgleichungen zur Bestimmung des Druckverlustes und der Wärmeübertragung die Eingangsgrößen für das nachfolgende Segment berechnet. Eine Voraussetzung für die erfolgreiche Anwendung dieser Ansätze zur Vorausberechnung des Wärmeübertragers ist die Existenz geeigneter Korrelationsgleichungen, die sowohl die ein- und zweiphasige Wärmeübertragung als auch den ein- und zweiphasigen Druckverlust bei den vorherrschenden Betriebs- und Prozessbedingungen ausreichend genau beschreiben. Durch die Anwesenheit von Tensiden im Naturumlaufverdampfer werden die Blasenentstehung und

-dynamik und somit das Strömungsverhalten und der Wärmetransport direkt beeinflusst. Im Kapitel 2.2 wird ein Überblick über die zugrunde liegenden Beeinflussungsmechanismen gegeben. Vorweggenommen sei an dieser Stelle, dass zum jetzigen Zeitpunkt noch keine etablierten Korrelationsgleichungen existieren, die die Auswirkungen von Tensiden auf die Fluiddynamik und Wärmeübertragung im Naturumlaufverdampfer beschreiben könnten.

Im Zuge der Erschließung neuer Forschungsgebiete kann es vorkommen, dass die Auswirkungen verschiedener Einflussgrößen auf eine Zielgröße bekannt, die zugrundeliegenden einzelnen Mechanismen allerdings aufgrund deren Komplexität noch nicht vollständig aufgeklärt sind. Die Aufstellung einer mechanistischen Korrelationsgleichung zur Beschreibung der Zielgröße ist dann nicht möglich. In diesen Fällen ist der Einsatz dimensionsloser Kennzahlen ein etablierter Ansatz zur zusammenfassenden Beschreibung der einzelnen Mechanismen. Bezüglich der Beeinflussung der Naturumlaufverdampfung durch Tenside bietet ein solcher Ansatz den Vorteil, dass beispielsweise der integrale Einfluss auf die Fluiddynamik quantifiziert werden kann, ohne dass Berechnungsvor-schriften verwendet werden müssen, die den Einfluss des Tensids auf den zweiphasigen Druckverlust beschreiben. Mit Hilfe dimensionsloser Modellgleichungen kann somit das Wissen über den integralen Einfluss des Tensids auf das Betriebsverhalten des Verdampfers durch die Beeinflussung verschiedener Stoffgrößen mittels der Wahl von dimensionslosen Kennzahlen und der Definition geeigneter Gültigkeitsbereiche zusam-mengefasst und quantifiziert werden. Nachfolgend wird anhand einer exemplarischen Auswahl an Korrelationsgleichungen aufgezeigt, inwieweit dimensionslose Kennzahlen in der Literatur Anwendung finden, um die Wärmeübertragung und die Fluiddynamik in Naturumlaufverdampfern abzubilden. Um den Lesefluss nicht zu stören, werden die Gleichungen der dimensionslosen Kennzahlen nicht im Fließtext, sondern im Symbol-verzeichnis dargestellt.

Eine der ersten dimensionslosen Gleichungen zur Beschreibung der Wärmeübertragung während der Naturumlaufverdampfung wurde von (Kirschbaum, 1955) entwickelt. Die vorgeschlagene Korrelationsgleichung basiert ausschließlich auf dimensionslosen Kennzahlen, die für die Vorausberechnung eines Naturumlaufverdampfers bekannt sind. Zur Beschreibung der Wärmeübertragung verwendet (Kirschbaum, 1955) eine modifizierte Nusselt-Zahl Nu_K, die sich aus dem Produkt des Wärmeübergangs-koeffizienten und der Oberflächenspannung dividiert durch das Produkt der Wärmeleitfähigkeit und des Betriebsdruckes ergibt:

$$\mathrm{Nu_K} = \frac{\alpha \cdot \sigma}{\lambda \cdot \mathrm{p}} \qquad (15)$$

Mittels eines Potenzansatzes wird die Beeinflussung der Nusselt-Zahl durch die Jakob-Zahl *Ja*, das Dichteverhältnis zwischen Dampf- und Flüssigphase *S* und das Verhältnis zwischen der dynamischen Viskosität von reinem Wasser und der dynamischen Viskosität des eingesetzten Stoffsystems *Z* zusammengefasst und quantifiziert. Die Jakob-Zahl wird in diesem Ansatz anstelle der Reynolds-Zahl verwendet, da davon ausgegangen wird, dass der Einfluss der treibenden Temperaturdifferenz innerhalb des Untersuchungsrahmens vergleichbar mit dem Einfluss der Umlaufgeschwindigkeit ist. Durch Anpassung der Modellgleichung an die experimentellen Daten von (Kirschbaum, 1955) ergab sich die finale Gleichung zu:

$$\mathrm{Nu_K} = \mathrm{C} \cdot (\mathrm{Ja})^{1} \cdot (\mathrm{S})^{0,5} \cdot (\mathrm{Z})^{0,25} = \mathrm{C} \cdot \left(\frac{\Delta \mathrm{T} \cdot \mathrm{c_p}}{\Delta \mathrm{h_v}}\right)^{1} \cdot \left(\frac{\rho_\mathrm{f}}{\rho_\mathrm{d} \cdot 1.000}\right)^{0,5} \cdot \left(\frac{\eta_{\mathrm{Wasser}}}{\eta_{\mathrm{Stoffsystem}}}\right)^{0,25} \qquad (16)$$

Hierbei ist die Konstante C abhängig vom scheinbareren Füllstand h^* und wird für $h^* = 40\,\%$ mit 0,370 und für $h^* = 75\,\%$ mit 0,236 angegeben. Als nachteilig erweist sich, dass die Modellgleichung ausschließlich für die Geometrie des verwendeten Einzelrohr-Apparates mit einem Rohrinnendurchmesser von 40 mm und einer Rohrlänge von 4 L anwendbar ist (Dialer, 1983) und die Übertragung der Gleichung auf andere Verdampfergeometrien trotz vorliegender experimenteller Daten nicht erfolgte. Einen ähnlichen Ansatz zur Beschreibung der Wärmeübertragung in Einrohr-Naturumlauf-verdampfern nutzt (Kamil et al., 1995), wobei für die Aufheiz- und die Verdampfungs-zone zwei unterschiedliche Gleichungen vorgestellt werden. Im Gegensatz zu dem Ansatz nach (Kirschbaum, 1955) werden auch dimensionslose Kennzahlen verwendet, die für die Naturumlaufverdampfung a priori nicht bekannt sind. So enthält die Gleichung zur Beschreibung des konvektiven Wärmeübergangs in der Aufheizzone (vgl. Gl. (17)) neben der Grashof-Zahl Gr und der Prandtl-Zahl Pr auch die Reynolds-Zahl Re und das Verhältnis zwischen der Länge der Aufheizzone L_{AZ} und dem Innendurchmesser des Verdampferrohrs d_i.

$$\mathrm{Nu_c} = 0{,}140 \cdot (\mathrm{Gr})^{0{,}268} \cdot (\mathrm{Pr})^{0{,}248} \cdot (\mathrm{Re})^{0{,}254} \cdot \left(\frac{\mathrm{L_{AZ}}}{\mathrm{d_i}}\right)^{-0{,}157} \qquad (17)$$

Die Länge der Aufheizzone wird dabei basierend auf der Annahme bestimmt, dass sich die Länge der Verdampfungszone, bei elektrischer Beheizung des Wärmeübertragers und damit konstanter Wärmestromdichte, über den entstehenden Dampfmassenstrom bestimmen lässt. Nicht berücksichtigt wird bei diesem Ansatz, dass ein Anteil der Wärme, der zur Entstehung der Dampfphase beiträgt, bereits in der Aufheizzone übertragen wird. Durch den hydrostatischen Druck am Zulauf des Verdampferrohrs liegt die Flüssigkeit in Bezug zur Siedetemperatur überhitzt vor. Diese Überhitzung wird innerhalb der Verdampfungszone und der Brüdenleitung durch Entspannungsverdampfung freigesetzt, wodurch es in Abhängigkeit der Betriebsparameter zu einer Überschätzung des in der Verdampfungszone übertragenen Wärmestroms kommt. Dies hat eine Überschätzung der Länge der Verdampfungszone und einer Unterschätzung der Länge der Aufheizzone zur Folge. Zur Beschreibung der zweiphasigen Wärme-übertragung in der Verdampfungszone werden die Peclet-Zahl Pe_b für Verdampfungs-vorgänge sowie die Prandtl-Zahl Pr, der Martinelli-Faktor X_{tt} und das Verhältnis zwischen der Oberflächenspannung des Stoffsystems und der Oberflächenspannung von reinem Wasser herangezogen.

$$\mathrm{Nu_B} = 2{,}8029 \cdot (\mathrm{Pe_b})^{0{,}6433} \cdot (\mathrm{Pr})^{0{,}685} \cdot (\mathrm{X_{tt}})^{0{,}25} \cdot \left(\frac{\sigma_{\mathrm{Stoffsystem}}}{\sigma_{\mathrm{Wasser}}}\right)^{0{,}021} \qquad (18)$$

Hierbei steht Pe_b für die dimensionslose Form der Wärmestromdichte und bildet den Einfluss des Blasensiedens auf die Wärmeübertragung ab, während X_{tt} für den Einfluss der Zweiphasenströmung beziehungsweise den Anteil des konvektiven Strömungssiedens steht. Sowohl Gleichung (17) als auch Gleichung (18) bilden die experimentellen Daten von (Kamil et al., 1995) mit einer Unsicherheit von ± 30 % ab, müssen allerdings aufgrund der Einbeziehung von Re, X_{tt} und L_{AZ} zur Vorausberechnung eines Naturumlaufverdampfers iterativ gelöst werden. Unter Verwendung des gleichen Naturumlaufverdampfers, der auch zur Entwicklung der Gleichungen (17) und (18) eingesetzt wurde, haben (Ali, Alam, 1992) eine Korrelationsgleichung zur Beschreibung der Reynolds-Zahl entwickelt. Ähnlich wie Gleichung (18) enthält der dimensionslose Potenzansatz Pe_b zur Abbildung des Einflusses des Blasensiedens. Weiterhin beinhaltet die Gleichung die Unterkühlungszahl K_{sub}, welche den Einfluss der Flüssigkeits-unterkühlung am Zulauf des Verdampferrohrs wiedergibt, sowie den scheinbaren Füllstand h^*.

$$Re = 1{,}17 \cdot (Pe_b)^{0{,}96} \cdot (K_{sub})^{-0{,}24} \cdot (h^*)^{1{,}2} \quad (19)$$

Diese Form der Korrelationsgleichung gibt sowohl die experimentellen Daten von (Ali, Alam, 1992) also auch die von (Agrawal, 1980) und somit sechs unterschiedliche Stoffsystemen mit einer Unsicherheit von ± 40 % wieder. Aufbauend auf Gleichung (19) konnte durch Hinzufügen des Martinelli-Faktors eine Reduktion der Unsicherheit der Korrelation auf ± 25 % erreicht werden (Zaidi et al., 2008). Eine Einschränkung des modifizierten Ansatzes ist allerdings, dass die Exponenten der dimensionslosen Kennzahlen für die verschiedene Stoffsysteme einzeln angepasst wurden und die Korrelationsgleichung daher nicht unabhängig vom Stoffsystem angewendet werden kann. Gleichung (20) zeigt die modifizierte Gleichung nach (Zaidi et al., 2008) mit Exponenten, die für den Fall von reinem Wasser bestimmt wurden.

$$Re = 5{,}798 \cdot (Pe_b)^{1{,}2312} \cdot (K_{sub})^{-0{,}1324} \cdot (h^*)^{0{,}2341} \cdot (X_{tt})^{0{,}7432} \quad (20)$$

2.2 Beeinflussung des Betriebsverhaltens von Wärmeübertragern durch Tenside

In der Literatur sind Untersuchungen zum Einfluss von Tensiden auf den Betrieb eines Wärmeübertragers nur vereinzelt zu finden (Gandomkar et al., 2020, Waack et al., 2022). Allgemein bekannt ist, dass die Anwesenheit von grenzflächenaktiven Substanzen zu einer unerwünschten, das Betriebsverhalten beeinträchtigenden Schaumbildung in thermischen Trennapparaten führen kann. Die konkreten Mechanismen hinsichtlich der Beeinflussung von Wärmeübertragung und Fluiddynamik innerhalb eines Wärmeübertragers sind allerdings weitgehend unerforscht. Im nachfolgenden Kapitel werden daher die Erkenntnisse aus grundlegenden Forschungsarbeiten zum Einfluss von grenzflächen-aktiven Substanzen auf die ein- und zweiphasige Wärmeübertragung und Fluiddynamik zusammengefasst und eingeordnet. Dabei wird aufgrund der engen Verknüpfung der zugrundeliegenden Mechanismen die Beeinflussung von einphasiger Fluiddynamik und Wärmeübertragung durch Tenside in einem gemeinsamen Kapitel behandelt, während die Beeinflussung der zweiphasigen Wärmeübertragung und der zweiphasigen Fluid-dynamik getrennt voneinander betrachtet werden.

2.2.1 Einfluss von Tensiden auf Stoffeigenschaften und Stofftransport

Tenside sind oberflächenaktive Moleküle, deren Eigenschaften auf ihrer charak-teristischen Molekülstruktur beruhen. Ein Tensidmolekül besteht aus einer lipophilen, unpolaren Kette, häufig einer Kohlenwasserstoff-Kette und einer hydrophilen, polaren Kopfgruppe. In Abhängigkeit der funktionellen Kopfgruppe werden die oberflächen-aktiven Substanzen in ionische und nicht-ionische Tenside eingeteilt. Im Allgemeinen werden die Stoffeigenschaften eines Fluids durch den Zusatz eines Tensids in geringer Konzentration nicht wesentlich beeinflusst. Eine Ausnahme davon stellt die Beein-flussung der Grenzflächen- beziehungsweise der Oberflächenspannung dar. Der molekulare Aufbau der Tenside führt dazu, dass sich die Moleküle an Grenzflächen anlagern und dadurch die Grenzflächenspannung senken (Cheng et al., 2007, Liang, Mudawar, 2018). Da die Adsorption der Tensidmoleküle an der Grenzfläche ein dynamischer Prozess ist, ändert sich die Oberflächenspannung einer neu gebildeten Oberfläche mit der Zeit. Quantifiziert wird der zeitabhängige Einfluss der Tensid-moleküle durch die dynamische Oberflächenspannung. Wie stark die dynamische Oberflächenspannung durch ein Tensid beeinflusst wird, hängt unteranderem von der Temperatur und der Tensidart und -konzentration ab (Cheng et al., 2007, Liang, Mudawar, 2018). Mit der Zeit nimmt die dynamische Oberflächenspannung stetig ab, bis die Gleichgewichtsbelegung der Grenzfläche mit Tensidmolekülen erreicht ist. Dieser Grenzwert der dynamischen Oberflächenspannung wird durch die statische Oberflächenspannung quantifiziert. Die Abhängigkeit der statischen Oberflächenspannung von der Tensidkonzentration wird durch einen asymptotischen Verlauf beschrieben. Dabei kennzeichnet die kritische Mizellenkonzentration (engl. critical micelle concentration, CMC) die Konzentration, bei der sich im Gleichgewicht Mizellen in der Flüssigphase ausbilden und die statische Oberflächenspannung den asymptotischen Wert erreicht (Liang, Mudawar, 2018, Mata et al., 2022). Im Gegensatz zu den vernachlässigbaren Auswirkungen geringer Tensidkonzentrationen auf die Stoffeigenschaften, führt die Präsenz von Mizellen zu einer Erhöhung der Viskosität. Außerdem kann sich oberhalb der CMC ein nicht-newtonsches Fließverhalten ausbilden (Cheng et al., 2007). Wie sich das Fließverhalten des Fluids durch

die Bildung der Mizellen verändert, hängt maßgeblich von den entstehenden Mizellenstrukturen ab. Bei Überschreiten der CMC bilden sich zuerst sphärische Mizellen, die sich bei Erhöhung der Konzentration in stabförmige Mizellen umwandeln. Die Konzentration, ab der stabförmige Mizellen entstehen, wird auch als zweite kritische Mizellenkonzentration CMC_2 bezeichnet. Die CMC wird in Abhängigkeit der Tensidart durch die Temperatur beeinflusst und nimmt in vielen Fällen mit der Temperatur zu (Asidin et al., 2019, Kim, Lim, 2004, Stasiuk, Schramm, 1996). In engem Zusammenhang mit der Beeinflussung der Oberflächen-spannung steht der Einfluss von Tensiden auf das Benetzungsverhalten. Die Benetz-barkeit einer homogenen Oberfläche kann im Gleichgewicht durch den Randwinkel θ nach Gleichung (21) quantifiziert werden, wobei ein kleiner Randwinkel einer hohen Benetzung entspricht.

$$\frac{\sigma_s - \sigma_{sl}}{\sigma_l} = \cos\theta \qquad (21)$$

Wird die Oberflächenspannung der Flüssigkeit σ_l durch die Anwesenheit von Tensidmolekülen reduziert, während die Oberflächenenergie σ_s und die Grenzflächen-spannung zwischen Oberfläche und Flüssigkeit σ_{ls} konstant bleiben, so verringert sich auch der Randwinkel und die Benetzbarkeit der Oberfläche nimmt zu. Bei gleicher Oberflächenspannung wird der Randwinkel durch verschiedene Tensidarten allerdings unterschiedlich stark beeinflusst. So hat beispielsweise das anionische Tensid Natrium-laurylsulfat (SDS) nur einen geringen Einfluss auf den Randwinkel, während das nicht-ionische Tensid Octoxinol-9 den Randwinkel deutlich senkt (Wu et al., 1998). Wie der Randwinkel durch Tenside beeinflusst wird, hängt neben der Reduzierung der Ober-flächenspannung auch von der Beeinflussung der Oberflächenenergie ab. Metalle und Metalloxide haben eine hydrophile Oberfläche. Tensidmoleküle adsorbieren daher mit der polaren Kopfgruppe an der Oberfläche, sodass die lipophile Kette in die fluide Phase ragt und die Oberfläche hydrophobiert wird. Dadurch wird die Benetzbarkeit der Oberfläche verringert und der Randwinkel steigt. Eine Erhöhung der Tensid-konzentration kann dazu führen, dass die monomolekulare Grenzflächenbelegung durch eine zusätzliche Schicht von Tensidmolekülen erweitert wird. Diese zweite Molekül-schicht lagert sich so an, dass die lipophilen Ketten zueinander zeigen. Dadurch reicht die polare Kopfgruppe in die Flüssigphase, die Oberfläche wird hydrophiler und der Randwinkel sinkt (Manglik, 2006, Paria, Khilar, 2004, Zhu et al., 2017). Ob der Randwinkel durch den Zusatz des jeweiligen Tensids erhöht oder reduziert wird, ist besonders im Zusammenhang mit der zweiphasigen Wärmeübertragung von Bedeutung, da eine schlecht benetzbare Oberfläche die Dampfkeimbildung energetisch begünstig. Auf den detaillierten Zusammenhang zwischen Randwinkel und Wärmeübertragung wird in Kapitel 2.2.4 näher eingegangen.

Neben den Stoffeigenschaften kann die Anwesenheit von Tensidmolekülen auch den Stofftransport in ein- und zweiphasigen Stoffgemischen beeinflussen. Ein Beispiel hierfür ist die Marangoni-Konvektion, welche durch Gradienten in der Oberflächenspannung induziert wird. Lokale Unterschiede in der Oberflächenspannung können unter anderem durch Temperatur- oder Konzentrationsunterschiede induziert werden. Die daraus resultierenden Strömungen werden als thermokapillare beziehungsweise solutokapillare Konvektion bezeichnet. Wird eine mit Tensidmolekülen belegte Grenzfläche durch eine äußere Störung vergrößert, so führt dies zu einer Verringerung der lokalen Grenzflächenbelegung und einer Erhöhung der Oberflächenspannung. Diese Änderung der Oberflächenspannung induziert eine Strömung von Tensidmolekülen in Richtung der höheren Oberflächenspannung bis eine

konstante Grenzflächenbelegung erreicht ist (Agble, Mendes-Tatsis, 2001, Meulenbroek et al., 2021, Nakath, 2014). In Zweiphasen-strömungen, im Speziellen im Bereich der Blasenströmung oder während des Blasen-wachstums an einer beheizten Wand, kann diese Art des solutokapillaren Marangoni-Effekts innerhalb einer Dampfblase beziehungsweise an der dampf-flüssig Phasengrenze auftreten und dadurch die Aufstiegsgeschwindigkeit der Blase reduzieren (vgl. Kapitel 2.2.3). Außerdem spielen sowohl die konzentrationsgetriebene als auch die thermische Marangoni-Konvektion während der Dampfblasenbildung an beheizten Oberflächen eine Rolle. Wie die zweiphasige Wärmeübertragung durch den Marangoni-Effekt beeinflusst wird, ist in Kapitel 2.2.4 dargestellt.

2.2.2 Beeinflussung der einphasigen Fluiddynamik und Wärmeübertragung

Die Untersuchung des Einflusses von Tensiden auf die einphasige Fluiddynamik und Wärmeübertragung ist in wissenschaftlichen Studien vor allem durch den Einsatz von Tensiden als Reibungsminderer motiviert. Die Reibungsminderung wird dabei über die Reduktion des Strömungsdruckverlustes quantifiziert (Ayegba et al., 2020). Mit der Verringerung der Reibung in einer Strömung geht immer auch eine Reduzierung der Wärmeübertragung einher. Aktuelle Studien zeigen, dass Tenside die Wärmeüber-tragung je nach Anwendungsfall stärker beeinflussen können als den Druckverlust (Varnaseri, Peyghambarzadeh, 2020).

Erstmals wurde der reibungsmindernde Effekt von Polymeren in turbulenten Strömungen im Jahr 1949 von (Toms, 1949) entdeckt. Seit diesem Zeitpunkt wurde eine Vielzahl von Studien durchgeführt, die sich mit der Reibungsminderung durch verschiedene Additive beschäftigen. Aufgrund der komplexen Zusammenhänge ist es jedoch bis heute nicht gelungen, einen allgemeingültigen Ansatz zur Beschreibung der Mechanismen der Reibungsminderung zu entwickeln. Es existieren verschiedene Theorien, die allerdings die zahlreichen experimentellen Ergebnisse nicht vollumfänglich erklären können (Gu et al., 2020). Im Folgenden wird daher ein Überblick über die grundlegenden Erkenntnisse bezüglich des reibungsmindernden Effekts von Tensiden gegeben.

Allgemein anerkannt ist, dass Tenside ab einer Konzentration oberhalb der CMC die rheologischen Eigenschaften und dadurch das Strömungsverhalten von Flüssigkeiten verändern können (Saeki, Kaide, 2021). In Abhängigkeit der Tensidkonzentration sowie der Temperatur bilden sich sphärische, stabförmige oder wurmförmige Mizellenstrukturen aus, welche das Ausmaß der Reibungsminderung stark beeinflussen. (Wang et al., 2011) postulieren beispielsweise, dass die Formation stabförmiger Mizellen für das Auftreten eines reibungsmindernden Effekts notwendig sei. Die Konzentration, ab der sich den Druckverlust mindernde Mizellenstrukturen bilden, wird als kritische Aggregationskonzentration bezeichnet (Gu et al., 2020). Die Anordnung der Mizellen wird durch die auftretenden Scherkräfte zwischen der Wand und den wandnahen Fluidschichten beeinflusst. Die Scherung der Tensidmoleküle führt dazu, dass einzelne Mizellen näher aneinanderrücken und geordnete Netzwerkstrukturen, sogenannte scherinduzierte Mizellenstrukturen (engl. shear-induced structures, SIS), bilden.

Ein Ansatz zur Erklärung der reibungsmindernden Effekte von Tensiden beruht auf dem Zusammenhang zwischen der Formation von Mizellen oder Mizellennetzwerkstrukturen und der Veränderung der rheologischen Eigenschaften der Flüssigkeit. So kann die Zugabe von Tensiden zu einer wässrigen Lösung beispielsweise dazu führen, dass sich die Viskosität der

Flüssigkeit in Abhängigkeit der Scherrate ändert. Uneinigkeit herrscht in der Wissenschaft bislang darüber, welche rheologischen Eigenschaften ausschlag-gebend für die Reduzierung des Druckverlustes sind (Warwaruk, Ghaemi, 2021). Sowohl frühe als auch neuere Studien deuten darauf hin, dass das viskoelastische Verhalten ursächlich für den reibungsmindernden Effekt ist (Gupta et al., 1967, Mizunuma et al., 2010). Es wird angenommen, dass die sich bildenden Mizellenstrukturen die kinetische Energie von Turbulenzwirbeln absorbieren und in Form von elastischen Eigenschaften speichern können (Gu et al., 2020). Dadurch wird die Wirbelbildung unterdrückt, die Turbulenz gedämpft und der Druckverlust sinkt (Cai et al., 2012). Andererseits konnte bereits 1997 durch experimentelle Untersuchungen gezeigt werden, dass eine Reduzierung des Druckverlustes auch dann auftritt, wenn das Fluid keine visko-elastischen Eigenschaften aufweist (Lu et al., 1997). Als Ursache für die beobachtete Reibungsminderung wird eine erhöhte Dehnviskosität genannt. Zu ähnlichen Ergebnissen kommen auch (Drappier et al., 2006), die die These aufstellen, dass die Mizellen eine scherinduzierte Gelschicht formen, welche die Dehnviskosität des Fluids erhöht und die Turbulenz verringert.

Unabhängig von der Beeinflussung der rheologischen Eigenschaften beziehungsweise deren Zusammenhang mit der Reibungsminderung, besteht in der Literatur Einigkeit darüber, dass sich der reduzierte Druckverlust auf eine Modifizierung der Turbulenzstrukturen innerhalb der Strömung zurückführen lässt (Wei et al., 2006). Bereits 1991 stellten (Weber et al., 1991) fest, dass sowohl die axialen als auch die radialen Turbulenzschwankungen durch die Zugabe von Tensidmolekülen gedämpft werden. In ähnlicher Weise wird die Wirkung von Tensidmolekülen auf das Strömungs-verhalten von (Kotenko et al., 2019) beurteilt. Sie postulierten, dass die Tensidmoleküle zur Dämpfung zwischen einzelnen Turbulenzwirbeln beitragen. Zusammenfassend ist festzustellen, dass die Zugabe von Tensidmolekülen die Turbulenzintensität reduzieren beziehungsweise die charakteristischen Merkmale einer turbulenten Strömung unterdrücken kann (Maxson et al., 2017). Aus diesem Grund können Tenside in turbulenten Strömungen zur Reduzierung des Druckverlustes eingesetzt werden, während eine reibungsmindernde Wirkung in laminaren Strömungen nicht bekannt ist.

Durch die enge Kopplung zwischen Wärme- und Impulstransport führt die Reduzierung der Turbulenz in den meisten Fällen zu einer Reduzierung der Wärmeübertragung (Aguilar et al., 1999). Unter den ungünstigsten Bedingungen kann die Wärme-übertragung um bis zu 90 % sinken (Gong et al., 2021). Als Ursache für die verminderte Wärmeübertragung werden in der Literatur zwei unterschiedliche Mechanismen genannt. Der erste ist die Vergrößerung der viskosen Unterschicht, die zu einer Erhöhung des thermischen Widerstands zwischen Wärmeübertragungsfläche und Kernflüssigkeit führt. Als Folge dessen sinkt der Wärmeübergangskoeffizient (Sellin et al., 1982, Wells, 1968). Das Auftreten einer vergrößerten viskosen Unterschicht wurde bislang allerdings ausschließlich beim Einsatz von Polymeren als Reibungsminderer beobachtet. Ob dieser Effekt auch für die Anwendung von Tensiden relevant ist, ist wissenschaftlich nicht belegt. Ein zweiter Ansatz erklärt die reduzierte Wärmeübertragung durch die Verringerung der Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb der Strömung. Sowohl in radialer als auch in tangentialer Richtung werden die Geschwindigkeitsgradienten gedämpft oder vollständig unterdrückt, wodurch auch der Wärmetransport in diesen Richtungen reduziert wird (Wang et al., 2011).

Für das Ausmaß der Beeinflussung der Wärmeübertragung sind die vorherrschenden Strömungsverhältnisse, quantifiziert durch die Reynolds-Zahl, von großer Bedeutung (Li et al., 2005). Im laminaren Strömungsregime tritt keine maßgebliche Veränderung der

Strömungsform und daher auch keine Beeinträchtigung der Wärmeübertragung durch die Tensidmoleküle auf. Steigt die Reynolds-Zahl in den Bereich turbulenter Strömungsverhältnisse, so zeigen Tensidlösungen aufgrund der reduzierten Turbulenzintensität eine deutliche Verringerung des Wärmeübergangs. (Weber et al., 1991) quantifizieren diesen Einfluss, indem sie zeigen, dass die Wärmeübertragung von wässrigen Tensidlösungen auch im turbulenten Bereich in Abhängigkeit der Temperatur sowie der Tensidkonzentration und -art durch die Gesetzmäßigkeiten einer laminaren Rohr-strömung beschrieben werden kann. Bei weiterer Erhöhung der Reynolds-Zahl nähert sich die Wärmeübergangscharakteristik trotz der Anwesenheit von Tensidmolekülen wieder dem Verhalten von reinem Wasser an. Die Ursache für die Abhängigkeit des Tensideinflusses auf die Wärmeübertragung von den Strömungsverhältnissen liegt in der Scherratenabhängigkeit der Mizellennetzstruktur begründet. Bei geringen Strömungs-belastungen bilden sich Mizellen, die sich in Abhängigkeit der wirkenden Scherkräfte zu Mizellennetzwerken anordnen. Sowohl die Turbulenz als auch die Wärmeübertragung werden durch diese Molekülstrukturen reduziert. Ab einer kritischen Wandschub-spannung sind die auftretenden Scherkräfte an der Wand so groß, dass die Mizellen und Mizellennetzwerke zerstört werden und sich die Wärmeübergangs- und Turbulenz-charakteristik dem Verhalten newtonscher Flüssigkeiten angleichen (Cai et al., 2012, Saeki, Kaide, 2021, Wei et al., 2006).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass es trotz intensiver Forschung in den letzten 65 Jahren nicht gelungen ist, ein allgemeingültiges Modell zu entwickeln, welches die beobachteten Phänomene der Reibungsminderung und Wärmeübergangscharakte-rsitik in Tensidlösungen vollumfänglich beschreibt. Der Grund hierfür ist die Komplexität der zugrundeliegenden Fragestellung. Die Reibungsminderung in turbulenten Strö-mungen ist ein Mehrskalenproblem, dessen Aufklärung dadurch erschwert wird, dass die direkte Beobachtung von selbstorganisierenden Strukturen unter Nichtgleichgewichts-bedingungen experimentell sehr herausfordernd ist. Vor diesem Hintergrund wurden erste Untersuchungen auf der Basis molekulardynamischer Simulationen durchgeführt. Diese Arbeiten befinden sich jedoch noch in einem frühen Stadium und konnten bisher ebenfalls keine vollständige Erklärung für die Reibungs-minderung auf molekularer Ebene liefern (Kobayashi et al., 2021).

Neben der Beeinflussung der Wärmeübertragung im Zusammenhang mit dem Einsatz von Reibungsminderern kann die Anwesenheit von Tensiden in thermischen Trennapparaten auch zu einer Erniedrigung des thermischen Grenzwiderstands zwischen Wärmeübertragungsfläche und Flüssigkeit führen. Die Aufklärung der beteiligten Mechanismen erfordert die Betrachtung von dynamischen Prozessen auf molekularer Ebene, was methodisch mittels simulativer Studien umgesetzt werden kann. So untersuchen beispielsweise (Guo et al., 2019b) die Adsorption von Tensidmolekülen an festen Oberflächen und die daraus resultierende Verbesserung der Wärmeübertragung seit 2019 intensiv mittels molekular dynamischer Simulation (Guo et al., 2019a, Guo et al., 2020, Guo et al., 2021). Die Simulationsstudien zeigen, dass sich die Reduzierung des Grenzflächenwiderstands auf einen Überbrückungsmechanismus zwischen Flüssigkeit und fester Oberfläche durch die Tensidmoleküle zurückführen lässt. Durch die Adsorption der Tensidmoleküle an der Wärmeübertragungsfläche wird der inter-molekulare Wärmetransport erhöht und die Wärmeleitung zwischen Oberfläche und Flüssigkeit gesteigert.

2.2.3 Beeinflussung der zweiphasigen Fluiddynamik

Die Beeinflussung des Strömungsverhaltens einer vertikalen Gas-Flüssigkeit-Strömung durch die Anwesenheit von Tensidmolekülen in der Flüssigphase kann auf verschiedenen Größenskalen beschrieben und quantifiziert werden. Zum Verständnis der grundlegenden Wechselwirkungen zwischen Gasblasen und Tensidmolekülen wird zunächst der Einfluss von Tensidmolekülen auf die Hydrodynamik einer einzelnen Blase vorgestellt. Darauf aufbauend werden die Auswirkungen von Tensidmolekülen auf das Strömungsverhalten von Blasenschwärme thematisiert, um abschließend einen Überblick über den Einfluss von Tensidmolekülen auf den Druckverlust und die Strömungsform in vertikalen Zweiphasenströmungen zu geben.

Die Aufstiegsgeschwindigkeit einer Gasblase in einer ruhenden Flüssigkeit kann bei Vernachlässigung von Beschleunigungseffekten durch das Verhältnis zwischen Auftriebskraft und Strömungswiderstand bestimmt werden. Während die Auftriebskraft mit dem Volumen der Blase und der Flüssigkeitsdichte ρ_f zunimmt, steigt der Strömungswiderstand mit dem Radius der Dampfblase r_B, der dynamischen Viskosität der Flüssigkeit η_f und der Geschwindigkeit der Blase w_B. Weiterhin wird der Strömungswiderstand durch die Mobilität der Grenzfläche zwischen Gasblase und Flüssigkeit beeinflusst. Eine starre Blase hat einen deutlich höheren Strömungswiderstand als eine Blase mit einer beweglichen Grenzfläche. Die Endgeschwindigkeit, die eine Gasblase in einer ruhenden Flüssigkeit für die beiden Grenzfälle einer beweglichen und einer unbeweglichen Grenzfläche erreicht, kann mit Gleichung (22) bestimmt werden (Manica et al., 2016).

$$w_B = \begin{cases} \frac{2\rho_f g r_B^2}{9\eta_f} & \textit{(unbewegliche Grenzfläche)} \\ \frac{\rho_f g r_B^2}{3\eta_f} & \textit{(bewegliche Grenzfläche)} \end{cases} \qquad (22)$$

Gleichung (22) verdeutlicht, dass die Endgeschwindigkeit der Blase mit beweglicher Grenzfläche gegenüber der Geschwindigkeit einer Blase mit unbeweglicher Grenzfläche um den Faktor 1,5 erhöht ist. Die Immobilisierung der Grenzfläche zwischen Dampfblase und Flüssigkeit kann durch die Anlagerung von Tensidmolekülen hervorgerufen werden. Der Anteil der Grenzfläche, der von Tensidmolekülen belegt ist und dadurch unbeweglich wird, hängt von der Tensidkonzentration ab und wird durch den Kappen-winkel Φ quantifiziert. Mit steigendem Φ nimmt der Reibungswiderstand der Blase zu (Manica et al., 2016, Ramírez-Muñoz et al., 2012). Folglich wird die Aufstiegsgeschwin-digkeit durch Erhöhung der Tensidkonzentration stärker reduziert. Neben der Immobilisierung der Grenzfläche führt die Präsenz der Tensidmoleküle zu einer Unter-drückung der Zirkulation im Inneren der Blase. In reinem Wasser wird durch das Aufsteigen der Dampfblase innerhalb der Blase eine Zirkulationsströmung induziert, die an der Grenzfläche in Richtung der Flüssigkeitsströmung fließt und den Reibungswiderstand reduziert. Im Gegensatz dazu führt die partielle Belegung der Grenzfläche mit Tensidmolekülen zu einem Oberflächenspannungsgradienten, der zu einer der Flüssigkeitsströmung entgegengesetzten Marangoni-Konvektion führt und folglich den Reibungswiderstand erhöht (Nakath, 2014).

Die Erhöhung des Reibungswiderstands durch Tensidmoleküle wird nicht nur bei Einzelblasen, sondern auch bei Blasenschwärmen beobachtet. (Nalajala et al., 2014) konnten anhand numerischer Berechnungen zeigen, dass der Widerstandsbeiwert in Blasenschwärmen bei Anwesenheit von Tensidmolekülen mit steigendem Kappenwinkel und daher mit

steigender Tensidkonzentration zunimmt. Außerdem wird durch die Anwesenheit der oberflächenaktiven Substanzen die Morphologie sowie die Wechsel-wirkungen zwischen den einzelnen Blasen beeinflusst. So wird in tensidhaltigen Lösungen die Koaleszenz von Blasen gehemmt, wodurch sich die Anzahl kleinerer Blasen erhöht. Aufgrund des geringeren Volumens der einzelnen Blasen wirkt eine geringere Auftriebs-kraft und die Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen wird reduziert (Passos et al., 2015). Weiterhin kann durch die veränderte Morphologie der Blasen das Strömungsverhalten der Dispersion beeinflusst werden. Ist der Durchmesser der entstehenden Blasen konstant, beispielsweise aufgrund des Einsatzes einer Gasfritte mit konstanter Porengröße, führt die Hemmung der Koaleszenz zu einer monodispersen Verteilung der Blasengröße. In Abhängigkeit der Tensidart und -konzentration sowie der Reynolds-Zahl können horizontale Blasencluster gebildet werden, welche die Turbulenz-Strukturen der Zweiphasenströmung verändern (Takagi, Matsumoto, 2011).

Da eine Verringerung der Aufstiegsgeschwindigkeit der Gasblasen in der Zweiphasen-strömung nicht gleichbedeutend mit einer Reduzierung der Umlaufgeschwindigkeit im Naturumlaufverdampfer ist, wird nachfolgend der Einfluss von Tensidmolekülen auf die Strömungsform und den Druckverlust beschrieben. Auch für Zweiphasenströmungen im Allgemeinem gilt, dass sich die Morphologie der Gasblase durch die Zugabe von oberflächenaktiven Substanzen dahingehend ändert, dass sich eine größere Anzahl kleinerer Blasen bildet. Diese Art der Strömung wird häufig als schaumartig bezeichnet, wobei die Schaumphase durch dicht gepackte, kleine Gasblasen innerhalb der Flüssigphase charakterisiert wird (Liu et al., 2014). Ob die Zugabe von Tensidmolekülen neben der Veränderung der Phasenverteilung über den Querschnitt auch den Übergang zwischen zwei verschiedenen Strömungsformen beeinflusst, ist in der Literatur um-stritten. So zeigen (Gandomkar et al., 2020) durch experimentelle Untersuchungen an einem vertikalen Wärmerohr, dass die Zugabe eines kationischen Tensids den Bereich der Schaum- beziehungsweise Ringströmung im Vergleich zu reinem Wasser zu niedrigeren Leistungsdichten hin verschiebt. Weiterhin stellen sie fest, dass dieser Effekt zu einer Erhöhung der Geschwindigkeit der Flüssigphase gegenüber reinem Wasser führt. Im Gegensatz dazu stellt (Rozenblit et al., 2006) eine Strömungskarte auf, die belegt, dass die Zugabe eines nichtionischen Tensids trotz der drastischen visuellen Veränderung der Strömung den Übergang zwischen den unterschiedlichen Strömungs-bereichen nicht beeinflusst. Zum gleichen Ergebnis kommen (Liu et al., 2014) durch experimentelle Untersuchungen zum Einfluss eines anionischen Tensids auf eine vertikale Gas-Flüssigkeits-Strömung.

Die Veränderung der Strömungsform durch die Präsenz von Tensidmolekülen steht in engem Zusammenhang mit der Beeinflussung des zweiphasigen Druckverlustes. Ähnlich wie bei einphasigen Strömungen kann der Zusatz von Tensiden den Druckverlust von zweiphasigen Strömungen maßgeblich reduzieren (Binazadeh et al., 2018). Das Ausmaß der Verringerung des Druckverlustes hängt dabei von der Strömungsform ab (Liu et al., 2014). Während der positive Einfluss auf den Druckverlust im Bereich der Blasenströmung respektive im Übergangsbereich zwischen Blasen- und Pfropfenströmung gering ist, wird der Druckverlust im Bereich der voll ausgebildeten Pfropfenströmung beziehungsweise im Übergangsbereich zur Schaumströmung durch die Zugabe von Tensiden deutlich reduziert (Duangprasert et al., 2008). In Abhängigkeit des Strömungsregimes konnten (Binazadeh et al., 2018)

beispielsweise eine maximale Reduktion des zweiphasigen Druckverlustes um 79,8 % durch die Zugabe eines nicht-ionischen Tensids erreichen.

Zwei entscheidende Einflussfaktoren auf das Ausmaß der Druckverlustminderung, die im Zusammenhang mit der vorherrschenden Strömungsform stehen, sind die Gasleerrohrgeschwindigkeit und der Gasmassenanteil (Liu et al., 2014). Mit zunehmender Gasleerrohrgeschwindigkeit steigt die druckverlustmindernde Wirkung der Tensidmoleküle bis zu einem Maximalwert an und nimmt dann mit weiter steigender Gasleerrohrgeschwindigkeit wieder ab. Während (Rozenblit et al., 2006) den Bereich des maximalen Tensid-einflusses über das Erreichen der Pfropfenströmung definieren, zeigen (Binazadeh et al., 2018), dass für die zwei von ihnen untersuchten Tensidarten der maximale Effekt unabhängig von der Geschwindigkeit der Flüssigphase innerhalb des Versuchsrahmens bei einer Gasleerrohrgeschwindigkeit von 1 m s^{-1} auftritt. Bezüglich des Gasmassen-anteils postulieren (Gao, Xu, 2018), dass die Reduzierung des Druckverlustes durch das Tensid mit steigendem Gasanteil zunimmt.

Im Allgemeinen wird die positive Auswirkung von Tensiden auf den zweiphasigen Druckverlust durch die Interaktion der Tensidmoleküle mit den Turbulenzstrukturen in der Zweiphasenströmung erklärt (Duangprasert et al., 2008, Gao, Xu, 2018). Es kann somit davon ausgegangen werden, dass der gesteigerte Einfluss der Tensidmoleküle bei erhöhten Gasleerrohrgeschwindigkeiten auf eine Erhöhung der Turbulenzen innerhalb der Strömung und den damit einhergehenden vergrößerten Wirkungsbereich der Tensidmoleküle zurückzuführen ist. Außerdem nimmt der Anteil des Reibungsdruck-verlustes am Gesamtdruckverlust im Verhältnis zum hydrostatischen Druckverlust mit zunehmender Geschwindigkeit zu. Da Tenside den Reibungsdruckverlust verringern, nimmt auch ihr Einfluss mit zunehmender Geschwindigkeit zu. Weiterhin wird angenommen, dass der Einfluss der Tensidmoleküle stark von den Grenzflächen zwischen der Gas- und der Flüssigphase abhängt (Binazadeh et al., 2018). Durch Erhöhung der Relativgeschwindigkeit zwischen Dampf- und Flüssigphase nimmt die Verformung der Grenzfläche (Gao, Xu, 2018) und damit der Druckverlust in Folge eines erhöhten Impulsaustausches zwischen den Phasen zu. Ein weiterer Erklärungsansatz für die druckverlustmindernde Wirkungsweise von Tensiden wäre daher, dass die Immobilisierung der Grenzfläche durch die Anlagerung der Tensidmoleküle zu einer verringerten Verformung der Grenzfläche führt.

2.2.4 Beeinflussung der Verdampfung

In industriellen Anwendungen wird die Verdampfung aufgrund der hohen erreichbaren Wärmeübertragungsraten häufig zur Wärmeübertragung eingesetzt. Eine besonders effiziente Art der Verdampfung ist das Blasensieden. Aufgrund des weit verbreiteten Einsatzes sind Untersuchungen zur Effizienzsteigerung der Wärmeübertragung während des Blasensiedens Gegenstand vielzähliger Forschungsarbeiten. Eine potentielle Maß-nahme ist der Zusatz von oberflächenaktiven Substanzen in Form von Tensiden. Durch die Reduzierung der Oberflächenspannung und Anlagerung der Tensidmoleküle an die dampf-flüssig und fest-flüssig Grenzflächen kann die Wärmeübertragung gesteigert werden. Die der Beeinflussung der Wärmeübertragung zugrundeliegenden Mechanismen sind komplex und abhängig von vielzähligen Einflussfaktoren wie beispielsweise den Eigenschaften der

Wärmeübertragungsfläche, der übertragenen Wärmestromdichte sowie der Konzentration und Molekülstruktur des eingesetzten Tensids (Acharya, Pise, 2017).

Im Folgenden wird der Fokus auf die möglichen Beeinflussungspunkte durch Tenside während des Entstehungszyklus einer Dampfblase gelegt. Dieser umfasst die Keimbildung, das Wachstum und die Ablösung beziehungsweise Kondensation einer Blase. Die in der Literatur veröffentlichten Studien zur Aufklärung der mechanistischen Einflüsse von Tensiden auf das Blasensieden umfassen vorwiegend experimentelle Arbeiten zum Behältersieden im Labormaßstab. Der Einfluss einer aufgeprägten Strömung und damit Untersuchungen zum Einfluss von Tensiden auf das Strömungssieden sind vergleichsweise selten zu finden.

Keimbildung und Aktivierung der Keimstellen

Die Wärmeübertragung beim Blasensieden hängt maßgeblich von der Anzahl der aktiven Keimstellen auf der Wärmeübertragungsfläche ab (Ding et al., 2018). Für das Behältersieden gilt nach Gleichung (23), dass sich die übertragene Wärmestromdichte durch einen Potenzansatz beschreiben lässt, der sich aus der Anzahl der Keimstellen n_a und der Flüssigkeitsüberhitzung ($T_w - T_s$) zusammensetzt.

$$\dot{q} \sim (n_a)^{a_1} \cdot (T_w - T_s)^{a_2} \qquad (23)$$

In dieser verallgemeinerten Korrelation zur Beschreibung der Wärmeübertragung sind a_1 und a_2 empirische Konstanten, die im Bereich $1/3 \leq a_1 \leq 4/3$ und $1 \leq a_2 \leq 3/2$ liegen (Wen, Wang, 2002). Keimstellen entstehen an technischen Oberflächen durch die unvollständige Benetzung von Oberflächenrauigkeiten. In den Vertiefungen der Oberfläche, auch als Kavitäten bezeichnet, verbleiben Dampf- oder Gasreste, die bei entsprechend hoher Überhitzung der umgebenden Flüssigkeit den Startpunkt für das Blasenwachstum darstellen können (Stephan, 2019). Eine schlecht benetzbare Ober-fläche begünstigt daher energetisch die Keimbildung (Cho et al., 2015).

Die Benetzbarkeit einer Oberfläche wird durch die Anwesenheit von Tensiden verändert. Das Ausmaß der Veränderung kann durch den Randwinkel zwischen der Wärme-übertragungsfläche und dem zu verdampfenden Stoffsystem quantifiziert werden. Nach (Wen, Wang, 2002) gilt, dass zur Aktivierung einer Keimstelle der Randwinkel deutlich größer als der Konuswinkel der Kavität sein muss. Ob Tenside den Randwinkel erhöhen und damit die Wärmeübertragung potentiell verbessern, hängt von der Beeinflussung der Oberflächenspannung sowie der Anordnung der Moleküle an der fest-flüssig Grenzfläche ab. Eine detaillierte Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen Tensidmolekülen, Oberflächenspannung und Randwinkel findet sich in Kapitel 2.2.1.

Zur Aktivierung einer Keimstelle muss die Flüssigkeit, die den Dampfkeim umgibt, in Bezug auf die lokale Siedetemperatur innerhalb des Dampfkeims überhitzt vorliegen. Wird die Form des Keims als kugelförmig angenommen, lässt sich die Druckdifferenz und damit in einem zweiten Schritt die benötigte Überhitzung zwischen dem Dampfkeim und der Flüssigkeit über die Oberflächenspannung σ und den Radius der Blase r_B mittels Gleichung (24) beschreiben:

$$\Delta p = p_d - p_l = \frac{2\,\sigma}{r_B} \qquad (24)$$

Im Blasenkeim herrscht ein um Δp höherer Druck als in der Flüssigkeit. Die zugehörige, erforderliche Überhitzung wird durch die jeweilige Dampfdruckkurve des Stoffsystems beschrieben und kann mittels der Clausius-Clapeyronschen Gleichung zu

$$\Delta T_s = \frac{2\,T_s\sigma}{\Delta h_v \rho_v r_{krit}} \qquad (25)$$

bestimmt werden. Eine detaillierte Herleitung von Gleichung (25) findet sich in (Stephan, 2019). Es wird ersichtlich, dass durch die Verringerung der Oberflächenspannung die Druckdifferenz zwischen der Dampfblase und der Flüssigkeit und damit auch die erforderliche Überhitzung verringert wird, sofern die Zugabe des Tensids die Verdampfungsenthalpie und die Dichte der Dampfphase nicht verändert. Dieser Einfluss der Oberflächenspannung auf das thermische Gleichgewicht ist ein entscheidender Mechanismus zur Erklärung der gesteigerten Wärmeübertragung durch die Adsorption von Tensidmolekülen an die dampf-flüssig Grenzfläche. Außerdem zeigt sich, dass die Blasenbildung durch die Erhöhung des Systemdruckes begünstigt wird. Zum einen, weil die Oberflächenspannung für höhere Betriebsdrücke sinkt (Polzin, 2020) und zum anderen, weil die Steigung der Dampfdruckkurve mit steigenden Betriebsdruck sinkt und dadurch die erforderliche Überhitzung ΔT_s abnimmt. Die hier vorgestellten Gleichungen basieren auf der Annahme eines thermischen Gleichgewichts zwischen Dampfblase und Flüssigkeit. Tatsächlich ist das Blasensieden ein dynamischer Prozess, in dem das Gleichgewicht nicht erreicht wird. Die tatsächlich vorherrschenden Überhitzungen müssen daher um ein Vielfaches höher sein, als nach Gleichung (25) zu erwarten wäre (Stephan, 2019).

Wachstum und Ablösen der Dampfblase

Nach Aktivierung der Keimstelle folgt das periodische Anwachsen und Ablösen beziehungsweise Kollabieren der Dampfblase. Das Wachstum der Dampfblase erfolgt durch den latenten Wärmestrom sowohl durch die Mikroschicht zwischen Blasenfuß und Heizfläche als auch aus der die Blase umgebenden überhitzten thermischen Grenzschicht. Zu Beginn des Blasenzyklus vergrößert sich der Durchmesser der Dampfblase schnell, da die Blase vollständig von überhitzter Flüssigkeit umgeben ist und die gesamte Blasenoberfläche zur Wärmeübertragung zur Verfügung steht (Frost, Kippenhan, 1967). Das Blasenwachstum ist trägheitskontrolliert und wird durch die Verdrängung der umgebenden Flüssigkeit limitiert. Wächst die Blase weiter an, wird der Wärmetransport zwischen der dampf-flüssig Grenzfläche zum limitierenden Zeitschritt. Die Blase befindet sich nicht mehr vollumfänglich in der thermischen Grenzschicht, sondern wächst in die Kernflüssigkeit hinein. Diese Phase wird als thermisch diffusionskontrolliertes Wachstum bezeichnet (Ding et al., 2018). Ob die Dampfblase sich von der Wärmeübertragungsfläche ablöst oder aufgrund von Kondensationseffekten kollabiert, wird durch den thermodynamischen Zustand der Kernflüssigkeit bestimmt. Beim unterkühlten Sieden befindet sich die Kerntemperatur unterhalb der lokalen Sättigungstemperatur und der Wärmetransport an die äußere Grenzschicht erfolgt durch Kondensation der Dampfblasen, sobald diese der thermischen Grenzschicht entwachsen. Steigt die Temperatur der Kernflüssigkeit an und erreicht die lokale

Sättigungstemperatur, lösen sich die Dampfblasen ab einem kritischen Blasendurchmesser von der Heizfläche ab. Der kritische Ablösedurchmesser d_B wird durch das mechanische Kräftegleichgewicht an der Blase definiert. Die Dampfblase löst sich, sobald die Auftriebskraft die Adhäsionskraft zwischen Blase und Wand übersteigt. Erstmals wurde dieser Zusammenhang von (Fritz, 1935) für Wasser mittels Gleichung (26) beschrieben:

$$d_B = 0{,}0208 \cdot \theta \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}^{0,5} \qquad (26)$$

Hierbei ist die Oberflächenspannung σ der entscheidende Parameter zur Quantifizierung der Adhäsionskraft. Die Auftriebskraft wird über das Produkt aus der Erdbeschleunigung g und der Dichtedifferenz zwischen Flüssig- und Dampfphase (ρ_l - ρ_d) beschrieben. Der Randwinkel zwischen der Wärmeübertragungsfläche und der Flüssigkeit ist mit θ gekennzeichnet. Insbesondere im Bereich des gesättigten Blasensiedens verändert der Zusatz von Tensiden die Blasenentstehung und -dynamik deutlich. Aufgrund der Verringerung der Oberflächenspannung durch die Tensidmoleküle wird die Adhäsions-kraft reduziert und der Ablösedurchmesser verkleinert (Antao et al., 2018). Außerdem wird die Koaleszenz der Blasen gehemmt (Ammerman, You, 1996), wodurch sich das für wässrige Tensidlösungen charakteristische Verdampfungsverhalten einer turbulente Blasenströmung mit einer erhöhten Anzahl kleiner, kugelförmiger Blasen ergibt. Für die kontinuierliche Bildung und Ablösung einer einzelnen Dampfblase wird die partielle Wärmestromdichte $\dot{q}_B$ übertragen, welcher über die Ablösefrequenz f_B mit dem Ablösedurchmesser zusammenhängt (Ammerman, You, 1996, Cho et al., 2013):

$$\dot{q}_B = \frac{\pi \cdot d_B^3}{6} \cdot \rho_d \cdot f_b \cdot \Delta h_v \qquad (27)$$

Um eine Steigerung des Dampfvolumenstroms durch die Zugabe von Tensiden zu erreichen, muss daher das reduzierte Blasenvolumen durch eine Erhöhung der Ablösefrequenz kompensiert werden. Das Vorhandensein von Tensidmolekülen in der Flüssigphase kann den Phasenübergang allerdings negativ beeinflussen. Durch die Bildung von selbstorganisierenden Monolagen an der flüssig-dampf Phasengrenze wird der Stofftransport limitiert und die Verdampfungsrate um bis zu einer Größenordnung reduziert (Frost, Kippenhan, 1967, Zhang, Wang, 2003). Dennoch können Tenside integral betrachtet einen verstärkenden Einfluss auf die zweiphasige Wärmeübertragung ausüben, der sich vor allem durch die Erhöhung der Anzahl an aktiver Keimstellen sowie durch die geringere erforderliche Überhitzung (vgl. Gl. (25)) erklären lässt (Ammerman, You, 1996). Ob Tenside die integrale Wärmeübertragung verstärken oder beein-trächtigen hängt neben der Art und Konzentration des Tensids von der Wandüber-hitzung ab (Zhang, Wang, 2003). Bei moderaten Überhitzungen und einer optimalen Konzentration oder einer Konzentration unterhalb des Optimums wirken sich Tenside vorteilhaft auf den integralen Wärmestrom aus, während bei zu hohen Konzentrationen und Überhitzungen eine Verschlechterung der Wärmeübertragung eintritt.

Neben dem Einfluss auf den latenten Wärmestrom kann durch die Zugabe von Tensiden auch der konvektive Wärmestrom während des Blasensiedens beeinflusst werden. Sowohl beim gesättigten als auch beim unterkühlten Blasensieden strömt nach dem Ablösen beziehungsweise der Kondensation der Dampfblasen unterkühlte Flüssigkeit zur thermischen

Grenzschicht. Dort wird die Flüssigkeit durch Leitung an der Wand erwärmt bis eine Temperatur erreicht ist, die die Bildung und das Anwachsen einer neuen Dampfblase erlaubt. Gleichzeitig führt das Ablösen einer Blase dazu, dass überhitzte Flüssigkeit aus der thermischen Grenzschicht mitgerissen und zur Kernflüssigkeit transportiert wird. Da Tenside die Blasenentstehung und -dynamik verändern, kann gleichzeitig auch der konvektive Wärmetransport beeinflusst werden. Die Entstehung einer größeren Anzahl an kleineren Blasen führt im Vergleich zu der Verdampfung von reinem Wasser zu einem turbulenteren Verdampfungsverhalten (Dikici et al., 2014, Najim et al., 2017), wodurch ebenfalls der konvektive Wärmetransport erhöht werden kann. Bereits 1967 untersuchte (Frost, Kippenhan, 1967) die unterschiedlichen Mechanismen des Energietransports während des unterkühlten Strömungssiedens, um den Einfluss von Tensiden auf den zweiphasigen Wärmeübergang unter Strömungsbedingungen zu quantifizieren. Die experimentellen Untersuchungen ergaben, dass der thermodynamisch limitierende Schritt der Dampfblasenbildung durch die Anwesenheit des Tensids verändert wird. Während bei reinem Wasser die Wärmeleitung in der thermischen Grenzschicht die Blasenentstehung limitiert, führt der Zusatz von Tensid zu einer reduzierten Verdampfungsrate. Als Folge dessen wird die Wachstumsgeschwindigkeit der Dampfblasen um bis zu 90 % verringert. Dennoch wurde für die Verdampfungsversuche mit Tensid unabhängig von der Wandtemperatur und der Unterkühlung der Kernflüssigkeit eine Erhöhung der integralen Wärmestromdichte nachgewiesen. Zu ähnlichen Erkenntnissen gelangen (Ammerman, You, 1996), die zeigen, dass sich die Erhöhung der integral übertragenen Wärme durch die Tensidmoleküle bei kleinen Wärmestromdichten auf die Steigerung der latenten Wärme und bei höheren Wärmestromdichten (150 - 200 kW m^{-2}) auf die Steigerung der konvektiven Wärme zurückführen lässt.

Der Beitrag der Marangoni-Konvektion zum Wärmeübergang während des Blasensiedens wurde lange Zeit als vernachlässigbar gegenüber der natürlichen Konvektion angesehen. Durch numerische Simulationen konnten (O'Shaughnessy, Robinson, 2008) allerdings nachweisen, dass besonders bei großen Blasendurchmessern der Marangoni-Konvektion eine bedeutende Rolle zukommt. Der Temperaturgradient in der thermischen Grenzschicht führt zu einer Veränderung der Oberflächenspannung entlang der Blasenkontur, wodurch eine Grenzflächenkonvektion von der Heizfläche zur kälteren Kernflüssigkeit induziert wird. Sind Tenside in der flüssigen Phase vorhanden, lagern sich die amphiphilen Moleküle an der flüssig-dampf Grenzfläche an und beeinflussen damit das mechanische Gleichgewicht der Phasengrenze. Die Untersuchungen von verschiedenen Forschungsgruppen zum Einfluss oberflächenaktiver Moleküle auf die Marangoni-Konvektion führten zu unterschiedlichen Ergebnissen. (Hetsroni et al., 2015, Wasekar, Manglik, 2003) postulierten, dass die konzentrationsgetriebene Marangoni-Konvektion entgegensetzt der thermischen Marangoni-Konvektion verliefe und damit insgesamt den Wärmetransport durch Konvektion verringere. Neuere Studien von (Wasekar et al., 2021) zeigen allerdings, dass die Zugabe von Tensiden die Marangoni-Kovenktion ebenfalls erhöhen kann. Da die Entstehung von Dampfblasen ein dynamischer Prozess ist, wird davon ausgegangen, dass der Einfluss von Tensiden vom Zeitpunkt innerhalb des Blasenzyklus abhängt. Bereits 2001 stellte (Wasekar, 2001) die These auf, dass Tenside zu Beginn des Blasenzyklus, wenn ein statischer Dampfkeim vorliegt, einen abschwächenden Einfluss und während des Blasenwachstums einen verstärkenden Einfluss auf die Marangoni-Konvektion ausüben.

2.2.5 Einordnung der eigenen Arbeit

In der Literatur findet sich eine Vielzahl von Studien, welche sich mit der Beeinflussung verschiedener fluiddynamischer und wärmetechnischer Mechanismen durch Tenside befassen. Aufgrund der engen Kopplung zwischen Wärmeübertragung und Fluiddynamik in einem Naturumlaufverdampfer ist jedoch ungeklärt, in wie fern sich die Erkenntnisse, die aus der Betrachtung isolierter Effekte gewonnen werden, auf den realen Betrieb des Wärmeübertragers übertragen lassen. Neben dem Vergleich experimenteller Ergebnisse sollte in diesem Zusammenhang die Anwendbarkeit bekannter Korrelationsgleichungen zur Beschreibung der Wärmeübertragung und Fluiddynamik in einem Naturumlauf-verdampfer in der Präsenz von Tensiden überprüft werden. Es ist zudem von ent-scheidender Bedeutung zu klären, unter welchen Betriebs- und Prozessbedingungen der Einfluss des jeweiligen Tensids am stärksten ausgeprägt ist und der Betriebsverlauf maßgeblich beeinflusst wird. Um diese offenen Fragestellungen zu beantworten, wird in der vorliegenden Arbeit ein top-down Ansatz verfolgt. Dabei wird der Einfluss von Tensiden auf den Betrieb, quantifiziert durch integrale Kenngrößen der Wärme-übertragung und Fluiddynamik, als Grundlage für die detaillierte Untersuchung einzelner Mechanismen herangezogen. Ein Beispiel hierfür ist die Aufteilung des Verdampferrohrs in eine Aufheiz- und Verdampfungszone, um den Einfluss von Tensiden auf die einphasige und zweiphasige Wärmeübertragung getrennt zu betrachten. Darüber hinaus wird auf Basis der in der Literatur bekannten dimensionslosen Modellgleichungen untersucht, welche Anpassungen in den mathematischen Beschreibungen vorgenommen werden müssen, um die Präsenz von Tensiden in den entsprechenden empirischen Gleichungen abzubilden.

3 Methodische Verfahrensweise

3.1 Aufbau und Betriebsweise der Versuchsanlage

In den nachfolgenden Kapiteln werden der Versuchsaufbau zur Untersuchung des Behältersiedens unter Tensideinfluss, die verwendete Verdampferanlage im Miniplant Maßstab und deren Wärmebilanzierung sowie die Festlegung des Untersuchungsrahmens vorgestellt.

3.1.1 Versuchsaufbau zum Behältersieden

Neben reinem Wasser wurden für die experimentellen Untersuchungen wässrige Lösungen eines sekundären Alkylsulfonats (Fa. Clariant International Ltd, CAS 68037-49-0, SAS) hergestellt. Um den Einfluss von Tensiden auf die Naturumlaufverdampfung zu untersuchen, wurde exemplarisch SAS ausgewählt, da dieses Tensid eine große chemische Ähnlichkeit zu dem in der Literatur weit verbreiteten Tensid Natrium-laurylsulfat (SDS) aufweist und gleichzeitig die Schaumentstehung im Wärmeübertrager geringer ausfiel. Dadurch ergab sich im Vergleich zur Verwendung von SDS ein größerer möglicher Versuchsrahmen. Der massenbezogene Tensidanteil ξ des anionischen Tensids wird bezogen auf die kritische Mizellenkonzentration CMC = 0,3 $\cdot 10^{-3} g_{SAS}\ kg_{ges}^{-1}$ bei 85°C (vgl. Abbildung 53 im Anhang) angegeben. Die Beeinflussung der Blasen-entstehung und der zweiphasigen Wärmeübertragung während des Behältersiedens durch das Tensid wurde in dem in Abbildung 8 dargestellten Versuchsaufbau untersucht.

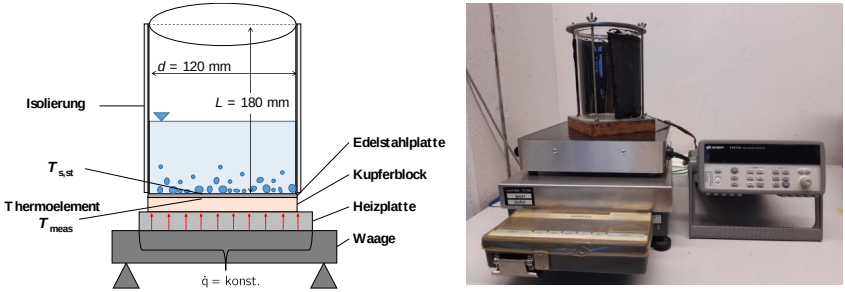


Abbildung 8: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Untersuchung des Einflusses des Tensids SAS auf die Blasenentstehung und Wärmeübertragung während des Blasensiedens (links) und Fotographie des Versuchsaufbaus (rechts)

Der Versuchsstand besteht aus einem isolierten Glaszylinder mit den Abmessungen *l* x *d* = 180 mm x 120 mm, in dem das Stoffsystem verdampft wurde, einer Heizplatte mit einer elektrischen Nennleistung von 2,2 kW (Fa. Koch GmbH & Co. Kg, Typ RGK 30-E) und einer Waage (Fa. Sartorius AG Germany, Typ Sigmum 1), mit der der entstehende Dampfmassenstrom bilanziert wurde. Als Wärmeübertragungsfläche dient eine quadratische 1.4571 Edelstahlplatte mit den Abmessungen *a* x *s* = 150 mm x 25 mm und einer

Wärmeleitfähigkeit λ von 15 W m^{-1} K^{-1}. Zwischen der Wärmeübertragungs-fläche und der Heizplatte sorgt ein 150 mm starker Kupferblock für eine gleichmäßige Temperaturverteilung. Über eine elektrische Beheizung elektrisch wurde die Wärme-stromdichte durch Variation der Heizstufe zwischen 10 kW m^{-2} und 70 kW m^{-2} festge-legt und die sich einstellende Wandtemperatur gemessen. Die Temperatur zwischen der Stahlplatte und dem Kupferblock wurde mit einem Widerstandsthermometer (Fa. TMH GmbH, Typ Pt100) gemessen, während die Temperatur der Flüssigkeit über ein Thermoelement (Fa. TMH GmbH, Typ T) erfasst wurde. Die experimentellen Messdaten, bestehend aus den Temperaturmesswerten und den Messwerten der Waage, wurden über einen Datenlogger (Fa. Keysight Technologies, Inc., Typ 34970A) aufge-zeichnet und gespeichert.

Die Oberflächentemperatur $T_{s,st}$ der Wärmeübertragungsfläche wurde über die Wärme-leitung durch die Stahlplatte nach Gleichung (28) berechnet.

$$T_{s,st} = T_{meas} - \frac{\dot{q} \cdot s_{st}}{\lambda_{st}} \qquad (28)$$

Darauf aufbauend ergab sich die Wandüberhitzung ΔT_W als Differenz zwischen $T_{s,st}$ und der Siedetemperatur der Flüssigkeit T_s. Die übertragene Wärmestromdichte $\dot{q}_{BS}$ wurde über den gravimetrisch bestimmten Dampfmassenstrom $\dot{m}_d$ und die Wärmeüber-tragungsfläche der Stahlplatte im Glaszylinder $A_{WÜ}$ bestimmt (vgl. Gl. (29)).

$$\dot{q}_{BS} = \frac{\dot{Q}_{lat}}{A_{WÜ}} = \frac{\dot{m}_d \cdot h_v}{A_{WÜ}} \qquad (29)$$

Da die auftretenden Wärmeverluste über die Oberfläche des Glaszylinders nicht quantifiziert wurden, kam es zu einer geringen systematischen Unterschätzung von $\dot{q}_{BS}$. Die Verdampfungsversuche wurden bei Wärmestromdichten im Bereich 10 kW m^{-2} $\leq \dot{q}_{BS} \leq$ 70 kW m^{-2} und einem massebezogenem Tensidanteil ξ von 0,0 CMC, 0,1 CMC, 0,5 CMC und 1 CMC durchgeführt.

Die visuelle Auswertung der Blasenentstehung erfolgte mit einer Kamera (Fa. Sony, Typ alpha 6400) und einem flackerfreien Hochleistungs-LED-Panel. Durch Verwendung der externen Lichtquelle konnte zur Bildaufnahme eine minimale Belichtungszeit verwendet werden, wodurch die dynamischen Blasenentstehung detailliert aufgezeichnet werden konnte.

3.1.2 Anlagenbeschreibung und Versuchsdurchführung

Der Einfluss des Tensids SAS auf die Naturumlaufverdampfung wurde in einem Naturumlaufverdampfer im Miniplant Maßstab untersucht. Die Versuchsanlage setzt sich aus dem Wärmeübertrager W100, dem Brüdenabscheider B200 und dem Wärme-übertrager W300 als Hauptkomponenten zusammen (vgl. Abbildung 9).

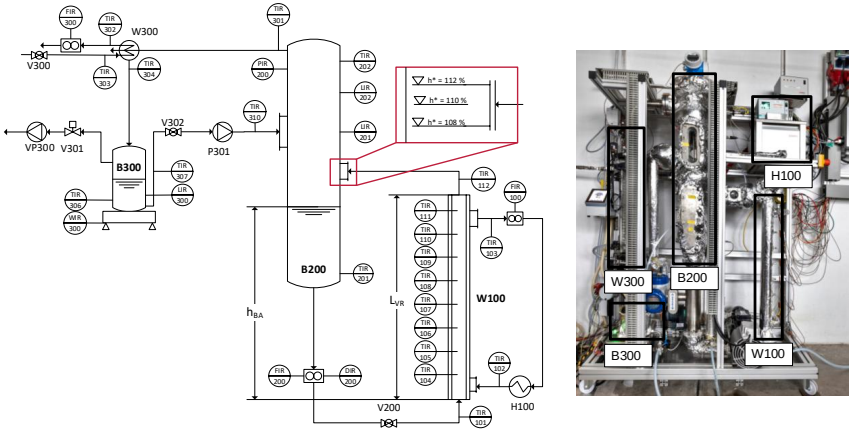


Abbildung 9: Fließbild und Fotografie des Miniplant Naturumlaufverdampfers

Die Befüllung der Anlage mit dem Stoffsystem erfolgt über das Ventil V200. In der Zulaufleitung zwischen dem Brüdenabscheider und dem Verdampferrohr (W100) wird die einphasige Umlaufgeschwindigkeit w_{zir} mittels eines Coriolis Durchflussmessers (Fa. Krohne, Typ Optimass 1000) gemessen. Der Druckverlust über den Durchflussmesser hängt stark vom Volumenstrom ab und variiert innerhalb des Versuchsrahmens zwischen 0,4 mbar und 40 mbar. Sowohl die Ein- und Auslauftemperatur (TIR101 und TIR112) als auch das axiale Temperaturprofil der Flüssigkeit im Verdampferrohr (TIR104 - TIR111) werden über Thermoelemente (Fa. TMH GmbH, Typ T) erfasst. Das Verdampferrohr besteht aus einem Doppelmantelrohr mit den Abmessungen d_a x s x l = 0,0337 m x 0,002 m x 0,815 m und D_i x S x L = 0,0456 m x 0,0032m x 0,815 m für das innere beziehungsweise das äußere Rohr. Die Beheizung des Wärmeübertragers mit einer Wärmeübertragungsfläche $A_{W\ddot{U}}$ von 0,08 m^2 erfolgt durch eine Wärmeträger-flüssigkeit, die über den Thermostaten H100 (Fa. Julabo, Typ SL-12) erwärmt und im Gleichstrom mit dem zu erwärmenden Stoffsystem geführt wird. Die globale treibende Temperaturdifferenz ΔT_{glo} wird im Rahmen dieser Arbeit als Differenz zwischen der Einlauftemperatur der Wärmeträgerflüssigkeit TIR101 und der Siedetemperatur von reinem Wasser am Kopf der Brüdenabscheiders TIR202 definiert:

$$\Delta T_{glo} = T_{Öl,ein} - T_{s,BA} \qquad (30)$$

Im Verdampferrohr wird das Produktgemisch partiell verdampft und aufgrund der Dichtedifferenz zwischen einphasigem Zulauf und Zweiphasengemisch im Verdampfer-rohr über die Brüdenleitung in den Brüdenabscheider geleitet, wo sich Dampf- und Flüssigphase voneinander trennen. Das Zweiphasengemisch tritt mit einer relativen Höhe von 110 % bezogen auf die Länge des Verdampferrohrs in den Brüdenabscheider ein. Dabei entspricht ein scheinbarer Füllstand von 110 % einem Flüssigkeitsstand im Brüdenabscheider, der bis zur Mitte der Brüdenleitung reicht und damit einen Betriebspunkt kurz vor Erreichen des vollständig überfluteten Zustands kennzeichnet.

Der relative Flüssigkeitsfüllstand im Brüdenabscheider wird auch als scheinbarer Füllstand h^* bezeichnet und ergibt sich durch die Normierung des Flüssigkeitsfüllstandes im Brüdenabscheider h_{BA} auf die Länge des Verdampferrohrs L_{VR} nach Gleichung (31).

$$h^* = \frac{h_{BA}}{L_{VR}} \qquad (31)$$

In der Brüdenleitung wurde ein Sichtglas zur visuellen Überprüfung der Zweiphasenströmung installiert. Beim Einsatz von Tensiden kommt es in Abhängigkeit des Tensidanteils und der treibenden Temperaturdifferenz zu einer Schaumbildung in der Brüdenleitung und des Brüdenabscheiders. Der Schaumstand im Brüdenabscheider kann sowohl optisch über ein Schaufenster als auch über die zwei kapazitiven Grenzstand-sensoren LIR1 und LIR2 (Fa. Baumer GmbH, Typ CleverLevel LBFS) erfasst werden. Sobald Schaum in den Kondensator H300 übertritt, ist die Betriebsgrenze der Versuchsanlage erreicht. Durch die übermäßige Schaumentwicklung wird ein großer Anteil an Flüssigkeit durch den Kondensator geführt und die Bilanzierung des Dampfmassenstroms ist nicht mehr möglich. Unter kontrollierten Betriebsbedingungen tritt der in W100 erzeugte Dampf in den Kondensator ein und wird vollständig kondensiert. Das anfallende Destillat wird im Behälter B300 gesammelt und gravimetrisch mittels der Waage WIR300 (Fa. Sartorius, Typ Sigmum 1) bilanziert. Ein exemplarischer, zeitlicher Verlauf der Destillatmasse in Behälter B300 ist in Abbildung 10 dargestellt.

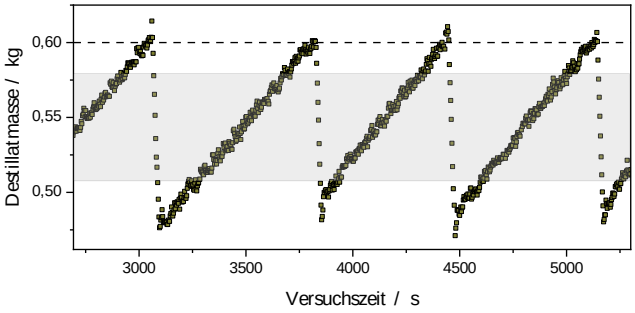


Abbildung 10: Zeitlicher Verlauf der Destillatmasse m_{dest} in Behälter B300 für reines Wasser

Sobald die Destillatmasse einen Grenzwert von 0,6 kg erreicht, wird die Flüssigkeit über die Pumpe P301 (Fa. ProMinent Dosiertechnik GmbH, Typ gamma/L) in den Brüden-abscheider zurückgepumpt. Während der Verdampfung der wässrigen Tensidlösungen führt die diskontinuierliche Rückführung des Destillatmassenstroms zu einer zeitlichen Änderung des Tensidanteils, da das Tensid nicht verdampft und sich im Brüden-abscheider anreichert. Die größte zeitliche Änderung des Tensidanteils tritt bei niedrigen Füllständen und hohen Tensidanteilen auf und beträgt ± 1 %. Durch den Abpump-vorgang wird die Messung der Destillatmasse durch die Waage kurzzeitig gestört. Diese Beeinflussung der Messwerte wird in Abbildung 10 durch den unregelmäßigen Verlauf der Destillatmasse kurz nach dem Abpumpvorgang deutlich. Um den störenden Einfluss des Abpumpvorgang auf die Datenauswertung zu minimieren, wird der zur Bestimmung des Destillatmassenstroms $\dot{m}_{dest}$ auszuwertende Bereich limitiert (vgl. Abbildung 10 grauer Bereich). Die Berechnung von $\dot{m}_{dest}$ erfolgt automatisiert über die lineare Anpassung des ansteigenden Asts der

Destillatmasse. Der Bereich, innerhalb dessen die Steigung der Destillatmasse bestimmt wird, basiert auf den lokalen Minima und Maxima der Destillatmasse. Dabei liegt die obere Grenze bei 80 % der lokalen Maxima und die untere Grenze bei 120 % der lokalen Minima.

An den Behälter B300 ist die Vakuumpumpe VP300 (Fa. VACUUBRAND GmbH + CO KG, Typ ME 4C NT + 2 AK) angeschlossen, über die der Betriebsdruck eingestellt wird, der am Kopf des Brüdenabscheiders über einen Drucktransmitter (Fa. KELLER AG, Typ 35 X HTC) gemessen wird. Das Funktionsprinzip der Pumpe basiert auf einem durchgehenden Betrieb bei voller Leistung und die Regelung des Betriebsdruckes erfolgt über ein nachgeschaltetes, automatisch angesteuertes Ventil (Fa. VACUUBRAND GmbH + CO KG, Typ VACUU SELECT). Diese Betriebsweise führt dazu, dass es besonders bei p = 1000 mbar und niedrigen treibenden Temperaturdifferenzen (20 K ≤ ΔT_{glo} ≤ 30 K) zu einem starken Druckabfall im Brüdenabscheider kommt, sobald das Ventil geöffnet wird. Um diese negative Betriebsbeeinflussung zu verringern, wurde ein manuell einstellbares Ventil in der Leitung zwischen Vakuumpumpe und B300 installiert. So konnte die Druckregelung verbessert, der Druckabfall aber nicht vollständig verhindert werden. Abbildung 11 zeigt den zeitlichen Verlauf des Druckes sowie des Umlaufmassenstroms $\dot{m}_{zir}$ bei den für die Druckregelung ungünstigsten Betriebs-bedingungen (a) gegenüber dem Standardbetrieb (b).

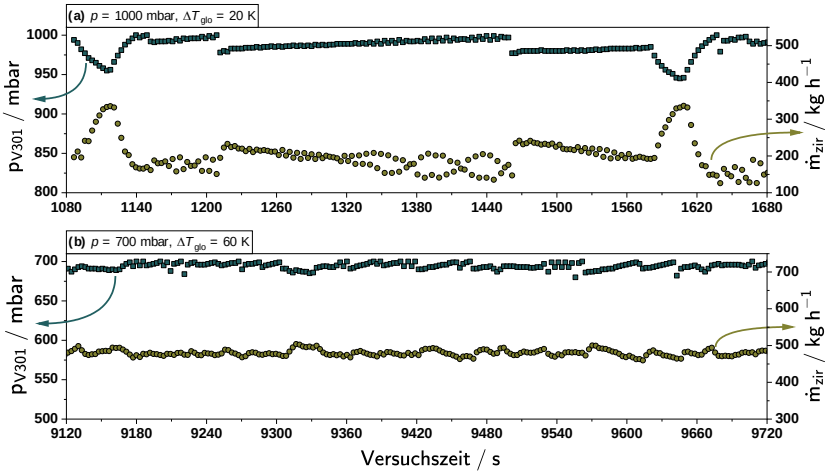


Abbildung 11: Zeitlicher Verlauf des Betriebsdruckes und des Umlaufmassenstromes bei ungünstigen Betriebsbedingungen für die Druckregelung (a) und im Standardbetrieb (b)

Kommt es aufgrund der Funktionsweise der Vakuumpumpe zu den in Abbildung 11 (a) dargestellten Schwankungen im Betriebsdruck, wird dadurch auch der zeitliche Verlauf des Umlaufmassenstroms derart beeinflusst, dass sich die zeitlichen Abweichungen vom Mittelwert vergrößern. Dieser regelungstechnische Einfluss auf den Umlaufstrom und dessen zeitlicher Standardabweichung wurde während der Datenauswertung und im Speziellen bei der Diskussion der Histogramme in Abschnitt 4.1.3 berücksichtigt.

Nach Durchführung der Versuchsreihen mit den wässrigen Tensidlösungen wurde die Versuchsanlage mit destilliertem Wasser bei einem scheinbaren Füllstand von 110 % gespült.

Die Spülvorgänge wurden so lange wiederholt, bis die Spüllösung die Leitfähig-keit von destilliertem Wasser erreichte.

3.1.3 Wärmebilanzierung

Die energetische Bilanzierung der Versuchsanlage erfolgt über die Messung der in Abbildung 12 dargestellten Massen- und Enthalpieströme sowie der Wärmeverluste. Durch Erfassung der in den Bilanzraum ein- und austretenden Wärmeströme ergibt sich die Bilanzgleichung nach Gleichung (32)

$$0 = \dot{Q}_{KW,ein} - \dot{Q}_{KW,aus} + \dot{Q}_{VR,aus} - \dot{Q}_{VR,ein} - \dot{Q}_{Ver,ZL} - \dot{Q}_{Ver,BL} \quad (32)$$

Die über das Kühlwasser ein- und ausgetragenen Wärmeströme $\dot{Q}_{KW,ein}$ und $\dot{Q}_{KW,aus}$ werden der Betriebsmittelseite zugeordnet. Die verbleibenden Wärmeströme gehören der Produktseite an. Das Gleichsetzen von Produkt- und Betriebsmittelseite und den dort auftretenden Wärmeströmen bzw. Wärmeverlusten liefert:

$$\dot{Q}_{KW,ein} - \dot{Q}_{KW,aus} = \dot{Q}_{VR,ein} - \dot{Q}_{VR,aus} - \dot{Q}_{Ver,ZL} - \dot{Q}_{Ver,BL} \quad (33)$$

Durch Verwendung folgender Zusammenhänge

$$\dot{Q}_{KW,aus} - \dot{Q}_{KW,ein} = \dot{Q}_{KW} \quad (34)$$

$$\dot{Q}_{VR,aus} - \dot{Q}_{VR,ein} = \dot{Q}_{pro} \quad (35)$$

$$\dot{Q}_{Ver} = \dot{Q}_{Ver,ZL} + \dot{Q}_{Ver,BL} \quad (36)$$

ergibt sich die zusammengefasste Bilanzgleichung nach Gleichung (37), die in Abbildung 12 in Form eines Paritätsdiagrams dargestellt ist.

$$\dot{Q}_{KW} = \dot{Q}_{pro} - \dot{Q}_{Ver} \quad (37)$$

Zur Bilanzierung der Betriebsmittelseite werden die Ein- und Austrittstemperatur $T_{KW,ein}$ und $T_{KW,aus}$ (TIR303 und TIR302) sowie der Massenstrom $\dot{m}_{KW}$ des Kühlwassers messtechnisch erfasst. Der über das Kühlwasser übertragene Wärmestrom wird nach Gleichung (38) berechnet.

$$\dot{Q}_{KW} = \dot{m}_{KW} \cdot c_{p,KW} \cdot T_{KW,aus} - \dot{m}_{KW} \cdot c_{p,KW} \cdot T_{KW,ein} \quad (38)$$

Der produktseitige Wärmestrom setzt sich aus der Summe der einphasigen Erwärmung des Stoffsystems bis zur lokalen Siedetemperatur und dessen partiellen Verdampfung nach Gleichung (39) zusammen.

$$\dot{Q}_{pro} = \dot{m}_{Zir} \cdot c_{p,zir} \cdot \left(T_{VR,aus} - T_{KW,aus}\right) + \dot{m}_{dest} \cdot \Delta h_v \quad (39)$$

Messbare Wärmeverluste treten innerhalb des Bilanzraums sowohl über die Zulaufleitung zum Verdampferrohr $\dot{Q}_{Ver,ZL}$ als auch über die Rohrleitung zum Kondensator $\dot{Q}_{Ver,BL}$ auf. Die Verluste in der Zulaufleitung ergeben sich aus der Temperaturdifferenz zwischen dem Sumpf des Brüdenabscheiders $T_{BA,aus(S)}$ und der Temperatur am Zulauf des Verdampferrohrs

multipliziert mit dem Umlaufstrom und der entsprechenden Wärmekapazität (vgl. Gleichung (40)).

$$\dot{Q}_{Ver,ZL} = \dot{m}_{zir} \cdot c_{p,zir} \cdot \left(T_{BA,aus(S)} - T_{VR,ein}\right) \quad (40)$$

Die Wärmeverluste über die Rohrleitung zum Kondensator werden über die Temperaturdifferenz zwischen dem Kopf des Brüdenabscheiders $T_{BA,aus(K)}$ und der Einlauf-temperatur des Kondensators $T_{Kon,ein}$ quantifiziert.

$$\dot{Q}_{Ver,Kon} = \dot{m}_{Dest} \cdot c_{p,Dest} \cdot \left(T_{BA,aus(K)} - T_{Kon,ein}\right) \quad (41)$$

Die Auftragung des produktseitig bilanzierten Wärmestroms über den betriebsmittel-seitig bilanzierten Wärmestrom in Abbildung 12 zeigt erwartungsgemäß, dass der Großteil der Messdaten oberhalb der Diagonalen liegt. Dies ist dadurch zu erklären, dass ein Anteil der produktseitig bilanzierten Wärme aufgrund von Wärmeverlusten über die Oberfläche des Kondensators und nicht über das Kühlwasser übertragen wird.

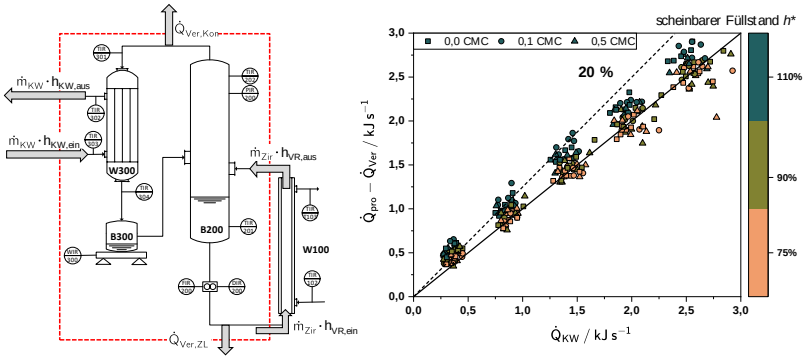


Abbildung 12: Wärmebilanzierung des Naturumlaufverdampfers und Paritätsdiagramm der Wärmebilanz

Bei betriebsmittelseitigen Wärmeströmen $\dot{Q}_{KW} \leq 0{,}5$ kW liegen die Abweichungen oberhalb von 20 %. Ursächlich hierfür sind die absoluten Unsicherheitsbeiträge der eingesetzten Messgeräte, die bei kleinen Messwerten anteilig stärker ins Gewicht fallen und die kumulierte Unsicherheit der Wärmebilanz erhöhen. Außerdem fällt auf, dass die Streuung der Messwerte mit steigendem Wärmestrom zunimmt, sodass sich vereinzelt Messdaten unterhalb der Diagonalen befinden. Die Abweichung der gemessenen Daten von der Diagonalen lässt sich durch die Bilanzierungsmethode erklären. Der Destillat- beziehungsweise Dampfmassenstrom kann konstruktionsbedingt nicht direkt nach dem Austritt aus dem Verdampferrohr gemessen werden. Stattdessen strömt der Dampf über den Brüdenabscheider in den Kondensator, sodass ein Teil des Dampfmassenstroms bereits an den Oberflächen des Brüdenabscheiders kondensiert. Dieser Anteil kann messtechnisch nicht erfasst werden, wodurch es zu einer Unterschätzung des produktseitigen Wärmestroms kommt. Ein ähnlicher Trend wird auch in (Lu, 2022) beschrieben. Der Einfluss dieses Effekts nimmt mit steigender Wärmestromdichte zu, da der Anteil des latenten Wärmestroms am Produktwärmestrom ansteigt. Zur Abschätzung des Wärmeverlustes über die Oberfläche des Brüdenabscheiders $\dot{Q}_{Ver,BA}$ wird eine

Korrelation zu Berechnung der freien Konvektion nach (Thess, Kaiser, 2019) herangezogen. Es wird angenommen, dass der Wärmeverlust $\dot{Q}_{Ver,BA}$ produktseitig ausschließlich zur partiellen Kondensation des Dampfstromes und nicht zu einer Abkühlung der Flüssigkeit führt. Gestützt wird diese Annahme durch die Messung der Temperatur im Sumpf des Brüdenabscheiders. Aus diesem Grund wird $\dot{Q}_{Ver,BA}$ dem produktseitigen Wärmestrom zugerechnet und führt dadurch zu dessen Erhöhung um maximal 1 %. Da diese Anpassung von $\dot{Q}_{pro}$ in den Messdaten aus Abbildung 12 bereits enthalten ist, wird davon ausgegangen, dass $\dot{Q}_{Ver,BA}$ durch den gewählten Ansatz unterschätzt wird.

3.1.4 Festlegung der Versuchsbedingungen

Das Betriebsfenster, innerhalb dessen das wärmetechnische Betriebsverhalten des Naturumlaufverdampfers auf Basis der energetischen Bilanzierung der Anlage beschrieben werden kann, wird durch die Schaumentstehung im Brüdenabscheider beschränkt. Eine starke Schaumentstehung führt zum Übertrag von Flüssigkeit in den Kondensator und verhindert dadurch die Bilanzierung des Dampfmassenstroms. In Abbildung 13 wird die Quantifizierung des Ausmaßes der Schaumentstehung in Abhängigkeit der Prozess- und Betriebsparameter anhand vier diskreter Schaumlevel dargestellt.

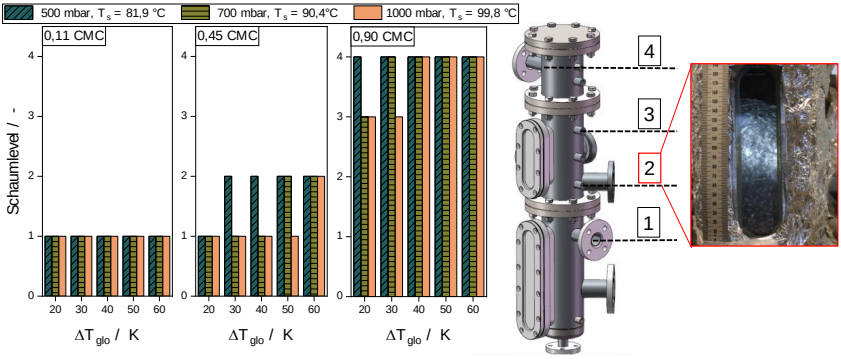


Abbildung 13: Schaumentstehung im Brüdenabscheider in Abhängigkeit des massebezogenem Tensidanteils, der treibenden Temperaturdifferenz und des Betriebsdruckes für einen scheinbaren Füllstand h = 110 %*

Da das Erreichen der einzelnen Schaumlevel vom scheinbaren Füllstand beeinflusst wird, erfolgt die Definition der Betriebsgrenzen bei dem höchsten zu untersuchendem Füllstand von 110 %. Ein kritischer Betrieb des Naturumlaufverdampfers liegt vor, wenn die Schaumentstehung das Schaumlevel 4 erreicht und Schaum in den Kondensator übertritt. Im Gegensatz dazu entspricht Schaumlevel 1 einer Schaumentstehung, die ausschließlich in der Brüdenleitung auftritt. Die Schaumlevel 2 und 3 werden über die kapazitiven Grenzstandsensoren LIR1 und LIR2 auf scheinbaren Höhen von 127 % und 150 % detektiert. Abbildung 13 verdeutlich, dass das Betriebsfenster durch einen Tensidanteil von 0,9 CMC stark eingeschränkt wird. Für die weiterführenden experimentellen Untersuchungen wird daher ausschließlich ein Tensidanteil $\xi \leq 0{,}5$ CMC verwendet, der hinsichtlich einer

relevanten Beeinflussung der Wärmeübertragung und Fluiddynamik im unteren Bereich der aus der Literatur bekannten Größenordnungen einzuordnen ist.

Für den gewählten Bereich des Tensidanteils liegt keine Begrenzung des Betriebs-fensters durch die Schaumbelastung hinsichtlich des Betriebsdruckes oder der treibenden Temperaturdifferenz vor. Die gewählten Versuchsbedingungen, die in Tabelle 1 zusammengefasst sind, orientieren sich daher an dem für den Naturumlaufverdampfer charakteristischen Betriebsbereich. Die Werte für den Betriebsdruck und die Siedetemperatur beziehen sich auf die Bedingungen am Kopf des Brüdenabscheiders.

Tabelle 1: Übersicht über die untersuchten Betriebs- und Prozessparameter im Naturumlaufverdampfer

ΔT_{glo} / K	h* / %	p / mbar	Ts / °C	ξ / CMC
20; 30; 40; 50; 60	75; 90; 110	700; 1.000	90,4; 99,8	0; 0,1; 0,5

3.2 Datenauswertung

Aufbauend auf der energetischen Bilanzierung des Naturumlaufverdampfers werden in diesem Kapitel die Berechnungsgleichung der charakteristischen Größen der Naturumlaufverdampfung sowie die Betrachtung der zugehörigen Messunsicherheiten vorgestellt. Da die Dichte und die Viskosität der wässrigen Lösungen nicht durch die Zugabe des Tensids beeinflusst werden (vgl. Abbildung 51 im Anhang), erfolgt die Berechnung der verwendeten Stoffdaten basierend auf den Korrelationsgleichungen nach (Kleiber, Joh, 2019) für reines Wasser. Ausgenommen von diesem Vorgehen ist die Bestimmung der Oberflächenspannung der Flüssigkeit, die experimentell für reines Wasser und unterschiedliche Tensidanteile gemessen wurde (vgl. Abbildung 52 im Anhang).

3.2.1 Versuchsauswertung

Integrale Kenngrößen

Die Beschreibung des integralen Betriebsverhaltens des Naturumlaufverdampfers erfolgt über zeitlich gemittelte, etablierte Kennzahlen der Wärmeübertragung und Fluiddynamik. Als fluiddynamische Kenngröße wird die einphasige Zulaufgeschwindigkeit am Verdampferrohr w_{zir} herangezogen. Diese ergibt sich aus dem Quotienten des in der Zulaufleitung gemessenem Volumenstrom $\dot{V}_{zir}$ und der Querschnittsfläche des Verdampferrohrs $A_{quer,VR}$.

$$w_{zir} = \frac{\dot{V}_{zir}}{A_{quer,VR}} \tag{42}$$

Die Wärmeübertragung wird über die Wärmestromdichte sowie die Wärmedurchgangs- und produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten quantifiziert. Die integrale Wärmestromdichte ergibt sich aus dem produktseitig bilanzierten Wärmestrom $\dot{Q}_{pro}$ bezogen auf die logarithmisch gemittelte Mantelfläche des Verdampferrohrs $A_{WÜ}$. Hierbei stehen A_i und A_a für die innere und äußere Mantelfläche des Verdampferrohrs.

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}_{pro}}{\frac{A_a - A_i}{\ln\frac{A_a}{A_i}}} = \frac{\dot{Q}_{pro}}{A_{WÜ}} \tag{43}$$

Durch den Bezug der integralen Wärmestromdichte auf die treibende Temperatur-differenz zwischen Wärmeträgerflüssigkeit und Produkttemperatur ΔT_{int} ergibt sich der integrale Wärmedurchgangskoeffizient (vgl. Gl. (44)).

$$k_{int} = \frac{\dot{q}_{int}}{\Delta T_{int}} = \frac{\dot{Q}_{pro}}{\Delta T_{int} \cdot A_{WÜ}} \tag{44}$$

Dabei wird die treibende Temperaturdifferenz als Differenz zwischen der mittleren Temperatur der Wärmeträgerflüssigkeit und der arithmetisch gemittelten Temperatur auf der Produktseite gebildet.

$$\Delta T_{int} = \frac{T_{öl,ein} + T_{öl,aus}}{2} - \frac{T_{VR,ein} + 2 \cdot T_{pinch} + T_{VR,aus}}{4} \tag{45}$$

Aufbauend auf der Berechnung von k_{int} erfolgt die Bestimmung des integralen, produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{pro} durch Abschätzung des heizseitigen Wärmewiderstands R_{heiz} nach Gleichung (46).

$$\frac{1}{k_{int} \cdot A_{WÜ}} = R_{ges} = R_{heiz} + R_{pro} = R_{heiz} + \frac{1}{\alpha_{pro} \cdot A_{WÜ}} \quad (46)$$

Dabei setzt sich R_{heiz} aus dem Wärmewiderstand der Verdampferwand, dem Wärmewiderstand der Wärmeträgerflüssigkeit sowie dem Wärmewiderstand aufgrund von Belagbildung auf der Heizseite R_{foul} zusammen (vgl. Gl. (47)).

$$R_{heiz} = \frac{s}{\lambda \cdot A_{WÜ}} + \frac{1}{\alpha_{heiz} \cdot A_{WÜ}} + \frac{R_{foul}}{A_{WÜ}} \quad (47)$$

Da im Thermostat H100 während der Versuchszeit Ablagerungen von Zersetzungsprodukten des Wärmeträgermediums auftraten, wird davon ausgegangen, dass auch das Verdampferrohr auf der Heizseite von einer unerwünschten Belagbildung betroffen ist. Basierend auf (Scholl, Brahim, 2005) wurde der daraus resultierende Wärmewiderstand zu $R_{foul} = 0{,}0005\ m^2\ K\ W^{-1}$ abgeschätzt. Für die Wärmeleitfähigkeit von Edelstahl wird ein konstanter Werte von $\lambda = 15\ W\ m^{-1}\ K^{-1}$ (Ullrich, Bodmer, 2019) angenommen. Der heizseitige Wärmeübergangskoeffizient wird mit Hilfe der Korrelation nach (Gnielinski, 2019b) zur Berechnung des Wärmeübergangs in turbulenten einphasigen Strömungen im Ringspalt abgeschätzt und ergibt sich zu $\alpha_{heiz} = 1800\ W\ m^{-2}K^{-1}$. Da die Wärmeträgerflüssigkeit den Ringspalt mit einer annährend konstanten Geschwindigkeit durchströmt und die Abhängigkeit der Stoffdaten von der Temperatur innerhalb des Untersuchungsrahmens vernachlässigbar klein ist, ergibt sich α_{heiz} als Konstante. Somit ist auch der heizseitige Wärmewiderstand eine Konstante, die sich durch Verwendung von Gleichung (47) zu $R_{heiz} = 0{,}0138\ K\ W^{-1}$ berechnet.

Durch Umstellen von Gleichung (46) ergibt sich der produktseitige Wärmeübergangskoeffizienten α_{pro} schließlich zu:

$$\alpha_{pro} = \frac{1}{\left(\frac{1}{k_{int} \cdot A_{WÜ}} - R_{heiz}\right) \cdot A_{WÜ}} \quad (48)$$

Wärmeübertragung in der Aufheiz- und Verdampfungszone

Um ein detailliertes Verständnis der Wärmeübertragung im Naturumlaufverdampfer zu erlangen, wird das Verdampferrohr anhand des Temperaturverlaufs auf der Produktseite in eine einphasige Aufheiz- und eine zweiphasige Verdampfungszone eingeteilt. Abbildung 14 zeigt den Temperaturverlauf über die Verdampferhöhe. Dabei ist auf der Ordinate die auf die Länge des Verdampferrohrs normierte Höhe und auf der Abszisse die Temperatur der Kernflüssigkeit aufgetragen.

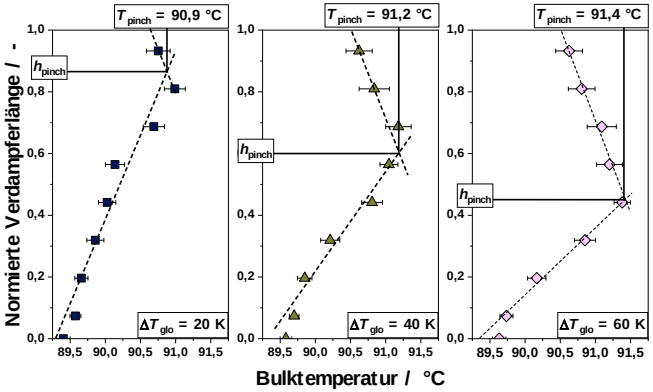


Abbildung 14: Exemplarische Darstellung des produktseitigen Temperaturprofils im Verdampferrohr für unterschiedliche treibende Temperaturdifferenzen, einen scheinbaren Füllstand von 110 % und einem Betriebsdruck von 700 mbar

Die Temperaturverläufe können sowohl in der Aufheiz- als auch in der Verdampfungs-zone mit ausreichender Genauigkeit linear angepasst werden. Aus dem Schnittpunkt der beiden Geraden ergibt sich der Pinchpunkt, welcher durch die kleinste auftretende Temperaturdifferenz zwischen der Kerntemperatur der Flüssigkeit und der Temperatur der Wärmeträgerflüssigkeit charakterisiert wird. Die zugehörige Höhe im Verdampfer-rohr wird als normierte Pinchhöhe $h_{\mathrm{pinch,nor}}$ bezeichnet, während $T_{\mathrm{pinch,pro}}$ die Kerntemperatur der Flüssigkeit auf der Höhe des Pinchpunktes beschreibt.

In der Verdampfungszone ergibt sich der Temperaturverlauf aus der Abhängigkeit der Sättigungstemperatur vom lokalen Druck. Folglich lässt sich über die Differenz zwischen der Pinchtemperatur und der Temperatur am Austritt des Verdampferrohrs der zweiphasige Druckverlust $\Delta p_{2\mathrm{ph}}$ nach Gleichung (49) abschätzen. Die Abhängigkeit des Dampfdruckes von der Temperatur wird dabei nach (Kleiber, Joh, 2019) berechnet:

$$\Delta p_{2ph} = \frac{dp}{dT} \cdot (T_{pro,pinch} - T_{VR,aus}) \qquad (49)$$

Die Quantifizierung des in der Aufheizzone übertragenen Wärmestroms erfolgt über die Berechnung der sensiblen Wärme. Diese wird basierend auf der Differenz von Flüssigkeitstemperatur am Zulauf des Verdampferrohrs $T_{\mathrm{VR,ein}}$ und Pinchtemperatur $T_{\mathrm{pinch,pro}}$ sowie des Umlaufmassenstroms $\dot{m}_{\mathrm{zir}}$ und dessen Wärmekapazität $c_{\mathrm{p,pro}}$ bestimmt.

$$\dot{Q}_{AZ} = \dot{m}_{zir} \cdot c_{p,pro} \cdot (T_{pro,pinch} - T_{VR,ein}) \qquad (50)$$

Der in der Verdampfungszone übertragene Wärmestrom ergibt sich darauf aufbauend aus der Differenz zwischen dem gesamten produktseitigen Wärmestrom $\dot{Q}_{pro}$ und dem Wärmestrom der Aufheizzone $\dot{Q}_{AZ.}$

$$\dot{Q}_{VZ} = \dot{Q}_{pro} - \dot{Q}_{AZ} \qquad (51)$$

Durch Normierung von $\dot{Q}_{AZ}$ und $\dot{Q}_{VZ}$ auf die entsprechend anteilige Wärmeübertragungsfläche wird die Wärmestromdichte in der Aufheiz- und Verdampfungszone bestimmt. Hierbei wird die jeweilige Wärmeübertragungsfläche nach Gleichung (52) und Gleichung (53) durch Multiplikation der gesamten Wärmeübertragungsfläche $A_{WÜ}$ mit der normierten Pinchhöhe $h_{pinch,nor}$ beziehungsweise der Differenz (1 - $h_{pinch,nor}$) bestimmt.

$$A_{AZ} = A_{WÜ} \cdot h_{pinch,nor} \qquad (52)$$

$$A_{VZ} = A_{WÜ} \cdot (1 - h_{pinch,nor}) \qquad (53)$$

Für die Berechnung der Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheiz- und Verdampfungszone werden die jeweiligen treibenden Temperaturdifferenzen $\Delta T_{AZ,Trieb}$ und $\Delta T_{VZ,Trieb}$ benötigt. Für die Aufheizzone ergibt sich $\Delta T_{AZ,Trieb}$ aus der Differenz zwischen der mittleren Temperatur der Wärmeträgerflüssigkeit in der Aufheizzone und der mittleren Temperatur des Produktgemisch zwischen Zulauf und Pinchpunkt nach Gleichung (54).

$$\Delta T_{VZ} = \left[\frac{T_{oil,pinch} + T_{oil,aus}}{2}\right] - \left[\frac{T_{VR,ein} + T_{pro,pinch}}{2}\right] \qquad (54)$$

Hierbei wird sowohl auf der Produktseite als auch auf der Heizseite ein linearer Temperaturverlauf angenommen. Die Temperatur der Wärmeträgerflüssigkeit auf Höhe des Pinchpunktes lässt sich daher durch die Geradengleichung (55) abschätzen.

$$T_{Öl,pinch} = T_{Öl,ein} - h_{pinch,nor} \cdot \left(T_{Öl,ein} - T_{Öl,aus}\right) \qquad (55)$$

Die Berechnung der treibenden Temperaturdifferenz in der Verdampfungszone ergibt sich analog als Differenz zwischen der mittleren Temperatur der Wärmeträgerflüssigkeit in der Verdampfungszone und der mittleren Flüssigkeitstemperatur zwischen Pinchpunkt und Verdampferaustritt.

$$\Delta T_{VZ,Trieb} = \left[\frac{T_{oil,pinch} + T_{oil,out}}{2}\right] - \left[\frac{T_{pro,pinch} + T_{pro,out}}{2}\right] \qquad (56)$$

Basierend auf den Gleichungen (50) bis (56) ergeben sich die Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheiz- und Verdampfungszone zu:

$$k_{AZ} = \frac{\dot{Q}_{pro,AZ}}{\Delta T_{Trieb,AZ} \cdot A_{AZ}} \qquad (57)$$

$$k_{VZ} = \frac{\dot{Q}_{pro,VZ}}{\Delta T_{Trieb.VZ} \cdot A_{VZ}} \qquad (58)$$

Die Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten in der Aufheiz- und Verdampfungs-zone erfolgt analog zu Gleichung (48):

$$\alpha_{pro,AZ} = \frac{1}{\left(\frac{1}{k_{AZ} \cdot A_{AZ}} - R_{heiz}\right) \cdot A_{AZ}} \qquad (59)$$

$$\alpha_{pro,VZ} = \frac{1}{\left(\frac{1}{k_{VZ} \cdot A_{VZ}} - R_{heiz}\right) \cdot A_{VZ}} \qquad (60)$$

Beeinflussung des Betriebsverhaltens durch SAS

Als Kennzahl zur Quantifizierung des Einflusses des Tensids auf die Umlaufgeschwindigkeit wird Δw_{zir} als Differenz zwischen der Umlaufgeschwindigkeit der Tensidlösung $w_{zir,CMC}$ und der Umlaufgeschwindigkeit von reinem Wasser $w_{zir,OCMC}$ nach Gleichung (61) eingeführt.

$$\Delta w_{zir} = w_{zir,CMC} - w_{zir,OCMC} \qquad (61)$$

Außerdem wird die relative Veränderung der Umlaufgeschwindigkeit gegenüber reinem Wasser durch den Zusatz des Tensids mittels des relativen Verstärkungsfaktors w^*_{zir} quantifiziert (vgl. Gl. (62)).

$$w^*_{zir} = \frac{\Delta w_{zir}}{w_{zir,OCMC}} \cdot 100\ \% \qquad (62)$$

3.2.2 Unsicherheitsbetrachtung

Der (*ISO/IEC Guide 98-3:2008 - Uncertainty of masurement*) folgend wird die Unsicherheit der berechneten Größen im Ergebnisteil mittels der Typ A Standard-unsicherheit abgeschätzt. Dementsprechend basieren die dargestellten Unsicherheiten auf einer statistischen Auswertung der durchgeführten Versuchsreihen. Da in die Berechnung der charakteristischen Größen der Wärmeübertragung eine Vielzahl unsicherheitsbehafteter Größen einfließen, wird für die Wärmeübergangs- und Wärmedurchgangskoeffizienten die Standardunsicherheit zusätzlich durch das Gauß'sche Fehlerfortpflanzungsgesetzt (Typ B Standardunsicherheit) bestimmt. Unter der Annahme, dass die jeweiligen Einflussgrößen voneinander unabhängig sind, kann mittels Gleichung (63) die kombinierte Standardunsicherheit der Zielgröße bestimmt werden. In den nachfolgend gezeigten Gleichungen wird als Zielgröße exemplarisch der produktseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{pro} verwendet. Die kombinierte Standard-unsicherheit der Zielgröße wird dementsprechend mit $u_k(\alpha_{pro})$ bezeichnet.

$$u_k^2(\alpha_{pro}) = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\partial \alpha_{pro}}{\partial x_i}\right)^2 u^2(x_i) \; mit \left(\frac{\partial \alpha_{pro}}{\partial x_i}\right) = S_{\alpha_{pro}}(x_i) \qquad (63)$$

Hierbei wird die partielle Ableitung der Zielgröße α_{pro} nach der jeweiligen Einflussgröße x_i als Sensitivitätskoeffizient S_{x_i}und $u(x_i)$ als Standardunsicherheit der Einflussgröße x_i bezeichnet. Die Standardunsicherheit der jeweiligen Einflussgröße ergibt sich beispiels-weise aus der Messunsicherheit der verwendeten Messgeräte. Eine Übersicht über die für diese Arbeit relevanten Messunsicherheiten sind in Tabelle 7 im Anhang zu finden. Das Produkt aus Sensitivitätskoeffizient und Standardunsicherheit ist der Unsicher-heitsbeitrag $B_{\alpha_{pro}}(x_i)$.

$$B_{\alpha_{Pro}}(x_i) = \left(\frac{\partial \alpha_{pro}}{\partial x_i}\right) \cdot u(x_i) \qquad (64)$$

Der Unsicherheitsbeitrag ist eine Kenngröße, um den absoluten Beitrag einer Einflussgröße auf die kombinierte Standardunsicherheit der Zielgröße zu quantifizieren. Wird der Unsicherheitsbeitrag auf die kombinierte Standardunsicherheit bezogen, ergibt sich der

Unsicherheitsindex $I_{\alpha_{Pro}}(x_i)$, der den relativen Beitrag der Einflussgröße zur kombinierten Standardunsicherheit widerspiegelt.

$$I_{\alpha_{pro}}(x_i) = \frac{B^2_{\alpha_{pro}}}{u_k^2(\alpha_{pro})} \qquad (65)$$

Eine Besonderheit, die bei der Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten auftritt, ist die starke Abhängigkeit der Sensitivitätskoeffizienten vom Wert des integralen Wärmedurchgangskoeffizienten, welcher wiederum von den jeweiligen Betriebsbedingungen abhängt. Nach Gleichung (66) kann α_{pro} vereinfacht durch eine Hyperbelfunktion be-schrieben werden.

$$\alpha_{pro} = \frac{1}{x} \text{ mit } x = \left(\frac{1}{k_{int} \cdot A_{WÜ}} - R_{heiz}\right) \cdot A_i \qquad (66)$$

Der Sensitivitätskoeffizient der Einflussgröße x entspricht in dieser Darstellungsform der Ableitung der Funktion x^{-1}. Zur Veranschaulichung des Zusammenhangs zwischen dem Sensitivitätskoeffizienten und der Einflussgröße x sind in Abbildung 15 eine Hyperbelfunktion und deren Ableitung dargestellt.

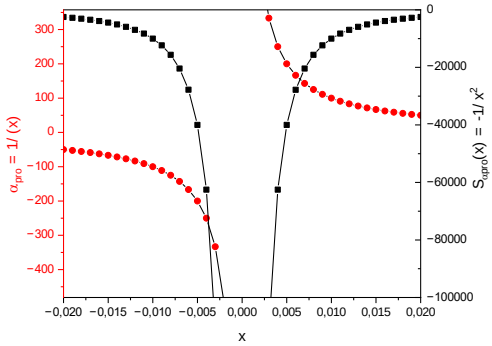


Abbildung 15: Exemplarische Darstellung der Abhängigkeit des Sensitivitätskoeffizienten des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten von den Betriebsbedingungen

Abbildung 15 zeigt, dass der Sensitivitätskoeffizient unendlich groß wird, wenn x gegen null strebt. Bei der Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten wird dieser Grenzwert erreicht, wenn der Kehrwert des integralen Wärmedurchgangskoeffizienten gegen den Wert des Wärmewiderstands auf der Heizseite strebt (vgl. Gl. (66)). Welche Aus-wirkungen diese Abhängigkeit des Sensitivitätskoeffizienten von dem Verhältnis zwischen k_{int} und R_{heiz} hat, wird im Detail in Kapitel 4.1.1 vorgestellt.

4 Experimentelle Ergebnisse

4.1 Naturumlaufverdampfung von reinem Wasser

Die Naturumlaufverdampfung von reinem Wasser wird unter Variation des scheinbaren Füllstandes, des Betriebsdruckes und der treibenden Temperaturdifferenz untersucht. Dabei erfolgt die Bewertung des integralen Betriebsverhaltens des Verdampfers anhand der integralen Wärmestromdichte beziehungsweise des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten und der einphasigen Umlaufgeschwindigkeit. Um ein detailliertes Verständnis der zugrundeliegenden Mechanismen zu erlangen, wird zusätzlich der Wärmeübergang in der Aufheiz- und Verdampfungszone differenziert betrachtet und die Stabilität des Strömungsverhaltens anhand der zeitlichen Schwankungen des Umlaufmassenstroms quantifiziert. Im Vorfeld der Darstellung der experimentellen Ergebnisse wird in Kapitel 4.1.1 die Unsicherheitsbetrachtung der charakteristischen Größen der Wärmeübertragung vorgestellt.

4.1.1 Unsicherheitsbetrachtung

Zur Bewertung der Aussagekraft und Vergleichbarkeit der Kenngrößen der Naturumlaufverdampfung wird die Standardunsicherheit der jeweiligen Zielgröße herangezogen. In den nachfolgenden Kapiteln wird in diesem Zusammenhang die Typ A Standardunsicherheit, also die statistische Standardabweichung der dreifach wiederholten Versuchsreihen, verwendet. In Abgrenzung dazu wird die Standardunsicherheit des produkt-seitigen Wärmeübergangskoeffizienten zusätzlich durch die Typ B Standardunsicherheit quantifiziert (*ISO/IEC Guide 98-3:2008 - Uncertainty of masurement*). Wie in Abschnitt 3.2.2 dargelegt, hängt die kombinierte Standardunsicherheit des Wärmeübergangs-koeffizienten $u_k(\alpha_{pro})$ stark vom Verhältnis zwischen den Wärmewiderständen auf der Produkt- und Heizseite und somit von den Betriebsbedingungen ab. Um dies zu verdeutlichen, werden nachfolgend die Ergebnisse der Typ B Unsicherheitsbetrachtung diskutiert und eine allgemeingültige Korrelation zwischen dem Verhältnis der Wärmewiderstände und der Standardunsicherheit des Wärmeübergangskoeffizienten hergeleitet. Darauf aufbauend erfolgt eine Sensitivitätsanalyse der in die Berechnung einfließenden Messgrößen zur Identifizierung der ausschlaggebenden Unsicherheitsbeiträge.

Standardunsicherheit des integralen Wärmeübergangskoeffizienten

Die nachfolgenden Abbildungen dienen ausschließlich als Grundlage zur Beurteilung der durchgeführten Unsicherheitsbetrachtung beziehungsweise der berechneten Standardunsicherheiten. Die Diskussion der Ergebnisse hinsichtlich ihrer Bedeutung für die produktseitige Wärmeübertragung erfolgt in Kapitel 4.1.2. Abbildung 16 zeigt die Typ B Standardunsicherheit des integralen produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten (vgl. Gleichung (48)) als Fläche hinter den Datenpunkten in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz. In der oberen Reihe sind die Ergebnisse für einen Betriebsdruck von $p = 700$ mbar dargestellt, die untere Reihe (d-f) zeigt den integralen Wärmeübergangskoeffizienten und dessen Standardunsicherheit für $p = 1.000$ mbar. Der scheinbare Füllstand h^* steigt von links nach rechts von 75 % auf 110 %.

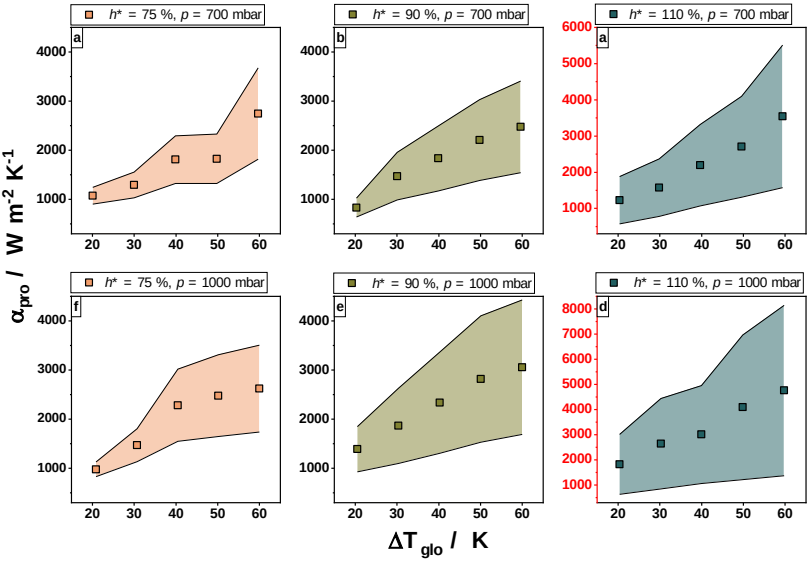


Abbildung 16: Darstellung der kombinierten Standardunsicherheit des integralen, produktseitigen Wärmeübergangkoeffizienten $u_k(\alpha_{pro})$ in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für Betriebsdrücke $p = 700$ mbar (a-c) und $p = 1.000$ mbar (d-f) und scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 %

Abbildung 16 veranschaulicht, dass die Standardunsicherheit des integralen produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten mit steigender treibender Temperaturdifferenz, steigendem scheinbaren Füllstand und steigendem Betriebsdruck zunimmt. Während bei einem Füllstand von $h^* = 75$ %, einem Betriebsdruck von $p = 700$ mbar und einer treibenden Temperaturdifferenz von $\Delta T_{glo} = 20$ K die Standardunsicherheit $u_k(\alpha_{pro})$ mit 170 W m^{-2} K^{-1} vergleichsweise gering ausfällt, wird diese auf 3.388 W m^{-2} K^{-1} bei dem Betriebspunkt $h^* = 110$ %, $p = 1.000$ mbar und $\Delta T_{glo} = 60$ K gesteigert. Prozentual entspricht das einer Steigerung von $u_k(\alpha_{pro})$ von 16 % auf 71 %. Ursächlich hierfür ist die Steigerung des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten und damit die Abnahme des Anteils des produktseitigen Wärmewiderstands am integralen Wärme-widerstand (Hammerschmidt, Scholl, 2011). Wie die Standardunsicherheit des zu bestimmenden Wärmeübergangskoeffizienten mit dessen Anteil am Gesamtwärme-widerstand korreliert, soll im Folgenden veranschaulicht werden.

Den grundlegenden Berechnungsvorschriften verschalteter Wärmewiderstände folgend kann der Gesamtwiderstand R_{ges} nicht kleiner werden als der Wärmewiderstand auf der Heizseite R_{heiz}. Eine physikalisch sinnvolle Lösung der Gleichung (67) zur Beschreibung des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten

$$\alpha_{pro} = \frac{1}{\left(\frac{1}{k_{int} \cdot A_a} - R_{heiz}\right) \cdot A_i} \qquad (67)$$

kann demnach nur unter der Bedingung

$$R_{ges} = \frac{1}{k_{int} \cdot A_a} > R_{heiz} \qquad (68)$$

erfolgen. Da der Wärmewiderstand auf der Heizseite als konstant angesehen werden kann (vgl. Abschnitt 3.2.1), führt eine Erhöhung des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten zu einer Annäherung von R_{ges} und R_{heiz}. Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, führt diese Annäherung zu einem starken Anstieg des Sensitivitätskoeffizienten des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten in Bezug auf den Wärmedurchgangskoeffizienten $S_{\alpha_{pro}}(k_{int})$ und damit zu einer Erhöhung der kombinierten Standardunsicherheit des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten $u_k(\alpha_{pro})$. Die Steige-rung von $S_{\alpha_{pro}}(k_{int})$ ist von besonderer Bedeutung, da von den in die Unsicherheits-betrachtung einfließenden Größen die Bestimmung des integralen Wärmedurchgangs-koeffizienten k_{int} den größten Anteil an der kombinierten Standardunsicherheit $u_k(\alpha_{pro})$ ausmacht.

Um den Zusammenhang zwischen dem Anteil des produktseitigen Wärmewiderstands am Gesamtwärmewiderstand und dessen Einfluss auf die kombinierte Standardunsicher-heit $u_k(\alpha_{pro})$ zu veranschaulichen, ist dieser nachfolgend graphisch dargestellt. Abbildung 17 zeigt die Abhängigkeit der berechneten Standardunsicherheit $u_k(\alpha_{pro})$ vom R_{pro} zu R_{ges} Verhältnis für Standardunsicherheiten des Wärmedurchgangskoeffizienten $u_k(k_{int})$ zwischen 10 W m^{-2} K^{-1} und 40 W m^{-2} K^{-1}.

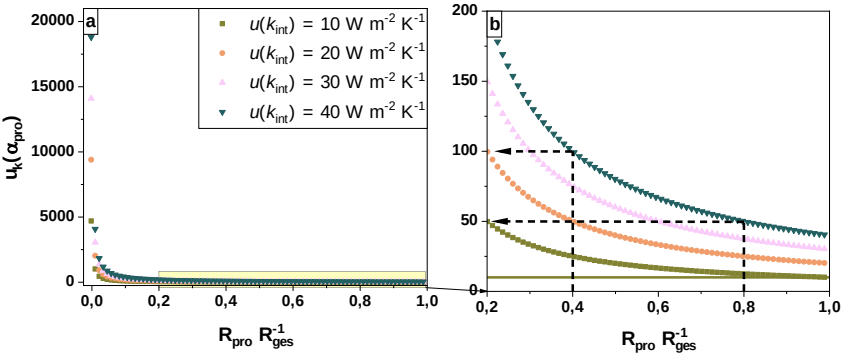


Abbildung 17: Einfluss der Standardunsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten $u_k(k_{int})$ auf die kombinierte Standardunsicherheit des integralen Wärmeübergangskoeffizienten $u_k(\alpha_{pro})$ in Abhängigkeit des Verhältnisses des produktseitigen Wärmewiderstands zum Gesamtwiderstand R_{pro} R_{ges}^{-1}

Die Bestimmung von $u_k(\alpha_{pro})$ erfolgt nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz mittels Gleichung (69) unter der Annahme, dass die Unsicherheitsbeiträge der anderen Einflussgrößen aus Gleichung (67), d.h. die Standardunsicherheit der äußeren und inneren Wärmeübertragungsfläche sowie die Standardunsicherheit des heizseitigen Wärmewiderstands, vernachlässigbar klein sind. Diese Annahme ist für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Versuchsreihen zulässig, da der Unsicherheitsbeitrag $B_{\alpha_{pro}}(k_{int})$ mehr als 90 % von $u_k(\alpha_{pro})$ ausmacht.

$$u_k(\alpha_{pro}) = \sqrt{\left(\frac{\partial \alpha_{pro}}{\partial k_{int}}\right)^2 \cdot u^2(k_{int})} \qquad (69)$$

Die Auftragung von $u_k(\alpha_{pro})$ über $R_{pro} R_{ges}^{-1}$ verdeutlicht die starke Abhängigkeit der Standardunsicherheit des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten von dessen Anteil am Gesamtwärmewiderstand. Strebt $R_{pro} R_{ges}^{-1}$ gegen 0, strebt die Standardunsicherheit $u_k(\alpha_{pro})$ gegen unendlich. Bei Erhöhung des produktseitigen Wärmewiderstands und Annäherung an den Gesamtwiderstand nähert sich $u_k(\alpha_{pro})$ asymptotisch an den Wert der Standardunsicherheit der Eingangsgröße, in diesem Fall an $u_k(k_{int})$ an. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 17 (b) der Bereich von 0,2 bis 1 vergrößert dargestellt. Die gestrichelten Linien quantifizieren die Auswirkungen einer Änderung des R_{pro} zu R_{ges} Verhältnisses. Wird $R_{pro} R_{ges}^{-1}$, beispielsweise durch die Steigerung des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten von 0,8 auf 0,4 reduziert, verdoppelt sich die Standardunsicherheit $u_k(\alpha_{pro})$ unabhängig von $u_k(k_{int})$.

Zur mathematischen Formulierung dieses Zusammenhangs werden die Wärmeübergangskoeffizienten auf der Produkt- und Heizseite jeweils auf die äußere Wärmeübertragungsfläche A_a des Verdampferrohrs bezogen. Unter dieser Annahme ergibt sich die partielle Ableitung von α_{pro} nach k_{int} und damit der Sensitivitätskoeffizient $S_{\alpha_{pro}}(k_{int})$ zu:

$$\frac{\partial \alpha_{pro}}{\partial k_{int}} = \frac{1}{(A_a \cdot k_{int} \cdot R_{heiz} - 1)^2} = S_{\alpha_{pro}}(k_{int}) \qquad (70)$$

Umstellen der Gleichung und Auflösen nach dem heizseitigen Wärmewiderstand R_{heiz} liefert:

$$R_{heiz} = -\frac{\sqrt{S_{\alpha_{pro}}(k_{int})}}{S_{\alpha_{pro}}(k_{int}) \cdot A_a \cdot k_{int}} + \frac{1}{A_a \cdot k_{int}} \qquad (71)$$

Da der Gesamtwärmewiderstand definiert ist als der Kehrwert des Produkts aus Wärmeübertragungsfläche A_a und Wärmedurchgangskoeffizienten k_{int} gilt weiterhin:

$$\frac{R_{heiz}}{R_{ges}} = 1 - \frac{\sqrt{S_{\alpha_{pro}}(k_{int})}}{S_{\alpha_{pro}}(k_{int})} \qquad (72)$$

Durch Auflösen der Gleichung nach $S_{\alpha_{pro}}(k_{int})$ und Anwendung von $R_{heiz} R_{ges}^{-1} = 1 - (R_{pro} R_{ges}^{-1})$ ergibt sich die folgende Korrelation zwischen dem Sensitivitätskoeffizienten und dem R_{pro} zu R_{ges} Verhältnis:

$$S_{\alpha_{pro}}(k_{int}) = \left(\frac{1}{1 - \frac{R_{heiz}}{R_{ges}}}\right)^2 = \left(\frac{1}{1 - \left(1 - \frac{R_{pro}}{R_{ges}}\right)}\right)^2 = \left(\frac{1}{\frac{R_{pro}}{R_{ges}}}\right)^2 = \left(\frac{R_{ges}}{R_{pro}}\right)^2 \qquad (73)$$

Durch Einsetzen dieser Definition des Sensitivitätskoeffizienten in die Gleichung (69) zur Bestimmung der kombinierten Standardunsicherheit $u_k(\alpha_{pro})$ ergibt sich ein direkter Zusammenhang zwischen $u_k(\alpha_{pro})$ und $R_{pro} R_{ges}^{-1}$:

$$S_{\alpha_{pro}}(k_{int}) \cdot u_k^2(k_{int}) = \left(\frac{R_{ges}}{R_{pro}}\right)^2 \cdot u_k^2(k_{int}) \rightarrow u_k(\alpha_{Pro}) = \left(\frac{R_{ges}}{R_{pro}}\right) \cdot u_k(k_{int}) \qquad (74)$$

Diese Gleichung gilt nur unter der Annahme, dass die Standardunsicherheit $u_k(\alpha_{pro})$ mit ausreichender Genauigkeit durch den Unsicherheitsbeitrag $B_{\alpha_{pro}}(k_{int})$ beschrieben werden kann. Für den Fall, dass zusätzlich andere Einflussgrößen maßgeblich zum Wert von $u_k(\alpha_{pro})$ beitragen, lässt sich Gleichung (74) weiterhin anwenden, um den Unsicherheitsbeitrag $B_{\alpha_{pro}}(k_{int})$ zu berechnen.

Die Korrelation zwischen dem Sensitivitätskoeffizienten $S_{\alpha_{pro}}(k_{int})$ und dem R_{pro} zu R_{ges} Verhältnis bietet einen praxisnahen Ansatz zur Abschätzung der Standardunsicherheit des zu bestimmenden Wärmeübergangskoeffizienten, durch welchen die Auslegung eines Wärmeübertragers vorteilhaft gestaltet werden kann. Wenn zum Beispiel der Wärmeübergangskoeffizient auf der Produktseite untersucht werden soll, kann je nach Anforderung an dessen kombinierte Standardunsicherheit der benötigte Wärmeübergangskoeffizient auf der Heizseite in Abhängigkeit der Standardunsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten berechnet werden. Zur Veranschaulichung der Zusammenhänge ist im Anhang (vgl. Tabelle 6) eine exemplarische Berechnung des heizseitigen Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Anwendungsfälle zu finden. Denkbar wäre beispielsweise ein Szenario, in dem die Verfahrensaufgabe zwar durch konvektive Wärmeübertragung mittels einer Wärmeträgerflüssigkeit gelöst werden kann, die Unsicherheitsbetrachtung allerdings eine gesteigerte Wärmeübertragung auf der Heizseite, zum Beispiel durch den Einsatz von Heizdampf, erforderlich macht. Da das Verhältnis von R_{pro} zu R_{ges} neben der Standardunsicherheit auch die Wirksamkeit einer Verringerung des heizseitigen Wärmewiderstands beeinflusst, müssen die höchsten zu erwartenden produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten und damit das ungünstigste R_{pro} zu R_{ges} Verhältnis abgeschätzt werden. Wird beispielsweise ein R_{pro} zu R_{ges} Verhältnis von 0,2 erwartet, ist die Erhöhung des heizseitigen Wärmeübergangskoeffizienten ein zielführender Ansatz, um die Standardunsicherheit zu verringern. Ist der heizseitige Wärmewiderstand hingegen gering im Vergleich zum Wärmewiderstand auf der Produktseite, wäre die Reduzierung der Standardunsicherheit der Eingangsgröße, in diesem Fall $u_k(k_{int})$, eine geeignetere Maßnahme. Aus welchen Beiträgen sich die kombinierten Standardunsicherheiten $u_k(\alpha_{pro})$ und $u_k(k_{int})$ für die vorliegenden experimentellen Untersuchungen am Naturumlaufverdampfer zusammensetzen und bei welchen Einflussgrößen mögliche Optimierungsstrategien ansetzen sollten, wird im nachfolgenden Ab-schnitt thematisiert.

Unsicherheitsbeiträge des integralen Wärmeübergangskoeffizienten

Die kombinierte Standardunsicherheit $u_k(\alpha_{pro})$ weist eine starke Abhängigkeit vom scheinbaren Füllstand auf. Während bei einem Füllstand von $h^* = 75$ % und einem Betriebsdruck von 700 mbar die maximale Standardunsicherheit bei 931 W m^{-2} K^{-1} liegt, wird diese durch Erhöhung des Füllstandes auf 110 % auf einen Wert von 1.967 W m^{-2} K^{-1} gesteigert (vgl. Abbildung 16). Zur genaueren Untersuchung des Einflusses der Betriebsparameter, im Speziellen des Einflusses des Füllstandes auf die Standardunsicherheit des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten, werden die Unsicherheitsbeiträge der einzelnen Einflussgrößen vergleichend betrachtet. Da in die Berechnung des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten eine Vielzahl von gemessenen und abgeleiteten Größen eingehen, wurden im Rahmen einer Sensitivitäts-analyse in einem ersten Schritt die größten Unsicherheitsbeiträge identifiziert. Die Sensi-tivitätsanalyse ergab, dass bei allen durchgeführten Versuchsreihen der Beitrag der kombinierten Standardunsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten $u_k(k_{int})$ zur kombinierten Standardunsicherheit des Wärmeübergangskoeffizienten $u_k(\alpha_{pro})$ im Durchschnitt bei 97 % lag. Aus diesem Grund werden nachfolgend die Berechnung sowie die Zusammensetzung von $u_k(k_{int})$ dargestellt.

In die Berechnung des integralen Wärmedurchgangskoeffizienten fließen nach Gleichung (44) die treibende Temperaturdifferenz ΔT_{int}, die Wärmeübertragungsfläche $A_{WÜ}$ sowie der

produktseitig bilanzierte Wärmestrom $\dot{Q}_{pro}$ ein. Hierbei setzt sich der produktseitige Wärmestrom aus der Summe des sensiblen und des latenten Wärmestroms zusammen:

$$\dot{Q}_{pro} = \dot{Q}_1 + \dot{Q}_2 = \dot{m}_{cir} \cdot c_{p,pro} \cdot (T_{VR,aus} - T_{VR,ein}) + \dot{m}_{dest} \cdot \Delta h_v \qquad (75)$$

Die Differenz zwischen der Temperatur am Ausgang des Verdampferrohrs $T_{VR,aus}$ und am Eingang des Verdampferrohrs $T_{VR,ein}$ wird nachfolgend als ΔT_{VR} bezeichnet. In Abbildung 18 werden die Eingangsgrößen, deren Unsicherheitsindex I einen Wert von 1 % überschreitet, in Form eines kumulativen Balkendiagramms dargestellt. Der Unsicherheitsindex stellt dabei die Unsicherheitsbeiträge $B_{k_{int}}(x_i)$ der einzelnen Einflussgrößen x_i normiert auf die kombinierte Standardunsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten $u_k(k_{int})$ dar (vgl. Gleichung (65)).

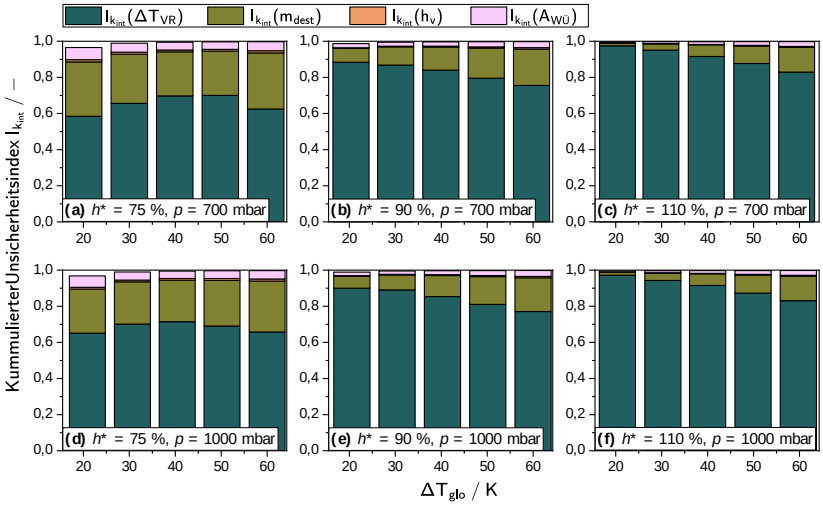


Abbildung 18: Kumulierter Unsicherheitsindex $I_{k_{int}}$ in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für Betriebsdrücke p = 700 mbar (a-c) und p = 1.000 mbar (d-f) und scheinbare Füllstände von 75%, 90 % und 110 %

Abbildung 18 verdeutlich, dass sich $u_k(k_{int})$ maßgeblich aus dem Unsicherheitsbeitrag der Temperaturdifferenz über das Verdampferrohr $B_{k_{int}}(\Delta T_{VR})$ sowie dem Unsicherheitsbeitrag des Destillatmassenstroms $B_{k_{int}}(\dot{m}_{dest})$ zusammensetzt. Abhängig von den Betriebsbedingungen macht die Standardunsicherheit der Wärmeübertragungsfläche $u(A_{WÜ})$ bis zu 7 % von $u_k(k_{int})$ aus. Der Einfluss der Standardunsicherheit der Verdampfungs-enthalpie Δh_v ist dagegen vernachlässigbar klein. Mit steigendem scheinbaren Füllstand nimmt der Einfluss der Standardunsicherheit der Temperaturmessung zu, während der Einfluss der Bestimmung des Destillatmassenstroms abnimmt. Außerdem zeigt sich bei scheinbaren Füllständen von h^* = 90 % und h^* = 110 % eine Abhängigkeit der Unsicherheitsbeiträge von der treibenden Temperaturdifferenz. Der Beitrag von ΔT_{VR} nimmt mit steigender treibender Temperaturdifferenz ab, während der Beitrag von $\dot{m}_{dest}$ zunimmt.

Die dargestellten Unsicherheitsbeiträge setzten sich aus dem Produkt der Sensitivitätskoeffizienten und der Standardunsicherheit der einzelnen Messgrößen zusammen. Diese

beiden Faktoren sind auf unterschiedliche Weise von den Betriebsbedingungen abhängig. Wird die Standardunsicherheit als relative Unsicherheit, zum Beispiel als prozentualer Anteil vom Messwert angegeben, hängt der absolute Wert der Standardunsicherheit vom Betrag des Messwertes und somit von den Betriebsbedingungen ab. Dies trifft in der vorgestellten Unsicherheitsbetrachtung auf die Standardunsicherheit des Destillat-massenstroms zu, welche mit 5 % des jeweiligen Messwertes abgeschätzt wird. Die Standardunsicherheit der Temperaturmessung mittels eines Typ T Thermoelementes wird unabhängig von der vorherrschenden Temperatur mit 0,3 K angegeben. Die Unsicherheit des Temperaturmesswertes liegt also als absoluter Wert vor und ist somit unabhängig von den Betriebsbedingungen. Der Sensitivitätskoeffizient ist per Definition von den Betriebsbedingungen abhängig. Um den Einfluss der Betriebsbedingungen auf die Unsicherheitsbeiträge $B_{k_{int}}(\Delta T_{VR})$ und $B_{k_{int}}(\dot{m}_{dest})$ genauer aufzuschlüsseln, werden daher die Sensitivitätskoeffizienten bezüglich ΔT_{VR} und $\dot{m}_{dest}$ herangezogen. Die Sensitivitätskoeffizienten $S_{k_{int}}(\Delta T_{VR})$ und $S_{k_{int}}(\dot{m}_{dest})$ ergeben sich aus der partiellen Ableitung des integralen Wärmedurchgangskoeffizienten nach ΔT_{VR} beziehungsweise $\dot{m}_{dest}$ (vgl. Gleichung(63)). Wie Gleichung (76) bis (78) verdeutlichen, können die gesuchten Sensitivitätskoeffizienten auch über die partiellen Ableitungen des sensiblen ($\dot{Q}_1$) beziehungsweise des latenten produktseitigen Wärmestroms ($\dot{Q}_2$) beschrieben werden.

$$k_{int} = \frac{\dot{m}_{zir} \cdot c_{p,pro} \cdot \Delta T_{VR} + \dot{m}_{dest} \cdot \Delta h_v}{A_{WÜ} \cdot \Delta T_{int}} = \frac{1}{A_{WÜ} \cdot \Delta T_{int}} \cdot \left(\dot{Q}_1 + \dot{Q}_2\right) \qquad (76)$$

$$S_{k_{int}}(\Delta T_{VR}) = \frac{\partial k_{int}}{\partial \Delta T_{VR}} = \frac{1}{A_{WÜ} \cdot \Delta T_{int}} \cdot \left(\frac{\partial \dot{Q}_1}{\partial \Delta T_{VR}}\right) \; mit \left(\frac{\partial \dot{Q}_1}{\partial \Delta T_{VR}}\right) = S_{\dot{Q}_1}(\Delta T_{VR}) \qquad (77)$$

$$S_{k_{int}}(\dot{m}_{dest}) = \frac{\partial k_{int}}{\partial \Delta T_{VR}} = \frac{1}{A_{WÜ} \cdot \Delta T_{int}} \cdot \left(\frac{\partial \dot{Q}_2}{\partial \dot{m}_{dest}}\right) \; mit \left(\frac{\partial \dot{Q}_2}{\partial \dot{m}_{dest}}\right) = S_{\dot{Q}_2}(\dot{m}_{dest}) \qquad (78)$$

Entscheidend für die Beeinflussung von $u_k(k_{int})$ durch die Betriebsbedingungen sind folglich die partiellen Ableitungen von $\dot{Q}_1$ nach ΔT_{VR} und von $\dot{Q}_2$ nach $\dot{m}_{dest}$ respektive $S_{\dot{Q}_1}(\Delta T_{VR})$ und $S_{\dot{Q}_2}(\dot{m}_{dest})$. Zur Erleichterung der Interpretation der Ergebnisse sind daher in Abbildung 19 anstelle der Sensitivitätskoeffizienten des integralen Wärmedurchgangskoeffizienten die Sensitivitätskoeffizienten des sensiblen Wärmestroms $S_{\dot{Q}_1}(\Delta T_{VR})$ und des latenten Wärmestroms $S_{\dot{Q}_2}(\dot{m}_{dest})$ dargestellt. Den Erwartungen entsprechend steigt der Sensitivitätskoeffizient des sensiblen Wärmestroms mit steigender treibender Temperaturdifferenz, steigendem Füllstand und steigendem Druck und bildet damit qualitativ die Abhängigkeit der kombinierten Standardunsicherheit $u_k(k_{int})$ von den Betriebsbedingungen ab (vgl. Abbildung 18).

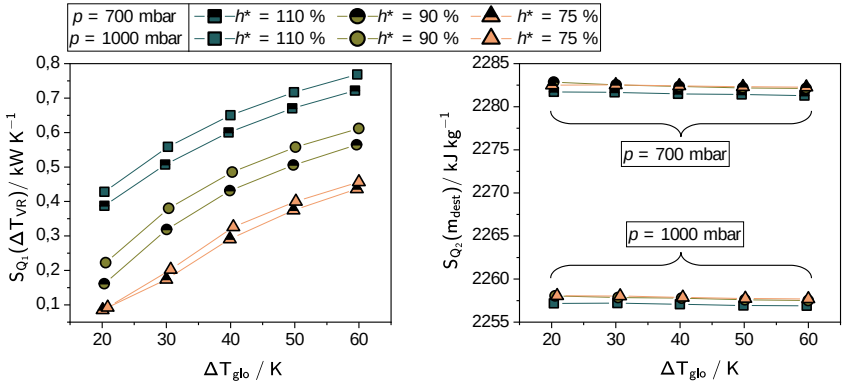


Abbildung 19: Einfluss des scheinbaren Füllstandes und des Betriebsdruckes auf die Sensitivitätskoeffizienten des sensiblen Wärmestroms $S_{\dot{Q}_1}(\Delta T_{VR})$ *und des latenten Wärmestroms* $S_{\dot{Q}_2}(\dot{m}_{dest})$ *in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz*

Durch Multiplikation von $S_{\dot{Q}_1}(\Delta T_{VR})$ mit der Standardunsicherheit der Temperatur-messung $u(\Delta T_{VR})$ ergibt sich der Unsicherheitsbeitrag $B_{\dot{Q}_1}(\Delta T_{VR})$ in kJ s^{-1}. Da sowohl der sensible als auch der latente Wärmestrom gleichberechtigt mit dem Vorfaktor $(A_{WÜ}^{-1} \cdot \Delta T_{int}^{1})$ in die Berechnung von k_{int} eingehen (vgl. Gl. (76)), können deren Unsicherheitsbeiträge direkt herangezogen werden, um die Abhängigkeit der Standardunsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten $u_k(k_{int})$ von den Betriebsbedingungen zu quantifizieren. Mit der konstanten Standardunsicherheit von $u(\Delta T_{VR}) = 0{,}3$ K ergibt sich aus den dargestellten Verläufen der Wertebereich des Unsicherheitsbeitrags 0,01 kJ s^{-1} ≤ $B_{\dot{Q}_1}(\Delta T_{VR})$ ≤ 0,3 kJ s^{-1}. Durch Multiplikation mit dem Faktor $(A_{WÜ}^{-1} \cdot \Delta T_{int}^{1})$ ergäbe sich der Unsicherheitsbeitrag zu k_{int} in kW m^{-2} K^{-1}.

Der Sensitivitätskoeffizient des latenten Wärmestroms wird durch den scheinbaren Füllstand oder die treibende Temperaturdifferenz nicht maßgeblich beeinflusst, zeigt allerdings eine deutliche Abhängigkeit vom Betriebsdruck. Die Standardunsicherheit des Destillatmassenstroms steigt linear mit steigender Temperaturdifferenz von 0,02 g s^{-1} auf 0,06 g s^{-1}. Dieser Anstieg überlagert den Einfluss des Betriebsdruckes. Der Wertebereich des Unsicherheitsbeitrags $B_{\dot{Q}_2}(\dot{m}_{dest})$ liegt zwischen 0,02 kJ s^{-1} und 0,13 kJ s^{-1}, wobei eine Änderung des Betriebsdruckes von 700 mbar auf 1.000 mbar eine maximale Veränderung des Unsicherheitsbeitrags um 0,009 kJ s^{-1} hervorruft. Die Unsicherheitsbeiträge von $\dot{m}_{dest}$ und ΔT_{VR} steigen also beide stark mit der treibenden Temperaturdifferenz, wodurch auch die kombinierte Standardunsicherheit des Wärmeübergangskoeffizienten $u_k(\alpha_{pro})$, wie in Abbildung 16 bereits illustriert, zunimmt. Für den Anteil des jeweiligen Unsicherheitsbeitrags an der Gesamtunsicherheit ist daher das Ausmaß der Steigerung des Unsicherheitsbeitrags durch eine Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz bei variierenden Füllständen entscheidend.

Bei erneuter Betrachtung von Gleichung (76) wird deutlich, dass $S_{\dot{Q}_1}(\Delta T_{VR})$ dem Produkt aus Umlaufmassenstrom und Wärmekapazität und $S_{\dot{Q}_2}(\dot{m}_{dest})$ der Verdampfungsenthalpie entspricht. Die beiden entscheidenden Unsicherheitsbeiträge der kombinierten

Standardunsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten lassen sich daher der einphasigen ($S_{\dot{Q}_1}$) und der zweiphasigen ($S_{\dot{Q}_2}$) Wärmeübertragung zuordnen. Dieser Zusammenhang erlaubt die nachfolgende Interpretation der in Abbildung 18 dargestellten Abhängigkeiten. Mit steigendem Füllstand nimmt die Unterkühlung der Flüssigkeit in Bezug zur lokalen Siedetemperatur zu und die Aufheizzone wird verlängert. Folglich steigt der Anteil des einphasig übertragenen Wärmestroms am Gesamtwärmestrom und der Einfluss der Standardunsicherheit $u(\Delta T_{VR})$ nimmt zu, während der Einfluss von $u(\dot{m}_{dest})$ abnimmt. Gleichzeitig wird der Einfluss der treibenden Temperaturdifferenz durch die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes erhöht. Bei scheinbaren Füllständen von $h^* = 110\,\%$ hat die Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz eine größere Verkürzung der Aufheizzone zur Folge als bei einem scheinbaren Füllstand von $h^* = 75\,\%$ (vgl. Abbildung 27). Dementsprechend steigt der Einfluss von $u(\dot{m}_{dest})$ mit steigender treibender Temperaturdifferenz bei den höheren Füllständen stärker an.

Die vorgestellte Sensitivitätsanalyse verdeutlicht, dass sich der größte Unsicher-heitsbeitrag des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{pro} auf die Bestimmung des einphasig übertragenen Wärmestroms zurückführen lässt, welcher maßgeblich durch die Temperaturmessung am Zu- und Auslauf des Verdampferrohrs bestimmt wird. Da der Sensitivitätskoeffizient der Temperaturmessung $S_{\dot{Q}_1}(\Delta T_{VR})$ dem Produkt aus Wärmekapazität und Umlaufstrom entspricht, kann dieser nicht durch eine Anpassung der Betriebsparameter verringert werden, ohne das Betriebsfenster einzuschränken. Zur Auslegung von Naturumlaufverdampfern empfiehlt es sich daher, durch Abschätzung der höchsten zu erwartenden Umlaufströme die Sensitivitätskoeffizienten der Temperatur-messung zu bestimmen und basierend darauf die Anforderungen an die absolute Standardunsicherheit der Temperaturmessung zu definieren.

Abschließend sei erwähnt, dass die nach dem Typ B berechneten Standard-unsicherheiten auf der Fehlerfortpflanzung der Standardunsicherheiten der Eingangs-größen beruhen. Die Werte der einfließenden Standardunsicherheiten der Eingangs-größen sind allerdings nicht immer bekannt und müssen daher abgeschätzt werden. In anderen Fällen stammen die Standardabweichungen aus Herstellerangaben, die oftmals nur eine maximale Standardunsicherheit angeben. Folglich stimmen die Typ A und Typ B Unsicherheiten nicht notwendigerweise überein. In der vorliegenden Arbeit zeigt sich, dass durch die Berechnung der Typ B Standardunsicherheit die Abhängigkeit der statistischen Standardunsicherheit des Wärmeübergangskoeffizienten von den Betriebs-bedingungen qualitativ korrekt vorhergesagt wird. Allerdings wird der Wertebereich der auftretenden Standardunsicherheiten überschätzt. Die Standardunsicherheit des Wärme-übergangskoeffizienten, die basierend auf den Triplikatversuchen statistisch berechnet wird, fällt deutlich geringer aus als die Typ B Standardunsicherheit. Aus diesem Grund kann der integrale Wärmeübergangskoeffizient und dessen statistische Standard-unsicherheit in den nachfolgenden Kapiteln herangezogen werden, um den Wärmeüber-gang auf der Produktseite zu quantifizieren.

Standardunsicherheit des Wärmeübergangskoeffizienten in der Aufheiz- und Verdampfungszone

Die kombinierte Standardunsicherheit der produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten in der Aufheiz- und Verdampfungszone $u_k(\alpha_{pro,AZ})$ und $u_k(\alpha_{pro,VZ})$ wird gegenüber der kombinierten Standardunsicherheit des integralen Wärmeübergangskoeffizienten $u_k(\alpha_{pro,int})$ durch zwei

Faktoren erhöht. In gleicher Weise wie die Standardunsicherheit des integralen Wärmeübergangskoeffizienten werden auch $u_k(\alpha_{pro,AZ})$ und $u_k(\alpha_{pro,VZ})$ maßgeblich durch den Unsicherheitsbeitrag des Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheizzone $B_{\alpha_{pro}}(k_{AZ})$ beziehungsweise in der Verdampfungszone $B_{\alpha_{pro}}(k_{VZ})$ bestimmt. Im Vergleich zum integralen Wärmedurchgangkoeffizienten k_{int} fließt in die Berechnung von k_{AZ} und k_{VZ} eine größere Anzahl fehlerbehafteter Größen ein (vgl. Abschnitt 3.2.1), wodurch die kombinierte Standardunsicherheit erhöht wird. Entscheidende Unsicherheitsbeiträge stellen die Bestimmung der Pinchtemperatur $T_{pro,pinch}$ sowie der Pinchhöhe h_{pinch} dar. Der zweite Faktor, der zu einer Erhöhung der kombinierten Standardunsicherheit des Wärmeübergangskoeffizienten in der Verdampfungszone führt, ist die Steigerung des Wärmeübergangs in der zweiphasigen Verdampfungszone. Durch die Erhöhung von $\alpha_{pro,VZ}$ im Vergleich zum integralen Wärmeübergangskoeffizienten verkleinert sich das Verhältnis von $R_{pro,VZ}$ zu $R_{ges,VZ}$ und der Sensitivitätskoeffizient $S_{\alpha_{pro,VZ}}(k_{VZ})$ wird entsprechend Gleichung (74) gesteigert.

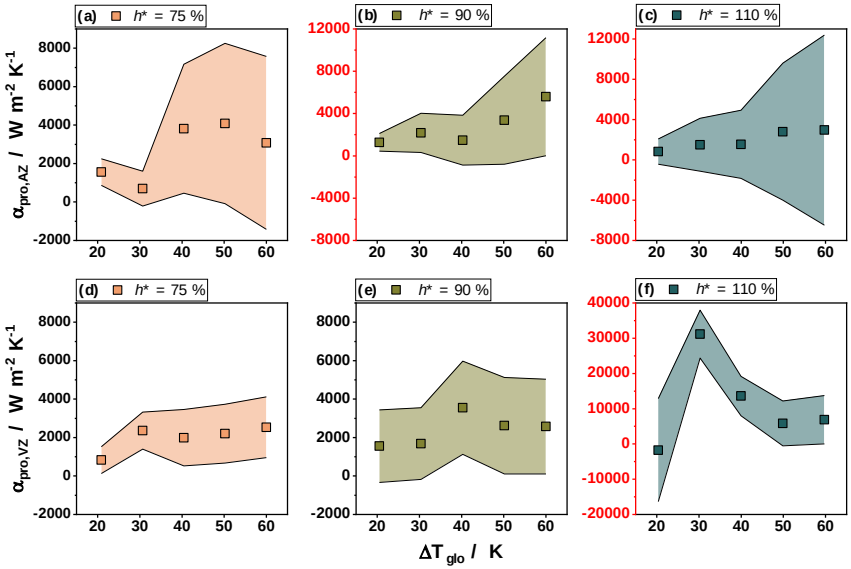


Abbildung 20: Kombinierte Standardunsicherheiten des produktseitigen Wärmeübergangkoeffizienten in der Aufheiz- und Verdampfungszone in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz bei einem Betriebsdruck von p = 1.000 mbar und scheinbaren Füllständen von 75 %, 90 % und 110 %.

Um sowohl die Beeinflussung der kombinierten Standardunsicherheit $u_k(\alpha_{pro,AZ})$ und $u_k(\alpha_{pro,VZ})$ als auch die Beeinflussung des Wärmeübergangskoeffizienten selbst durch die zusätzlichen unsicherheitsbehafteten Einflussfaktoren exemplarisch abzubilden, sind in Abbildung 20 die Wärmeübergangskoeffizienten in der Aufheiz- und Verdampfungszone sowie deren Standardunsicherheit für einen Betriebsdruck von $p = 1.000$ mbar darge-stellt. Die obere Reihe der Abbildung 20 zeigt den Wärmeübergangskoeffizienten in der Aufheizzone sowie dessen kombinierte Standardunsicherheit als Fläche hinter den Datenpunkten. Die Standardunsicherheit steigt von einem minimalen Wert von $u_k(\alpha_{pro,AZ}) = 692$ W m^{-2} K^{-1} bei einem scheinbaren Füllstand $h^* = 75$ % und einer treibenden Temperaturdifferenz

$\Delta T_{glo} = 20$ K auf einen maximalen Wert von 9.447 W m^{-2} K^{-1} bei $h^* = 110$ % und $\Delta T_{glo} = 60$ K. Damit ist die berechnete Standardunsicherheit $u_k(\alpha_{pro,AZ})$ um bis zu 300 % größer als der Wärmeübergangs-koeffizient selbst. In Bezug auf die Betriebsbedingungen zeigen sich die gleichen Abhängigkeiten, das heißt eine Steigerung der Standardunsicherheit mit dem scheinbaren Füllstand und der treibenden Temperaturdifferenz wie bereits im Zusammenhang mit dem integralen Wärmeübergangskoeffizienten beschrieben (vgl. Abbildung 18). Die Zunahme der Standardunsicherheit $u_k(\alpha_{pro,AZ})$ mit steigender treibender Temperaturdifferenz lässt sich auf die Reduzierung des R_{pro} zu R_{ges} Verhältnisses durch die Erhöhung der produktseitigen Wärmeübertragung zurückführen (vgl. Abbildung 17). Neben der Beeinflussung der Standardunsicherheit führt die Veränderung des Verhältnisses zwischen produktseitigem Wärmewiderstand und dem Gesamtwärmewiderstand weiterhin dazu, dass sich der Wärmeübergangskoeffizient in der Aufheizzone nicht verlässlich bestimmen lässt. Dies wird in Abbildung 20 dadurch verdeutlicht, dass der Wärmeübergangskoeffizient in der Aufheizzone bei hohen treibenden Temperaturdifferenzen vereinzelt größere Werte annimmt als der Wärme-übergangskoeffizient in der Verdampfungszone.

Die Standardunsicherheit des Wärmeübergangskoeffizienten in der Verdampfungszone $u_k(\alpha_{pro,VZ})$ (Abbildung 20 d-f) weist eine weniger stark ausgeprägte Abhängigkeit von der treibenden Temperaturdifferenz für die scheinbaren Füllstände von 75 % und 95 % auf. Die Werte von $u_k(\alpha_{pro,VZ})$ schwanken in diesem Bereich zwischen 698 W m^{-2} K^{-1} und 2.505 W m^{-2} K^{-1}, was einer maximalen prozentualen Abweichung von 96 % entspricht. Durch Erhöhung des scheinbaren Füllstandes auf $h^* = 110$ % wird die Standardunsicherheit auf Werte zwischen 5.598 W m^{-2} K^{-1} und 14.601 W m^{-2} K^{-1} vergrößert. Neben dieser drastischen Steigerung der Standardunsicherheit wird außerdem deutlich, dass die berechneten Werte für den Wärmeübergangskoeffizienten in der Verdampfungszone starken Schwankungen unterliegen. Besonders auffällig sind die Schwankungen im Bereich kleiner treibender Temperaturdifferenzen. Während bei $\Delta T_{glo} = 20$ K ein negativer Wert für $\alpha_{pro,VZ}$ berechnet wird, führt die Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz auf $\Delta T_{glo} = 30$ K zu einer Steigerung von $\alpha_{pro,VZ}$ auf über 30.000 W m^{-2} K^{-1}. Diese unverhältnismäßige Veränderung spiegelt keine real auftretenden Wärmeübergangsphänomene wider, sondern lässt sich direkt auf die große kombinierte Standardunsicherheit zurückführen. Durch Erhöhung des scheinbaren Füll-standes werden die Umlaufgeschwindigkeit und damit die Wärmeübergangskoeffizienten in der Aufheiz- und Verdampfungszone erhöht. Zusätzlich wird der Wärmeübergangskoeffizient in der Verdampfungszone aufgrund der zweiphasigen Wärmeübertragung gesteigert, wodurch das $R_{pro,VZ}$ zu $R_{ges,VZ}$ Verhältnis stark reduziert und der Sensitivitätskoeffizient $S_{\alpha_{pro,VZ}}(k_{VZ})$ erhöht wird. Folglich können bereits kleine Standardunsicherheiten in den Eingangsgrößen zu einer Verfälschung der Berechnungen des Wärmeübergangskoeffizient führen. Ähnliche Unregelmäßigkeiten im Verlauf von $\alpha_{pro,VZ}$ treten auch bei niedrigeren Füllständen auf. Bei einem scheinbaren Füllstand von $h^* = 90$ % wird der maximale Wärmeübergangskoeffizient beispielsweise bei einer treibenden Temperaturdifferenz von $\Delta T_{glo} = 40$ K berechnet und nicht wie erwartet bei der höchsten treibenden Temperaturdifferenz.

Aufbauend auf diesen Erkenntnissen werden in den folgenden Abschnitten nicht die Wärmeübergangskoeffizienten, sondern die Wärmedurchgangskoeffizienten zur Untersuchung des Wärmeübergangs in der Aufheiz- und Verdampfungszone herangezogen.

4.1.2 Integrales Betriebsverhalten

Das integrale Betriebsverhalten des Naturumlaufverdampfers wird in Abbildung 21 anhand der integralen Wärmestromdichte sowie der einphasigen Umlaufgeschwindigkeit in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz dargestellt. Abgebildet sind die Mittelwerte von dreifach wiederholten experimentellen Messungen zur Untersuchung des Einflusses des scheinbaren Füllstandes bei einem Betriebsdruck von 700 mbar. Die Typ A Standardunsicherheit wird durch die Standardabweichung der Triplikatversuche quantifiziert und als Fläche hinter den Messpunkten dargestellt. Die Verbindung der Standardunsicherheit dient dabei in allen Abbildungen nur der Illustration und ist nicht als Interpolation zwischen den einzelnen Messwerten zu verstehen.

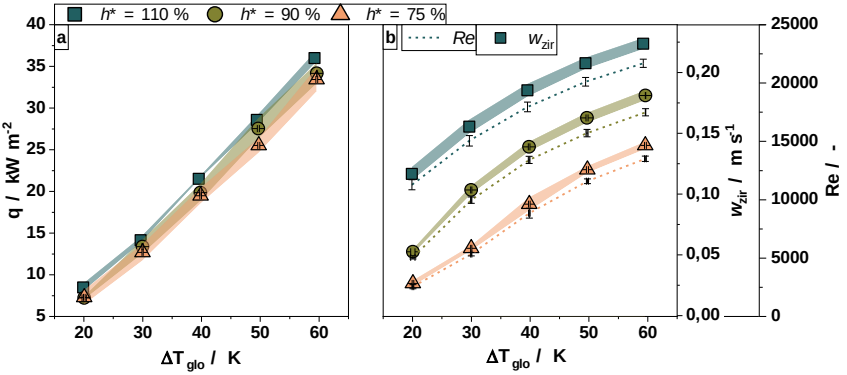


Abbildung 21: Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf die Wärmestromdichte und die Umlaufgeschwindigkeit in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz bei einem Betriebsdruck von p = 700 mbar und reinem Wasser

Die Wärmestromdichte steigt mit der treibender Temperaturdifferenz ΔT_{glo} aufgrund der gesteigerten Triebkraft des Wärmetransports zwischen Heiz- und Produktseite annähernd linear an, wobei eine Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz von 10 K zu einer Steigerung der Wärmestromdichte um ~7 kW m^{-2} führt. Die maximal erreichte Wärmestromdichte liegt bei einem scheinbaren Füllstand h^* = 110 % und ΔT_{glo} = 60 K bei 36 kW m^{-2}. Durch die Erhöhung der Wärmestromdichte nimmt auch der entstehen-de Dampfmassenstrom im Verdampferrohr zu. Dadurch wird die Dichtedifferenz zwischen der einphasigen Flüssigkeit im Brüdenabscheider und dem Zweiphasengemisch im Verdampferrohr größer und der Umlaufstrom steigt bei einem scheinbaren Füllstand von 75 % von 0,025 m s^{-1} bei ΔT_{glo} = 20 K auf eine Geschwindigkeit von 0,14 m s^{-1} bei ΔT_{glo} = 60 K an. Die Erhöhung der Dichtedifferenz wird bei höheren treibenden Temperaturdifferenzen durch die Erhöhung des Zweiphasendruckverlustes überlagert (Arneth, Stichlmair, 2001), sodass die Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit mit zu-nehmender Temperaturdifferenz abnimmt. Der experimentell bestimmte Wertebereich der Wärmestromdichte und der Umlaufgeschwindigkeit sowie deren Abhängigkeit von der treibenden Temperaturdifferenz weisen eine gute Übereinstimmung mit den von (Hammerschmidt, 2013) veröffentlichten Daten auf, wobei sich die gemessenen Umlaufgeschwindigkeiten eher am unteren Ende des Betriebsbereichs einordnen (Goedecke, Scholl, 2015). Die sich aus der Umlaufgeschwindigkeit ergebenden Reynolds-Zahlen im

Verdampferrohr liegen mit Ausnahme des Betriebspunktes bei $\Delta T = 20$ K und $h^* = 75$ % oberhalb des Grenzwertes für den Übergangsbereich zwischen laminarer und voll ausgebildeter turbulenter Strömung von 4.000 (Gnielinski, 2019a). Die im Verdampferrohr auftretende Strömungsform lässt sich dementsprechend dem turbulenten Strömungsregime zuordnen. Auch der Einfluss des scheinbaren Füllstandes h^* auf das Betriebsverhalten des Naturumlaufverdampfers entspricht den in der Literatur bekannten Zusammenhängen. So führt die Erhöhung von h^* zu einer deutlichen Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit, während die Wärmestromdichte nur geringfügig beeinflusst wird (Arneth, Stichlmair, 2001, Hammerschmidt, 2013). Da sich die drei untersuchten Füllstände unterhalb des überfluteten Zustands bei $h^* = 112$ % befinden, führt eine Erhöhung des Füllstandes zu einem erhöhten hydrostatischen Druck am Eingang des Verdampferrohrs und somit zu einer Steigerung der Triebkraft für den Naturumlauf. Ursächlich für die geringe Beeinflussung der Wärmestromdichte sind zwei gegenläufige, durch die Veränderung des Füllstandes induzierte, Mechanismen. Zum einen führt ein niedriger Füllstand aufgrund der reduzierten Umlaufgeschwindigkeit zu kleineren Wärmeübergangskoeffizienten in der Aufheiz- und Verdampfungszone. Gleich-zeitig wird die Verdampfungszone mit einer im Vergleich zur Aufheizzone deutlich erhöhten Wärmeübertragung durch einen niedrigen Füllstand verlängert (vgl. Abbildung 27). Der Grund hierfür ist die geringere Flüssigkeitsunterkühlung am Zulauf des Verdampferrohrs durch den reduzierten hydrostatischen Druck bei geringeren Füllständen. Aufgrund beider Mechanismen ist die Wärmestromdichte bei der Verdampfung von reinem Wasser und einem Betriebsdruck $p \geq 1.000$ mbar nahezu unabhängig vom scheinbaren Füllstand. Beim Betrieb des Naturumlaufverdampfers im Vakuum kann sich das Zusammenwirken der beschriebenen Mechanismen aufgrund der Verkleinerung der Verdampfungszone ändern (Arneth, Stichlmair, 2001).

Wird anstelle der Wärmestromdichte der integrale Wärmedurchgangskoeffizienten k_{int} sowie der flächengemittelte produktseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{pro} über der treibenden Temperaturdifferenz aufgetragen, wird der Einfluss des Füllstandes auf die integrale Wärmeübertragung bei einem Betriebsdruck von 700 mbar deutlicher.

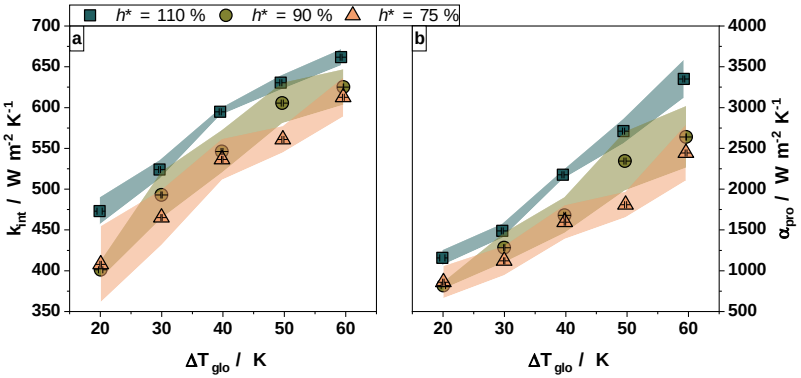


Abbildung 22: Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf den integralen Wärmedurchgangskoeffizienten k_{int} und den Wärmeübergangskoeffizient α_{pro} in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz bei einem Betriebsdruck von p = 700 mbar und reinem Wasser

Abbildung 22 zeigt, dass der höchste Füllstand von 110 % zu den höchsten Wärmedurchgangs- und Wärmeübergangskoeffizienten führt. Die Beeinflussung von k_{int} und α_{pro} bei scheinbaren Füllständen zwischen $h^* = 90$ % und $h^* = 75$ % liegt innerhalb der ermittelten Standardunsicherheit, sodass in diesem Betriebsbereich der Einfluss des Füllstandes nicht eindeutig differenzierbar ist.

Beim Vergleich des Verlaufs des Wärmedurchgangkoeffizienten k_{int} mit dem Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten α_{pro} fällt auf, dass sich der Einfluss des scheinbaren Füllstandes in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz ändert. Für den Fall des Wärmedurchgangskoeffizienten wird die größte Steigerung durch die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes bei einer treibenden Temperaturdifferenz von 20 K beobachtet, während für den Wärmeübergangskoeffizienten die größte Steigerung bei $\Delta T_{glo} = 60$ K auftritt. Zurückführen lässt sich dies auf den physikalischen Zusammenhang zwischen dem integralen Wärmedurchgang und dem Wärmeübergang auf der Produktseite. Bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen ist der Gesamtwärmewiderstand, welcher proportional zum reziproken Wärmedurchgangskoeffizienten ist, größer als bei einer hohen treibenden Temperaturdifferenz. Folglich führt bereits eine kleine Verbesserung des Wärmeübergangs auf der Produktseite zu einer deutlichen Reduzierung des Gesamtwärmewiderstand beziehungsweise zu einer Erhöhung von k_{int}. Wird der Gesamt-wärmewiderstand durch die Steigerung der treibenden Temperaturdifferenz reduziert, bedarf es einer stärkeren Erhöhung der Wärmeübertragung auf der Produktseite, damit der Gesamtwärmewiderstand gleichermaßen verkleinert und der Wärmedurchgangs-koeffizient erhöht wird. Um die Mechanismen der Wärmeübertragung auf der Produkt-seite differenziert betrachten zu können, sollte daher der α_{pro} Wert unter der Berück-sichtigung, dass dieser mit einer höheren Standardunsicherheit belegt ist, herangezogen werden.

Die Erhöhung der integralen Wärmeübertragung bei einem scheinbaren Füllstand von 110 % lässt darauf schließen, dass bei den gewählten Betriebsbedingungen die Verlängerung der Aufheizzone durch die Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten, die als Folge der erhöhten Umlaufgeschwindigkeit eintritt, kompensiert wird. Diese Annahme wird durch die Beobachtung gestützt, dass die größte Steigerung von α_{pro} bei der höchsten treibenden Temperaturdifferenz auftritt, also an jenem Betriebspunkt, an dem der Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf die Aufheizzone am geringsten ist (vgl. Abbildung 27).

Die Einordnung der Wärmeübergangs- und Wärmedurchgangskoeffizienten in aus der Literatur bekannte Größenordnungen wird durch die Variabilität der apparativen und betrieblichen Parameter der Naturumlaufverdampfung erschwert. Um einen allgemein-gültigen Vergleich zwischen verschiedenen Naturumlaufverdampfern ziehen zu können, müssen sowohl die Rohrlänge, -anzahl und -durchmesser des Wärmeübertragers als auch die Betriebsparameter, daher der Betriebsdruck, der scheinbare Füllstand sowie die treibende Temperaturdifferenz vergleichbar sein. Einen zusätzlich starken Einfluss auf den Wärmedurchgangskoeffizienten hat der heizseitige Wärmewiderstand, der durch das Material des Wärmeübertragers sowie das Medium zur Wärmeübertragung beeinflusst wird. Ein aussagekräftiger Vergleich von unterschiedlichen Verdampfern ist daher herausfordernd und nicht immer möglich (Goedecke, Scholl, 2015). Der größte Unterschied zwischen den durchgeführten Versuchen und bekannten Literaturdaten ist in diesem Zusammenhang die Verwendung von Thermalöl zur Beheizung des Wärme-übertragers. Der heizseitige Wärmewiderstand wird bei Verwendung von Thermalöl im Vergleich zur Wärmeübertragung mittels Wasser- oder Lösemitteldampf deutlich erhöht. Aus diesem Grund sind die in der

vorliegenden Arbeit gemessenen Wärmestromdichten und Wärmedurchgangkoeffizienten im Vergleich zur einschlägigen Fachliteratur (Dialer, 1983, Kirschbaum, 1962) um ~80 % reduziert. Um den Einfluss des heizseitigen Wärmewiderstands zu umgehen, wäre es notwendig, die Wärmeübergangkoeffizienten auf der Produktseite zu vergleichen. Allerdings werden diese, vermutlich aufgrund der erhöhten Berechnungsunsicherheit, deutlich seltener publiziert. Für die experimentell bestimmten Wärmeübergangskoeffizienten konnten daher keine Literaturdaten bei ver-gleichbaren Apparate- und Betriebsbedingungen gefunden werden.

Einen ähnlichen Einfluss auf die Unterkühlung und damit auf die Länge der Aufheizzone wie die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes hat die Reduzierung des Betriebsdruckes. Um den Einfluss des Betriebsdruckes auf das integrale Betriebsverhalten zu veran-schaulichen, werden in Abbildung 23 der Wärmeübergangskoeffizient und die Umlauf-geschwindigkeit in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für die Betriebs-drücke p = 700 mbar und p = 1.000 mbar dargestellt. Die jeweiligen Verläufe sind für die zwei scheinbaren Füllstände h^* = 75 % und h^* = 110 % abgebildet.

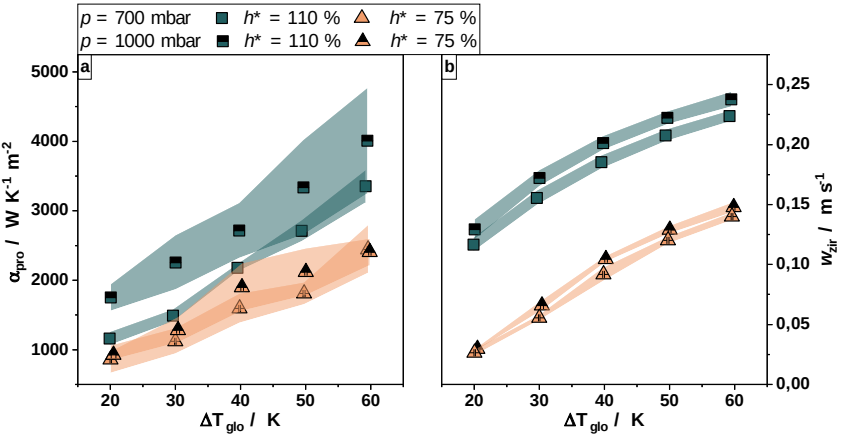


Abbildung 23: Einfluss des scheinbaren Füllstandes und des Betriebsdruckes auf den produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten und die Umlaufgeschwindigkeit in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz

Es wird ersichtlich, dass sowohl der produktseitige Wärmeübergang als auch die Umlaufgeschwindigkeit durch die Steigerung des Betriebsdruckes für beide scheinbaren Füllstände erhöht wird. Aufgrund der größeren Steigung der Dampfdruckkurve führt ein erhöhter Betriebsdruck zu einer geringeren Unterkühlung der Flüssigkeit am Eintritt des Verdampferrohrs. Folglich wird die Aufheizzone verkürzt und der integrale Wärme-übergang verbessert (Lu, 2022). Die Verkürzung der Aufheizzone hat ebenfalls zur Folge, dass der Dampfmassenanteil ansteigt und die Triebkraft für den Naturumlauf gesteigert wird. Zusätzlich führt die Verringerung des Dichteunterschieds zwischen Dampf- und Flüssigphase zu einer Reduzierung des Zweiphasendruckverlusts im Verdampfer- und Brüdenrohr und somit zu einer Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit (Hammerschmidt, 2013). Abbildung 23 zeigt weiterhin, dass der positive Einfluss der Betriebsdruckerhöhung auf die Wärmeübertragung bei hohen scheinbaren Füllständen und geringen treibenden

Temperaturdifferenzen am stärksten ausgeprägt ist. Dies wird auf den großen Anteil der Aufheizzone an der Gesamtlänge des Wärmeübertragers bei den genannten Betriebsbedingungen zurückgeführt. Wird ein Großteil der Wärmeüber-tragungsfläche für die einphasige Erwärmung des Produktgemisches benötigt, hat die Reduzierung der Unterkühlung einen größeren Einfluss auf den integralen Wärmeüber-gangskoeffizienten, als wenn der Wärmeübergangskoeffizient maßgeblich durch die zwei-phasige Wärmeübertragung bestimmt wird.

4.1.3 Fluiddynamisches Betriebsverhalten

Zur detaillierteren Betrachtung des fluiddynamischen Verhaltens des Naturumlaufverdampfers wird der Umlaufmassenstrom $\dot{m}_{zir}$ durch Histogramme abgebildet. Die Darstellung von $\dot{m}_{zir}$ als Histogramm liefert dabei den Vorteil, dass neben dem am häufigsten auftretenden Massenstrom auch Aussagen über die Schwankungsbreite und die Art der Schwankungen innerhalb des Naturumlaufs getroffen werden können. Da die Standarda-bweichung des Umlaufmassenstroms der Triplikatversuche für reines Wasser sehr gering ausfallen (vgl. Abbildung 21), werden an dieser Stelle exemplarisch die Messdaten der ersten Versuchsreihe vorgestellt.

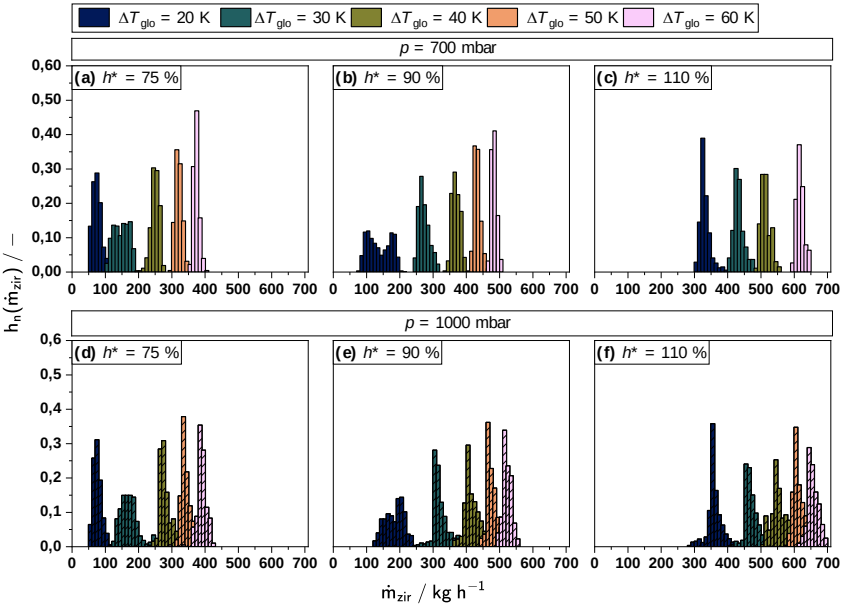


Abbildung 24: Einfluss der treibenden Temperaturdifferenz auf die relative Häufigkeit des Umlaufmassenstroms $h_n(\dot{m}_{zir})$ für Betriebsdrücke p = 700 mbar (a-c) und p = 1.000 mbar (d-f) und scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 %

Abbildung 24 zeigt die relative Häufigkeit des Umlaufmassenstroms in Klassen mit einer Breite von 10 kg h^{-1}. Das Maximum der Verteilung ist die Klasse mit der größten relativen Häufigkeit, somit der Bereich, dem die meisten Messwerte des Umlaufmassenstroms zugeordnet werden können. Bei monomodalen, symmetrischen Verteilungen bildet das Maximum der Verteilung den mittleren Umlaufmassenstrom ab. Weichen die gemessenen Umlaufmassenströme von einer monomodalen Verteilung ab, ist dies nicht der Fall. Liegt beispielsweise wie in Abbildung 24 (b) bei ΔT_{glo} = 20 K eine bimodale Verteilung vor, weicht der mittlere Umlaufmassenstrom stark von den am häufigsten auftretenden Massenstromklassen ab. Die lokalen Maxima einer bimodalen Verteilung bilden die Schwankung des Umlaufs zwischen einem minimalen und einem maximalen Wert ab. Die Periodizität dieser Schwankungen ist im Histogramm nicht ersichtlich. Bei auffälligen Verteilungen wird daher neben dem Histogramm auch der zeitliche Verlauf des

Umlaufmassenstroms dargestellt. Ein weiteres wichtiges Merkmal der oben dargestellten Histogramme ist die Breite der Verteilungen. Eine breite Verteilung ist gleichzusetzen mit einer hohen Schwankungsbreite des Umlaufmassenstroms, während eine schmale Verteilung einen konstanten Umlaufstrom abbildet. In der Literatur wird ein instabiles Umlaufverhalten über die Amplituden des Massenstroms definiert. In Abhängigkeit der veröffentlichten Studie werden Amplituden größer als 10 % (Nayak, Vijayan, 2008) beziehungsweise größer als 30 % (Fukuda, Kobori, 1979) vom Mittelwert als Grenzwert für das Auftreten von Strömungsinstabilitäten genannt. Die Übertragung dieses Kriteriums auf die Darstellung des Umlaufmassenstroms in Form eines Histo-gramms entspricht einer Ausbreitung der Verteilung, ausgehend vom Mittelwert von 10 % beziehungsweise 30 %, jeweils in positive und negative x-Richtung.

Die obere Reihe der Abbildung 24 stellt die Verteilungen des Umlaufmassenstroms bei einem Betriebsdruck von 700 mbar dar. Der Mittelpunkt der Verteilungen wird mit steigender Temperaturdifferenz und steigendem scheinbaren Füllstand zu höheren Umlaufmassenströmen verschoben. Außerdem nimmt die Breite der Verteilungen ab $\Delta T_{glo} = 30$ K mit zunehmender treibender Temperaturdifferenz ab. Durch die gesteigerte Wärmeübertragung entsteht ein größerer Dampfmassenstrom und das System ist stabiler gegenüber zufälligen Störungen der Blasenentstehung (Nayak, Vijayan, 2008). Der Einfluss dieses Effekts wird durch den Anstieg des scheinbaren Füllstandes reduziert, da der Umlaufmassenstrom zusätzlich durch den erhöhten hydrostatischen Druck am Zulauf des Verdampferrohrs stabilisiert wird. Die gleiche Abhängigkeit des Umlaufmassenstroms von h^* und ΔT_{glo} ist auch bei einem Betriebsdruck von 1.000 mbar erkennbar, mit dem Unterschied, dass die Mittelpunkte der Verteilungen gegenüber den Messdaten bei 700 mbar leicht zu höheren Umlaufmassenströmen verschoben sind. Wie in Abschnitt 4.1.2, Abbildung 23 gezeigt und erklärt, führt die Erhöhung des Betriebsdruckes zu einer Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit. Auffällig ist außerdem, dass sich die Breite der Verteilung durch die Erhöhung des Betriebs-druckes vergrößert. Die Ursache hierfür ist jedoch nicht die direkte Veränderung der Schwankungsbreite des Umlaufstroms, sondern eine regelungsbedingte Zunahme der Betriebsdruckschwankungen. Wie in 3.1.2 beschrieben, führte der Betrieb der Anlage bei Betriebsdrücken nahe des Umgebungsdruckes zu einer Beeinträchtigung der Druck-regelung, wodurch die Schwankungen im Umlaufstrom erhöht wurden. Aus diesem Grund wird nachfolgend und bei der Beurteilung des Einflusses von Tensiden auf das Strömungsverhalten ein Fokus auf die Untersuchung des Umlaufverhaltens bei einem Betriebsdruck von 700 mbar gelegt.

Im unteren Betriebsbereich des Naturumlaufverdampfers, bei scheinbaren Füllständen $h^* \leq 90$ % und treibenden Temperaturdifferenzen zwischen 20 K und 30 K, zeigen sich Besonderheiten im Verlauf der Histogramme. Auffällig ist, dass bei dem tiefsten untersuchten scheinbaren Füllstand von 75 % die Breite der Verteilung durch die Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz von 20 K auf 30 K deutlich zunimmt. Bei $h^* = 90$ % hingegen zeigt sich bei einer treibenden Temperaturdifferenz von 20 K eine bimodale Verteilung, deren Breite gegenüber der Verteilung bei $h^* = 75$ % erhöht ist. Einen ähnlichen, wenn auch weniger stark ausgeprägten Verlauf weisen auch die Histogramme bei einem Betriebsdruck von 1.000 mbar auf. Um dieses unerwartete Verhalten näher zu untersuchen, sind in Abbildung 25 die zeitlichen Verläufe des Um-laufmassenstrom für einen Betriebsdruck von 700 mbar dargestellt.

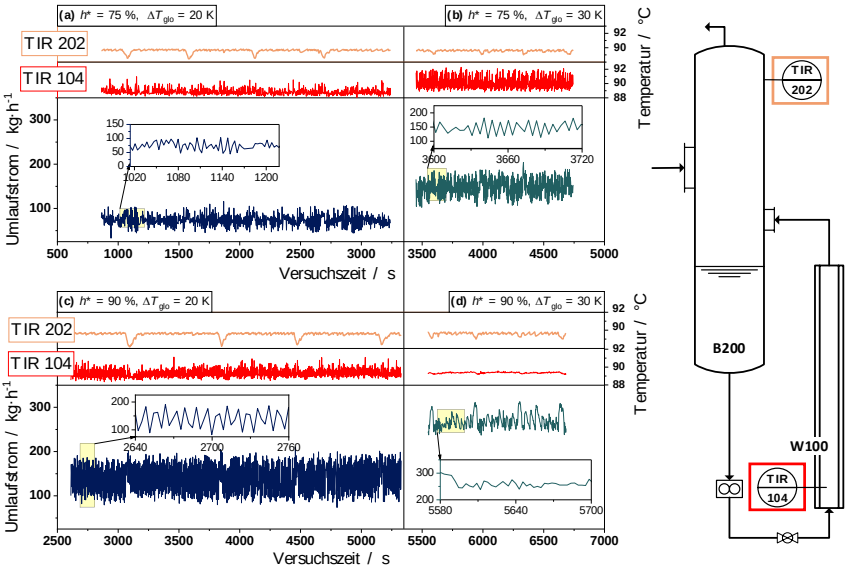


Abbildung 25: Zeitlicher Verlauf des Umlaufmassenstroms $\dot{m}_{zir}$ sowie der Kopftemperatur im Brüdenabscheider (TIR 202) und der ersten Temperaturmessstelle im Verdampferrohr (TIR 104) für treibende Temperaturdifferenzen ΔT_{glo} von 20 K und 30 K, scheinbare Füllstände von 75 % und 90 % und einem Betriebsdruck von p = 700 mbar

Die Abbildung 25 zeigt den zeitlichen Verlauf des Umlaufmassenstroms sowie die zeitliche Änderung der Temperatur im Verdampferrohr auf einer scheinbaren Höhe von 7 % (TIR 104) und der Kopftemperatur im Brüdenabscheider (TIR 202). Bei einer treibenden Temperaturdifferenz von 20 K lässt sich für beide scheinbaren Füllstände ein kurzzeitiger, periodischer Abfall der Kopftemperatur feststellen. Die Frequenz dieser Störung entspricht der Frequenz der diskontinuierlichen Rückführung des Destillatmassenstroms $\dot{m}_{dest}$ und lässt sich auf den Abfall des Betriebsdruckes während der Rückführung des Destillatmassenstroms in den Brüdenabscheider zurückführen. Die Frequenz der Störung durch die Rückführung von $\dot{m}_{dest}$ ist auch im zeitlichen Verlauf des Umlaufmassenstroms erkennbar. Am deutlichsten wird dies bei einem scheinbaren Füllstand von 90 % und einer treibenden Temperaturdifferenz von 20 K (Abbildung 25 c). Durch die Destillatrückführung wird regelungstechnisch bedingt kurzzeitig der Betriebsdruck im Brüdenabscheider gesenkt, wodurch es wahrscheinlich trotz der Unterkühlung des Destillatstroms zur Flashverdampfung kommt und die Zirkulationsgeschwindigkeit vorrübergehend erhöht wird. Dieser Effekt tritt in abgeschwächter Form auch bei den anderen drei dargestellten Betriebspunkten auf, wird allerdings von höherfrequenten Schwankungen mit größeren Amplituden überlagert.

Entscheidend für die Überprüfung der Strömungsverhältnisse ist in diesem Zusammen-hang, wie der Naturumlauf auf die Störung durch die Destillatrückführung reagiert. Ein instabiles Verhalten läge vor, wenn die Störung zu einer Änderung des Betriebszu-standes, beispielsweise zu Schwankungen mit einer erhöhten Amplitude oder der Ein-stellung eines neuen, stationären Betriebspunktes, führte (Vijayan et al., 2019). Die in Abbildung 25

dargestellten Verläufe kehren nach der Störung wieder in ihren ursprünglichen Zustand zurück, was die Annahme zulässt, dass die Rückführung des Destillats nicht die Ursache der höherfrequenten Strömungsschwankungen ist. Neben der Kopftemperatur ist auch der zeitliche Verlauf der ersten Temperaturmessstelle im Verdampferrohr dargestellt. Schwankungen in dieser Temperatur lassen sich für die dargestellten Betriebsbedingungen auf Schwankungen im Umlaufstrom zurückführen, da die Schwankungen der Temperatur am Zulauf des Verdampferrohrs vernachlässigbar klein sind und die Wärmeübertragung im Verdampferrohr zeitlich konstant ist. Der zeitliche Verlauf der Temperatur TIR 104 schwankt daher mit der gleichen Frequenz wie der Umlaufmassenstrom.

Die größten Schwankungen im Umlaufmassenstrom treten bei einem scheinbaren Füllstand $h^* = 90\ \%$ und einer treibenden Temperaturdifferenz $\Delta T_{glo} = 20\ \mathrm{K}$ auf (Abbildung 25 c). Dieser Betriebspunkt entspricht dem bimodalen Histogramm in Abbildung 24 b. Der zeitlich gemittelte Umlaufmassenstrom beläuft sich auf einen Wert von 138 kg h^{-1} und die mittlere Amplitude liegt bei 31 kg h^{-1}. Damit übersteigt die Amplitude einen prozentualen Wert von 22,2 % und der Umlauf gilt nach (Vijayan et al., 2019) als instabil. Der vergrößert dargestellte Bereich in Abbildung 25 c zeigt einen zeitlichen Ausschnitt von $\dot{m}_{zir}$ in einem Intervall von 120 s. Dieser verdeutlicht, dass der Umlaufstrom periodisch mit einer annähernd konstanten Amplitude schwankt, wodurch die Bimodalität des zugehörigen Histogramms erklärt werden kann. Die Schwankung des Umlaufstroms zwischen einem konstanten Minimum und einem konstanten Maximum spiegelt sich im Histogramm durch die Ausprägung zweier lokaler Maxima wider. Die Umlaufströme, bei denen die Maxima im Histogramm auftreten, stimmen dabei mit dem Minimum im zeitlichen Verlauf bei ~100 kg h^{-1} und dem Maximum bei ~180 kg h^{-1} überein. Ein ähnlicher zeitlicher Verlauf der Schwankungen ist auch bei $\Delta T_{glo} = 30\ \mathrm{K}$ und $h^* = 75\ \%$ zu erkennen. Bei Betrachtung des entsprechenden Histogramms fällt wiederum der Übergang zu einer bimodalen Verteilung auf. Die Frequenz der Schwankungen in dem gezeigten Ausschnitt in Abbildung 25 c beträgt 0,125 s^{-1} und liegt damit im charakteristischen Frequenzbereich der Geysering Strömungsinstabilität (Lu, 2022). Bei geringen Umlaufströmen und Dampfmassenanteilen kann die periodische Bildung von Kolbenblasen zu dieser Art der Strömungsinstabilität führen. Durch die Koaleszenz entstehender Dampfblasen wird schlagartig ein Großteil des Strömungsquerschnittes durch Dampf ausgefüllt, welcher Flüssigkeit mit sich reißt und den Umlaufstrom kurzzeitig beschleunigt. Während die Kolbenblase das Verdampferrohr verlässt, strömt unterkühlte Flüssigkeit in das Verdampferrohr nach und der Umlaufstrom wird reduziert, bis sich die nächsten Blasen bilden und erneut koaleszieren (Nayak, Vijayan, 2008). Dieses Nachströmen von unterkühlter Flüssigkeit spiegelt sich in den Schwankungen von TIR 104 wider. Das Auftreten von Geysering hängt stark von der Wärmestromdichte ab. Während bei geringen Wärmestromdichten die Dampfentstehung für die Bildung von Kolbenblasen nicht ausreichend ist, führt bei hohen Wärmestromdichten das Nachströmen unterkühlter Flüssigkeit nicht mehr zu einer Hemmung der Blasenbildung beziehungsweise zu einer Reduzierung des Umlaufstroms (Liu et al., 2019, Walter, Ponweiser, 2012). Aus diesem Grund führt die Erhöhung der treibenden Temperatur-differenz von 20 K auf 30 K bei einem scheinbaren Füllstand von 90 % zu einer Stabilisierung des Umlaufsstroms und der Temperatur TIR104 (Abbildung 25 d).

Durch die Reduzierung des scheinbaren Füllstandes von 90 % auf 75 % sinken sowohl die Amplituden der Temperatur TIR 104 als auch des Umlaufmassenstroms $\dot{m}_{zir}$ bei einer treibenden Temperaturdifferenz $\Delta T_{glo} = 20\ \mathrm{K}$. Im Vergleich zu dem höheren scheinbaren

Füllstand liegt der zeitliche Mittelwert des Umlaufstroms bei 71,1 kg h^{-1} und die mittlere Amplitude entspricht 10,7 kg h^{-1} beziehungsweise 15,0 %. Die Verrin-gerung des Füllstandes führt neben einer deutlichen Verlängerung der Verdampfungs-zone zu einer Reduzierung der Umlaufgeschwindigkeit. Dadurch wird die Reynolds-Zahl von 5.062 bei h^* = 90 % auf 2.553 bei h^* = 75 % reduziert (vgl. Abbildung 21). Nach (Gnielinski, 2019a) liegt der Übergangsbereich zwischen der voll ausgebildeten turbu-lenten und der laminaren Strömung bei Reynolds-Zahlen zwischen 2.300 und 4.000. Durch die Reduzierung der Umlaufgeschwindigkeit wird daher das untere Ende des Übergangsbereichs erreicht. Die beobachtete Stabilisierung des Umlaufs wird dement-sprechend auf eine Änderung der Strömungsform zurückgeführt. Durch die Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz auf 30 K wird der mittlere Umlaufmassenstrom auf 146 kg h^{-1} und die Schwankungsamplitude auf 19 kg h^{-1} erhöht, was einem prozentualen Wert von 13,2 % entspricht. An dieser Stelle wird ersichtlich, dass die Angabe der prozentualen Schwankungsamplituden allein nicht ausreichend ist, um das Stabilitäts-verhalten in Naturumlaufverdampfern zu beschreiben. Sowohl die graphische Darstellung des Umlaufmassenstroms als Histogramm als auch der zeitliche Verlauf von $\dot{m}_{zir}$ und TIR 104 deuten stark darauf hin, dass die Strömungsstabilität des Naturumlaufs durch die Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz bei einem scheinbaren Füllstand von 75 % abnimmt. Trotzdem sinkt die prozentuale Schwankungsamplitude um knapp 2 Prozentpunkte.

Eine qualitativ ähnliche Abhängigkeit der Amplituden des Umlaufmassenstroms von der treibenden Temperaturdifferenz wird auch in (Lu, 2022) beschrieben. Während bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen ein stabiler Umlaufstrom vorliegt, führt die Erhöhung der heizseitigen Temperatur für einen definierten Bereich zu einer Vergrößerung der Schwankungsamplituden. Bei weiterer Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz verringern sich die Schwankungen im Umlaufstrom wieder. Bei (Lu, 2022) trat dieser, von der treibenden Temperaturdifferenz abhängige Verlauf der Massenstromschwankungen im laminaren Strömungsbereich auf und wurde durch die Abhängigkeit der Geysering Instabilität von der Wärmestromdichte erklärt.

Die vorliegenden Versuchsdaten deuten allerdings darauf hin, dass die Wärme-stromdichte von 7,2 kW m^{-2}, welche bei h^* = 90 % und ΔT_{glo} = 20 K (Abbildung 25 c) erreicht wird, ausreichend hoch ist, um das Auftreten der Geysering Strömungs-instabilität durch die unregelmäßige Bildung von Kolbenblasen zu induzieren. Die übertragene Wärmestromdichte im Betriebspunkt h^* = 75 % und ΔT_{glo} = 20 K (Abbildung 25 a) liegt mit 7,1 kW m^{-2} nur geringfügig tiefer. Daher wird ausge-schlossen, dass die Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz von 20 K auf 30 K bei einem scheinbaren Füllstand von 75 % aufgrund der Erhöhung der Wärmestromdichte zu einer Vergrößerung der Schwankungen im Umlaufmassenstrom führt. Vielmehr wird davon ausgegangen, dass die mit der Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz einhergehende Erhöhung der Reynolds-Zahl auf 5.346 ursächlich für die Verstärkung der Strömungsschwankungen ist. Durch die erhöhte Umlaufgeschwindigkeit wechselt die Strömung in den turbulenten Zustand, wodurch die Schwankungsbreite des Umlauf-massenstroms erhöht wird. Weiterhin fällt auf, dass die größten Schwankungsamplituden an zwei Betriebspunkten auftreten, die mit 5.346 und 5.062 sehr ähnliche Reynolds-Zahlen aufweisen. In Kapitel 4.3.2 wird die erweiterte Datenlage der Verdampfungs-versuche mit Tensidanteil genutzt, um zu untersuchen, inwieweit das Auftreten von Strömungsinstabilitäten von der Reynolds-Zahl beeinflusst wird.

4.1.4 Wärmeübertragung in der Aufheiz- und Verdampfungszone

Zur weiteren Untersuchung der produktseitigen Wärmeübertragung wird die Länge des Verdampferrohrs anhand des Temperaturprofils im Verdampferrohr in eine einphasige Aufheizzone (AZ) und eine zweiphasige Verdampfungszone (VZ) eingeteilt. Aufgrund der Erhöhung des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten in der Verdampfungszone spielt das Verhältnis zwischen AZ und VZ, charakterisiert durch die Pinchhöhe h_{pinch}, eine entscheidende Rolle bei der Beurteilung der Betriebscharakteristik des Naturumlaufverdampfers (Arneth, Stichlmair, 2001). In Abbildung 26 ist exemplarisch der Einfluss des scheinbaren Füllstandes sowie der treibenden Temperaturdifferenz auf die Pinchhöhe bei einem Betriebsdruck von 700 mbar dargestellt.

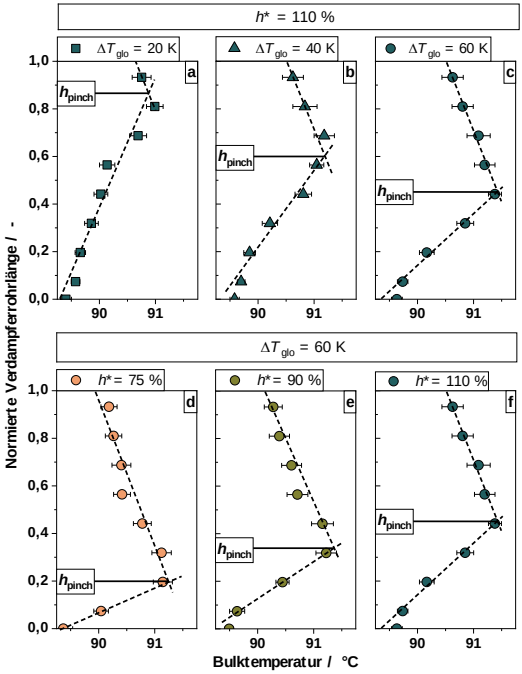


Abbildung 26: Einfluss der treibenden Temperaturdifferenz und des scheinbaren Füllstandes auf die Temperaturprofile im Verdampferrohr bei einem Betriebsdruck von p = 700 mbar und reinem Wasser

Sowohl in der Aufheiz- als auch in der Verdampfungszone kann der Temperaturverlauf mit ausreichender Genauigkeit linear angepasst und die Pinchhöhe als Schnittpunkt der beiden Ausgleichsgeraden bestimmt werden. Durch die Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz von 20 K auf 60 K wird h_{pinch} bei einem scheinbaren Füllstand h^* = 110 % von einer normierten Verdampferrohrlänge von 0,87 auf 0,45 reduziert. Bei einer konstanten treibenden Temperaturdifferenz von 60 K führt die Verringerung des scheinbaren Füllstandes von 110 % auf 75 % zu einer Verringerung der Pinchhöhe von 0,45 auf 0,23. Die durchgeführten Versuche decken einen Betriebsbereich von Aufheizzonen zwischen 19 % und 87 % der Wärmeübertragungsfläche ab. Dadurch wird ermöglicht, den Einfluss von Tensid auf das Betriebsverhalten eines Naturumlauf-verdampfers sowohl für den Fall einer

konvektiv dominierten Wärmeübertragung als auch während des voll ausgebildeten Blasensiedens zu untersuchen.

Um einen Überblick über den Einfluss der Betriebs- und Prozessparameter auf den Temperaturverlauf im Verdampferrohr zu gewinnen, hat es sich als zielführend erwiesen, anstatt der Temperaturprofile die Pinchhöhe in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz darzustellen. Abbildung 27 zeigt den Mittelwert der Pinchhöhe beziehungsweise der damit gleichbedeutenden Länge der Aufheizzone, normiert auf die Länge des Verdampferrohrs. Die Standardunsicherheit der Ergebnisse, dargestellt als farbige Fläche hinter den Messwerten, stellt die Standardabweichungen der Triplikatversuche dar. Durch Kenntnis der Pinchtemperatur können weiterhin die Wärmeströme in der Aufheiz- und Verdampfungszone $\dot{Q}_{AZ}$ und $\dot{Q}_{VZ}$ berechnet werden (vgl. Gl. (50) und Gl. (51)). Auf der rechten Seite von Abbildung 27 ist der Anteil des Wärmestroms in der Verdampfungszone an dem gesamten produktseitig übertragenen Wärmestrom $\dot{Q}_{pro}$ in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für $p = 700$ mbar dargestellt. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der Triplikatversuche.

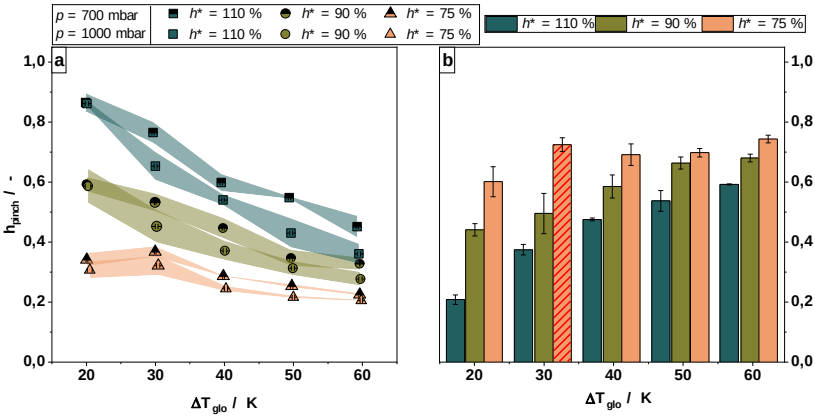


Abbildung 27: Einfluss des scheinbaren Füllstandes und des Betriebsdruckes auf die Länge der Aufheizzone in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz (a) und Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf das Verhältnis zwischen dem Wärmestrom in der Verdampfungszone und dem gesamten produktseitigen Wärmestrom in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz bei einem Betriebsdruck von p = 700 mbar (b) und reinem Wasser

Wie nach (Goedecke, 2017) erwartet, sinkt die Länge der Aufheizzone mit steigender Temperaturdifferenz, sinkendem Füllstand und steigendem Betriebsdruck. Bei einem scheinbaren Füllstand von 110 % und einem Betriebsdruck von $p = 1.000$ mbar ist der Einfluss der treibenden Temperaturdifferenz am deutlichsten zu erkennen. Während die Aufheizzone bei einer treibenden Temperaturdifferenz von 20 K 82 % der Länge des Verdampferrohrs ausmacht, sinkt diese auf einen Anteil von 36 % bei $\Delta T_{glo} = 60$ K. Bei den niedrigeren Füllständen fällt die Differenz zwischen der maximalen und minimalen Aufheizzone bei gleichem Betriebsdruck geringer aus. So liegt die Pinchhöhe bei einem Füllstand von 90 % und $\Delta T_{glo} = 20$ K bei 59 % und sinkt mit Zunahme der treibenden Temperaturdifferenz bis auf einen Anteil von 28 % ab. Bei einem scheinbaren Füllstand von

75 % entspricht der Unterschied zwischen der maximalen und minimalen Länge der Aufheizzone 10 Prozentpunkten.

Neben der indirekten Beeinflussung der Aufheizzone durch die Erhöhung der Unter-kühlung am Zulauf des Verdampferrohrs beeinflusst der scheinbare Füllstand die Länge der Aufheizzone auch direkt. Bei einem scheinbaren Füllstand von 75 % ist das Verdampferrohr zu Beginn des Versuches, also im einphasigen Zustand, nur bis zu 75 % gefüllt. Dementsprechend kann die Länge der Aufheizzone nicht größer als 75 % werden und der Einfluss der treibenden Temperaturdifferenz auf die Aufheizzone wird im Vergleich zu h^* = 110 % begrenzt. Bei einem scheinbaren Füllstand von h^* = 75 % ist außerdem auffällig, dass die längste Aufheizzone nicht bei der kleinsten Temperatur-differenz, sondern bei ΔT_{glo} = 30 K auftritt. Zurückführen lässt sich dies auf den stark reduzierten Umlaufstrom bei einer treibenden Temperaturdifferenz von 20 K. Mathe-matisch betrachtet kann die Länge der Aufheizzone aus der linearen Änderung der Temperatur über die Länge des Verdampferrohrs sowie der Temperaturdifferenz zwischen Rohreintritt und Pinchhöhe berechnet werden. Die Veränderung der Temperatur hängt dabei sowohl vom einphasigen Wärmübergangskoeffizienten als auch vom Umlaufmassenstrom ab. Bei einer konstanten Wärmeübertragung auf der Produktseite führt die Erhöhung des Umlaufmassenstroms dazu, dass ein größerer Wärmestrom zur Erwärmung des Stoffsystems bis auf die Siedetemperatur bereitgestellt werden muss. Folglich erhöht sich die benötigte Wärmeübertragungsfläche und die Aufheizzone wird vergrößert. Bei weiterer Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz wird dieser Effekt durch die Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund des erhöhten Umlaufstrom überlagert (Strodtmann et al., 2023).

Beim Vergleich der Länge der Aufheizzone in Abhängigkeit der treibenden Tempe-raturdifferenz fällt weiterhin auf, dass der Einfluss des scheinbaren Füllstandes besonders bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen von großer Bedeutung ist. So führt eine Erhöhung des Füllstandes von 75 % auf 110 % bei einem Betriebsdruck von 1.000 mbar und einer treibenden Temperaturdifferenz von 20 K zu einer Verlängerung der Auf-heizzone um 180 %. Bei ΔT_{glo} = 60 K beläuft sich die Verlängerung der Aufheizzone durch die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes lediglich auf 76 %. Bei hohen treibenden Temperaturdifferenzen wird die produktseitige Wärmeübertragung maßgeb-lich durch den zweiphasigen Wärmeübergang in der Verdampfungszone bestimmt (vgl. Abbildung 27 b) und die Länge der Aufheizzone wird durch die Steigerung des einphasigen Wärmeübergangskoeffizienten verkürzt. Folglich spielt der Einfluss der erhöhten Flüssigkeitsunterkühlung durch einen erhöhten Füllstand eine untergeordnete Rolle und die Beeinflussung der Länge der Aufheizzone durch den scheinbaren Füllstand wird reduziert.

Die Reduzierung des Betriebsdruckes von 1.000 mbar auf 700 mbar führt im Bereich der untersuchten Betriebsparameter zu einer Verlängerung der Aufheizzone zwischen 2 % und 10 %. Eine Ausnahme hiervon stellen die Messwerte bei ΔT_{glo} = 20 K und einem scheinbaren Füllstand von 110 % beziehungsweise 90 % dar. Bei diesen Betriebspunkten ist keine Beeinflussung der Aufheizzone durch den Betriebsdruck erkennbar, was den Erwartungen widerspricht. Die Reduzierung des Betriebsdruckes führt zu einer Erhöhung der Flüssigkeitsunterkühlung am Zulauf des Verdampferrohrs und sollte daher besonders bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen und einem konvektiv dominierten Wärmeübergang einen deutlichen Einfluss auf die Länge der Aufheizzone haben. Durch Analyse der entsprechenden Temperaturprofile (vgl. Anhang Abbildung 56) wurde festgestellt, dass aus der Reduzierung des Betriebsdruckes durchaus eine Verlängerung der Aufheizzone resultiert.

Aufgrund von Abweichungen der Temperaturen von einem linearen Verlauf in Aufheiz- und Verdampfungszone konnte dieser Trend durch die automatische Bestimmung des Pinchpunktes allerdings nicht abgebildet werden.

Um den Verlauf von $\dot{Q}_{VZ}\,\dot{Q}_{pro}^{-1}$ in Abbildung 27 b nachzuvollziehen, soll zunächst auf die Abhängigkeit der Wärmeströme in der Aufheiz- und Verdampfungszone von der treibenden Temperaturdifferenz eingegangen werden. Sowohl $\dot{Q}_{AZ}$ als auch $\dot{Q}_{VZ}$ steigen mit steigender treibender Temperaturdifferenz. Durch Erhöhung des Umlaufmassen-stroms, induziert durch den Anstieg der treibenden Temperaturdifferenz, muss nach Gleichung (50) ein höherer Wärmestrom aufgewendet werden, um das Produktgemisch auf die lokale Siedetemperatur zu erwärmen. Folglich steigt $\dot{Q}_{AZ}$ mit treibender Temperaturdifferenz und scheinbarem Füllstand. Der Wärmestrom in der Verdampf-ungszone wird dadurch gesteigert, dass sich die Verdampfungszone mit steigender ΔT_{glo} verlängert und der Wärmeübergangskoeffizient durch die Steigerung des Umlaufs anwächst (vgl. Abbildung 28). Abbildung 27 veranschaulicht indirekt, dass $\dot{Q}_{VZ}$ deutlich stärker mit der treibenden Temperaturdifferenz ansteigt als $\dot{Q}_{AZ}$. Außerdem ist der Einfluss des scheinbaren Füllstandes bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen am größten. Durch die Reduzierung des scheinbaren Füllstandes von 110 % auf 75 % vergrößert sich der Anteil von $\dot{Q}_{VZ}$ an $\dot{Q}_{pro}$ von 20 % auf 60 %. Bei der höchsten treibenden Temperaturdifferenz beläuft sich die Änderung durch die Reduzierung des Füllstandes nur noch auf 15 Prozentpunkte. Insgesamt variiert der Anteil des in der Verdampfungszone übertragenen Wärmestroms am Gesamtwärmestrom in dem untersuchten Betriebsfenster zwischen 20 % und 75 % und liegt damit im charakteristischen Bereich für Naturumlaufverdampfer (Kirschbaum, 1961). Bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen und hohen Füllständen ist der Betrieb des Wärmeübertragers durch die einphasige Wärmeübertragung in der Aufheizzone geprägt, während bei geringen Füllständen und moderaten bis hohen treibenden Temperaturdifferenzen die zweiphasige Wärmeübertragung in der Verdampfungszone den dominierenden Wärmeübertragungsmechanismus darstellt. Eine Ausnahme von den zuvor beschriebenen Verläufen stellt der Versuchspunkt bei h^* = 75 % und ΔT_{glo} = 30 K (Abbildung 27 b, rot schraffierter Balken) dar, welcher mit einem $\dot{Q}_{VZ}$ zu $\dot{Q}_{pro}$ Verhältnis von 73 % oberhalb des Wertes der nächsthöheren treibenden Temperaturdifferenz liegt. Die Ursache hierfür liegt in der erschwerten Auswertung der Temperaturprofile aufgrund der starken Schwankungen im Umlaufstrom an diesem Betriebspunkt (vgl. Abbildung 25 b) und die dadurch induzierte, systematische Unterschätzung der Pinchtemperatur. Ein zu niedriger Wert der Pinchtemperatur führt wiederum dazu, dass der Wärmestrom in der Aufheizzone unterschätzt und folglich $\dot{Q}_{VZ}$ überschätzt wird.

Basierend auf den Wärmeströmen in der Aufheiz- und Verdampfungszone können die Wärmedurchgangskoeffizienten in den jeweiligen Abschnitten des Verdampferrohrs berechnet werden. Diese werden anstelle der Wärmeübergangskoeffizienten zur Untersuchung der produktseitigen Wärmeübertragung herangezogen, da aufgrund der hohen Standardunsicherheit (vgl. Kapitel 4.1.1) die Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten, besonders in der Verdampfungszone, keine konsistenten Ergebnisse liefert. Abbildung 28 zeigt den Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf die Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheizzone k_{AZ}. Da sich gezeigt hat, dass der Wärmeübergang in der Aufheizzone sowohl von der Umlaufgeschwindigkeit als auch von der treibenden Temperaturdifferenz beeinflusst wird, ist in Abbildung 28 a die Abhängigkeit des

Wärmedurchgangskoeffizienten von der Reynolds-Zahl dargestellt und in Abbildung 28 b k_{AZ} über der treibenden Temperaturdifferenz aufgetragen.

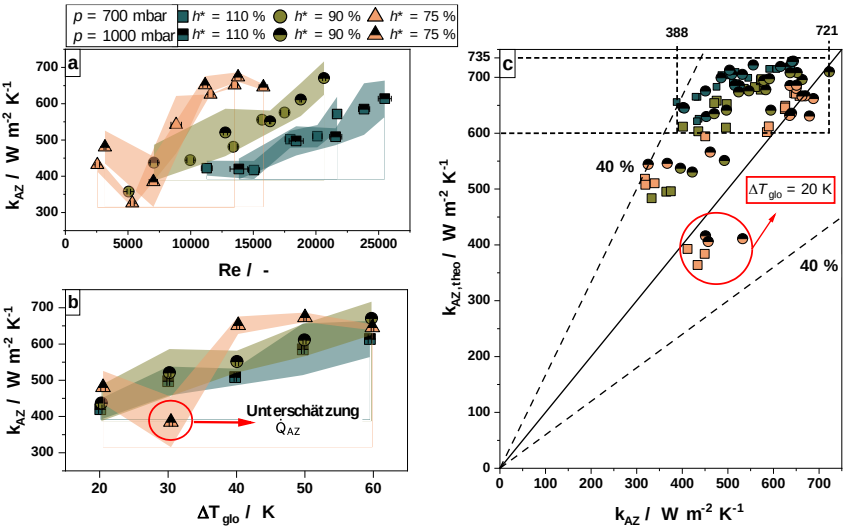


Abbildung 28: Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf den Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheizzone in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl (a) und der treibenden Temperaturdifferenz (b) und Paritätsdiagramm der experimentellen und theoretischen Werte von k_{AZ}

Wie aus der Fachliteratur bekannt, steigt die Wärmeübertragung mit steigender Reynolds-Zahl in der Aufheizzone. Mit Ausnahme der Betriebspunkte bei h^* = 75 % und ΔT_{glo} = 20 K befinden sich alle durchgeführten Versuche mit Reynolds-Zahlen von über 4.000 im voll ausgebildeten, turbulenten Strömungsregime (Gnielinski, 2019a). Eine Verbesserung der Wärmeübertragung aufgrund des Übergangs von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung ist somit nur durch die Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz von 20 K auf 30 K bei einem Füllstand von 75 % zu erwarten. In Abbildung 28 a zeigt sich den Erwartungen widersprechend ein deutlicher Abfall des Wärmedurchgangskoeffizienten, welcher sich auf die bereits im Zusammenhang mit Abbildung 27 diskutierte Unterschätzung des Wärmestroms in der Aufheizzone zurückführen lässt. Im Bereich der Aufheizzone zeigt sich weiterhin eine deutliche Beeinflussung des Wärmedurchgangskoeffizienten durch den scheinbaren Füllstand, während der Einfluss des Betriebsdruckes gering ausfällt. Bei Reynolds-Zahlen von ungefähr 15.000 und einem Betriebsdruck von 1.000 mbar führt die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes von 75 % auf 110 % zu einer Reduzierung des Wärmedurchgangskoeffizienten von ~670 W m^{-2} K^{-1} auf ~420 W m^{-2} K^{-1}. Zurückgeführt wird dieser Effekt auf die starke Beeinflussung des Wärmeübergangs in der Aufheizzone durch den Mechanismus des unterkühlten Blasensiedens. Bei Erreichen einer kritischen Wärmestromdichte (vgl. Gl.(9)) bilden sich Dampfblasen an der Wärmeübertragungsfläche, welche kondensieren, sobald sie in Kontakt mit der unterkühlten Kernflüssigkeit kommen. Dieser Wärmeübertragungsmechanismus kann den Wärmeübergang gegenüber der reinen Konvektion um ein Vielfaches steigern (Kirschbaum, 1961). Entscheidend für den Beginn und das Ausmaß des unterkühlten Siedens ist die Temperaturdifferenz zwischen der beheizten Wand und der lokalen Siedetemperatur der Flüssigkeit (Dialer, 1983). Da bei der

Naturumlaufverdampfung die Umlaufgeschwindigkeit nicht direkt eingestellt werden kann, sondern sich aus den Wechselwirkungen zwischen Wärmeüber-tragung und Fluiddynamik ergibt, weisen die Versuchspunkte bei $Re = 15.000$ in Abhängigkeit des Füllstandes stark variierende Wärmestromdichten auf. So liegt die integrale Wärmestromdichte bei $h^* = 75$ %, $p = 1.000$ mbar und $Re \sim 15.000$ bei 33,4 kW m^{-2}, während die Erhöhung des Füllstandes auf 110 % zur einer integralen Wärmestromdichte von 14,2 kW m^{-2} führt. Folglich liegt bei den geringeren Füllständen und vergleichbaren Reynolds-Zahlen eine deutlich stärkere Überhitzung der Rohr-innenwand gegenüber der Kernströmung vor, wodurch das unterkühlte Blasensieden verstärkt wird.

Wird der Wärmedurchgangskoeffizient über der treibenden Temperaturdifferenz aufgetragen (Abbildung 28 b), fällt der reduzierende Einfluss des scheinbaren Füll-standes auf den Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheizzone deutlich geringer aus. Trotzdem weist auch in dieser Darstellung der Füllstand von 110 % die niedrigsten Wärmedurchgangskoeffizienten auf. Da die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes auf 110 % zu einer Steigerung des hydrostatischen Druckes am Zulauf des Verdampferrohrs führt, wird die lokale Siedetemperatur am Zulauf des Verdampferrohrs um bis zu 1 K gegenüber der lokalen Siedetemperatur bei einem Füllstand von 75 % erhöht. Der Einfluss des hydrostatischen Druckes auf die Siedetemperatur ist bei tiefen Betriebsdrücken aufgrund der geringeren Steigung der Dampfdruckkurve (vgl. Abschnitt 2.1.2) stärker ausgeprägt. Nach Gleichung (9) führt die Erhöhung der lokalen Siede-temperatur zu einer Steigerung der kritischen Wärmestromdichte und damit zum verzögerten Einsetzen des Blasensiedens bei hohen Füllständen und niedrigen Betriebs-drücken. Die exemplarische Berechnung der kritischen Wärmestromdichte $\dot{q}_{ONB}$ zeigte allerdings, dass $\dot{q}_{ONB}$ durch die Erhöhung der Siedetemperatur um 1 K um weniger als 1 % erhöht wird. Einen weitaus entscheidenderen Einfluss auf die kritische Wärme-stromdichte üben der Füllstand und der Betriebsdruck durch die Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit bei konstanter Wärmestromdichte aus (vgl. Abbildung 21). Da der Wärmeübergangskoeffizient der einphasigen Flüssigkeit mit steigender Reynolds-Zahl anwächst, wird auch die kritische Wärmestromdichte durch eine Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit erhöht. So führt beispielsweise eine Verdopplung der Reynolds-Zahl von 8.000 auf 16.000 bei sonst konstanten Betriebsbedingungen nach den Berechnungsansätzen von (Gnielinski, 2019a) zu einer Steigerung des einphasigen Wärmeübergangskoeffizienten von 971 kW m^{-2} K^{-1} auf 2.085 kW m^{-2} K^{-1}. Dies ent-spricht einer Erhöhung der kritischen Wärmestromdichte um 33 %, wodurch die Dampfblasenbildung und damit das unterkühlte Blasensieden auch bei konstanter Wärmestromdichte verzögert beziehungsweise abgeschwächt wird. Bei einem erhöhten Füllstand kann es also aufgrund der Unterdrückung des unterkühlten Blasensiedens trotz der Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit zu einer Reduzierung der Wärmeübertragung in der Aufheizzone kommen.

Die Änderung des Betriebsdruckes beeinflusst das unterkühlte Blasensiedens durch zwei gegenläufige Mechanismen. Zum einen führt die Erhöhung des Betriebsdruck zu einer geringeren Absenkung der lokalen Siedetemperatur am Zulauf des Verdampferrohrs, wodurch $\dot{q}_{ONB}$ erhöht wird. Zum anderen führt die Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit und die damit einhergehende Erhöhung des einphasigen Wärmeübergangskoeffizienten zu einer Reduzierung der kritischen Wärmestromdichte. Da beide Einflüsse nur schwach ausgeprägt sind und sich gegenseitig kompensieren, fällt die Beeinflussung des Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheizzone durch den Betriebsdruck innerhalb der

untersuchten Betriebsgrenzen gering aus. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass der Mechanismus des unterkühlten Blasensiedens einen maßgeblichen Beitrag zur Wärmeübertragung in der Aufheizzone leistet. Im Gegensatz zur rein konvektiven Wärmeübertragung kann die Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit daher das unterkühlte Blasensieden hemmen und so die integrale Wärmeübertragung in der Aufheizzone negativ beeinflussen.

Auf der rechten Seite von Abbildung 28 sind in einem Paritätsdiagramm die experimentell bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten k_{AZ} den nach (Gnielinski, 2019a) zu erwartenden Wärmedurchgangskoeffizienten $k_{AZ,theo}$ gegenübergestellt. Die Berechnung von $k_{AZ,theo}$ erfolgte dabei basierend auf Korrelationsgleichungen für den Wärmeübergangskoeffizienten bei einphasiger, erzwungener Konvektion unter den Rand-bedingungen einer konstanten Wandtemperatur sowie eines hydrodynamischen und thermischen Anlaufs. Die Größenordnung der Abweichungen zwischen den experi-mentellen und den theoretischen Werten von maximal 40 % stimmen mit der im Rahmen der Unsicherheitsbetrachtung abgeschätzten Standardunsicherheit der Wärmedurchgangskoeffizienten überein (vgl. Abbildung 54 im Anhang). Die rot umkreisten Messwerte unterhalb der Diagonalen entsprechen dem Betriebspunkt von $h^* = 75$ % und $\Delta T_{glo} = 20$ K, welcher bereits in den vorangegangenen Kapiteln durch unerwartete Ergebnisse hinsichtlich der Länge der Aufheizzone (vgl. Abbildung 27) sowie der Schwankungsbreite des Umlaufmassenstroms aufgefallen ist (vgl. Abbildung 25). Aufgrund der vorherrschenden Reynolds-Zahlen unterhalb von 4.000 wird davon ausgegangen, dass die Strömung sich im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung befindet und sich somit von den anderen untersuchten Betriebspunkten deutlich abgrenzt. In Bezug auf die Wärmeübertragung könnte die Änderung der Strömungsform dazu geführt haben, dass das unterkühlte Blasensieden begünstigt und der Wärmedurchgangskoeffizient dadurch erhöht wird.

Insgesamt fällt auf, dass ein Großteil der Messdaten oberhalb der Diagonalen liegt und daher von der Korrelationsgleichung überschätzt wird. Grund hierfür könnte ein systematischer Fehler in der Berechnung von $k_{AZ,theo}$ sein. Die Gleichung nach (Gnielinski, 2019a) basiert auf einer Nusselt-Korrelation, auf deren Basis der Wärmedurchgangskoeffizient mittels des theoretisch bestimmten produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{AZ,theo}$ berechnet wird. Für die Umrechnung zwischen $\alpha_{AZ,theo}$ und $k_{AZ,theo}$ muss unter anderem der Fouling Widerstand R_{foul} bekannt sein, welcher im Rahmen dieser Arbeit nur abgeschätzt werden konnte (vgl. Abschnitt 3.2.1). Die Abweichungen zwischen den experimentellen und theoretischen Daten deuten darauf hin, dass der angenommen Wert von R_{foul} mit 0,005 m^2 K W^{-1} zu niedrig liegen könnte und die theoretischen Wärmedurchgangskoeffizienten dadurch überschätzt werden.

Darüber hinaus zeigt sich im Bereich $k_{AZ,theo} \geq 600$ W m^{-2} K^{-1} eine deutliche Abhängig-keit zwischen der Abweichungen der Messdaten von der Diagonalen und dem schein-baren Füllstand. Während die experimentellen Wärmedurchgangskoeffizienten bei $h^* = 75$ % sehr gut durch die Modellgleichung beschrieben werden, führt die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes zu deutlicheren Abweichungen von den theoretischen Werten. Auffällig ist hierbei, dass die durch die Korrelationsgleichung in diesem Bereich vorhergesagte Änderung des Wärmedurchgangskoeffizienten durch die Variation der Betriebsbedingungen deutlich geringer ausfällt als die experimentell gemessene Veränderung des Wärmeübergangs, die sich im Bereich zwischen 388 W m^{-2} K^{-1} und 721 W m^{-2} K^{-1} befindet. Dieser Trend in den Daten weist darauf hin, dass der Wärme-durchgangskoeffizient in der Aufheizzone durch einen Mechanismus beeinflusst wird, der durch die Korrelationsgleichung nicht abgebildet wird. Es

wird angenommen, dass es sich hierbei um den Mechanismus des unterkühlten Siedens und dessen Beeinflussung durch die Umlaufgeschwindigkeit handelt. Der Ansatz nach (Gnielinski, 2019a) basiert auf dem Zusammenhang zwischen dem konvektiven Wärmeübergang und der Reynolds-Zahl und ist daher nicht geeignet, um die in Abbildung 28 a dargestellte Abhängigkeit des Wärmedurchgangskoeffizienten vom scheinbaren Füllstand bei konstanter Reynolds-Zahl zu erklären. Für die Betriebspunkte, in denen ein relevanter Anteil der Wärme-stromdichte in der Aufheizzone durch das unterkühlte Blasensieden übertragen wird, sollten die experimentell bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten daher über den theoretisch bestimmten Werten liegen. Dem gegenüber steht die vermutlich systematische Überschätzung von $k_{AZ,theo}$, welchen den Effekt des unterkühlten Blasensiedens überlagert. Das Zusammenwirken dieser beiden gegensätzlichen Einflüsse auf die Bestimmung der experimentellen und theoretischen Wärmedurchgangskoeffi-zienten ergibt den in Abbildung 28 c dargestellten Zusammenhang zwischen k_{AZ} und $k_{AZ,theo}$.

Zur theoretischen Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten während des blasen-bildenden Strömungssiedens in der Verdampfungszone existieren bislang noch keine allgemeingültigen Berechnungsansätze. Zur Abschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten werden deshalb die aus dem Behältersieden bekannten Ansätze verwendet und durch verschiedene, meist empirisch ermittelte Einflussfaktoren ergänzt (Kind, Saito, 2019). Die Komplexität der Mechanismen des Wärmetransports während des Blasensiedens unter Aufprägung einer Strömung hat zur Folge, dass zur zielführenden Anwendung der entsprechenden Berechnungsgleichungen eine Vielzahl an Parametern bekannt sein muss. Eine entscheidende Größe ist zum Beispiel die Anzahl an aktiven Keimstellen beziehungsweise der kritische Keimstellenradius auf der Wärmeübertragungsoberfläche, welche für die vorliegende Versuchsapparatur nicht bekannt sind. Zwar existieren Schätzwerte und Korrelationsgleichung zur Bestimmung derselbigen, allerdings erhöhen diese die Unsicherheit der Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten (Kind, Saito, 2019). Da auch die experimentell ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten in der Verdampfungszone mit großen Unsicherheiten belegt sind und nur in eingeschränkten Bereichen zu konsistenten Ergebnissen führen (vgl. Anhang Abbildung 55), erweist sich ein Vergleich zwischen experimentellen und theoretisch abgeschätzten Wärmeübergangskoeffizienten im Rahmen dieser Arbeit nicht als zielführend.

In Abbildung 29 ist der Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf den Wärmeübergang in der Verdampfungszone anhand der experimentell bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten für einen Betriebsdruck von 700 mbar dargestellt. Zur Erleichterung der Vergleichbarkeit sind zusätzlich die Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheizzone mit abgebildet. Die Wärmedurchgangskoeffizienten in der Verdampfungszone k_{VZ} sind bei scheinbaren Füllständen $h^* \geq 90\,\%$ gegenüber den Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheizzone erhöht, da aufgrund des Einsetzens des vollständigen Blasensiedens der Wärmeübergang gesteigert wird. Dass bei einem scheinbarer Füllstand von 75 % die Wärmeübergangskoeffizienten in der Verdampfungszone teilweise unterhalb derer in der Aufheizzone liegen, ist sowohl der Auswertungsmethodik als auch der Bilanzierung der Anlage geschuldet. Diese Ergebnisse spiegeln nicht die real auftretenden Wärmeübertra-gungsmechanismen in der Versuchsanlage wider und werden zum Ende des Kapitels genauer beleuchtet.

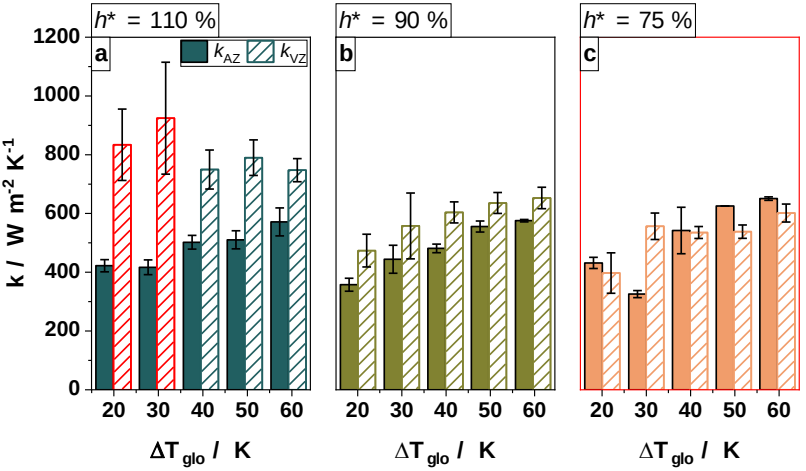


Abbildung 29: Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf die Wärmeübergangskoeffizienten in der Aufheiz- und der Verdampfungszone in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für einen Betriebsdruck von 700 mbar

Mit steigender treibenden Temperaturdifferenz steigt auch die Wandtemperatur an, wodurch eine größere Anzahl an Keimstellen aktiviert, die Bildung von Dampfblasen gefördert und folglich der Wärmeübergangskoeffizient erhöht wird (Wen, Wang, 2002). An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die Wärmedurchgangskoeffizienten bei h^* = 110 % und treibenden Temperaturdifferenzen $\Delta T_{glo} \leq$ 30 K vermutlich überschätzt werden. Besonders im Bereich einer sehr langen oder einer sehr kurzen Aufheizzone ist die räumliche Auflösung der Temperatursensoren im Verdampferrohr nicht ausreichend, um die Wärmeübertragungsfläche in der Aufheiz- beziehungsweise Verdampfungszone präzise zu bestimmen, sodass es leicht zu einer Überschätzung der Länge der Aufheizzone kommen kann. Wie in Abschnitt 4.1.1 erläutert, kann bei hohen Werten des Wärmedurchgangskoeffizienten bereits eine kleine Standardunsicherheit in den Einflussgrößen dazu führen, dass die Wärmedurchgangskoeffizienten mit einer hohen Unsicherheit behaftet sind. Es wird davon ausgegangen, dass die Wärmeübergangskoeffizienten in der Verdampfungszone bei einem scheinbaren Füllstand von 110 % eher am unteren Ende des Fehlerbandes einzuordnen sind. Im Gegensatz zu den Wärmeübergangskoeffizienten in der Aufheizzone werden die Wärmeübergangskoeffizienten in der Verdampfungszone durch die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes leicht erhöht. Daraus lässt sich ableiten, dass in der Verdampfungszone der positive Einfluss der Umlaufgeschwindigkeit auf die Wärmeübertragung (Arneth, Stichlmair, 2001) dominiert und die Blasenentstehung nicht durch die Erhöhung der Geschwindigkeit gehemmt wird. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den experimentellen Untersuchungen von (Steiner et al., 2005) die zeigen, dass die Strömungsgeschwindigkeit im Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens einen vernachlässigbaren Einfluss auf den Wärmeübergang hat, während im Bereich geringer Wärmestromdichten die Blasenbildung und damit der Wärmeübergang durch Aufprägen einer Strömung reduziert werden kann. Der Übergang zwischen der Aufheiz- und Verdampfungszone kennzeichnet den Wechsel des Wärmeübertragungsmechanismus und geht einher mit einer deutlichen Steigerung der Wärmeübertragung (Arneth, Stichlmair, 2001). Diese starke Verbesserung der Wärmeübertragung

kann durch die Darstellung der Wärmedurchgangskoeffizienten nicht direkt abgebildet werden. Durch den vergleichsweise hohen Wärmewiderstand auf der Heizseite führen Änderungen der produktseitigen Wärmeübertragung nur zu geringen Änderungen im Wärmedurchgangskoeffizienten. Dementsprechend sind auch kleine Änderungen im Wärmedurchgangskoeffizienten, besonders bei hohen Wärmestromdichten, ein Anzeichen für eine starke Verbesserung des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten (vgl. Abbildung 22). Zusätzlich wird der Wärmedurchgangskoeffizient in der Verdampfungszone systematisch durch die in Kapitel 3.1.3 beschriebenen Wärmeverluste im Brüdenabscheider unterschätzt. Konstruktiv bedingt kann der entstehende Dampfmassenstrom nicht direkt nach dessen Entstehung im Verdampferrohr bilanziert werden. Ein Teil des Dampfes kondensiert bereits vor dem Kondensator im Brüdenabscheider, wodurch der produktseitige Wärmestrom $\dot{Q}_{pro}$ unterschätzt wird. Da die Berechnung des Wärmestroms in der Aufheizzone unabhängig von $\dot{Q}_{pro}$ erfolgt, wird die Unterschätzung von $\dot{Q}_{pro}$ vollumfänglich auf den Wärmestrom in der Verdampfungszone und damit auf k_{vz} übertragen. Zuletzt ist besonders bei kleinen Füllständen davon auszugehen, dass innerhalb der Aufheizzone ein Großteil der Wärme durch den Mechanismus des unterkühlten Blasensiedens übertragen wird. Dieser Wärmeübertragungsmechanismus kann den Wärmeübergang gegenüber der reinen Konvektion bis auf das Sechsfache erhöhen (Kirschbaum, 1961) und nach (Dialer, 1983) mit angepassten Korrelationsgleichungen für das voll ausgebildete Blasensieden berechnet werden. Dies verdeutlicht, dass die Mechanismen der Wärmeübertragung in der Aufheiz- und Verdampfungszone in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen vergleichbar sein können. Nichtsdestotrotz ist festzuhalten, dass bei einem scheinbaren Füllstand von $h^* = 75\ \%$ die Werte des Wärmedurchgangkoeffizienten in der Verdampfungszone unterhalb derer in der Aufheizzone liegen und daher nicht repräsentativ für die Naturumlaufverdampfung sind.

4.2 Beeinflussung des Blasensiedens durch SAS

Da die Beeinflussung der Blasenentstehung durch die Anwesenheit des Tensids SAS und dessen Auswirkungen auf den Wärmeübergangskoeffizienten im Naturumlaufverdampfer nicht direkt betrachtet werden können, wurden experimentelle Versuche zur Unter-suchung des Einflusses von Tensid auf das Blasensieden außerhalb der Versuchsanlage durchgeführt. Die Veränderung des Verdampfungsverhaltens durch die Zugabe von SAS während des Behältersiedens wird in Abbildung 30 durch fotographische Aufnahmen qualitativ dargestellt. Abgebildet sind repräsentative Bildausschnitte der Blasenpopu-lationen in Abhängigkeit der Wärmestromdichte und des Tensidanteils. Der Tensidanteil wird bezogen auf die kritische Mizellenkonzentration (engl. critical micelle concen-tration, CMC) angegeben.

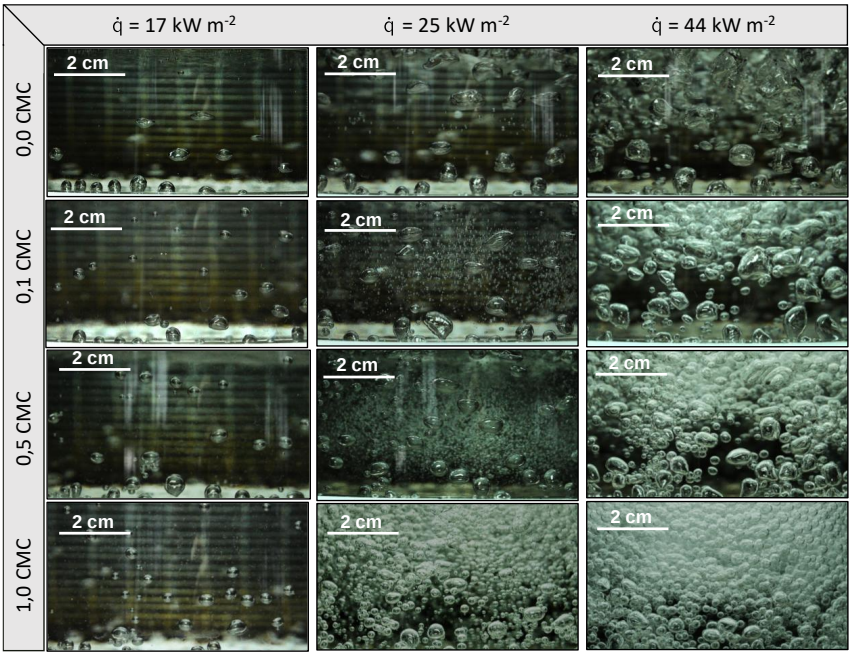


Abbildung 30: Beeinflussung der Blasenentstehung während des Behältersiedens durch die Zugabe des anionischen Tensids SAS

Erwartungsgemäß steigt die Anzahl der Dampfblasen mit steigender Wärmestromdichte an (Tzan, Yang, 1990). Der Einfluss des Tensids auf die Blasenentstehung ist bei der niedrigsten Wärmestromdichte von 17 kW m^{-2} am geringsten. Im Vergleich zu den Dampfblasen in reinem Wasser weisen die Tensidlösungen etwas kleinere und besonders bei 1,0 CMC deutlich kugelförmigere Blasen auf. Die Veränderung der Blasenmorpho-logie in Anwesenheit des Tensids lässt sich auf die Hemmung des Koaleszenzverhaltens zurückführen (Nakath, 2014). Mit steigender Wärmestromdichte wird die Beeinflussung der Blasenentstehung durch das Tensid deutlicher. Während die Steigerung der Wärme-stromdichte von 17 kW m^{-2} auf 25 kW m^{-2} bei reinem Wasser zu einer leichten Vergrößerung der Blasen führt, werden sowohl bei 0,1 CMC als auch bei 0,5 CMC Blasenschwärme sehr

kleiner Blasen mit Durchmessern im Mikrometerbereich sichtbar. Diese Blasenschwärme treten zusätzlich zu den größeren Blasen mit Durchmessern von ~0,2 cm bis 1,5 cm auf, sodass sich eine bimodale Blasengrößenverteilung ergibt. Durch die Erhöhung des Tensidanteils von 0,1 CMC auf 0,5 CMC nimmt die Anzahl der kleineren Blasen innerhalb der Blasenschwärme zu. Das Auftreten von Blasenschwärmen und insbesondere die Bildung von Blasenclustern durch die Zugabe von Tensid ist in der Literatur bekannt und wurde beispielswiese von (Wasekar, Manglik, 2000) detailliert beschrieben. Die weitere Erhöhung des Tensidanteils auf 1,0 CMC führt zu einer Vergrößerung des Volumens der kleinen Blasen, wodurch sich die Blasengrößenverteilung wieder einer monomodalen Verteilung annähert. Im Vergleich zu der Blasenpopulation des reinen Wassers wird die Blasenanzahl deutlich erhöht und die Blasengröße leicht reduziert.

Bei der höchsten untersuchten Wärmestromdichte ($\dot{q} = 44$ kW m^{-2}) ähnelt das Verdampfungsverhalten der Lösung mit einem Tensidanteil von 0,1 CMC dem von reinem Wasser. Die Tensidzugabe in Mengenanteilen deutlich unterhalb der CMC führt zu einer geringen Reduzierung des Blasendurchmessers und die Blasenanzahl ist vergleichbar mit der Anzahl an Blasen, die in reinem Wasser entstehen. Bezüglich der Blasenmorphologie lässt sich wie auch bei den geringeren Wärmestromdichten feststellen, dass die Blasen innerhalb der Tensidlösungen deutlich weniger verformt werden und eine sphärische Form aufweisen. Dieser Trend wird durch die Erhöhung des Tensidanteils verstärkt. Außerdem nimmt die Größe der Blasen mit steigendem Tensidanteil ab und die Blasenanzahl wird leicht erhöht. Wie in der Literatur beschrieben, führt die Anwesenheit des Tensids zu einer deutlichen Veränderung der Blasengröße, -anzahl und -morphologie im Vergleich zu reinem Wasser (Frost, Kippenhan, 1967). Zusammenfassend kann die Beeinflussung des Verdampfungsverhaltens durch eine Reduzierung des Blasendurchmessers bei gleichzeitiger Erhöhung der Blasenanzahl beschrieben werden. Außerdem wird die Verformung der Blasen gehemmt und die Sphärizität erhöht. Eine Ausnahme von diesen in der Literatur bekannten Zusammenhänge bildet das Verdampfungsverhalten bei $\dot{q} = 25$ kW m^{-2} und Tensidanteilen von 0,1 CMC und 0,5 CMC, welches durch die Entstehung einer Vielzahl sehr kleiner Blasen charakterisiert ist. Die Ausbildung dieser Blasenschwärme belegt, dass die Veränderung der Blasenentstehung neben dem Tensidanteil auch von der Wärmestromdichte abhängt. Die größte quali-tative Beeinflussung des Verdampfungsverhaltens wird bei einer Wärmestromdichte von 25 kW m^{-2} und einem Tensidanteil von 1 CMC beobachtet.

Inwieweit die Beeinflussung der Blasenentstehung zu einer Veränderung der Wärmeübertragung während des Blasensiedens führt, kann durch den entstehenden Dampfmassenstrom beziehungsweise die sich einstellende Temperaturdifferenz zwischen Heizfläche und Flüssigkeit ΔT_{BS} quantifiziert werden. In Abbildung 31 sind zur Beurteilung des Einflusses des Tensids die Wärmestromdichte in Abhängigkeit der Temperaturdifferenz für reines Wasser und einen Tensidanteil von 0,1 CMC und 0,5 CMC aufgetragen. Im Gegensatz zu der qualitativen Auswertung der fotogra-phischen Aufnahmen in Abbildung 30, wurde bei diesen Versuchsreihen der zu unter-suchende Tensidanteil auf den Versuchsrahmen der Exprimenten im Naturumlauf-verdampfer beschränkt. Dadurch konnten der Einfluss von SAS auf die Wärmeüber-tragung bei Wärmestromdichten von bis zu 65 kW m^{-2} untersucht werden, ohne dass die Schaumentstehung die Durchführung des Versuches behinderte.

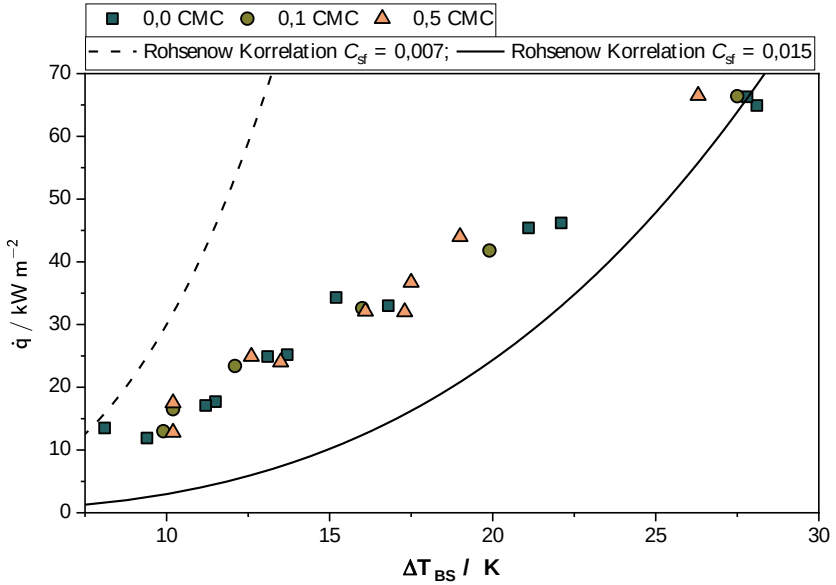


Abbildung 31: Einfluss des Tensids SAS auf die Abhängigkeit zwischen Wärmestrom und treibender Temperaturdifferenz während des Blasensiedens

Neben den experimentell bestimmten Datenpunkten sind auch die erwarteten Wärmestromdichten und die zugehörigen Temperaturdifferenzen für reines Wasser nach (Rohsenow, 1971) (vgl. Gl. (79)) in Abbildung 31 aufgetragen.

$$\frac{c_p \cdot \Delta T_{BS}}{h_v} = C_{sf}\left[\frac{\dot{q}}{\mu \cdot h_v} \cdot \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}}\right]^m \cdot \left(\frac{c_p \cdot \mu}{k}\right)^n \tag{79}$$

Die zwei unterschiedlichen Verläufe der Modellgleichung ergeben sich durch Variation der Konstante C_{sf}, durch welche der Einfluss der Oberflächenrauigkeit in Abhängigkeit der Materialpaarung berücksichtigt wird. Für die Wärmeübertragung zwischen reinem Wasser und Edelstahl werden in der Literatur in Abhängigkeit der Oberflächenrauigkeit Werte zwischen $0{,}007 \leq C_{sf} \leq 0{,}015$ angegeben (Jabardo et al., 2004, Pioro, 1999). Diese Grenzwerte sind in Abbildung 31 dargestellt.

Unabhängig vom Tensidanteil steigt die Wärmestromdichte mit steigender Temperatur-differenz stetig an. Während die experimentellen Daten bei kleinen Wärmestromdichten näher an der Korrelationsgleichung mit $C_{sf} = 0{,}007$ liegen, führt die Erhöhung der Temperaturdifferenz zu einer Annäherung der Messdaten an die Korrelationsgleichung mit einem C_{sf} Wert von 0,015. Insgesamt liegen die experimentellen Daten innerhalb des durch das theoretische Modell eingegrenzten Bereichs, weisen aber leichte Abweich-ungen vom theoretisch erwarteten Verlauf auf. Im Gegensatz zu der Korrelationsglei-chung steigen die experimentellen Daten annähernd linear an, so dass besonders bei hohen Temperaturdifferenzen die Wärmeströme unterhalb der erwarteten Werte liegen.

Durch die Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz wird eine stark anwachsende Anzahl an Keimstellen aktiviert, wodurch die Wärmeübertragung exponentiell zunimmt. Diese Abhängigkeit der Wärmestromdichte von der treibenden Temperaturdifferenz, die durch den Potenzansatz in Gleichung (79) beschrieben wird, kann durch die experimen-tellen Daten nicht abgebildet werden. Zurückgeführt werden die Abweichungen der experimentellen Daten von dem zu erwartenden Verlauf auf die in Kapitel 3.1.1 disku-tierte Unterschätzung der Wärmestromdichte. Da die Unterschätzung der Wärmestrom-dichte mit steigender Temperaturdifferenz zunimmt, wird die erwartete Steigerung der Wärmeübertragung kompensiert und es ergibt sich die in Abbildung 31 dargestellte, an-nährend linearer Abhängigkeit der Wärmestromdichte von der treibenden Temperatur-differenz.

In Bezug auf die Auswirkungen der Zugabe des Tensids wird trotz der deutlichen Veränderung der Blasenentstehung keine Beeinflussung der Wärmeübertragung beobachtet. Die Anwesenheit von Tensidmolekülen in der Flüssigphase kann die Wärme-übertragung sowohl durch die Adsorption an der fest-flüssig Grenzfläche zwischen Heizfläche und Flüssigkeit sowie durch die Adsorption an der dampf-flüssig Grenzfläche zwischen Dampfblase und Flüssigkeit beeinflussen. Durch Anlagerung der Tensid-moleküle an die Heizfläche kann deren Benetzbarkeit in Abhängigkeit der sich aus-bildenden Molekülstrukturen reduziert werden, wodurch die Keimstellenzahl erhöht wird. Gleichzeitig führt die reduzierte Oberflächenspannung der Flüssigkeit zu einer erhöhten Benetzbarkeit. Für die Beeinflussung der Wärmeübertragung ist daher entscheidend, welcher der beiden Mechanismen dominiert. Durch die Adsorption der Tensidmoleküle an der dampf-flüssig Grenzfläche zwischen Blase und der sie umgebenden Flüssigkeit wird die Grenzflächenspannung und dadurch die nötige Temperaturdifferenz zur Aktivierung der Keimstellen herabgesetzt. Außerdem wird der Radius der Dampfblasen zum Zeitpunkt der Ablösung von der Heizfläche verkleinert und die Ablösefrequenz erhöht (Ammerman, You, 1996). Ob das Zusammenspiel dieser teils gegenläufigen Vorgänge zu einer Erhöhung oder einer Absenkung des Wärmeübergangskoeffizienten führt, hängt von verschiedenen Faktoren wie der Oberflächenrauigkeit der Wärmeüber-tragungsfläche, dem Betriebsdruck, der Wärmestromdichte und der Tensidkonzentration ab.

Im dem untersuchten Bereich der Wärmestromdichte und des Tensidanteils kann mit dem in Kapitel 3.1.1 beschriebenen Versuchsaufbau keine Beeinflussung der Wärme-übertragung festgestellt werden, obwohl eine deutliche Veränderung der Blasen-entstehung beobachtet wird. Folglich ist davon auszugehen, dass die in Abbildung 30 sichtbar erhöhte Blasenanzahl durch eine Reduzierung des Blasendurchmessers kompen-siert wird. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass der Versuchspunkt bei einem Tensidanteil von 1,0 CMC und $\dot{q} = 25\ \mathrm{kW\ m^{-2}}$, bei dem die fotographische Aufnahme qualitativ auf einer Erhöhung des Dampfmassenstroms und damit auch der Wärme-übertragung schließen lässt, nicht hinsichtlich der Wärmeübertragung ausgewertet werden konnte. Ursächlich hierfür ist die starke Schaumentstehung, welche den Einsatz der wässrigen Lösung mit einem Tensidanteil von 1,0 CMC sowohl während des Behältersiedens als auch im Naturumlaufverdampfer verhindert (vgl. Kapitel 3.1.4 Betriebsgrenzen).

4.3 Beeinflussung der Naturumlaufverdampfung durch SAS

In der Literatur existiert eine Vielzahl von Studien, die sich mit dem Einfluss von oberflächenaktiven Substanzen auf die Hydrodynamik der Blasenentstehung sowie dem Einfluss auf die Wärmeübertragung während des Blasensiedens befassen. In den nachfolgenden Kapiteln wird aufbauend auf diesen grundlegenden Arbeiten die Beeinflussung des Betriebsverhaltens eines Naturumlaufverdampfers durch die Zugabe des anionischen Tensids SAS vorgestellt. Um einen Überblick über die Auswirkungen der Präsenz des Tensids auf das integrale Betriebsverhalten des Naturumlaufverdampfers zu geben, wird in Abbildung 32 die Umlaufgeschwindigkeit w_{Zir} dem produktseitigen Wärmeübergangs-koeffizienten α_{pro} für reines Wasser und einem Tensidanteil von 0,1 CMC beziehungs-weise 0,5 CMC gegenübergestellt. Abgebildet sind die Mittelwerte der Triplikatversuche in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 %. Die Fläche hinter den Messdaten beziehungsweise die Fehlerbalken stellen die Standardunsicherheit in Form der Standardabweichung der Triplikatversuche dar.

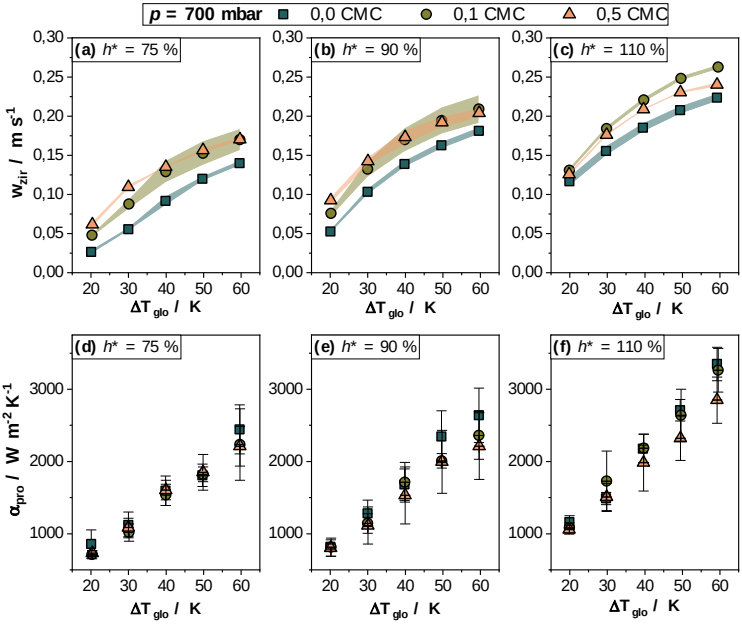


Abbildung 32: Einfluss des Tensidanteils auf die Umlaufgeschwindigkeit w_{Zir} und den produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{pro} in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für einen Betriebsdruck von p = 700 mbar und scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 %.

Abbildung 32 soll als erste Einführung in das Forschungsthema dienen. Einem Top-down Ansatz folgend wird die integrale Beeinflussung des Betriebsverhaltens in den nachfolgenden Kapiteln durch Aufteilung in die Bereiche der Fluiddynamik und der Wärmeübertragung detailliert betrachtet. Während die in Abbildung 32 gezeigte Umlaufgeschwindigkeit durch die Zugabe des Tensids in allen untersuchten Betriebspunkten deutlich gesteigert wird, fällt die Beeinflussung des integralen Wärmeübergangs-koeffizienten gering

aus. Am deutlichsten zeigt sich ein reduzierender Einfluss des Tensids SAS auf die Wärmeübertragung bei hohen ΔT_{glo} und scheinbaren Füllständen von $h^* = 90\,\%$ und $h^* = 110\,\%$. Bei diesen Betriebsbedingungen kommt es durch die Erhöhung des Tensidanteils von 0,0 CMC auf 0,5 CMC zu einer Reduzierung des Wärmeübergangskoeffizienten um bis zu $500\ \mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ respektive 15 %. Allerdings ist auch die Standardunsicherheit des zugehörigen Betriebspunkt mit $230\ \mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ für reines Wasser und $320\ \mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ für 0,5 CMC so hoch, dass eine klare Differenzierung zwischen den unterschiedlichen Tensidanteilen nicht ausnahmslos möglich ist.

Das Ausmaß der Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit durch die Zugabe von SAS hängt sowohl von der treibenden Temperaturdifferenz als auch vom scheinbaren Füllstand ab. Im nachfolgenden Kapitel werden die Effekte des Tensids auf die Fluiddynamik bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen anhand des relativen Verstärkungs-faktors w^*_{zir} sowie der Differenz Δw_{zir} (vgl. Gl.(61) und (62)) näher erläutert. Der Einfluss des Betriebsdruckes auf die qualitativen Verläufe der Umlaufgeschwindigkeit und des Wärmeübergangskoeffizienten ist gering. Im Vergleich zum Betriebsdruck von 700 mbar ist die Erhöhung des Umlaufstroms durch die Zugabe des Tensids bei $p = 1.000$ mbar etwas deutlicher zu erkennen (vgl. Abbildung 58 im Anhang).

4.3.1 Beeinflussung der Umlaufgeschwindigkeit

Die Beeinflussung der Fluiddynamik durch die Zugabe von SAS wird durch die Differenz Δw_{zir} (vgl. Gl.(61)) und den relativen Verstärkungsfaktor w^*_{zir} (vgl. Gl.(62)) quanti-fiziert. Der Verstärkungsfaktor wird in Abbildung 33 dementsprechend als prozentualer Wert, bezogen auf die Umlaufgeschwindigkeit von reinem Wasser $w_{zir,0CMC,}$ und Δw_{zir} als absoluter Wert in m s^{-1} dargestellt.

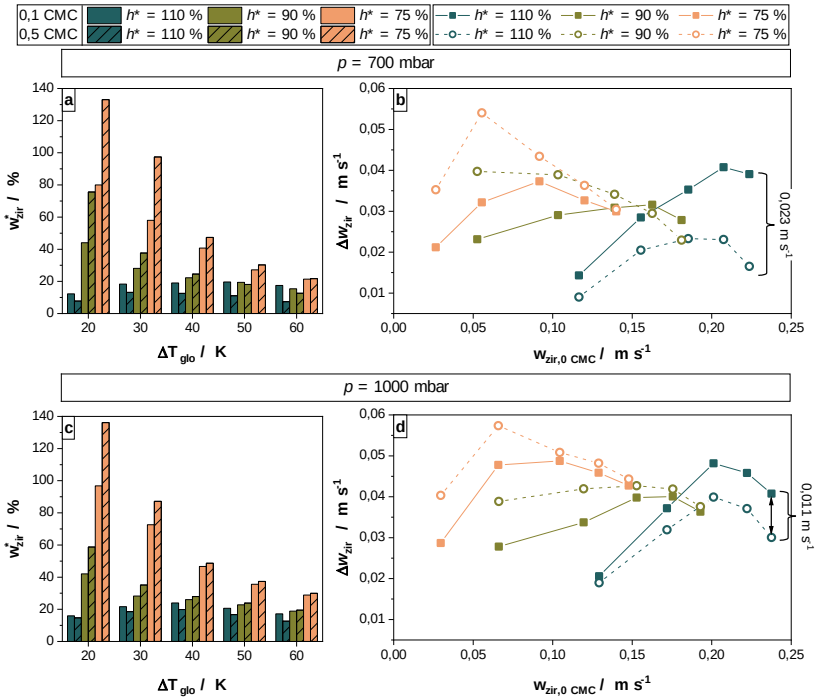


Abbildung 33: Prozentualer Verstärkungsfaktor w^*_{zir} in Abhängigkeit der treibenden Temperatur-differenz (a und c) und Differenz Δw_{zir} in Abhängigkeit der einphasigen Umlaufgeschwindigkeit von reinem Wasser (b und d) für scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 % sowie Tensidanteile von 0,1 CMC und 0,5 CMC

Abbildung 33 (a und c) zeigt die prozentualen Verstärkungsfaktoren in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz, während in Abbildung 33 (b und d) die Differenz Δw_{zir} in Abhängigkeit der Umlaufgeschwindigkeit von reinem Wasser dargestellt sind. Unabhängig vom Betriebsdruck treten die größten prozentualen Verstärkungsfaktoren w^*_{zir} bei kleinen Füllständen und kleinen treibenden Temperaturdifferenzen auf. Der maximale Wert von w^*_{zir} erreicht 136 % bei einem Tensidanteil von 0,5 CMC und $\Delta T_{glo} = 20$ K, $h^* = 75$ %, $p = 1.000$ mbar. Dies entspricht einer absoluten Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit gegenüber dem Messwert von reinem Wasser von 0,04 m s^{-1}. Der qualitative Verlauf des prozentualen Verstärkungsfaktors in Abhängigkeit von ΔT_{glo} wird durch die Änderung des Betriebsdruckes nicht beeinflusst. Es zeigt sich allerdings, dass die Erhöhung des Druckes

von 700 mbar auf 1.000 mbar bei den treibenden Tem-peraturdifferenzen zwischen 40 K und 60 K zu einer leichten Erhöhung von w^*_{zir} führt. Mit steigender Temperaturdifferenz nimmt die prozentuale Erhöhung der Umlaufge-schwindigkeit durch die Zugabe von SAS stetig ab, bis bei $\Delta T_{glo} = 60$ K der Ver-stärkungsfaktor in Abhängigkeit des scheinbaren Füllstandes zwischen 20 % und 40 % liegt. Neben dem prozentualen Verstärkungsfaktor selbst nimmt auch der Einfluss des scheinbaren Füllstandes mit ΔT_{glo} ab. Während bei $\Delta T_{glo} = 20$ K die Änderung des Füllstandes von $h^* = 110$ % auf $h^* = 75$ % zu einer fünffachen Vergrößerung des Ver-stärkungsfaktors führt, bewirkt die gleiche Änderung des Füllstandes bei $\Delta T_{glo} = 60$ K nur noch eine Änderung des Verstärkungsfaktors von 20 % auf 35 %. Auch der Einfluss des Tensidanteils auf den prozentualen Verstärkungsfaktor wird vom scheinbaren Füllstand beeinflusst. So führt bei $h^* = 75$ % und $h^* = 90$ % der höhere Tensidanteil zu den höchsten Verstärkungsfaktoren, während bei $h^* = 110$ % der geringere Tensidanteil die Umlaufgeschwindigkeit stärker steigert.

Der prozentuale Verstärkungsfaktor w^*_{zir} ist eine geeignete Kennzahl zur Beschreibung des Einflusses von Tensiden auf das integrale Betriebsverhalten des Naturumlaufverdampfers. Da w^*_{zir} allerdings auf die einphasige Umlaufgeschwindigkeit des reinen Was-sers normiert wird, können Effekte, die ausschließlich oder verstärkt bei der Verdam-pfung von reinem Wasser auftreten, die Interpretation der Kennzahl erschweren. Zur Aufklärung der zugrundeliegenden Mechanismen sollte dementsprechend auch die direkte Beeinflussung der Umlaufgeschwindigkeit durch die Tensidzugabe in Form der Differenz Δw_{zir} berücksichtigt werden. In Abbildung 33 (b und d) ist Δw_{zir} in Abhängig-keit der Umlaufgeschwindigkeit von reinem Wasser $w_{zir,0CMC}$ dargestellt, wobei die auf-einanderfolgenden Messpunkte einer Versuchsreihe mit ansteigender treibender Tempe-raturdifferenz von 20 K auf 60 K entsprechen. Der geringere Tensidanteil von 0,1 CMC wird durch die ausgefüllten Symbole und durchgezogene Linien gekennzeichnet, der Tensidanteil von 0,5 CMC durch die leeren Symbole und die gestrichelten Linien.

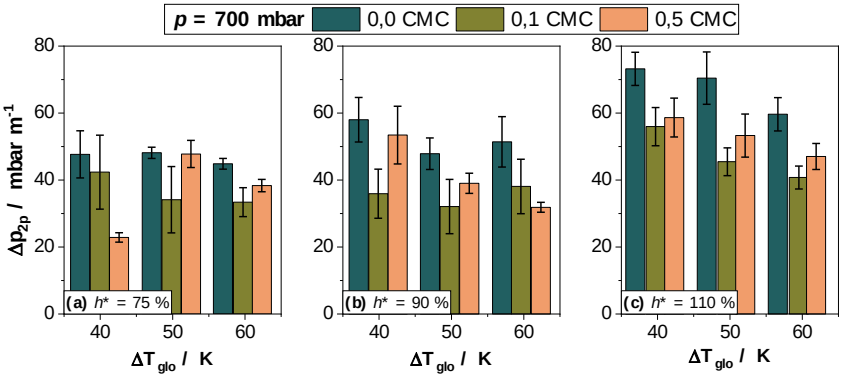
Die Abhängigkeit der Differenz Δw_{zir} von $w_{zir,0CMC}$ spiegelt sich für alle Versuchsreihen in einem charakteristischen Verlauf wider. Bei niedrigen Umlaufgeschwindigkeiten beziehungsweise den entsprechenden niedrigen treibenden Temperaturdifferenzen steigt Δw_{zir} zunächst an, bis ein Maximum bei mittleren treibenden Temperaturdifferenzen erreicht wird und Δw_{zir} anschließend wieder absinkt. Bei $h^* = 75$ % liegen die maximalen Werte der Differenz Δw_{zir} im Bereich treibender Temperaturdifferenzen zwischen 20 K und 30 K. Durch die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes auf 90 % beziehungsweise 110 % wird das Maximum der Kurve zu treibenden Temperatur-differenzen zwischen 40 K und 50 K verschoben. Die Ausprägung dieses Maximums im Verlauf der Differenz Δw_{zir} ist ein Anhaltspunkt dafür, dass Δw_{zir} von verschiedenen, konkurrierenden Mechanismen beeinflusst wird, deren Wirkung von der treibenden Temperaturdifferenz beziehungsweise der Strömungsgeschwindigkeit abhängig ist.

Im Vergleich zur Beeinflussung des prozentualen Verstärkungsfaktors ist der Einfluss des scheinbaren Füllstandes und der treibenden Temperaturdifferenz auf die Differenz Δw_{zir} weniger stark ausgeprägt. Der Wertebereich von Δw_{zir} liegt für die durchgeführten Parametervariationen zwischen 0,01 m s^{-1} und 0,06 m s^{-1}. Die größten Werte der Differenz Δw_{zir} werden bei einem scheinbaren Füllstand von 75 % erreicht. Durch Erhöhung des Betriebsdruckes von 700 mbar auf 1.000 mbar wird auch Δw_{zir} leicht erhöht. Weiterhin nähert sich der Verlauf von Δw_{zir} für die zwei untersuchten Tensidanteile durch die Erhöhung des

Betriebsdruckes an. So verringert sich beispiels-weise der in Abbildung 33 b und d gekennzeichnete Abstand zwischen 0,1 CMC und 0,5 CMC bei einem scheinbaren Füllstand von 110 % von 0,023 m s^{-1} bei p = 700 mbar auf 0,011 m s^{-1} bei p = 1.000 mbar. Der Einfluss des Tensidanteils auf Δw_{zir} nimmt daher mit steigendem Betriebsdruck ab. Unabhängig vom vorherrschenden Betriebs-druck gilt, dass der Tensidanteil von 0,5 CMC bei kleinen Füllständen und kleinen treibenden Temperaturdifferenzen zu höheren Werten von Δw_{zir} führt, während durch die Reduzierung des Tensidanteils auf 0,1 CMC höhere Werte bei hohen Füllständen und hohen treibenden Temperaturdifferenzen erreicht werden.

Die Erhöhung des Umlaufstroms durch die Zugabe des Tensids kann nach Gleichung (10) durch die Beeinflussung zweier Parameter hervorgerufen werden: die Erhöhung der treibenden Druckdifferenz Δp_{Trieb} sowie die Reduzierung des Druckverlustes über das Verdampferrohr und die Rohrleitungen. Bei konstanten Füllständen wird die treibende Druckdifferenz durch die Dichtedifferenz zwischen dem Zweiphasengemisch im Verdampferrohr und der Flüssigkeit im Brüdenabscheider bestimmt. Die Dichtedifferenz wiederum hängt maßgeblich von dem entstehenden Dampfmassenstrom ab, der durch den Gasbelastungsfaktor F_g quantifiziert werden kann. Da F_g durch die Tensidzugabe nicht beeinflusst wird (vgl. Abbildung 57 im Anhang) wird die Erhöhung des Umlaufmassenstroms durch das Tensid auf die Reduzierung des Druckverlustes zurückgeführt.

Der Druckverlust über das Verdampferrohr und die Rohleitungen setzt sich aus einer ein- und einer zweiphasigen Komponente zusammen. Über die Messung des Tempe-raturabfalls in der Verdampfungszone ist es möglich, den zweiphasigen Druckverlust Δp_{2p} im Verdampferrohr abzuschätzen (vgl. Gl. (49)). Abbildung 34 zeigt den zwei-phasigen Druckverlust pro Meter Verdampferrohr in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für reines Wasser sowie für die zwei Tensidanteile 0,1 CMC und 0,5 CMC. Die dargestellten Fehlerbalken ergeben sich aus den Standardabweichungen der Triplikatversuche.



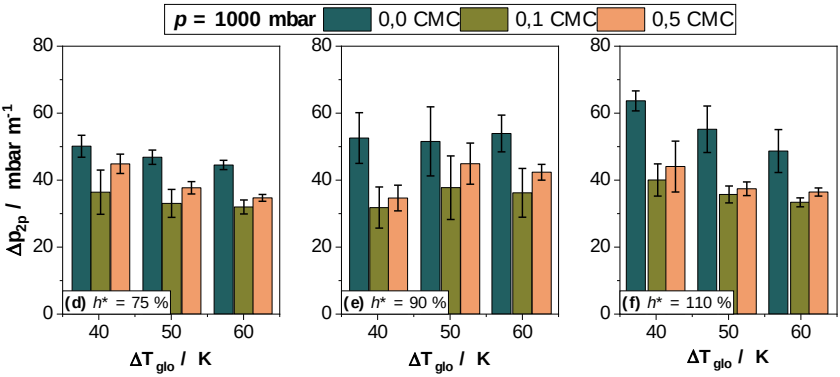


Abbildung 34: Beeinflussung des zweiphasigen Druckverlustes durch den Tensidanteil in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für Betriebsdrücke p = 700 mbar (a-c) und p = 1.000 mbar (d-f) und scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 %

Da Δp_{2p} basierend auf der Temperaturmessung im Verdampferrohr sowie der Bestimmung der Länge der Verdampfungszone abgeschätzt wird, fließen in die Berechnung Einflussgrößen mit großen Standardunsicherheiten ein. Besonders bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen und der zugehörigen kurzen Verdampfungszone führt dies zu unrealistisch großen Druckverlusten. Aus diesem Grund sind in Abbildung 34 nur die Druckverluste für $\Delta T_{glo} \geq 40$ K dargestellt. Die abgeschätzten Druckverluste befinden sich in einem Bereich zwischen 20 mbar m^{-1} und 80 mbar m^{-1} und entsprechen damit der aus der Literatur bekannten Größenordnung für experimentell bestimmte Druckverluste in vertikalen Zweiphasenströmungen im Regime der Blasenströmung (Duang-prasert et al., 2008) sowie simulativ bestimmter Druckverluste im Naturumlaufver-dampfer bei vergleichbaren Bedingungen (Lu, 2022).

Der zweiphasige Druckverlust von reinem Wasser liegt für alle untersuchten Betriebspunkte oberhalb der Werte, die durch die Zugabe von SAS erreicht werden. Die Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit durch die Zugabe von Tensid lässt sich daher durch die Reduzierung des zweiphasigen Druckverlustes begründen. Weiterhin zeigt Abbildung 34, dass die Reduzierung des Druckverlustes bei $p = 1.000$ mbar insgesamt höher ausfällt als bei $p = 700$ mbar, wodurch der Anstieg der Differenz Δw_{zir} bei erhöhtem Betriebsdruck erklärt werden könnte. Gleichwohl soll an dieser Stelle betont werden, dass es sich bei den dargestellten Messwerten um eine Abschätzung des zweiphasigen Druckverlustes handelt, welche herangezogen wird, um die qualitativen Zusammenhänge zwischen der Umlaufgeschwindigkeit und der Zugabe von SAS zu untersuchen. Inwiefern die Genauigkeit dieser Werte ausreicht, um die kombinierten Zusammenhänge zwischen Tensidanteil, scheinbarem Füllstand und Betriebsdruck abzubilden, kann nicht abschließend geklärt werden.

Neben dem normierten Druckverlust ist zur Beurteilung der Beeinflussung der Umlaufgeschwindigkeit durch das Tensid die absolute Verringerung des zweiphasigen Druckverlustes entscheidend. Wenn beispielsweise die Betriebsbedingungen so gewählt werden, dass die Verdampfungszone einen Großteil der Wärmeübertragungsfläche ausmacht, fällt die Reduzierung des zweiphasigen Druckverlustes stärker ins Gewicht, als bei anteilig

kleinen Verdampfungszonen. Aus diesem Grund sind die Werte der Differenz Δw_{zir} bei $h^* = 75\,\%$ gegenüber den größeren Füllständen etwas erhöht, obwohl in Abbildung 34 die Reduzierung des Druckverlustes für diesen Füllstand geringer ausfällt.

Es ist bekannt, dass Tenside in vertikalen Zweiphasenströmungen den Druckverlust verringern können (Binazadeh et al., 2018, Liu et al., 2014). Bislang existieren allerdings noch keine allgemeingültigen Ansätze zur mechanistischen Beschreibung jener Prozesse, die die Reduzierung des Druckverlustes bewirken. Einstimmigkeit herrscht in der Literatur darüber, dass die Zugabe von Tensid das Strömungsverhalten von Zweiphasen-strömungen dahingehend verändert, dass eine erhöhte Anzahl kleinerer Blasen entsteht, welche sich gleichmäßig über den Strömungsquerschnitt verteilen (Rozenblit et al., 2006). In Abhängigkeit der Tensidart und -konzentration kann es auch zur Ausbildung einer Schaumströmung kommen (Liu et al., 2020). Außerdem führt die Anlagerung der Tensidmoleküle an der dampf-flüssig Grenzfläche zu einer Immobilisierung dieser, wodurch die Dampfblasen bei erhöhter Strömungsgeschwindigkeit eine sphärische Form aufrecht erhalten und die Koaleszenz gehemmt wird (Dukhin et al., 2016, Nakath, 2014). Diese phänomenologischen Erkenntnisse wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit durch die Versuche zum Behältersieden für das eingesetzte Tensid bestätigt (vgl. Abbildung 30).

Nach (Duangprasert et al., 2008) und (Gao, Xu, 2018) führt die Präsenz von Tensidmolekülen zur Reduzierung von turbulenten Strukturen in Zweiphasenströmungen und dadurch zu einer Reduzierung des Druckverlustes. Außerdem zeigen die Studien, dass der reduzierende Einfluss von Tensiden auf den Druckverlust mit steigender Gasgeschwindigkeit zunimmt. Bei konstanter Flüssigkeitsgeschwindigkeit ist die Er-höhung der Gasgeschwindigkeit gleichbedeutend mit einer Vergrößerung des Schlupfes zwischen den Phasen. Je größer der Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Phasen, desto größer werden auch die wirkenden Kräfte an der Phasengrenzfläche. Die in reinem Wasser auftretende Verformung der Grenzfläche, die zu einem Druckverlust infolge des Impulsaustausches führt, trägt daher mit steigender Relativgeschwindigkeit der Gasphase verstärkt zum Gesamtdruckverlust bei. Infolgedessen könnte der positive Einfluss des Tensids auf den zweiphasigen Druckverlust mit steigenden Gasgeschwin-digkeiten zunehmen. Sowohl experimentelle als auch simulative Untersuchungen an Einzelblasen und Blasenschwärmen haben weiterhin gezeigt, dass das Vorhandensein von Tensidmolekülen in Zweiphasenströmungen zu einer Reduzierung der Aufstiegsgeschwin-digkeit der Dampfblasen führt. Die Immobilisierung der Grenzfläche hat zur Folge, dass der Reibungswiderstand der Blasen erhöht und dadurch die Aufstiegsgeschwindigkeit reduziert wird (Dukhin et al., 2016, Nalajala et al., 2014, Takagi et al., 2009). Durch diesen Mechanismus wird der Schlupf zwischen den Phasen verringert, wodurch wiederum der Gesamtdruckverlust reduziert werden könnte.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit kann die Abhängigkeit der Relativgeschwindigkeit der Dampfphase von den Betriebsbedingungen qualitativ durch den Gasbelastungsfaktor F_g abgebildet werden. Wie in Abbildung 57 im Anhang gezeigt, steigt F_g mit steigender treibender Temperaturdifferenz. Folglich nimmt auch die druckverlustmindernde Wirkung der Tenside und damit die Differenz Δw_{zir} in Abbildung 33 durch Erhöhung von ΔT_{glo} zu. Der Abfall von Δw_{zir} durch die weitere Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz in Abhängigkeit des scheinbaren Füllstandes weist darauf hin, dass ein gegenläufiger Mechanismus existiert, der dem Einfluss der Tenside entgegenwirkt.

(Rozenblit et al., 2006) konnten zeigen, dass der geschwindigkeitsreduzierende Effekt von Tensidmolekülen auf die Aufstiegsgeschwindigkeit von Dampfblasen mit steigender Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigphase abnimmt. Aufbauend auf der Hypothese, dass die Verringerung des Schlupfes maßgeblich zur Reduzierung des Gesamtdruckverlustes beiträgt, liefert diese Erkenntnis einen Ansatz zur Erklärung des Abfalls des von Δw_{zir} bei Überschreiten einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit. Weiterhin ist dieser Erklärungsansatz zur Aufklärung der erhöhten Werte von Δw_{zir} bei $h^* = 75\ \%$ gegenüber den Werten bei $h^* = 110\ \%$ geeignet. Die Steigerung der Differenz Δw_{zir} durch die Erhöhung des Betriebsdruckes von 700 mbar auf 1.000 mbar kann durch den Ansatz allerdings nicht erklärt werden, da die Druckerhöhung mit einer Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit einhergeht. Insgesamt kann davon ausgegangen werden, dass die Zugabe des Tensids SAS verschiedene, fluiddynamisch relevante Mechanismen auf unterschiedliche Art und Weise beeinflusst. Eine mechanistische Aufklärung der zu-grundeliegenden Phänomene und damit auch eine detaillierte Analyse der betrieblichen Einflussfaktoren auf Δw_{zir} ist mit dem beschriebenen Versuchsaufbau nicht möglich und bedarf einer Erweiterung der sensorischen und optischen Messmethoden.

4.3.2 Beeinflussung des Strömungsverhaltens

Wie bereits in Kapitel 4.1.3 eingeführt, wird der Einfluss des Tensids SAS auf die Stabilität des Umlaufstroms anhand von Histogrammen abgebildet. Im Unterschied zu den Triplikatversuchen von reinem Wasser führt die Zugabe von Tensid teilweise zu einer Erhöhung der Abweichungen zwischen den dreifach wiederholten Messreihen. Zur Darstellung dieser Unterschiede sind in der nachfolgenden Abbildung 35 die Histo-gramme der Triplikatversuche abgebildet, wobei eine Messreihe im Vordergrund steht und die anderen beiden Messreihen transparent im Hintergrund abgebildet werden.

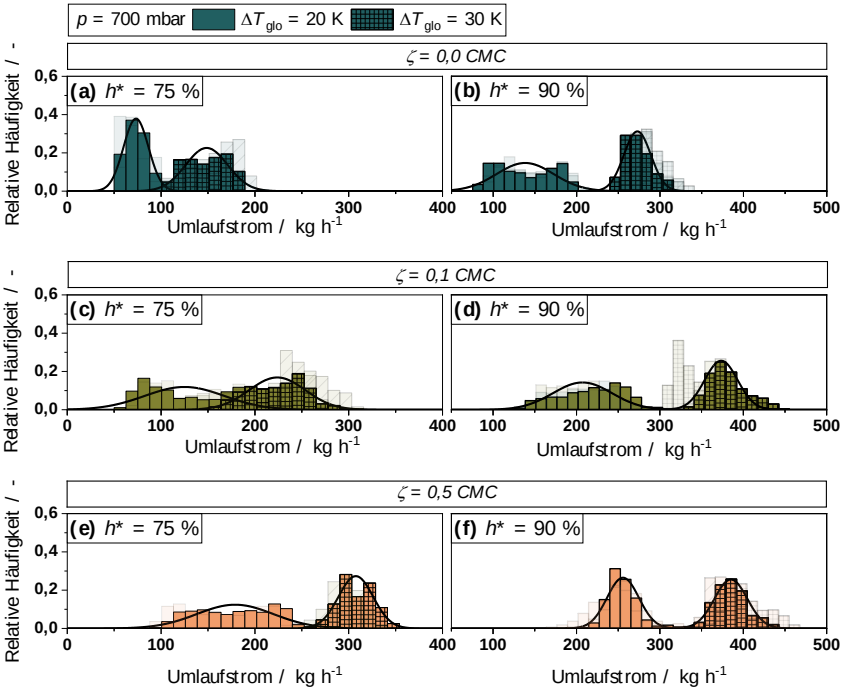


Abbildung 35: Einfluss des Tensidanteils auf die Histogramme des Umlaufmassenstroms für einen Betriebsdruck p = 700 mbar und scheinbare Füllstände von 75 % und 90 %

In Abbildung 35 ist der Betriebsbereich dargestellt, innerhalb dessen die Zugabe des Tensids die Form und Breite der Histogramme deutlich beeinflusst. Die zugehörigen Betriebsparameter sind $20\ \mathrm{K} \leq \Delta T_{glo} \leq 30\ \mathrm{K}$ und $h^* \leq 90\ \%$. Der Tensidanteil nimmt in Abbildung 35 von oben nach unten zu, während der scheinbare Füllstand von links nach rechts ansteigt. Die obere Reihe der Abbildung 35 zeigt die bereits in 4.1.3 dis-kutierten Verläufe der Verdampfungsversuche von reinem Wasser. Bei dem kleinsten scheinbaren Füllstand tritt bei reinem Wasser die breiteste Verteilung bei $\Delta T_{glo} = 30\ \mathrm{K}$ auf, was auf den Umschlag der Strömungsform von einer laminaren Rohrströmung bei $\Delta T_{glo} = 20\ \mathrm{K}$ zu einer Strömung im Übergangsbereich zwischen laminarer und voll aus-gebildeter turbulenter Strömung bei $\Delta T_{glo} = 30\ \mathrm{K}$ zurückgeführt wird. Bei $h^* = 90\ \%$ liegen alle untersuchten Betriebspunkte bei Reynolds-Zahlen oberhalb von 4.000, sodass eine Erhöhung der

treibenden Temperaturdifferenz eine Stabilisierung des Umlaufstroms bewirkt. Die unerwartete Reduzierung der Schwankungsbreite des Umlaufstroms durch die Reduzierung der treibenden Temperaturdifferenz von 30 K auf 20 K bei einem scheinbaren Füllstand von 75 % und reinem Wasser tritt bei den Verdampfungs-versuchen mit Tensid nicht auf. Folglich wird die Breite der Verteilung bei $h^* = 75$ % und $\Delta T_{glo} = 20$ K durch die Zugabe von 0,1 CMC SAS gegenüber dem Versuch mit reinem Wasser deutlich erhöht. Durch die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes auf 90 % wird der Unterschied zwischen der Breite der Histogramme von reinem Wasser und der wässrigen Tensidlösung verringert. Bezüglich der Form des Histogramms zeigt sich für reines Wasser eine bimodale Verteilung, während das Histogramm bei 0,1 CMC eine monomodale Verteilung aufweist. Durch die Erhöhung des Tensidanteils auf 0,5 CMC wird die Breite der Verteilungen sowohl gegenüber den Versuchen mit reinem Wasser als auch den Versuchen mit einem Tensidanteil von 0,1 CMC mit Ausnahme des Betriebspunktes $h^* = 75$ % und $\Delta T_{glo} = 20$ K verringert.

Zur Quantifizierung der in Abbildung 35 qualitativ dargestellten Zusammenhänge wurden die Histogramme in erster Näherung durch eine Gauß‘sche Normalverteilung nach Gleichung (80) angepasst. Wie in Abbildung 35 zu sehen, treten besonders bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen teilweise Abweichungen von einer Normal-verteilung in Form von schiefen oder bimodalen Verteilungen auf. Da zur Quantifizie-rung des Einflusses des Tensids allerdings die Schwankungsbreite und nicht der Mittelwert herangezogen wird, stellt die Normalverteilung eine hinreichend genaue Näherung dar.

$$f(\dot{m}_{zir}) = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} e^{\frac{-(\dot{m}_{zir} - \mu)^2}{2\sigma^2}} \qquad (80)$$

Hierbei kennzeichnen σ und μ die Standardabweichung beziehungsweise den Mittelwert der Normalverteilung. Um die Beeinflussung der Breite der Verteilungen durch die Zugabe des Tensids zu vergleichen, werden in Abbildung 36 die aus den Histogrammen bestimmten σ-Werte in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl für den gesamten Unter-suchungsrahmen dargestellt. Dabei wurde jedes Histogramm einzeln ausgewertet, die Fehlerbalken stellen die Standardabweichungen zwischen den Triplikatversuchen dar.

Mit Ausnahme des Versuchspunktes bei $h^* = 75$ %, $\Delta T_{glo} = 20$ K und reinem Wasser nimmt die Schwankungsbreite σ mit steigender Reynolds-Zahl und damit steigender treibender Temperaturdifferenz ab. Ursächlich hierfür ist die gesteigerte Verdampfungsrate und die damit verbundene Erhöhung der treibenden Druckdifferenz. Durch die Erhöhung der Triebkraft des Naturumlaufs wird die Störungsanfälligkeit des Systems gegenüber statistischen Einflüssen reduziert. Abbildung 25 in Kapitel 4.1.3 hat gezeigt, dass neben der Triebkraft des Naturumlaufs auch das Strömungsregime einen Einfluss auf das Stabilitätsverhalten haben kann. Als Grenzwert für die voll ausgebildete turbulente Rohrströmung wird in der Literatur sowohl $Re = 10.000$ als auch $Re = 4.000$ angegeben (Gnielinski, 2019a). Zur Veranschaulichung des Einflusses der Reynolds-Zahl auf die Schwankungsbreite des Umlaufstroms sind in Abbildung 36 beide Grenzwerte durch gestrichelte, vertikale Linien gekennzeichnet.

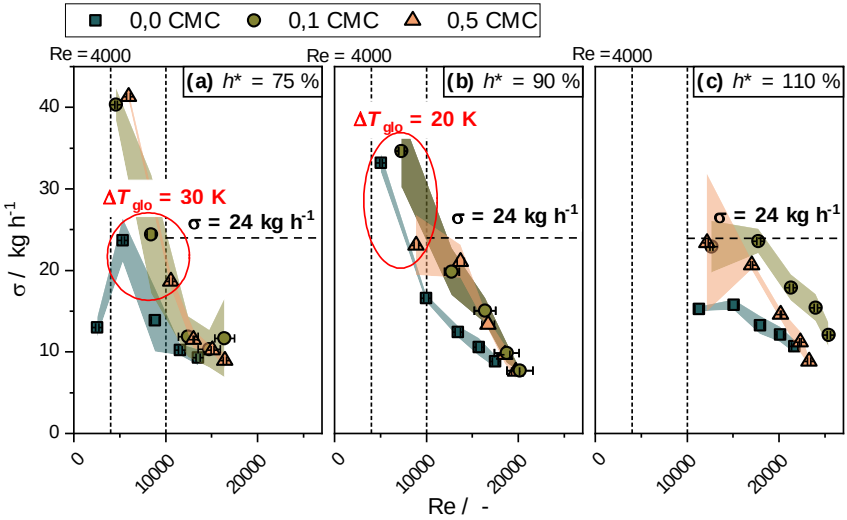


Abbildung 36: Schwankungsbreite σ des Umlaufmassenstroms in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl für einen Betriebsdruck p = 700 mbar und scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 %

Im Bereich $Re \leq$ 4.000 befindet sich ausschließlich der Betriebspunkt bei h^* = 75 %, ΔT_{glo} = 20 K und reinem Wasser. Durch die Zugabe des Tensids wird die Umlaufgeschwindigkeit und damit die Reynolds-Zahl auf einen Wert von 4.591 (0,1 CMC) beziehungsweise 5.949 (0,5 CMC) erhöht. Damit geht ein starker Anstieg des σ-Wertes von 13 kg h^{-1} bei reinem Wasser auf ~40 kg h^{-1} für die beiden untersuchen Tensidanteile einher. Die Steigerung der Schwankungsbreite durch die Tensidzugabe bestärkt die in 4.1.3 aufgestellte Hypothese, dass der Wechsel der Strömungsform bei Überschreiten einer Reynolds-Zahl von 4.000 zur Destabilisierung des Umlaufstroms führt.

Beim Vergleich der σ-Werte von reinem Wasser bei einer Reynolds-Zahl von ~ 5.000 und scheinbaren Füllständen zwischen 75 % und 90 % wird außerdem der Einfluss der treibenden Temperaturdifferenz auf die Schwankungsbreite deutlich. Während bei einem Füllstand von h^* = 90 % der Bereich $Re >$ 4.000 bei ΔT_{glo} = 20 K erreicht wird (Abbildung 36 b), führt die Reduzierung des Füllstandes auf 75 % zu einer vergleich-baren Reynolds-Zahl bei ΔT_{glo} = 30 K (Abbildung 36 a), wodurch σ von 33 kg h^{-1} auf 24 kg h^{-1} verringert wird.

Im Reynolds-Zahlen Bereich oberhalb von 10.000 liegt die Schwankungsbreite σ unab-hängig von den Betriebsbedingungen unterhalb eines Wertes von 24 kg h^{-1}. Die zugehö-rigen Histogramme lassen sich sowohl für reines Wasser als auch in Anwesenheit des Tensids durch eine Normalverteilung beschreiben und zeigen keine auffälligen Verläufe (vgl. Abbildung 59 im Anhang). Daher wird davon ausgegangen, dass bei den ent-sprechenden Betriebsbedingungen aufgrund der ausgeprägten hydrostatischen Triebkraft keine Strömungsinstabilitäten im Naturumlauf auftreten. Die Beeinflussung der Strömungsschwankungen durch das Tensid lässt sich in Abhängigkeit des Strömungsbereichs in zwei Wirkmechanismen unterteilen.

Liegen Reynolds-Zahlen oberhalb von 10.000 vor, führt die Zugabe des Tensids zu einer Erhöhung der Schwankungsbreite, wobei der Tensideinfluss mit sinkendem Füllstand und steigender treibender Temperaturdifferenz abnimmt. Während bei $h^* = 110\,\%$ und $\Delta T_{glo} = 20\,K$ die Schwankungsbreite σ um 8 kg h^{-1} durch die Zugabe des Tensids erhöht wird, ist der Tensideinfluss bei $h^* = 75\,\%$ und $\Delta T_{glo} \geq 40\,K$ vernachlässigbar klein. Während der Naturumlaufverdampfung treten auch im regulären Betrieb Schwankungen im Umlaufmassenstrom auf, die auf die unregelmäßige Bildung von Dampfblasen und Dampfpfropfen zurückgeführt werden können (Dialer, 1983). Aufgrund der Reduzierung der Oberflächenspannung durch die Anlagerung von Tensidmolekülen an der dampf-flüssig Phasengrenzfläche wird die Blasenentstehung und -dynamik verändert. Des Weiteren beeinflussen Tenside die Strömungsform und die Verteilung der Dampf- und Flüssigphase über den Strömungsquerschnitt (Gao, Xu, 2018, Liu et al., 2014). Basierend auf den in Abbildung 36 dargestellten Ergebnissen ist anzunehmen, dass diese veränderte Verteilung der Dampf- und Flüssigphase im Naturumlaufverdampfer zu einer Erhöhung der zufälligen Schwankungen im Umlaufstrom führt, ohne dass es zum Auftreten von Strömungsinstabilitäten kommt.

Werden durch die Reduzierung des scheinbaren Füllstandes oder der treibenden Temperaturdifferenz Reynolds-Zahlen unterhalb von 10.000 erreicht, können sich in Abhängigkeit der Betriebsparameter Strömungsinstabilitäten ausbilden. Bei einem scheinbaren Füllstand von 90 % ergab die Auswertung der zeitlichen Verläufe des Umlaufmassenstroms für reines Wasser (vgl. Abbildung 25), dass es bei $\Delta T_{glo} = 20\,K$ vermutlich zum Einsetzen der Geysering Strömungsinstabilität kommt. Diese Art der Strömungsinstabilität beruht auf der Bildung von Kolbenblasen, welche den Umlauf-strom schlagartig beschleunigen. Durch die Anwesenheit von Tensid in der Flüssigphase und an den Phasengrenzflächen wird die Koaleszenz von Dampfblasen gehemmt (Nakath, 2014). Aufbauend auf diesem Mechanismus kann die Reduzierung der Schwankungsbreite in Abbildung 36 b bei einem Tensidanteil von 0,5 CMC und somit die Stabilisierung des Umlaufstroms erklärt werden. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den experimentellen Untersuchungen von (Kujawska et al., 2019), die zeigen, dass das Auftreten der Geysering Strömungsinstabilität in einem Naturumlaufsystem durch den Zusatz von Natriumlaurylsulfat (SDS) unterdrückt werden kann. Der Einfluss von Tensiden auf die Blasenkoaleszenz ist vom Tensidanteil abhängig. In Kapitel 4.2 wird dargelegt, dass für das eingesetzte Tensid SAS die Blasenkoaleszenz bei 0,5 CMC stärker unterdrückt wird als bei einem Tensidanteil von 0,1 CMC. Aus diesem Grund wird die Schwankungsbreite des Umlaufstroms nur bei einem Tensidanteil von 0,5 CMC verringert, während die σ-Werte für 0,1 CMC und reinem Wasser nahe beieinander liegen. Eine ähnliche Abhängigkeit der Schwankungsbreite σ vom Tensidanteil wird bei dem Betriebspunkt $h^* = 75\,\%$, $\Delta T_{glo} = 30\,K$ beobachtet. Durch die Reduzierung der treibenden Temperaturdifferenz von 30 K auf 20 K bei einem scheinbaren Füllstand von 75 % wird die Triebkraft für den Naturumlauf reduziert und die Schwankungsbreite nimmt für 0,1 CMC und 0,5 CMC deutlich zu. Es wird davon ausgegangen, dass der koaleszenz-hemmende Effekt des Tensids in diesem Betriebspunkt unabhängig vom Tensidanteil nicht ausreichend ist, um das Auftreten der Geysering Strömungsinstabilität zu verhindern. Der Abfall des σ-Wertes durch die Reduzierung der treibenden Temperaturdifferenz für reines Wasser wird auf die bereits diskutierte Änderung der Strömungsform zurückgeführt.

4.3.3 Beeinflussung des wärmetechnischen Betriebsverhaltens

Zur differenzierten Betrachtung der Beeinflussung der Wärmeübertragung in der Aufheiz- und Verdampfungszone durch die Zugabe des Tensids SAS werden als Grundlage in Abbildung 37 die Temperaturprofile im Verdampferrohr mit und ohne Tensid dargestellt. Da der Einfluss des Tensids auf den Temperaturverlauf im Allgemeinen gering ist, sind in Abbildung 37 die Betriebspunkte dargestellt, bei welchen die Fluiddynamik durch die Präsenz des Tensids beeinflusst wird. Die gestrichelten Verbindungslinien der Messdaten von reinem Wasser dienen hierbei ausschließlich der vereinfachten Übersicht und stellen keine Interpolationslinien dar. Die hier dargestellten Fehlerbalken entsprechen nicht wie in Abbildung 26 den zeitlichen Abweichungen, sondern den Standardabweichungen zwischen den dreifach wiederholten Messreihen.

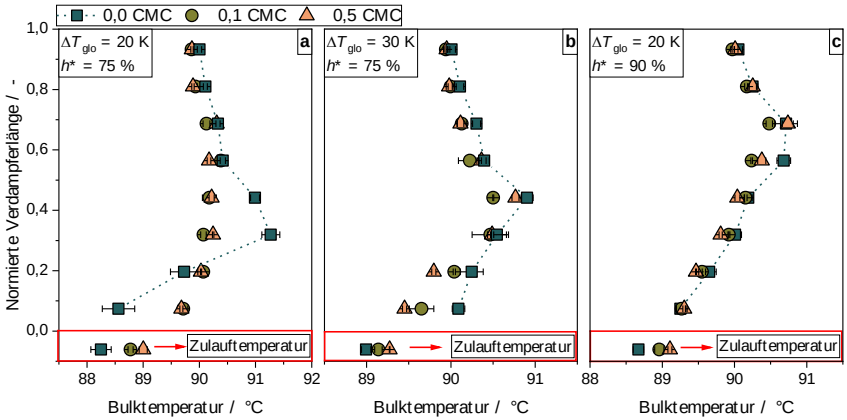


Abbildung 37: Einfluss des Tensidanteils auf die Temperaturprofile im Verdampferrohr im unteren Betriebsbereich des Naturumlaufverdampfers bei p = 700 mbar

Mit Ausnahme des Betriebspunktes bei $\dot{h}^* = 75\ \%$ und $\Delta T_{glo} = 20$ K werden die Temperaturverläufe durch die Tensidzugabe sowohl in der Aufheiz- als auch in der Verdampfungszone zu geringfügig kleineren Temperaturen verschoben. Ausschlaggebend für den Temperaturverlauf in der Aufheizzone sind der einphasige Wärmeübergangskoeffizient und der Umlaufmassenstrom. Bei konstantem Wärmeübergangskoeffizienten und Erhöhung des Umlaufstroms durch die Zugabe des Tensids steigt die Temperatur in der Aufheizzone weniger stark an. Die größten Abweichungen zwischen den Temperaturverläufen von reinem Wasser und den Tensidlösungen treten in dem Betriebspunkt auf, in welchem die Schwankungsbreite des Umlaufstroms bei reinem Wasser durch den Umschlag der Strömungsform stark reduziert wird ($\dot{h}^* = 75\ \%$, $\Delta T_{glo} = 20$ K). Bereits an der ersten Temperaturmessstelle im Verdampferrohr auf einer relativen Höhe von 0,07 ist die Temperatur von reinem Wasser im Vergleich zu den Tensidlösungen um ~ 1 K reduziert. Dieser Temperaturunterschied liegt zum Teil in den unterschiedlichen Zulauftemperaturen begründet. Die Zulauftemperatur wird 6 % unterhalb des Wärmeübertragers gemessen und durch die Wärmeverluste über die Zulaufleitung zwischen Brüdenabscheider und Verdampferrohr bestimmt. Bei einem konstanten Betriebsdruck sind die auftretenden Wärmeverluste annähernd konstant; gegebenenfalls werden die Wärmeübertragung und damit die Wärmeverluste an die Umgebung durch die Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit leicht

erhöht. Die Reduzierung des Umlaufmassenstroms führt daher dazu, dass bei konstanten Wärmeverlusten die Temperaturdifferenz zwischen Brüdenabscheider und Verdampferrohr erhöht und folglich die Zulauf-temperatur reduziert wird. In Abbildung 37 ist die gemessene Zulauftemperatur bei $y =$ -6 % zur Veranschaulichung der Auswirkungen der Wärmeverluste dargestellt. Diese liegt für die Verdampfungsversuche mit reinem Wasser aufgrund der niedrigeren Umlaufgeschwindigkeit durchgehend unterhalb der Zulauftemperatur der Tensidlösun-gen. Da die Erwärmung des Stoffsystems erst ab Eintritt in den Wärmeübertrager beginnt, setzt sich der lineare Verlauf innerhalb der Aufheizzone nicht bis zur Zulauftemperatur fort. Erwartungsgemäß liegt die Temperaturzunahme zwischen der Zulauftemperatur und der ersten Messstelle im Verdampferrohr unterhalb des Tempera-turanstiegs in der Aufheizzone. Abweichungen von diesem Verhalten lassen sich auf die Beeinflussung der Temperaturmessung durch die Querschnittspositionierung der Thermoelemente zurückführen, welche sich im Laufe des Messbetriebs leicht verändert haben kann. Da die Temperatur der Kernflüssigkeit über den Querschnitt zur Wand hin zunimmt, kann eine unbeabsichtigte Verschiebung der radialen Position des Thermo-elements zu einer Verfälschung der gemessenen Temperatur führen.

Durch die geringere Umlaufgeschwindigkeit steigt die Temperatur in der Aufheizzone bei reinem Wasser stärker an als bei den Tensidlösungen. Auffällig ist außerdem, dass bei reinem Wasser eine deutlich höhere Pinchtemperatur bei einer vergleichbaren Pinchhöhe (vgl. Abbildung 37 a) erreicht wird. Die Pinchtemperatur entspricht der lokalen Siede-temperatur und ist deshalb stark von den Druckverlusten in der Aufheizzone abhängig, die größtenteils durch die hydrostatische Druckabnahme bedingt werden. Da sich aller-dings die Lage des Pinchpunktes nicht maßgeblich verändert, wird die Erhöhung der Pinchtemperatur auf die Erniedrigung der Reibungsdruckverluste durch die Änderung der Strömungsform zurückgeführt. Die Beeinflussung des Temperaturverlaufes in der Ver-dampfungszone durch das Tensid wurde indirekt bereits durch die Darstellung des zwei-phasigen Druckverlustes in Kapitel 4.3.1 quantifiziert und wird deshalb an dieser Stelle nicht näher betrachtet.

Da die integrale Wärmeübertragung im Naturumlaufverdampfer maßgeblich durch das Verhältnis von Aufheiz- zu Verdampfungszone bestimmt wird, ist neben der qualitativen Beeinflussung der Temperaturprofile vor allem der Einfluss des Tensids auf die Pinch-höhe h_{pinch} von Bedeutung. In Abbildung 38 (a-c) ist daher die experimentell bestimmte Pinchhöhe in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl dargestellt. In der unteren Reihe der Abbildung 38 (d-f) sind die zugehörigen Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheizzone abgebildet. Die Auftragung der Pinchhöhe über der Reynolds-Zahl zeigt, dass die Ver-suchsreihen mit reinem Wasser unabhängig vom scheinbaren Füllstand und der Umlauf-geschwindigkeit die kürzesten Aufheizzonen aufweisen. Bei scheinbaren Füllständen von 75 % und 100 % hat die Erhöhung des Tensidanteils von 0,1 CMC auf 0,5 CMC einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf die Länge der Aufheizzone, während bei $h^* = 90$ % der höchste Tensidanteil, besonders bei Reynolds-Zahlen kleiner als 16.000, die längste Aufheizzone aufweist.

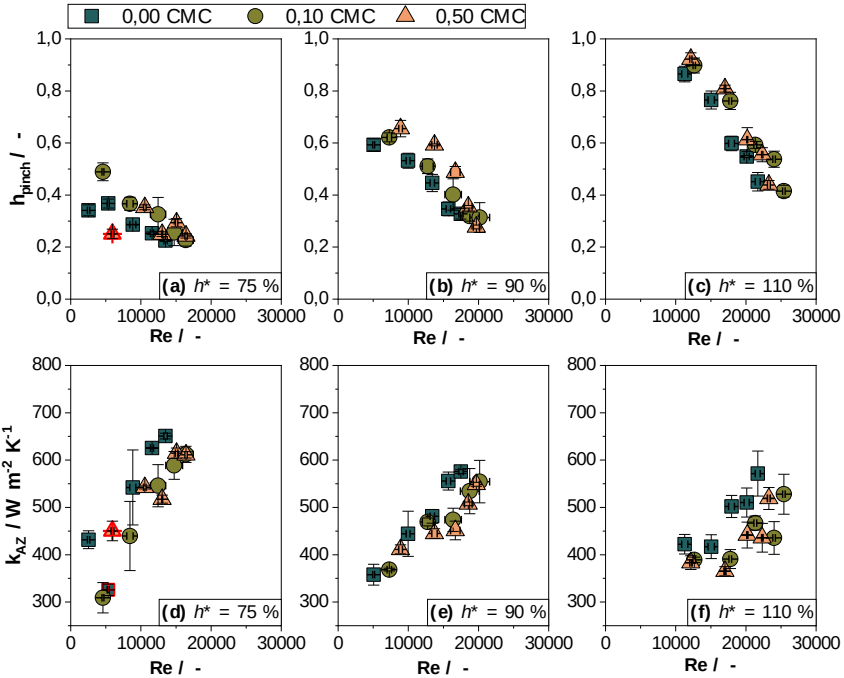


Abbildung 38: Länge der Aufheizzone h_{pinch} und Wärmedurchgangskoeffizient in der Aufheizzone k_{AZ} in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl Re für scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 %, Tensidanteile von 0,0 CMC, 0,1 CMC und 0,5 CMC und einem Betriebsdruck p = 700 mbar

Die rot markierte Pinchhöhe in Abbildung 38 a bei einem Tensidanteil von 0,5 CMC konnte aufgrund der starken zeitlichen Schwankungen der Temperaturen im Ver-dampferrohr durch die Linearisierung der Aufheiz- und Verdampfungszone nicht korrekt bestimmt werden und wird deutlich unterschätzt. Durch Betrachtung der zugehörigen Temperaturprofile lässt sich die Pinchhöhe bei einem Betriebspunkt von $h^* = 75\ \%$, $\Delta T_{glo} = 20$ K und $\xi = 0{,}5$ CMC kurz oberhalb des Messwertes von 0,1 CMC, bei einem Wert von 0,55 einordnen. In Bezug auf den Wärmeübergang äußert sich die Unterschätzung der Pinchtemperatur in einer Überschätzung des Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheizzone. Wie in Kapitel 4.1.4 erläutert, ist die Bestimmung des Wärmedurch-gangskoeffizienten von reinem Wasser bei $h^* = 75\ \%$ und $\Delta T_{glo} = 20$ K ebenfalls mit einer großen Unsicherheit behaftet. In den nachfolgenden Betrachtungen werden daher die Versuchspunkte bei $h^* = 75\ \%$ und $\Delta T_{glo} \leq 20$ K nicht berücksichtigt.

Eine Verlängerung der Aufheizzone bei konstanter Umlaufgeschwindigkeit und leicht erhöhter Zulauftemperatur (vgl. Abbildung 37) lässt, wie in Abbildung 38 (d-f) zu erkennen ist, auf eine Reduzierung des Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheiz-zone schließen. Da im Naturumlaufverdampfer die Umlaufgeschwindigkeit und die treibende Temperaturdifferenz nicht unabhängig voneinander variiert werden können, liegen bei vergleichbaren Reynolds-Zahlen in Abhängigkeit des Tensidanteils unter-schiedliche

Wandtemperaturen vor. Wie bereits in Kapitel 4.1.4 thematisiert, setzt sich der Wärmeübergang in der Aufheizzone aus dem konvektiven Wärmetransport, welcher maßgeblich durch die Reynolds-Zahl bestimmt wird, und dem Wärmetransport durch das unterkühlte Blasensieden, der von der Überhitzung der thermischen Grenzschicht ab-hängt, zusammen (Kind, Wetzel, 2019a). Um einen Überblick über das Zusammenspiel dieser beiden Mechanismen zu geben, sind in Abbildung 39 die Pinchhöhe sowie die Wärmedurchgangskoeffizienten k_{AZ} in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz dargestellt.

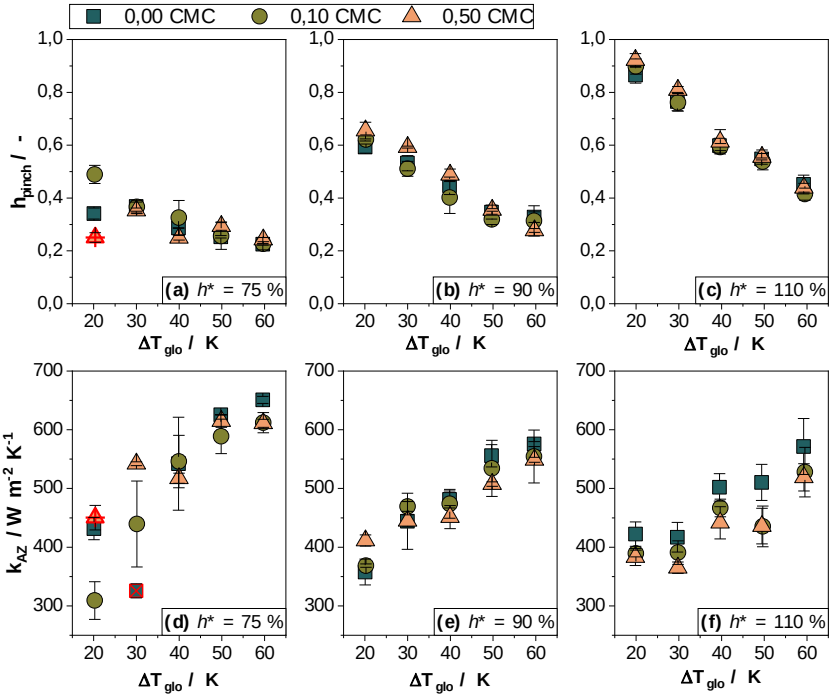


Abbildung 39: Länge der Aufheizzone h_{pinch} und Wärmedurchgangskoeffizient in der Aufheiz-zone k_{AZ} in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz ΔT_{glo} für scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 %, Tensidanteile von 0,0 CMC, 0,1 CMC und 0,5 CMC und einem Betriebsdruck p = 700 mbar

Mit Ausnahme der aufgrund der Auswertemethodik nicht belastbaren Messpunkte bei einem scheinbaren Füllstand von 75 % und treibenden Temperaturdifferenzen zwischen 20 K und 30 K, fällt die Beeinflussung von h_{pinch} und k_{AZ} durch die Zugabe des Tensids in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz deutlich geringer aus als in Abbildung 38 (d-f). Die Auswirkung des Tensids auf die Pinchhöhe ist im gesamten Untersuchungsrahmen vernachlässigbar klein und der Wärmedurchgangskoeffizient wird lediglich bei einem scheinbaren Füllstand von 110 % und hohen treibenden Temperatur-differenzen leicht reduziert.

Dieser geringe Einfluss des Tensids auf die Wärmeübertragung bei konstanter treibender Temperaturdifferenz stützt die Hypothese, dass der Wärmeübergang in der Aufheizzone durch das unterkühlte Blasensieden dominiert wird und dieser Mechanismus des Wärme-transports durch die Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit beeinträchtigt wird.

Ähnlich wie die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes (vgl. Abbildung 28) führt auch die Zugabe des Tensids durch Reduzierung des zweiphasigen Druckverlustes zu einer Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit und folglich zu einer Hemmung des unterkühlten Blasensiedens. In Abhängigkeit der Betriebsbedingungen erhöht die Präsenz des Tensids die Reynolds-Zahlen durch die Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit um 500 bis 4.000. Wie in Kapitel 4.3.1 gezeigt, tritt die größte Beeinflussung der Umlaufgeschwindigkeit in Abhängigkeit des scheinbaren Füllstandes bei unterschiedlichen treibenden Temperatur-differenzen auf. Bei $h^* = 75$ % befinden sich die maximalen Werte der Differenz Δw_{zir} im Bereich $20 \text{ K} \leq T_{glo} \leq 30$ K, während bei den höheren Füllständen die größte Beein-flussung der Umlaufgeschwindigkeit bei treibenden Temperaturdifferenzen $T_{glo} \geq 50$ K auftritt. Da die Messwerte bei einem scheinbaren Füllstand von 75 % und treibenden Temperaturdifferenzen von 20 K und 30 K nicht belastbar sind, kann ein Vergleich zwischen den maximalen Werten von Δw_{zir} und der Beeinflussung des Wärmedurch-gangskoeffizienten bei diesem Füllstand nicht erfolgen. Bei $h^* \geq 90$ % lässt sich hingegen im Einklang mit der Differenz Δw_{zir} die höchste Reduzierung des Wärme-durchgangskoeffizienten bei den höchsten treibenden Temperaturdifferenzen feststellen. Außerdem scheint der negative Einfluss des Tensids bei $h^* = 110$ % am stärksten ausgeprägt zu sein. Der erhöhte Einfluss kann auf die Verlängerung der Aufheizzone und dem damit einhergehenden gesteigerten Wärmestrom in der Aufheizzone zurückgeführt werden.

Nach Gleichung (9) führt die Reduzierung der Oberflächenspannung zu einer Absenkung der zum Einsetzten des Blasensiedens benötigten kritischen Wärmestromdichte $\dot{q}_{ONB}$. Die Sensitivität von $\dot{q}_{ONB}$ gegenüber der Oberflächenspannung ist allerdings so gering, dass der Einfluss der verringerten Oberflächenspannung durch die Tenside in Bezug auf das Einsetzen des unterkühlten Blasensiedens vernachlässigt werden kann. Nach dem aktuellen Stand des Wissens wird keine Beeinflussung der einphasigen Wärmeüber-tragung durch die Anwesenheit von Tensidmoleküle erwartet, da sich die Tensidkonzen-tration unterhalb der kritischen Mizellenkonzentration befindet. Aufgrund der geringen Konzentration bilden sich keine Mizellenstrukturen, die durch Reduzierung der Turbulenz auch die Wärmeübertragung beeinträchtigen könnten (Aly et al., 2006). Bezüglich der Beeinflussung des unterkühlten Blasensiedens zeigen die experimentellen Ergebnisse, dass das Tensid den Wärmetransport nicht direkt durch eine Veränderung der Blasen-bildung, sondern indirekt durch die Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit beeinflusst. Diese Erkenntnis steht im Einklang mit den Ergebnissen von (Hetsroni et al., 2004), die für die Zwangsumlaufverdampfung nachweisen konnten, dass die Zugabe von Tensid bei konstanter Wärmestromdichte und Strömungsgeschwindigkeit weder den Beginn des unterkühlten Blasensiedens noch den Beginn des vollständig ausgebildeten Blasensiedens beeinflusst.

Im Gegensatz zum Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf die integrale Wärmestrom-dichte (vgl. Abbildung 21 und Abbildung 22) führt die Anwesenheit des Tensids zu einer Beeinträchtigung der integralen Wärmeübertragung (vgl. Abbildung 32). Die negative Beeinflussung des Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheizzone tritt allerdings unabhängig davon auf, ob die Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit durch die Anwesen-heit des Tensids oder die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes hervorgerufen wird. Folglich müssen sich der Tensideinfluss und der Einfluss des scheinbaren Füllstandes hin-sichtlich

ihrer Auswirkung auf die Wärmeübertragung in der Verdampfungszone unter-scheiden. In Abbildung 40 sind daher die Wärmedurchgangskoeffizienten k_{VZ} in Abhän-gigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für reines Wasser und die zwei Tensid-lösungen mit 0,1 CMC und 0,5 CMC dargestellt.

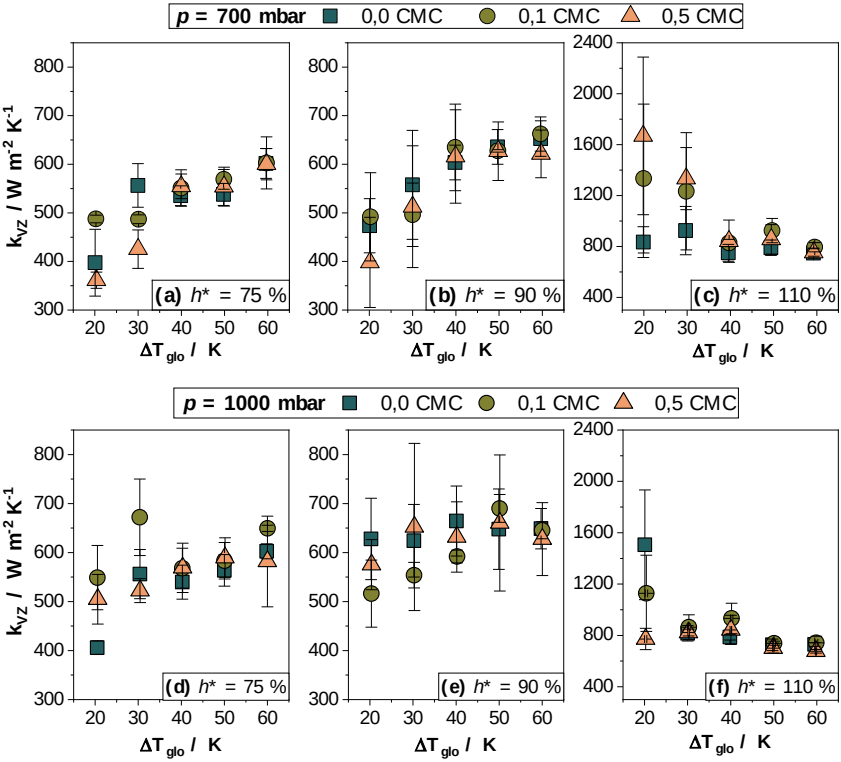


Abbildung 40: Wärmedurchgangskoeffizient in der Verdampfungszone k_{VZ} in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz ΔT_{glo} für Betriebsdrücke p = 700 mbar und p = 1.000 mbar, scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 % und Tensidanteile von 0,0 CMC, 0,1 CMC und 0,5 CMC

Die Mehrheit der Versuchsdaten zeigt unabhängig vom Tensidanteil den erwarteten Anstieg des Wärmedurchgangskoeffizienten mit steigender treibender Temperatur-differenz. Abweichungen von diesem Verlauf treten bei einem scheinbaren Füllstand von 110 % auf. Wie in Kapitel 4.1.4 erläutert, führt die kurze Verdampfungszone bei kleinen treibenden Temperatudifferenzen zu einer Überschätzung des Wärmedurchgangskoeffi-zienten. Da die Verdampfungszone durch die Erhöhung des Betriebsdruckes verlängert wird, tritt dieser Effekt bei $p = 1.000$ mbar ausschließlich bei einer treibenden Tempe-raturdifferenz von 20 K auf. Insgesamt lässt sich innerhalb der Standardunsicherheiten der Messwerte in der Verdampfungszone trotz der Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit durch die Tensidzugabe keine Steigerung der Wärmeübertragung feststellen. Im Gegensatz dazu führt die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes und die damit verbundene gesteigerte Umlaufgeschwindigkeit bei

den Verdampfungsversuchen mit reinem Wasser zu erhöhten Wärmedurchgangskoeffizienten in der Verdampfungs-zone (vgl. Abbildung 29).

In der Literatur existieren unterschiedliche Studien, die sich mit den Auswirkungen der Präsenz von Tensidmolekülen auf die Wärmeübertragung während des Strömungs-siedens befassen. Ob die Wärmeübertragung gesteigert oder reduziert wird, hängt von verschiedenen Faktoren wie der Tensidart und -konzentration sowie der Wärmestrom-dichte und der Strömungsgeschwindigkeit ab (Acharya, Pise, 2017). Auch im Naturum-laufverdampfer wurden bereits experimentelle Studien zum Einfluss oberflächenaktiver Substanzen auf die Wärmeübertragung durchgeführt. (Dialer, 1983) postuliert, dass ein nicht näher spezifiziertes Schäumungsmittel den Gesamtwärmeübergang um ein 2,5-faches steigert. Ein konträres Ergebnis wird hingegen von (Kirschbaum, 1961) gewonnen, der belegt, dass sich bei der Verdampfung einer Zuckerlösung der Wärme-übergang durch die Bildung einer Schaumschicht an der Wärmeübertragungsfläche verschlechtert. Da die Zuckerlösung im Vergleich zu reinem Wasser allerdings eine erhöhte Viskosität aufweist, kann der gemessene Einfluss auf den Wärmeübergang nicht ausschließlich auf eine veränderte Oberflächenspannung zurückgeführt werden. Insge-samt lässt sich festhalten, dass ein aussagekräftiger Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Literaturdaten durch die geringe wissenschaftliche Datenlage in Kombi-nation mit einer Vielzahl unterschiedlicher Einflussfaktoren verhindert wird.

In Kapitel 4.2 konnte gezeigt werden, dass die Blasenentstehung und -dynamik während des Behältersiedens durch die Präsenz des Tensids SAS deutlich verändert wird, während der Wärmeübergangskoeffizient nicht beeinflusst wird. Aufbauend auf diesen Ergebnissen erscheint es schlüssig, dass auch die Beeinflussung der Wärmeübertragung in der Verdampfungszone während der Naturumlaufverdampfung durch die Präsenz des Tensids gering ausfällt. Inwieweit die im Vergleich zur Füllstandesvariation ausbleibende Erhöhung der Wärmedurchgangskoeffizienten mit steigender Umlaufgeschwindigkeit auf einen negativen Einfluss des Tensids zurückzuführen ist oder in den erhöhten Unsicherheiten der Berechnung begründet liegt, kann nicht abschließend geklärt werden.

Zusammenfassend lässt sich die Beeinträchtigung des integralen Wärmeübergangs im Naturumlaufverdampfer durch die Zugabe des Tensids SAS auf die Verringerung des Wärmeübergangs in der Aufheizzone zurückführen. Die Erhöhung der Umlaufgeschwin-digkeit durch den Zusatz des Tensids führt bei konstanten treibenden Temperatur-differenzen vermutlich zu einer Abschwächung des Wärmetransportes durch den Mechanismus des unterkühlten Blasensiedens. Dadurch wird der Wärmedurchgangs-koeffizient in der Aufheizzone und folglich der integrale Wärmeübergang reduziert.

5 Modellierung mittels dimensionsloser Kennzahlen

Die Zielsetzung dieses Kapitels besteht darin, aufbauend auf den experimentell ge-wonnenen Erkenntnissen den Einfluss des Tensids SAS beziehungsweise der veränderten Oberflächenspannung auf das Betriebsverhalten des Naturumlaufverdampfers mittels dimensionsloser Kennzahlen zu quantifizieren. Zu diesem Zweck werden Korrelations-gleichungen entwickelt, die darauf beruhen, dass die einzelnen Einflussgrößen in dimensionslosen Kennzahlen mittels eines Potenzansatzes zusammengefasst und die Beeinflussung der Zielgröße durch die Exponenten der Kennzahlen quantifiziert werden kann. Die Bestimmung der Exponenten erfolgt dabei nicht simultan, sondern individuell für die einzelnen dimensionslosen Kennzahlen, durch Konstanthaltung der weiteren Kennzahlen.

Der Strukturierung der vorangegangenen Kapitel folgend wird die Modellierung des Betriebsverhaltens des Naturumlaufverdampfers in die Beschreibung der Fluiddynamik und der Wärmeübertragung unterteilt. Als Zielgrößen zur Quantifizierung der Fluid-dynamik wird die Reynolds-Zahl Re gewählt, während die Wärmeübertragung durch die Nusselt-Zahl Nu beschrieben wird. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass Re und Nu vorrangig dazu dienen, die Umlaufgeschwindigkeit beziehungsweise den Wärme-übertragungskoeffizienten in ihrer dimensionslosen Form darzustellen. Um die Beein-flussung von Re und Nu durch die Zugabe des Tensids vollumfänglich zu charakte-risieren, müssten neben der Umlaufgeschwindigkeit auch die anderen Einflussgrößen von Re und Nu, also die dynamische Viskosität, die Wärmeleitfähigkeit und die Dichte des Stoffsystems sowie der Innendurchmesser des Verdampferrohrs variiert werden. Die systematische Variation dieser Versuchsparameter übersteigt jedoch den Untersuchungs-rahmen der vorliegenden Arbeit. Die Einordnung der nachfolgenden Ergebnisse bezüglich der Beeinflussung von Re und Nu muss daher im Kontext der durchgeführten experi-mentellen Versuchsreihen erfolgen.

5.1 Beschreibung der Fluiddynamik

Eine entscheidende fluiddynamische Kenngröße zur Beschreibung des Betriebsverhaltens des Naturumlaufverdampfers ist die Umlaufgeschwindigkeit w_{zir}. In dimensionsloser Form kann w_{zir} durch die Reynolds-Zahl abgebildet werden. Nachfolgend wird die Entwicklung einer Korrelationsgleichung zur Beschreibung der Reynolds-Zahl basierend auf den experimentellen Ergebnissen der vorliegenden Arbeit vorgestellt und diese anschließend mit einer aus der Literatur bekannten Korrelationsgleichung (Ali, Alam, 1992) ver-glichen.

5.1.1 Entwicklung einer Korrelation zur Vorhersage der Umlaufgeschwindigkeit

Aufbauend auf den vorangehend dargestellten Erkenntnissen konnten die treibenden Temperaturdifferenz ΔT_{glo}, der scheinbare Füllstand h^* sowie der Betriebsdruck p und der Tensidanteil ξ als entscheidende Parameter bezüglich der Beeinflussung der Umlauf-

geschwindigkeit identifiziert werden. Der scheinbare Füllstand ist per Definition eine dimensionslose Größe und die treibende Temperaturdifferenz wird durch die Jakob-Zahl (vgl. Abbildung 41) abgebildet. Der Einfluss des Tensids auf die Umlaufgeschwindigkeit wird mittels der Änderung der Oberflächenspannung σ quantifiziert und zusammen mit dem Betriebsdruck p durch die in Gleichung (81) dargestellte dimensionslosen Kennzahl π zusammengefasst. Während sich die Reduzierung der Oberflächenspannung positiv auf die Umlaufgeschwindigkeit auswirkt, führt die Erniedrigung des Betriebsdruckes zu einer Reduzierung von w_{zir}. In gleicher Form wie der Betriebsdruck wirkt sich auch die Verringerung des Innendurchmessers des Verdampferrohrs d_i aus, da eine Reduzierung des Rohrquerschnittes zu einer Erhöhung des Reibungsdruckverlustes führt. Physikalisch betrachtet spiegelt π den Einfluss der Oberflächenspannung und des Betriebsdruckes auf die Blasenbildung und damit auf die Triebkraft für die Naturumlaufverdampfung wider. Dabei führt eine Reduzierung von σ sowie eine Erhöhung von p zu einer erleichterten Blasenbildung (vgl. Abschnitt 2.2.4). Folglich ist eine reziproke Abhängigkeit zwischen π und Re zu erwarten.

$$\pi = \frac{\sigma}{p \cdot d_i} \qquad (81)$$

Die Abhängigkeit der Reynolds-Zahl von den dimensionslosen Kennzahlen Ja, h^* und π innerhalb des untersuchten Parameterbereichs wird in Abbildung 41 dargestellt.

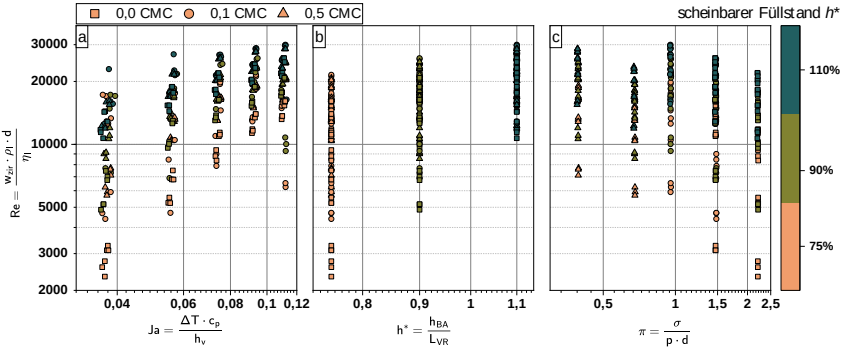


Abbildung 41: Abhängigkeit der Reynolds-Zahl von der Jakob-Zahl Ja, des scheinbaren Füllstandes h und der dimensionslosen Kennzahl zur Beschreibung des Einflusses des Tensids π*

Abbildung 41 zeigt die Gesamtheit der experimentell erhobenen Versuchsdaten. Zur Veranschaulichung der eingestellten Versuchsparameter ist der scheinbare Füllstand durch die Farbskala am rechten Rand gekennzeichnet, der Tensidanteil ξ wird durch die unterschiedlichen Symbole dargestellt. Der Verlauf der Reynolds-Zahl in Abhängigkeit der dargestellten dimensionslosen Kennzahlen bestätigt qualitativ die erwarteten Zusammenhänge. Während Re mit steigender Jakob-Zahl und steigendem scheinbaren Füllstand zunimmt, führt eine Erhöhung von π zu einer Reduzierung von Re.

Dass Zusammenfassen der verschiedenen Einflussfaktoren in einer Gleichung zur Beschreibung der Reynolds-Zahl erfolgt mittels eines Potenzansatzes, sodass die Beeinflussung der Reynolds-Zahl durch die dimensionslosen Kennzahlen anhand deren Exponenten quantifiziert wird. Die Ermittlung der Exponenten und deren Anwendungsbereich wird exemplarisch in Abbildung 42 und Abbildung 43 dargestellt. In doppelt logarith-mischer

Auftragung entspricht der Exponent der dimensionslosen Kennzahl der Steigung des Verlaufs. Folglich ist der Anwendungsbereich der Exponenten dadurch definiert, dass sich die Abhängigkeit der Reynolds-Zahl von der jeweiligen dimensionslosen Kennzahl in doppelt logarithmischer Darstellung durch einen linearen Verlauf respektive eine konstante Steigung beschreiben lässt. Dieser Zusammenhang kann nur visuell abgebildet werden, wenn alle anderen Einflussfaktoren konstant gehalten werden. Der Verlauf der Reynolds-Zahl in Abhängigkeit der Jakob-Zahl und des scheinbaren Füllstandes ist in Abbildung 42 dargestellt. Die Steigung der dargestellten linearen Verläufe entspricht dabei dem Mittelwert aller bestimmten Ausgleichsgeraden und bildet damit den mittleren Exponenten der jeweiligen Kennzahl ab.

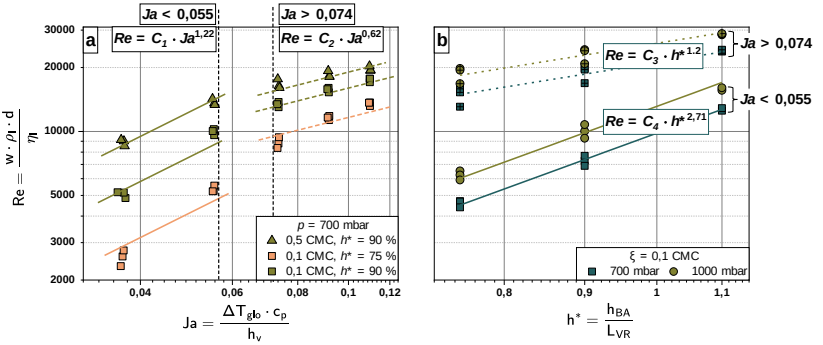


Abbildung 42: Abhängigkeit der Reynolds-Zahl von der Jacob-Zahl Ja und dem scheinbaren Füllstand h für ausgewählte Betriebsbereiche*

Der linke Graph in Abbildung 42 zeigt den Verlauf der Reynolds-Zahl in Abhängigkeit der Jakob-Zahl bei einem Betriebsdruck von 700 mbar, einem Tensidanteil zwischen 0,1 CMC und 0,5 CMC sowie scheinbaren Füllständen zwischen 75 % und 90 %. Die Variation der Jakob-Zahl in einem Bereich zwischen 0,03 und 1,11 resultiert aus der schrittweisen Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz von 20 K auf 60 K. Es wird deutlich, dass sich der Anstieg der Reynolds-Zahl mit steigender Jakob-Zahl unabhängig von den Betriebsbedingungen nicht durch einen linearen Verlauf beschreiben lässt. Im Bereich kleiner treibender Temperaturdifferenzen und entsprechend kleiner Jakob-Zahlen ist die Steigung größer als im Bereich hoher ΔT_{glo} und *Ja*. Abbildung 42 a entspricht der dimensionslosen Darstellungsform der Umlaufgeschwindigkeit in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz, wie sie von (Arneth, Stichlmair, 2001) im Detail erläutert wurde. Zusammenfassend lassen sich die Erkenntnisse von (Arneth, Stichlmair, 2001) wie folgt darstellen. Im Bereich kleiner ΔT_{glo} nimmt die Umlaufgeschwindigkeit aufgrund des ansteigenden Dampfmassenstroms und der daraus resultierenden Dichte-differenz stark zu. Bei Erhöhung von ΔT_{glo} dominiert der Einfluss des erhöhten zwei-phasigen Druckverlustes. Dadurch wird die Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit reduziert, bis die maximale Umlaufgeschwindigkeit erreicht ist und die weitere Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz einen Abfall der Umlaufgeschwindigkeit zur Folge hat. Der Einfluss der Jakob-Zahl auf die Reynolds-Zahl ist daher stark von der treibenden Temperaturdifferenz abhängig. Während bei kleinen ΔT_{glo} ein hoher positiver Exponent erwartet wird, ändert sich das Vorzeichen des Exponenten nach Erreichen der maximalen Umlaufgeschwindigkeit und die Abhängigkeit der Reynolds-Zahl von der Jacobs-Zahl wird durch einen negativen

Exponenten beschrieben. Die Verläufe der Reynolds-Zahl in Abbildung 42 zeigen, dass sich der experimentell untersuchte Bereich der Jakob-Zahl im Übergangsbereich zwischen den zwei zu erwartenden Exponenten und damit den unterschiedlichen Abhängigkeiten zwischen *Re* und *Ja* befindet. Eine allgemeingültige Differenzierung zwischen den verschiedenen Einflussbereichen erfordert einen wesentlich größeren Variationsbereich der Jakob-Zahl als im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde. Die in Abbildung 42 gezeigten zwei Anwendungsbereiche der Expo-nenten entsprechen dementsprechend nur einer ersten Annäherung hinsichtlich der Quantifizierung der Abhängigkeit des Exponenten der Jakob-Zahl von der treibenden Temperaturdifferenz. Die Grenzen bezüglich der *Ja* wurden dabei so gewählt, dass für den Einflussbereich bei kleinen ΔT_{glo} der größtmögliche Exponent erhalten wird, um so den starken Einfluss des entstehenden Dampfmassenstroms auf die Umlaufgeschwin-digkeit im Bereich kleiner treibender Temperaturdifferenzen abzubilden. Im Bereich $Ja < 0{,}055$ wird ein mittlerer Exponent von 1,22 berechnet und so die ausgeprägte Beeinflussung der Reynolds-Zahl von der Jakob-Zahl dargestellt. Durch Erhöhung der Jakob-Zahl nimmt deren Einfluss auf *Re* ab und der mittlere Exponent sinkt auf 0,62. Der Bereich $0{,}055 < Ja < 0{,}074$ lässt sich durch diesen Ansatz auf Grundlage der zur Verfügung stehenden Datenbasis nicht mathematisch beschreiben. Grund hierfür ist die Unstetigkeit der Exponenten, die sich in den Punkten $Ja = 0{,}055$ beziehungsweise $Ja = 0{,}074$ ergäbe, wenn sich der Gültigkeitsbereich der beiden Ausgleichsgeraden überschneiden würde. Die Aufteilung des untersuchten Einflussbereichs in zwei Anwendungsbereiche reduziert die Anzahl der Messpunkte, die für die lineare Anpassung verwendet werden können, von fünf auf drei für $Ja > 0{,}074$ und auf zwei für $Ja < 0{,}055$. Dadurch steigt die Unsicherheit bei der Bestimmung der zugehörigen Exponenten.

In Abbildung 42 b wird die Abhängigkeit der Reynolds-Zahl vom scheinbaren Füllstand für Betriebsdrücke von 700 mbar und 1.000 mbar und einem Tensidanteil von 0,1 CMC dargestellt. Die zwei Verläufe in der oberen Hälfte des Diagramms stehen exemplarisch für den Bereich $Ja > 0{,}074$, während die unteren beiden Verläufe die Abhängigkeit der Reynolds-Zahl vom scheinbaren Füllstand bei $Ja < 0{,}055$ abbilden. Unabhängig vom Bereich der Jakob-Zahl lassen sich die Verläufe innerhalb des untersuchten Bereichs des scheinbaren Füllstandes durchgehend durch ein Potenzgesetz beschreiben. Der Bereich der Jakob-Zahl nimmt Einfluss auf die Steigung der Verläufe und damit auf den Betrag des Exponenten des scheinbaren Füllstandes. Der Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf die Reynolds-Zahl basiert auf der hydrostatischen Triebkraft des Naturumlaufs (vgl. Abschnitt 2.1.2), deren Wirkung durch den entgegengesetzt wirkenden zweiphasigen Druckverlust im Bereich höherer treibender Temperaturdifferenzen abgeschwächt wird. Folglich sinkt der Einfluss des scheinbaren Füllstandes und damit der mittlere Exponent des scheinbaren Füllstandes von 2,71 bei $Ja < 0{,}055$ auf 1,20 bei $Ja > 0{,}074$.

Sowohl der Exponent der Jakob-Zahl als auch der Exponent des scheinbaren Füllstandes werden durch den Wechsel des Gültigkeitsbereichs von $Ja < 0{,}055$ zu $Ja > 0{,}074$ annähernd halbiert. Der Einfluss des zweiphasigen Druckverlustes wirkt sich folglich gleichermaßen auf *Ja* und *h** aus. Die Betrachtung des Anwendungsbereichs der Expo-nenten von *Ja* und *h** verdeutlicht, dass die Umlaufgeschwindigkeit während der Natur-umlaufverdampfung durch den auftretenden zweiphasigen Druckverlust beeinflusst wird, dieser Einflussfaktor allerdings nicht durch die gewählten dimensionslosen Kennzahlen abgebildet wird. Der zweiphasige Druckverlust ist stark von dem entstehenden Dampf-massenströmungsanteil abhängig, welcher sich wiederum aus den Wechselwirkungen zwischen Wärmeübertragung und

Fluiddynamik ergibt und a priori nicht bekannt ist. Im Rahmen des hier gewählten Ansatzes der Modellierung der Reynolds-Zahl mittels dimensionsloser Kennzahlen wird der sich verändernde Einfluss des zweiphasigen Druck-verlustes somit über die Definition der Anwendungsbereiche berücksichtigt.

Die Beeinflussung der Umlaufgeschwindigkeit durch die Zugabe des Tensids SAS wurde bereits detailliert in Kapitel 4.3.1 beschrieben. Die Steigerung der Umlaufgeschwin-digkeit durch die Anwesenheit des Tensids ist von den jeweiligen Betriebsbedingungen abhängig und steigt nicht durchgehend mit dem Tensidanteil an. Allen Versuchspunkten gemein ist, dass die Tensidzugabe zu einer Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit gegenüber der Umlaufgeschwindigkeit von reinem Wasser führt. Quantifiziert wird diese Steigerung durch die Differenz Δw_{zir} (vgl. Gl. (61)). Um einen Überblick über den Einfluss des Tensidanteils ξ auf Δw_{zir} bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen zu geben, ist in Tabelle 2 aufgelistet, bei welchen Betriebsparametern der kleinere bezieh-ungsweise der höhere Tensidanteil zur maximalen Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit führt.

Tabelle 2: Übersicht über den Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Tensidanteil, der die größte Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit bewirkt

h^*	$p = 700$ mbar		$p = 1.000$ mbar
	$\Delta T_{glo} \leq 40$ K	$\Delta T_{glo} \geq 50$ K	
75 %	$\xi = 0{,}5$ CMC	$\xi = 0{,}5$ CMC	$\xi = 0{,}5$ CMC
90 %	$\xi = 0{,}5$ CMC	$\xi = 0{,}1$ CMC	$\xi = 0{,}5$ CMC
110 %	$\xi = 0{,}1$ CMC	$\xi = 0{,}1$ CMC	$\xi = 0{,}1$ CMC

Die tabellarische Übersicht veranschaulicht, dass sich der höhere Tensidanteil bei $h^* = 75$ % stärker auf die Umlaufgeschwindigkeit auswirkt, während bei $h^* = 110$ % der geschwindigkeitserhöhende Einfluss des geringeren Tensidanteils überwiegt. Bei dem mittleren scheinbaren Füllstand von 90 % führt $\xi = 0{,}5$ CMC zu den höchsten Werten von Δw_{zir} mit Ausnahme der Betriebspunkte bei $p = 700$ mbar und $\Delta T_{glo} \geq 50$ K. Inwieweit sich diese Abhängigkeit der Differenz Δw_{zir} von den Betriebsbedingungen auf das Verhältnis zwischen der dimensionslosen Einflussgröße π und der Reynolds-Zahl auswirkt, wird in Abbildung 43 dargestellt.

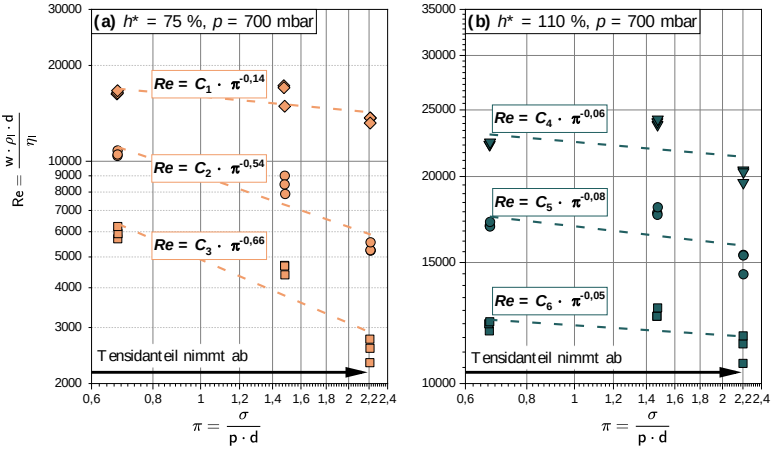


Abbildung 43: Abhängigkeit der Reynolds-Zahl von der dimensionslosen Kennzahl zur Beschrei-bung des Einflusses des Tensids π für ausgewählte Betriebsbereiche

Auf der linken Seite der Abbildung 43 (a) ist die Abhängigkeit der Reynolds-Zahl von der dimensionslosen Kennzahl π exemplarisch für den Betriebsbereich dargestellt, innerhalb dessen der hohe Tensidanteil zu den maximalen Werten von Δw_{zir} führt. Die drei dargestellten Verläufe zeigen die experimentellen Daten sowie deren lineare An-passung für treibende Temperaturdifferenzen von 20 K, 30 K und 60 K. Der Vergleich der Steigung der linearen Verläufe verdeutlich, dass der Einfluss von π auf *Re* mit steigender treibender Temperaturdifferenz abnimmt. Das gleiche Ergebnis, d. h. ein Maximum der Differenz Δw_{zir} bei kleinen ΔT_{glo} für einen scheinbaren Füllstand von 75 %, wurde bereits in Kapitel 4.3.1 (vgl. Abbildung 33) vorgestellt. Weiterhin geht aus Abbildung 43 a hervor, dass *Re* bei einem Tensidanteil von 0,1 CMC ($\pi = 1{,}48$) durch die lineare Anpassung systematisch unterschätzt wird. Durch die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes auf 110 % (Abbildung 43 b) wird dieser Trend dadurch verstärkt, dass die höchsten, experimentell bestimmten Reynolds-Zahlen bei $\xi =$ 0,1 CMC auftreten und dementsprechend die Erhöhung des Tensidanteils auf 0,5 CMC zu einem Abfall der Reynolds-Zahl führt. Als Folge dieser Abhängigkeit der Reynolds-Zahl von π wird die Steigung der Verläufe bei $h^* = 110$ % gegenüber der Steigung bei $h^* = 75$ % deutlich reduziert. Die systematische Unterschätzung der Reynolds-Zahl bei einem Tensidanteil von 0,1 CMC, die unabhängig von den Betriebsbedingungen auftritt, zeigt, dass die Beeinflussung der Umlaufgeschwindigkeit durch den Tensidanteil von weiteren, unbekannten Einflussfaktoren bestimmt wird. Die experimentellen Ergebnisse lassen vermuten, dass es einen von den Betriebsbedingungen abhängigen Tensidanteil gibt, der zu einer maximalen Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit führt. Um diesen von den Betriebsbedingungen abhängigen Tensidanteil und damit die unterschiedlichen Einflussbereiche von π zu bestimmen, ist allerdings ein deutlich größerer Variations-bereich des Tensidanteils erforderlich. Darüber hinaus sollte in weiterführenden Arbeiten untersucht werden, welcher Tensidanteil den Betrieb des Naturumlaufverdampfers tatsächlich positiv beeinflusst. Es ist davon auszugehen, dass in diesem Zusammenhang nicht eine maximale Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit, sondern vielmehr eine Stabili-sierung des Umlaufstroms im unteren Betriebsbereich anzustreben ist.

Insgesamt konnte gezeigt werden, dass die Zugabe des Tensids für alle untersuchten Betriebspunkte zu positiven relativen Verstärkungsfaktoren und daher zu einer Stei-gerung der Umlaufgeschwindigkeit gegenüber den Versuchen mit reinem Wasser führt. In einem ersten Schritt kann dieser integrale Zusammenhang in die Beschreibung der Reynolds-Zahl mit aufgenommen werden, indem der mittlere Exponent von π trotz der auftretenden Abweichungen für unterschiedliche Betriebsbedingungen in die Korrela-tionsgleichung integriert wird. Durch das Zusammenführen der neu entwickelten Kenn-zahl π und den dimensionslosen Einflussgrößen *Ja* und *h** ergeben sich im experimentell untersuchten Bereich die finalen Korrelationsgleichungen zur Beschreibung der Reynolds-Zahl zu:

$$\mathrm{Re} = \begin{cases} 2{,}1 \cdot (\mathrm{Ja})^{1{,}22} \cdot \left(h^*\right)^{2{,}71} \cdot (\pi)^{-0{,}21}; & \mathrm{Ja} < 0{,}055 \\ 438{,}8 \cdot (\mathrm{Ja})^{0{,}57} \cdot \left(h^*\right)^{1{,}17} \cdot (\pi)^{-0{,}21}; & \mathrm{Ja} > 0{,}074 \end{cases} \qquad (82)$$

Mit welcher Genauigkeit Gleichung (82) die experimentellen Daten beschreibt und welchen Einfluss das Hinzufügen der neuen Kennzahl π auf die Vorhersage der Daten hat, wird in Abbildung 44 veranschaulicht. Die linke Graphik der Abbildung 44 zeigt dabei das Paritätsdiagramm zwischen den experimentellen Daten und der Korrelations-gleichung ohne Berücksichtigung des Einflusses des Tensids auf die Umlaufgeschwin-digkeit. Während sich die Daten bei Reynolds-Zahlen oberhalb von 15.000 innerhalb des Bereichs mit einer maximalen Abweichung von ± 25 % befinden, führt die Reduzierung der Reynolds-Zahl zu einer vergrößerten Streuung der Daten. Die mittlere Abweichung zwischen den theoretisch und experimentell bestimmten Reynolds-Zahlen beläuft sich auf 21 %. Außerdem lässt sich anhand der Symbole erkennen, dass die Reynolds-Zahlen für die Tensidlösung durch die Korrelationsgleichung unterschätzt und für reines Wasser überschätzt werden. Durch die Integration des Tensideinflusses mittels der Berücksich-tigung von π in der Korrelationsgleichung (vgl. Abbildung 44 b), wird die Streuung der Messdaten über den gesamten Reynolds-Zahlen Bereich reduziert.

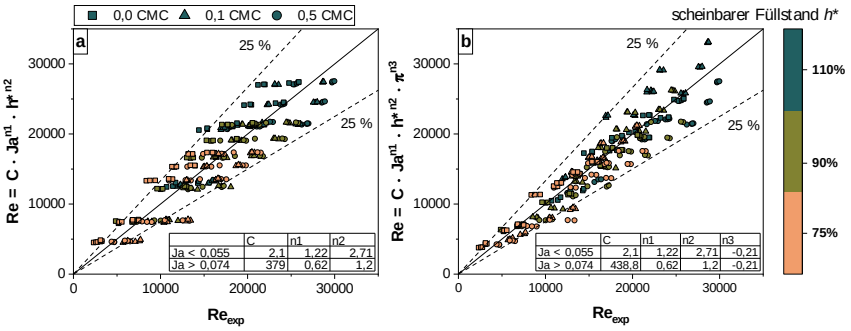


Abbildung 44: Paritätsdiagramme der entwickelten Korrelation zur Beschreibung der Reynolds-Zahl ohne (a) und mit (b) Berücksichtigung des Einflusses des Tensids

Werden die Exponenten der verschiedenen dimensionslosen Kennzahlen verglichen, so ergibt sich nach Gleichung (82) eine klare Rangfolge bezüglich der Beeinflussung der Reynolds-Zahl. Der höchste betragsmäßige Exponent und damit auch die stärkste Beeinflussung der Reynolds-Zahl tritt unabhängig vom Bereich der Jakob-Zahl beim scheinbaren Füllstand auf. Danach folgt der Exponent beziehungsweise der Einfluss der Jakob-Zahl auf die Reynolds-

Zahl. Die Auswirkungen einer Änderung von π fallen mit einem Exponenten von -0,21 im Verhältnis zu den anderen Einflussgrößen am geringsten aus. Dennoch zeigt der Vergleich der zwei Paritätsdiagramme in Abbildung 44, dass die Ergänzung der Korrelationsgleichung um den Einflussfaktor π die Genauigkeit der Vorhersage der experimentellen Daten erhöht. Quantifiziert wird dieser Einfluss durch die mittlere Abweichung zwischen der Korrelationsgleichung und den experimentellen Daten, welche durch die Aufnahme von π auf 16 % reduziert wird. Inwiefern die Expo-nenten der dimensionslosen Einflussgrößen die Erkenntnisse aus der Literatur wider-spiegeln, wird im nachfolgenden Kapitel beleuchtet.

5.1.2 Vergleich der entwickelten Korrelation mit dem Ansatz nach (Ali, Alam, 1992)

Im Gegensatz zur Beschreibung der Wärmeübertragung findet sich in der Literatur nur eine geringe Anzahl von Korrelationsgleichungen, die zur Vorhersage der Reynolds-Zahl während der Naturumlaufverdampfung herangezogen werden können. Ursächlich hierfür ist die Tatsache, dass die Umlaufgeschwindigkeit in den meistens Anwendungsfällen eingestellt werden kann und sich nicht wie bei der Naturumlaufverdampfung durch die Wechselwirkungen zwischen Verdampfungsintensität und zweiphasigen Druckverlust einstellt. Gleichzeitig ist es aber genau dieses Zusammenspiel zwischen Wärmeüber-tragung und Fluiddynamik, die die Vorhersage der Reynolds-Zahl erforderlich macht, beispielsweise um einen stabilen Betrieb des Verdampfers sicherzustellen. Eine Korrela-tionsgleichung, die explizit zur Beschreibung der Reynolds-Zahl während der Naturum-laufverdampfung entwickelt wurde, ist der Ansatz nach (Ali, Alam, 1992) in Gleichung (83).

$$\mathrm{Re} = 1{,}17 \cdot (\mathrm{Pe_b})^{0{,}96} \cdot (\mathrm{K_{sub}})^{-0{,}24} \cdot \left(\mathrm{h^*}\right)^{1{,}2} \qquad (83)$$

Neben dem scheinbaren Füllstand basiert diese Korrelation auf der modifizierten Peclet-Zahl für Verdampfungsvorgänge Pe_b und der dimensionslosen Kennzahl K_{sub}, welche die Unterkühlung der Flüssigkeit am Zulauf des Verdampferrohrs im Bezug zur lokalen Siedetemperatur beschreibt. Die Peclet-Zahl stellt das Pendant zu der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Jakob-Zahl dar. Ein Unterschied zwischen den beiden Kenn-zahlen besteht darin, dass Pe_b auf der Wärmestromdichte beruht, während Ja durch die treibende Temperaturdifferenz definiert wird. Zurückzuführen ist die Verwendung von Pe_b auf die von (Ali, Alam, 1992) eingesetzte Verdampferanlage, welche elektrisch beheizt wurde, wodurch eine konstante Wärmestromdichte angenommen werden konnte. Vor dem Vergleich zwischen der Korrelationsgleichung nach (Ali, Alam, 1992) und Gleichung (82) wird der Einfluss von Pe_b und K_{sub} auf die Reynolds-Zahl in Abbildung 45 anhand der eigenen Messdaten dargestellt.

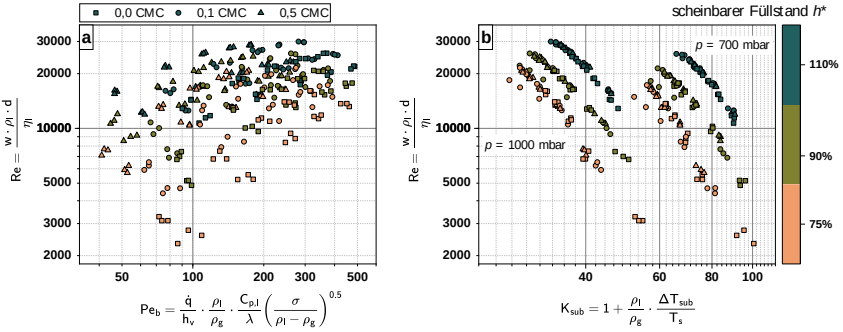


Abbildung 45: Übersicht über die Abhängigkeit der Reynolds-Zahl von der Peclet-Zahl für Verdampfungsvorgänge Pe_b und der Unterkühlungszahl K_{sub} nach (Ali, Alam, 1992)

Ähnlich wie die Erhöhung der Jakob-Zahl führt auch die Steigerung von Pe_b zu einer erhöhten Reynolds-Zahl. Im Vergleich zur Jakob-Zahl beinhaltet Pe_b allerdings neben der Wärmestromdichte $\dot{q}$ auch die Wurzel aus der Oberflächenspannung σ im Zähler des Quotienten (vgl. Abbildung 45 a). Demnach müsste eine Erhöhung von σ mit dem Anstieg von Re einhergehen. Da sich allerdings gezeigt hat, dass die Zugabe des Tensids, quantifiziert durch die Reduzierung der Oberflächenspannung, einen positiven Einfluss auf die Umlaufgeschwindigkeit ausübt, wird die Anwendbarkeit von Pe_b für die vorliegenden experimentellen Versuchsdaten eingeschränkt. Inwiefern sich der Effekt der Oberflächenspannung auf den Exponenten der Pelcet-Zahl auswirkt, wird nachfolgend näher erläutert.

Die Unterkühlungszahl K_{sub} wird über das Produkt aus dem Dichteverhältnis $\rho_f \cdot \rho_d^{-1}$ und der dimensionslosen Unterkühlung der Flüssigkeit am Zulauf des Verdampferrohrs bestimmt. Innerhalb der durchgeführten Versuchsreihe ist die Dichtedifferenz ausschließ-lich vom Betriebsdruck abhängig, sodass die in Abbildung 45 b abgrenzten Bereiche dem Betriebsdruck $p = 700$ mbar und $p = 1.000$ mbar zugeordnet werden können. Weiterhin zeigt sich erwartungsgemäß ein Anstieg von K_{sub} durch die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes. Insgesamt führt eine Steigerung von K_{sub} zu einer Reduzierung der Reynolds-Zahl. Zurückführen lässt sich dieser Zusammenhang auf die Verlängerung der einphasigen Aufheizzone, welche wiederum die Triebkraft für den Naturumlauf durch die Reduzierung des Dampfmassenanteils hemmt und die Umlaufgeschwindigkeit abschwächt.

Die in Gleichung (83) verwendeten dimensionslosen Kennzahlen beruhen auf Variablen, die innerhalb der durchgeführten experimentellen Versuchsreihen nicht separat eingestellt werden können. Aus diesem Grund ist es nicht möglich, die Exponenten der dimensions-losen Kennzahlen unabhängig voneinander zu bestimmen. Anstatt dessen erfolgt die Anpassung der Exponenten an die vorliegenden experimentellen Daten gemeinsam für den vollständigen Datensatz und die Kennzahlen Pe_b, h^* und K_{sub}. In Abbildung 46 wird die Korrelationsgleichung nach (Ali, Alam, 1992) (links) der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Korrelationsgleichung zur Beschreibung der Reynolds-Zahl (vgl. Gl. (82)) (rechts) gegenübergestellt.

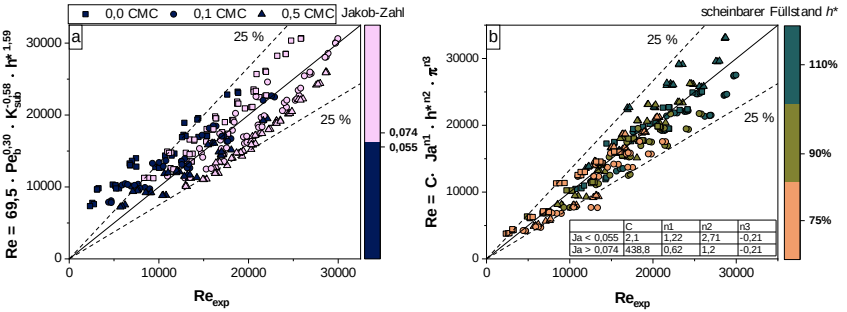


Abbildung 46: Paritätsdiagramme der Korrelation nach (Ali, Alam, 1992) (a) und dem in dieser Arbeit entwickelten Ansatz (b) zur Beschreibung der Reynolds-Zahl

Während sich die experimentellen Daten im Bereich $Re \geq 15.000$ mit einer Unsicherheit von ± 25 % durch die Korrelationsgleichung nach (Ali, Alam, 1992) beschreiben lassen, tritt bei kleineren Reynolds-Zahlen eine deutliche Überschätzung der Werte durch das Modell auf. Die farbige Darstellung der zwei Bereiche der Jakob-Zahl lässt einen Trend in den experimentellen Daten erkennen, der durch das Modell nicht abgebildet wird. Diese Abweichungen resultieren aus der im Zusammenhang mit Abbildung 42 disku-tierten Abhängigkeit der Anwendungsbereiche der Exponenten der Jakob-Zahl und des scheinbaren Füllstandes. Diese Unterteilung der Exponenten wurde in (Ali, Alam, 1992) nicht vorgenommen, wodurch sich die Abweichungen im Paritätsdiagramm erklären lassen. Weiterhin wird deutlich, dass das Modell aus der Literatur den Einfluss des Tensids auf die Reynolds-Zahl nicht berücksichtigt. Dies äußert sich dadurch, dass die Versuchspunkte mit einem Tensidanteil von 0,1 CMC und 0,5 CMC tendenziell unter-halb der Winkelhalbierenden liegen, während die Versuchsdaten von reinem Wasser oberhalb der Diagonalen liegen. Im Vergleich zu der Gegenüberstellung der eigenen Korrelationsgleichung mit und ohne Berücksichtigung von π (vgl. Abbildung 44) wirkt sich die Vernachlässigung des Einflusses des Tensids in der Korrelationsgleichung nach (Ali, Alam, 1992) weniger stark auf die Streuung der Daten aus. Hierbei muss allerdings berücksichtigt werden, dass sich die Korrelationsgleichung, die in Abbildung 44 a dar-gestellt wird, ausschließlich aus dem Einfluss der Jakob-Zahl und des scheinbaren Füll-standes zusammensetzt. Im Gegensatz dazu beinhaltet die Gleichung nach (Ali, Alam, 1992) einen dritten Einflussfaktor (K_{sub}), wodurch die Anzahl an dimensionslosen Kenn-zahlen und Freiheitsgraden erhöht und damit der Einfluss jeder einzelnen Kennzahl redu-ziert wird.

Um den Einfluss der dimensionslosen Kennzahlen auf die Reynolds-Zahl zu vergleichen, sind deren Exponenten in Tabelle 3 gegenübergestellt. Dabei werden für die Korrelationsgleichung aus der Literatur sowohl die ursprünglichen Werte nach (Ali, Alam, 1992) als auch die an die vorliegenden experimentellen Daten angepassten Exponenten gezeigt. Dem gegenüber stehen die Werte der Exponenten des scheinbaren Füllstandes h^*, der Jakob-Zahl Ja und der entwickelten Kennzahl zur Beschreibung des Einflusses des Tensids π aus Gleichung (82).

Tabelle 3: Übersicht über die in Abbildung 46 dargestellten Korrelationsgleichungen anhand der verwendeten dimensionslosen Kennzahlen und deren Exponenten

Kennzahlen	Exponenten

	(Ali, Alam, 1992)		(Strodtmann 2024)
	original	angepasst	Ja < 0,055 / Ja > 0,074
$h^* = \frac{h_{BA}}{L_{VR}}$	1,2	1,4	2,71 / 1,2
$K_{sub}=1+\left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \cdot \frac{\Delta T_{sub}}{T_s}\right)$	-0,24	-0,53	--
$Pe_B=\frac{\dot{q}}{h_v} \cdot \frac{\rho_l}{\rho_g} \cdot \frac{c_{p,l}}{\lambda}\left(\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l-\rho_g)}\right)^{0,5}$	0,96	0,27	--
$Ja = \frac{\Delta T \cdot c_{p,l}}{h_v}$			1,22 / 0,62
$\pi = \frac{\sigma}{p \cdot di}$			-0,21

Der Vergleich zwischen den von (Ali, Alam, 1992) veröffentlichten Werten für die Exponenten von h^* und K_{sub} und den mittels der Anpassung an die vorliegenden experimentellen Daten bestimmten Exponenten zeigt eine vergleichbar starke Abhängigkeit der Reynolds-Zahl von den beiden dimensionslosen Kennzahlen auf. Dass die angepass-ten Exponenten von h^* und K_{sub} leicht oberhalb der Originalwerte liegen, kann auf die unterschiedliche Datenbasis zur Bestimmung der Exponenten zurückgeführt werden. Der Gültigkeitsbereich der Korrelationsgleichungen umfasst ausschließlich den Bereich, der durch die Variationsgrenzen der dimensionslosen Kennzahlen definiert wird. Sowohl h^* als auch K_{sub} wurden in der Vergleichsstudie aus der Literatur in einem deutlich größeren Parameterbereich variiert. Dadurch kann es zu leichten Abweichungen im Vergleich zu den Exponenten kommen, die auf Basis der vorliegenden experimentellen Messdaten bestimmt wurden. Außerdem kann davon ausgegangen werden, dass der Einfluss von K_{sub} durch die verwendete Geometrie des Verdampferrohrs beeinflusst wird. Die Länge des für die vorliegende Arbeit gewählten Verdampferrohrs beträgt lediglich 50 % des in der Literaturstudie verwendeten Verdampfers. Bei einem kurzen Verdampferrohr nimmt die Aufheizzone prozentual einen größeren Anteil an der Wärmeübertragungsfläche ein, wodurch der Einfluss von K_{sub} vermutlich verstärkt wird. Für einen Vergleich verschie-dener Naturumlaufverdampfern sollte daher in Betracht gezogen werden, die Geometrie des Wärmeübertragers, beispielsweise durch das Verhältnis von Durchmesser zu Länge des Verdampferrohrs, in die Korrelationsgleichung mit einzubeziehen.

Der Exponent des scheinbaren Füllstandes, welcher im Zusammenhang mit Gleichung (82) für den Bereich $Ja > 0{,}074$ bestimmt wurde, zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem Literaturwert. Da in der Vergleichsstudie weder für den Exponenten von Pe_b noch für den Exponenten von h^* unterschiedliche Anwendungsbereiche definiert wurden, wird davon ausgegangen, dass der Großteil der experimentellen Daten in einem Parameter-bereich vorlag, der entsprechend hohe Jakob-Zahlen abbildet.

Die deutlicheren Abweichungen zwischen dem angepassten und dem ursprünglichen Exponenten der Peclet-Zahl lassen sich auf die Oberflächenspannung im Nenner der dimensionslosen Kennzahl zurückführen. Wie in Kapitel 4.3 erörtert, führt im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Erhöhung von σ zu einer Erniedrigung von Re, während die

Erhöhung von $\dot{q}$ eine Steigerung von *Re* bewirkt. Diese entgegengesetzte Beeinflussung der Reynolds-Zahl bewirkt, dass der Einfluss der Peclet-Zahl und folglich deren Expo-nent reduziert wird, sobald Variationen der Oberflächenspannung betrachtet werden. Das Äquivalent zur Peclet-Zahl in der neu entwickelten Korrelationsgleichung ist die Jakob-Zahl. Mit Exponenten zwischen 0,63 und 1,12 umspannen diese den Wert des ursprünglichen Exponenten der Peclet-Zahl, wodurch ein ähnlicher Einfluss auf die Reynolds-Zahl ausgedrückt wird. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die entwickelte Korrelationsgleichung zur Beschreibung der Reynolds-Zahl während der Naturumlaufverdampfung (vgl. Gl. (82)) die experimentellen Versuchsdaten mit einer mittleren Unsicherheit von ± 16 % wiedergibt und die aus der Literatur bekannten Einflüsse sinnvoll abbildet. Um auch die Übertragbarkeit des Modells auf andere Naturumlaufverdampfer gewährleisten zu können, sollten in einem nächsten Schritt weiterführende Arbeiten an unterschiedlichen Verdampfergeometrien durchgeführt werden.

5.2 Beschreibung der Wärmeübertragung

Ein Großteil der Korrelationen zur allgemeinen Beschreibung der Wärmeübertragung während des Strömungssiedens basiert auf dimensionslosen Kennzahlen, wie der Reynolds-Zahl, die für die Naturumlaufverdampfung a priori nicht bekannt sind. Die in die Reynolds-Zahl einfließende Umlaufgeschwindigkeit ergibt sich aus den Wechselwir-kungen zwischen Wärmeübertragung und Fluiddynamik und muss daher iterativ bestimmt werden. Dem gegenüber steht eine sehr begrenzte Anzahl an Korrelations-gleichungen, die speziell für den Fall der Naturumlaufverdampfung und daher unab-hängig von *Re* entwickelt wurden. Um die beiden unterschiedlichen Ansätze zur Model-lierung der Wärmeübertragung im Naturumlaufverdampfer zu vergleichen, werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit die experimentellen Daten mittels der Korrelations-gleichungen aus Tabelle 4 modelliert. Darauf aufbauend wird eine Korrelationsgleichung entwickelt, welche ausschließlich auf bekannten Eingangsgrößen basiert und geeignet ist, den Einfluss der Anwesenheit des Tensids SAS auf den Wärmeübergang zu quantifizieren.

Tabelle 4: Verwendete Korrelationsgleichungen zur Beschreibung der integralen Wärme-übertragung im Naturumlaufverdampfer

	Korrelationsgleichung	**Ursprüngliches Anwendungsgebiet**
(Kirschbaum, 1955)	$Nu_K = C \cdot Ja \cdot S^{0,5} \cdot Z^{0,25}$ mit $C = \begin{cases} 0{,}370; h^* = 40\% \\ 0{,}236; h^* = 75\% \end{cases}$	Naturumlaufverdampfung
Chen	$Nu = \frac{\alpha_{ges} \cdot d}{\lambda}$ mit $\alpha_{ges} = F \cdot \alpha_K + S \cdot \alpha_{BS}$	Gesättigtes Strömungssieden

Für den Ansatz nach (Chen, 1966) kann der Vorfaktor *F* aufgrund des geringen Dampf-massenströmungsanteils zu eins gesetzt werden und *S* wird nach Gleichung (7) bestimmt. Der einphasige Wärmeübergangskoeffizient α_K wird basierend auf der Dittus-Boelter Korrelation (Gl. (84)) berechnet.

$$\alpha_K = 0{,}023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \cdot \frac{\lambda}{d_i} \qquad (84)$$

Für den Wärmeübergangskoeffizienten des Blasensiedens α_{BS} wird die in (Kind, Saito, 2019) angeführte Berechnungsgleichung herangezogen. Eine detaillierte Beschreibung der verschiedenen Eingangsgrößen sowie der Anwendung der Gleichung für den Fall der Naturumlaufverdampfung sind in (Lu, 2022) zu finden. Die dimensionslosen Kennzahlen nach (Kirschbaum, 1955) werden im nachfolgenden Kapitel näher erläutert.

5.2.1 Weiterentwicklung der Korrelation nach (Kirschbaum, 1955)

Zur Beschreibung der Wärmeübertragung während der Naturumlaufverdampfung entwi-ckelt (Kirschbaum, 1955) eine modifizierte Nusselt-Zahl Nu_K, welche sich aus dem Produkt aus Wärmeübergangskoeffizient α und Oberflächenspannung σ dividiert durch das Produkt aus Wärmeleitfähigkeit λ und Betriebsdruck p ergibt (vgl. Gl. (15)). Als entscheidende Einflussgrößen werden die Jakob-Zahl *Ja* sowie das Dichteverhältnis zwischen Dampf und

Flüssigphase *S* und das Verhältnis der dynamischen Viskosität des eingesetzten Stoffsystems und reinem Wasser *Z* identifiziert. Der Einfluss der dimensionslosen Kennzahlen auf die modifizierte Nusselt-Zahl für die im Rahmen dieser Arbeit erhobenen experimentellen Daten ist in Abbildung 47 dargestellt. Hierbei wurden die vorkommenden Stoffgrößen basierend auf der Sättigungstemperatur im Brüden-abscheider berechnet. Da im Gegensatz zu den von (Kirschbaum, 1955) untersuchten Stoffsystemen kein Unterschied in der Viskosität zwischen der Tensidlösung und reinem Wasser auftritt (vgl. Abbildung 51 im Anhang), wird auf die Darstellung von *Z* in Abbildung 47 verzichtet.

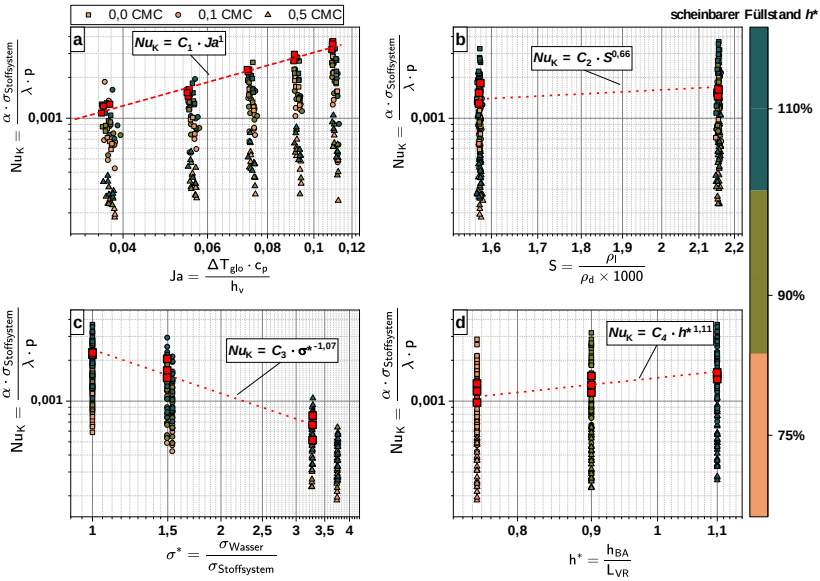


Abbildung 47: Abhängigkeit der modifizierten Nusselt-Zahl Nu_K nach (Kirschbaum, 1955) von der Jacob-Zahl Ja, dem Dichteverhältnis S, dem Verhältnis der Oberflächenspannung σ und dem scheinbaren Füllstand h**

Der Verlauf der modifizierten Nusselt-Zahl in Abhängigkeit der Jakob-Zahl wird maßgeblich durch die Variation der treibenden Temperaturdifferenz ΔT_{glo} bestimmt. Die fünf senkrechten Verläufe der Messdaten in Abbildung 47 a entsprechen den fünf eingestellten treibenden Temperaturdifferenzen im Bereich $20\ K \leq \Delta T_{glo} \leq 60\ K$. Die indirekte Variation der Stoffdaten c_p und Δh_v durch die Variation des Betriebsdruckes hat gegenüber der Änderung der treibenden Temperaturdifferenz einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf *Ja*. Durch die doppelt-logarithmische Skala ergibt sich bei Konstanthaltung der anderen dimensionslosen Kennzahlen ein linearer Zusammenhang zwischen Nu_K und *Ja*. In Abbildung 47 a ist dieser Verlauf exemplarisch für reines Wasser, einen scheinbaren Füllstand von 110 % und einen Betriebsdruck von 700 mbar dargestellt. Der Exponent der Jakob-Zahl wird durch die Steigung der linearen Verläufe bei den unterschiedlichen Betriebsbedingungen definiert. In den Korrelationsgleichungen werden die Mittelwerte aus mindestens neun zufällig ausgewählten Betriebspunkten und den zugehörigen Steigungen der linearen Verläufe als

Exponenten angegeben. Das Dichteverhältnis S wird indirekt über den eingestellten Betriebsdruck variiert, da durch eine Druckerhöhung auch die Dichte des Dampfes erhöht wird. Der kleinere Werte-bereich von S entspricht also dem höheren Betriebsdruck von 1.000 mbar. Im Gegensatz zu den Versuchsreihen von (Kirschbaum, 1955) wird nicht die Viskosität des Stoffsystems, sondern dessen Oberflächenspannung durch die Zugabe des Tensids variiert. In Abbildung 47 c zeigt sich eine deutliche Verringerung von Nu_K durch die Reduzierung der Oberflächenspannung des Stoffsystems. Hierbei ist allerdings zu beachten, dass sich die Oberflächenspannung des Stoffsystems auch in der Definition von Nu_K wiederfindet. Eine Reduktion von $\sigma_{Stoffsystem}$ führt daher zwangsläufig zu einer Abnahme von Nu_K. Inwiefern die Reduzierung der Oberflächenspannung den Wärme-übergangskoeffizienten direkt beeinflusst, ist in dieser Darstellungsform somit nur schwer zu erkennen und wird nachfolgend im Zusammenhang mit der entwickelten Korrelationsgleichung diskutiert. Der Einfluss des scheinbaren Füllstandes auf die modifizierte Nusselt-Zahl wird nach (Kirschbaum, 1955) nicht direkt betrachtet, sondern durch die Variation der Konstante der Korrelationsgleichung berücksichtigt. Da der scheinbare Füllstand bereits dimensionslos vorliegt, wird dieser Einflussfaktor im Rahmen der vorliegenden Arbeit als dimensionslose Kennzahl in die Korrelationsgleichung mit aufgenommen. Abbildung 47 d zeigt, dass eine Erhöhung des scheinbaren Füllstandes zu einer leichten Steigerung von Nu_K führt. Erklärt wird dies durch die Steigerung der integralen Wärmeübertragung aufgrund der erhöhten Umlaufgeschwindigkeit.

Basierend auf den in Abbildung 47 dargestellten dimensionslosen Kennzahlen wird in Abbildung 48 die ursprüngliche Korrelationsgleichung nach (Kirschbaum, 1955) dem weiterentwickelten Ansatz, der zusätzlich σ^* und h^* enthält, gegenübergestellt. Die Bestimmung der Exponenten der dimensionslosen Kenngrößen erfolgte dabei für jede Kennzahl separat, indem die übrigen Kennzahlen konstant gehalten wurden.

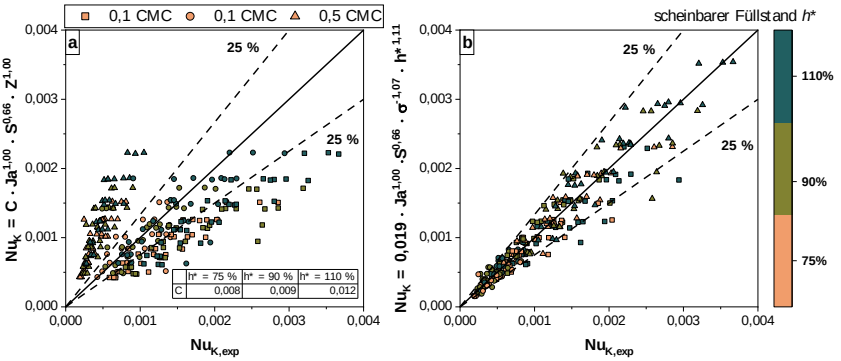


Abbildung 48: Paritätsdiagramme der ursprünglichen Korrelationsgleichung nach (Kirschbaum, 1955) (a) und dem in dieser Arbeit weiterentwickelten Ansatz zur Berücksichtigung des Einflusses der Oberflächenspannung auf die Wärmeübertragung (b)

Das Verhältnis zwischen der theoretisch berechneten Nusselt-Zahl Nu_K und der experimentell bestimmten Nusselt-Zahl Nu_{Kexp} wird in Abbildung 48 a durch ein Paritätsdiagramm dargestellt. Hierbei ist der jeweilige Tensidanteil durch die unterschiedlichen Symbole gekennzeichnet, während der scheinbare Füllstand anhand der Farbskala an der rechten Seite der Abbildung 48 zugeordnet werden kann. Da das Viskositätsverhältnis Z zwischen dem

Stoffsystem und reinem Wasser unabhängig vom Tensidanteil bei eins liegt, wird Nu_K ausschließlich durch die Jakob-Zahl und das Dichteverhältnis beeinflusst. Das Paritätsdiagramm zeigt, dass diese zwei dimensions-losen Kennzahlen allein die experimentellen Daten nicht ausreichend beschreiben. Die Variation des Tensidanteils führt zu einer starken Streuung der Messdaten um die Winkelhalbierende, wobei der hohe Tensidanteil zu einer Überschätzung und der niedrige Tensidanteil beziehungsweise reines Wasser zu einer Unterschätzung von Nu_K führt. Da die modifizierte Nusselt-Zahl Nu_K die Oberflächenspannung des Stoffsystems beinhaltet, diese aber in der Korrelationsgleichung unberücksichtigt bleibt, sinken die Werte der experimentell bestimmten Nusselt-Zahl mit steigendem Tensidanteil, wodurch sich der oben beschriebene Trend einstellt. Dieser Zusammenhang ist jedoch kein Anzeichen für eine direkte Beeinflussung der Wärmeübertragung, sondern leitet sich aus der Definition von Nu_K ab. Wird in der Korrelationsgleichung nach (Kirschbaum, 1955) die relative Viskosität Z durch die relative Oberflächenspannung σ^* ersetzt und der scheinbare Füllstand als dimensionslose Kennzahl ergänzt, ergibt sich das Paritätsdiagramm in Abbildung 48 b. Mit wenigen Ausnahmen, die auf die Standardunsicherheit der experimentell bestimmten Wärmeübergangskoeffizienten zurückgeführt werden, be-schreibt die modifiziert Korrelationsgleichung die vorliegenden experimentellen Daten mit einer maximalen Unsicherheit von ± 25 %. Es erweist sich demzufolge als zielführend, den scheinbaren Füllstand h^* und das Verhältnis der Oberflächenspannung σ^* in die Korrelationsgleichung zu integrieren.

Um zu untersuchen, inwieweit sich die Korrelationsgleichungen bezüglich der Beein-flussung der Nusselt-Zahl durch die unterschiedlichen Einflussfaktoren unterscheiden, sind in Tabelle 5 die Exponenten der Originalgleichung nach (Kirschbaum, 1955) den an die vorliegenden experimentellen Daten angepassten Exponenten gegenübergestellt.

Tabelle 5: Übersicht über die in Abbildung 48 dargestellten Korrelationsgleichungen anhand der verwendeten dimensionslosen Kennzahlen und deren Exponenten

Kennzahlen	**Exponenten** (Kirschbaum, 1955)	
	original	modifiziert nach eigenen Daten
$Ja = \frac{\Delta T \cdot C_{p,l}}{h_v}$	1,00	1,00
$S = \frac{\rho_l}{\rho_d \cdot 1.000}$	0,50	0,66
$Z = \frac{\eta_{Wasser}}{\eta_{Stoffsystem}}$	0,25	--
$h^* = \frac{h_{BA}}{L_{VR}}$	--	1,11
$\sigma^* = \frac{\sigma_{Wasser}}{\sigma_{Stoffsystem}}$	--	-1,07

Für die Beurteilung der Sensitivität der Nusselt-Zahl und damit des integralen Wärmeübergangskoeffizienten gegenüber der jeweiligen dimensionslosen Kennzahl sind sowohl der Betrag als auch das Vorzeichen des zugehörigen Exponenten entscheidend. Der Vergleich der Exponenten in Tabelle 5 zeigt, dass der Einfluss von *Ja* und *S* auf die Nusselt-Zahl unabhängig von der Korrelationsgleichung durch sehr ähnliche Werte beschrieben wird. Diese Übereinstimmung der Exponenten verdeutlicht, dass die von (Kirschbaum, 1955)

vorgeschlagene Form der Korrelationsgleichung unabhängig von der verwendeten Verdampferanlage geeignet ist, um den Wärmeübergang während der Naturumlaufverdampfung zu beschreiben. Der Exponent des scheinbaren Füllstandes ist mit 1,11 der höchste auftretende Exponent der Korrelationsgleichung, weshalb diese Einflussgröße nicht vernachlässigt werden sollte. Hinsichtlich des Einflusses der Oberflächenspannung auf Nu_k muss bei der Einordnung des Exponenten von σ^* beachtet werden, dass die Oberflächenspannung des Stoffsystems sowohl auf der *y*-Achse als auch auf der *x*-Achse im Zähler auftritt. Folglich kompensieren sich die zugehörigen Exponenten, sodass sich der tatsächliche Exponent der Oberflächenspannung des Stoffsystems $\sigma_{Stoffsystem}$ zu 0,07 ergibt. Dieser Wert spiegelt das in Abbildung 32 ge-zeigte Ergebnis wider, dass die integrale Wärmeübertragung durch die Präsenz des Tensids nur leicht beeinträchtigt wird. Soll die entwickelte Korrelationsgleichung genutzt werden, um die Nusselt-Zahl *Nu* in deren üblichen Form (vgl. Abbildung 49) zu be-schreiben, muss für den Exponenten von σ^* der Wert -0,07 eingesetzt werden. Bei dem maximalen Wert von $\sigma^* = 3{,}8$ ergibt sich aus diesem Exponenten in der Korrelations-gleichung der Faktor $\sigma^{*-0,07} = 0{,}9$, welcher angibt, dass die Nusselt-Zahl durch den höchsten Tensidanteil um 10 % reduziert wird. Außerdem wird durch Anpassung der Korrelationsgleichung an die experimentell bestimmten Werte von *Nu* der Wert der Konstante *C* erhöht. Die finale Korrelationsgleichung zur Beschreibung der Nusselt-Zahl *Nu* ergibt sich zu:

$$\mathrm{Nu} = 8{,}73 \cdot (\mathrm{Ja})^{1,00} \cdot (\mathrm{S})^{0,66} \cdot \left(h^*\right)^{1,11} \cdot (\sigma^*)^{-0,07} \qquad (85)$$

5.2.2 Vergleich der entwickelten Korrelation mit dem Ansatz nach (Chen, 1966)

Als Basis für den Vergleich der weiterentwickelten Korrelationsgleichung nach (Kirschbaum, 1955) mit dem Ansatz von (Chen, 1966) ist in Abbildung 49 der Einfluss der in (Chen, 1966) verwendeten dimensionslosen Kennzahlen auf *Nu* dargestellt.

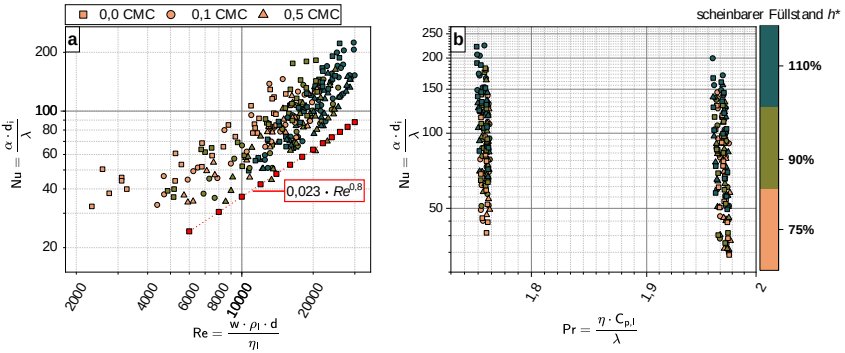


Abbildung 49: Einfluss der Reynolds-Zahl Re und der Prandtl-Zahl Pr auf die Nusselt-Zahl Nu

In die Berechnung der Nusselt-Zahl nach (Chen, 1966) fließen als dimensionslose Kennzahlen die Reynolds-Zahl und die Prandtl-Zahl ein (vgl. Gl. (84)). Den Erwar-tungen entsprechend steigt *Nu* durch die Erhöhung von *Re* an. Bei gleicher Reynolds-Zahl führt die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes tendenziell zu einer Reduzierung der Nusselt-Zahl. Diese Abhängigkeit ergibt sich aus der Tatsache, dass bei ver-gleichbaren Reynolds-Zahlen bei den tieferen Füllständen höhere treibende Temperatur-differenzen vorliegen (vgl. Abschnitt 4.1.4), wodurch die Blasenbildung und der zweipha-sige Wärmeübergang gesteigert werden. Neben den experimentell ermittelten Nusselt-Zahlen ist in Abbildung 49 auch der Faktor $Re^{0.8}$ abgebildet, welcher in der Dittus-Boelter Gleichung (vgl. Gl. (84)) den Einfluss der Reynolds-Zahl auf die einphasige Wärmeübertragung wiedergibt. Im Reynolds-Zahlen Bereich zwischen 4.000 und 15.000 ähnelt die Steigung der experimentellen Daten dem Verlauf von $Re^{0.8}$, während bei höheren Reynolds-Zahlen eine deutlich höhere Steigung der experimentellen Daten zu erkennen ist. Die experimentell bestimmte Nusselt-Zahl basiert auf dem integralen Wärmeübergangskoeffizienten, welcher sich aus der ein- und zweiphasigen Wärmeüber-tragung während der Naturumlaufverdampfung zusammensetzt. Die qualitative Überein-stimmung der Steigung von *Nu* mit der Steigung des Verlaufs von $Re^{0.8}$ im Bereich moderater Reynolds-Zahlen ist ein Indiz dafür, dass die Wärmeübertragung in diesem Bereich durch den konvektiven Wärmeübergang dominiert wird. Bei weiterer Erhöhung der Reynolds-Zahl, die im Betrieb durch die Erhöhung der treibenden Temperatur-differenz erreicht wird, fällt der Einfluss der zweiphasigen Wärmeübertragung stärker ins Gewicht und die Steigung der Nusselt-Zahl weicht deutlich von dem Verlauf von $Re^{0.8}$ ab. Neben der Reynolds-Zahl beinhaltet die Dittus-Boelter Gleichung die Prandtl-Zahl, deren Einfluss auf die Nusselt-Zahl in Abbildung 49 b dargestellt ist. Die Prandtl-Zahl basiert ausschließlich auf Stoffgrößen, die im Rahmen der Versuchsreihen nicht direkt variiert werden. Dementsprechend repräsentieren die zwei erkennbaren Verläufe die zwei untersuchten Betriebsdrücke, wobei die Erhöhung des Betriebsdruckes zu einer Erniedrigung der Prandtl-Zahl führt. Da *Pr* nur in einem sehr engen Wertebereich indirekt variiert wird,

erfolgt keine nähere Betrachtung der Änderung von *Pr*. Im Unter-schied zu der in Abschnitt 5.2.1 entwickelten Korrelationsgleichung werden die dimen-sionslosen Kennzahlen des Ansatzes nach (Chen, 1966) nicht an die experimentellen Daten angepasst. Inwieweit dieser Unterschied die Genauigkeit der Vorhersage der Nusselt-Zahl beeinflusst, wird in Abbildung 50 dargestellt. Außerdem wird das Dichteverhältnis S in der in Abbildung 50 b dargestellten Korrelationsgleichung nicht berücksichtigt. Grund hierfür ist, dass im Gegensatz zu den Untersuchungen von (Kirschbaum, 1955) das Dichteverhältnis in der vorliegenden Arbeit nicht gezielt variiert wurde und durch Weglassen von S einer Überparametrisierung des Modells vorgebeugt werden soll.

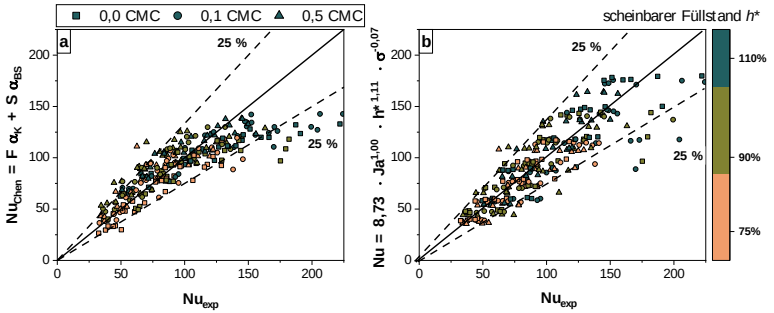


Abbildung 50: Vergleich der Korrelation nach (Chen, 1966) und der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Korrelation

Der linke Graph der Abbildung 50 zeigt das Paritätsdiagramm zwischen der experi-mentell bestimmten Nusselt-Zahl und den theoretisch bestimmten Werten nach (Chen, 1966). Im Bereich $0 < Nu_{exp} < 150$ werden die experimentellen Daten mit einer Unsich-erheit von ± 25 % vorhergesagt. Für $Nu_{exp} \geq 150$ unterschätzt das Modell die Nusselt-Zahl für eine kleine Anzahl von Messdaten. Ursächlich für diese Abweichungen ist vermutlich die erhöhte Unsicherheit der Bestimmung von α im Bereich hoher treibender Temperaturdifferenzen und Füllstände. Insgesamt werden die experimentellen Daten durch das Modell mit einer mittleren Abweichung von 19 % wiedergegeben. Im Vergleich dazu bildet das im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Modell die experimen-tellen Daten mit einer mittleren Abweichung von 16 % ab. Neben den Abweichungen zwischen den theoretischen und experimentellen Daten, sind bei der Bewertung der beiden Modelle hinsichtlich ihrer Eignung zur Beschreibung des Wärmeübergangs bei der Naturumlaufverdampfung weitere Faktoren zu berücksichtigen. So beruht der Ansatz nach (Chen, 1966) nicht auf der Anpassung an die vorliegenden experimentellen Daten, wodurch die Wahrscheinlichkeit erhöht wird, dass sich diese Gleichung auch auf andere Naturumlaufverdampfer übertragen lässt. Gleichzeitig beinhaltet die Korrelations-gleichung die Berechnung des einphasigen Wärmeübergangskoeffizienten auf Basis der Reynolds-Zahl, welche für die Naturumlaufverdampfung a priori nicht bekannt ist. Die neu entwickelte Modellgleichung basiert dagegen ausschließlich auf direkt einstellbaren Einflussgrößen, ihre Übertragbarkeit auf andere Naturumlaufverdampfer muss jedoch erst erprobt werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung des Einflusses von sekundären Alkylsulfonaten (SAS) auf das Betriebsverhalten eines Einrohr-Naturumlaufverdampfers im Miniplant-Maßstab. Das eingesetzte Verdampferrohr hat die Abmessungen d_a x s x l = 0,0337 m x 0,002 mm x 0,815 mm und D_a x S x L = 0,0456 mm x 0,0032mm x 0,815 m sowie eine Wärmeübertragungsfläche von 0,08 m^2. Durch Beheizung des Ver-dampferrohrs mit einer Wärmeträgerflüssigkeit werden treibende globale Temperatur-differenzen zwischen 20 K und 60 K eingestellt und so integrale Wärmestromdichten im Bereich 5 kW m^{-2} < $\dot{q}$ < 40 kW m^{-2} sowie einphasige Umlaufgeschwindigkeiten von 0,025 m s^{-1} ≤ w_{zir} ≤ 0,3 m s^{-1} erreicht. Dies entspricht Reynolds-Zahlen von 2.500 bis 25.000.

Im Vorfeld der experimentellen Versuchsreihen wurde eine Unsicherheitsbetrachtung bezüglich der Wärmedurchgangs- und Wärmeübergangskoeffizienten durchgeführt. Auf Grundlage der Berechnungsvorschriften für die Fortpflanzung von Messunsicherheiten wurde eine Korrelationsgleichung abgeleitet, die den antiproportionalen Zusammenhang zwischen der Standardunsicherheit des produktseitigen Wärmedurchgangskoeffizienten und dessen Anteil am Gesamtwärmewiderstand quantifiziert (vgl. Gleichung (74)). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird zur Beheizung des Verdampferrohrs eine Wärmeträgerflüssigkeit eingesetzt, mit der ein deutlich geringerer heizseitiger Wärmeübergang als mit Wasserdampf erreicht wird. In Verbindung mit dem Auftreten von Belagbildung auf der Heizseite ergibt sich ein hoher Wärmewiderstand, der dazu führt, dass die experimentell bestimmten integralen Wärmedurchgangskoeffizienten deutlich unterhalb der aus der Literatur bekannten Größenordnung liegen. Außerdem ist die Bestimmung des Wärmedurchgangskoeffizienten aufgrund des großen heizseitigen Wärmewiderstands mit einer hohen Standardunsicherheit belegt. Die Unsicherheit fällt besonders groß aus, wenn produktseitig ein hoher Wärmeübergang erreicht wird. Aus diesem Grund weist der Wärmedurchgangskoeffizient in der Verdampfungszone k_{VZ} teilweise große Standardabweichungen auf, während die Abweichungen zwischen den dreifach bestimmten Werten des Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheizzone k_{AZ} geringer ausfallen. Ein Vergleich der experimentell bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten mit den nach den Gesetzmäßigkeiten der einphasigen Konvektion berechneten Werten zeigt eine maximale Abweichung zwischen experimentellen und theoretischen Daten von 40 %.

In der Aufheizzone wird bei konstanten Reynolds-Zahlen ein starker Einfluss des scheinbaren Füllstandes h^* auf den Wärmedurchgangskoeffizienten beobachtet. Durch Erhöhung des scheinbaren Füllstandes werden vergleichbare Reynolds-Zahlen bei kleineren treibenden Temperaturdifferenzen ΔT_{glo} erreicht und k_{AZ} sinkt. Die deutliche Abhängigkeit des Wärmedurchgangskoeffizienten von ΔT_{glo} bei konstanter Reynolds-Zahl wird auf den Beitrag des unterkühlten Blasensiedens zum Wärmetransport in der Aufheizzone zurückgeführt. Durch die Auftragung von k_{AZ} über ΔT_{glo} wird deutlich, dass auch bei gleicher treibender Temperaturdifferenz die niedrigsten Wärmedurch-gangskoeffizienten bei dem höchsten scheinbaren Füllstand vorliegen. Dieser Zusammen-hang erlaubt die Schlussfolgerung, dass sich die Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit bei Erhöhung des Füllstandes nachteilig auf

den Wärmetransport durch unterkühltes Blasensieden auswirkt. Die Steigerung der integralen Wärmestromdichte durch die Erhöhung des scheinbaren Füllstandes ist auf die Erhöhung des Wärmedurchgangs-koeffizienten in der Verdampfungszone zurückzuführen.

Im unteren Betriebsbereich des Verdampfers bei $\Delta T_{glo} \leq 30\,K$ und $h^* \leq 90\%$ werden vergrößerte zeitliche Schwankungen im Umlaufstrom beobachtet, die auf das Einsetzen der Geysering Strömungsinstabilität hindeuten. Durch die Zugabe von SAS werden diese Strömungsinstabilitäten teilweise reduziert. Die Anwesenheit des Tensids hemmt das Koaleszenzverhalten der Dampfblasen, wodurch die Entstehung von Kolbenblasen, die ursächlich für das Auftreten der Geysering Strömungsinstabilität sind, reduziert wird. Unabhängig von den Betriebsbedingungen wird die Umlaufgeschwindigkeit durch die Zugabe des Tensids aufgrund der Reduzierung des zweiphasigen Druckverlustes gegenüber der Umlaufgeschwindigkeit von reinem Wasser erhöht. Die prozentuale Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit, quantifiziert durch den relativen Verstärkungs-faktor w_{zir}^*, ist insbesondere bei kleinen Umlaufgeschwindigkeiten stark ausgeprägt. Dem gegenüber steht die absolute Erhöhung des Umlaufstroms durch das Tensid, die über die Differenz Δw_{zir} beschrieben wird. In Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz zeigt Δw_{zir} ein Maximum, dessen Lage von den Betriebsbedingungen beeinflusst wird. Es wird angenommen, dass konkurrierende Mechanismen die Umlaufgeschwindigkeit in Anwesenheit von Tensiden beeinflussen und dass die Ausprägung der verschiedenen Einflüsse von der treibenden Temperaturdifferenz abhängt.

Die Untersuchung des Einflusses des Tensids auf das Verdampfungsverhalten im Labor-maßstab zeigt, dass SAS im Vergleich zu reinem Wasser die Entstehung einer höheren Anzahl kleinerer, sphärischer Blasen fördert, der Wärmeübergangskoeffizient allerdings nicht beeinflusst wird. Die gleiche Tendenz bezüglich der Beeinflussung des Wärme-übergangs ist auch in der Verdampfungszone des Naturumlaufverdampfers zu erkennen. Integral betrachtet führt der Zusatz von SAS allerdings zu einer geringen Reduzierung des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten, welche aus der Beeinflussung der Wärmeübertragung in der Aufheizzone resultiert. Trotz der gegenüber reinem Wasser erhöhten Strömungsgeschwindigkeiten kommt es nicht zu einer Erhöhung, sondern in Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen zu einer Verringerung von k_{AZ}. Dieses Ergebnis bestätigt die Hypothese des starken Einflusses des unterkühlten Blasensiedens auf den Wärmetransport in der Aufheizzone. Bei gleicher treibender Temperatur-differenz führt die Präsenz des Tensids zu einer Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit, wodurch vermutlich der Wärmetransport über den Mechanismus des unterkühlten Blasensiedens gehemmt und der Wärmeübergang in der Aufheizzone reduziert wird. Um den Einfluss des Tensids SAS beziehungsweise der reduzierten Oberflächenspannung auf das Betriebsverhalten des Naturumlaufverdampfers zu beschreiben, wurde ein Potenz-ansatz mit dimensionslosen Kennzahlen gewählt. Dabei bildet die Nusselt-Zahl Nu die Wärmeübertragung und die Reynolds-Zahl Re die Umlaufgeschwindigkeit ab. Der Einfluss der Oberflächenspannung des Stoffsystems auf die Wärmeübertragung wird durch Normierung auf die Oberflächenspannung von reinem Wasser in die Korrelations-gleichung mit aufgenommen. Zur Beschreibung des Einflusses des Tensids auf die Fluiddynamik, ausgedrückt über die Reynolds-Zahl, wurde eine neue Kennzahl π entwickelt, die sich aus dem Quotienten der Oberflächenspannung und dem Produkt aus Betriebsdruck und Rohrinnendurchmesser ergibt. Weitere entscheidende Kennzahlen zur Beschreibung von Nu und Re sind die Jakob-Zahl Ja sowie der scheinbare Füllstand. Die basierend auf diesen Kennzahlen entwickelten Korrelationsgleichungen zur

Vorhersage der Nusselt-Zahl beziehungsweise der Reynolds-Zahl geben die experimentellen Werte mit einer mittleren Abweichung von 16 % wieder. Hinsichtlich der Gleichung zur Beschreibung der Reynolds-Zahl kann auf Basis der erhobenen experimentellen Daten nicht abschließend geklärt werden, ob die komplexen Zusammenhänge zwischen Strömungsgeschwindigkeit, Druckverlust und dem Tensid mittels eines Potenzansatzes physikalisch abgebildet werden können. Um die Gültigkeit des Ansatzes zu validieren, bedarf es daher einer Erweiterung des Variationsbereiches bezüglich der dimensionslosen Kennzahlen π und *Ja*.

6.2 Ausblick

Aufbauend auf den Erkenntnissen der vorliegenden Arbeit ergeben sich weiterführende Forschungsfragen und Potentiale bezüglich der experimentellen Untersuchung der Wirkweise von Tensiden in Naturumlaufverdampfern. Die Unsicherheitsbetrachtung des Wärmeübergangskoeffizienten zeigt, dass die Genauigkeit der zu bestimmenden Größen der Wärmeübertragung maßgeblich von zwei Faktoren beeinflusst wird: der Messun-sicherheit der Temperaturmessung im Bereich des Wärmeübertragers sowie dem Verhältnis zwischen produkt- und heizseitigem Wärmewiderstand. Um auch geringe Einflüsse von Tensiden auf den Wärmeübergang differenziert in Aufheiz- und Verdampfungszone auflösen zu können, sollte der Wärmewiderstand auf der Heizseite, beispielsweise durch die Substitution der Wärmeträgerflüssigkeit mit Heizdampf, reduziert werden. Außerdem empfiehlt es sich, die Messunsicherheiten der Temperatur-messung durch den Einsatz von hochauflösenden Widerstandsthermometern zu reduzieren. Die Untersuchungen des Wärmeübergangs in der Aufheizzone belegen, dass ein entscheidender Anteil des Wärmetransports auf dem Mechanismus des unterkühlten Blasensiedens beruht und diese Art der Wärmeübertragung durch die Erhöhung der Umlaufgeschwindigkeit beeinträchtigt werden kann. Um ein tiefergehendes Verständnis der zugrundeliegenden Mechanismen und deren Beeinflussung durch die Präsenz von Tensiden zu erlangen, wäre die Nachrüstung der Anlage mit einer Umlaufpumpe zur Einstellung der Umlaufgeschwindigkeit hilfreich. Außerdem sollte in diesem Zusammen-hang die Untersuchung der Wirkung des verwendeten Tensids auf die Blasenbildung außerhalb des Naturumlaufverdampfers auf den Einfluss der Oberflächenrauigkeit und die Art der Beheizung ausgeweitet werden. Durch die Beschreibung des Einflusses des Tensids auf *Re* mittels dimensionsloser Kennzahlen ist deutlich geworden, dass sowohl der massebezogene Tensidanteil als auch die treibende Temperaturdifferenz in einem weiteren Bereich variiert werden sollten, um die Gültigkeit des gewählten Potenz-ansatzes zu validieren. Zuletzt sei darauf hingewiesen, dass ein Mechanismus der Beeinflussung der Wärmeübertragung durch Tenside auf der Adsorption der Tensid-moleküle an der fest-flüssig Grenzfläche beruht. Um die Wahrscheinlichkeit der Anhaf-tung von Tensidmolekülen an den inneren Oberflächen der Anlage zu reduzierten, könnte die Reinigung der Anlage um einen mechanischen Reinigungsschritt erweitert werden.

Literaturverzeichnis

Acharya, A.; Pise, A. A review on augmentation of heat transfer in boiling using surfactants/additives. *Heat and Mass Transfer* **2017,** *53* (4), 1457–1477. DOI: 10.1007/s00231-016-1905-3.

Agble, D.; Mendes-Tatsis, M. A. The prediction of Marangoni convection in binary liquid-liquid systems with added surfactants. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **2001,** *44* (7), 1439–1449. DOI: 10.1016/S0017-9310(00)00159-9.

Agrawal, C. P. Heat transfer studies in a vertical tube of closed-loop thermosiphon. Dissertationsschrift; University of Roorkee, Roorkee, 1980.

Aguilar, G.; Gasljevic, K.; Matthys, E. F. Coupling Between Heat and Momentum Transfer Mechanisms for Drag-Reducing Polymer and Surfactant Solutions. *Journal of Heat Transfer* **1999,** *121* (4), 796–802. DOI: 10.1115/1.2826068.

Alameri, S. A.; Alkaabi, A. K. Fundamentals of nuclear reactors. In *Nuclear Reactor Technology Development and Utilization*: *Fuel Cycles, Advanced Reactors, and Hybrid Systems,* 1st ed.; Khan, S. U.-D., Nakhabov, A., Eds.; Elsevier, 2020; pp 27–60. DOI: 10.1016/B978-0-12-818483-7.00001-9.

Alane, A.; Heggs, P. J. Experimental study of complex two-phase instabilities during the start-up of a vertical thermosyphon reboiler operating under vacuum. *Chemical Engineering Research and Design* **2011,** *89* (10), 2012–2023. DOI: 10.1016/j.cherd.2011.01.019.

Ali, H.; Alam, S. S. Circulation rates in thermosiphon reboiler. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **1992,** *13* (1), 86–92. DOI: 10.1016/0142-727X(92)90063-F.

Aly, W. I. A.; Inaba, H.; Haruki, N.; Horibe, A. Drag and Heat Transfer Reduction Phenomena of Drag-Reducing Surfactant Solutions in Straight and Helical Pipes. *ASME Journal of Heat and Mass Transfer* **2006,** *128* (8), 800–810. DOI: 10.1115/1.2217751.

Ammerman, C. N.; You, S. M. Determination of the Boiling Enhancement Mechanism Caused by Surfactant Addition to Water. *Journal of Heat Transfer* **1996,** *118* (2), 429–435. DOI: 10.1115/1.2825862.

Antao, D. S.; Zhu, Y.; Wang, E. N. Boiling on Enhanced Surfaces. In *Handbook of Thermal Science and Engineering*; Kulacki, F. A., Ed.; Springer International Publishing: Cham, Schweiz, 2018; pp 1747–1793. DOI: 10.1007/978-3-319-26695-4_43.

Arneth, S. Dimensionierung und Betriebsverhalten von Naturumlaufverdampfern. Dissertationsschrift; Technische Universität München, München, 1999.

Arneth, S.; Stichlmair, J. Characteristics of thermosiphon reboilers. *International Journal of Thermal Sciences* **2001,** *40* (4), 385–391. DOI: 10.1016/S1290-0729(01)01231-5.

Asidin, M. A.; Suali, E.; Jusnukin, T.; Lahin, F. A. Review on the applications and developments of drag reducing polymer in turbulent pipe flow. *Chinese Journal of Chemical Engineering* **2019,** *27* (8), 1921–1932. DOI: 10.1016/j.cjche.2019.03.003.

Ayegba, P. O.; Edomwonyi-Otu, L. C.; Abubakar, A.; Yusuf, N. A review of drag reduction by additives in curved pipes for single-phase liquid and two-phase flows. *Engineering Reports* **2020,** *3* (3), 1–29. DOI: 10.1002/eng2.12294.

Bierling, B. Untersuchung des thermohydraulischen Förderverhaltens einer Thermosiphonpumpe bei unterschiedlichen Beheizungsarten. Dissertationsschrift; Universität Stuttgart, Stuttgart, 2019.

Binazadeh, M.; Esmaeilzadeh, F.; Farhangian, H. Effect of Surfactants on Pressure Drop in Vertical Water-Air and Gas Condensate-Air Two-Phase Vertical Flow. *Physical Chemistry Research* **2018,** *6* (4), 815–824. DOI: 10.22036/pcr.2018.145537.1529.

Bouré, J. A.; Bergles, A. E.; Tong, L. S. Review of two-phase flow instability. *Nuclear Engineering and Design* **1973,** *25* (2), 165–192. DOI: 10.1016/0029-5493(73)90043-5.

Butterworth, D. *The correlation of cross-flow pressure drop data by means of the permeability concept*. AERE-R9435; UKAEA Atomic Energy Research Establishment: Didcot, England, 1979.

Cai, S.; Suzuki, H.; Komoda, Y. Drag-reduction of a nonionic surfactant aqueous solution and its rheological characteristics. *Science China Technological Sciences* **2012,** *55* (3), 772–778. DOI: 10.1007/s11431-011-4728-y.

Chen, G. X.; Cai, T. J.; Chuang, K. T.; Afacan, A. Foaming Effect on Randon Packing Performance. *Chemical Engineering Research and Design* **2006,** *Symposium Series* (2), 278–282. DOI: 10.1205/cherd06095.

Chen, J. C. Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow. *Industrial & Engineering Chemistry process Design and Devolpment* **1966,** *5* (3), 322–329. DOI: 10.2172/4636495.

Chen, L.; Zhou, P.; Huang, R.; Han, X.; Hua, S.; Li, Z.; Gao, L. Experimental investigation on the suppression factor in subcooled boiling flow. *Applied Thermal Engineering* **2018,** *135*, 549–558. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2018.02.026.

Cheng, L.; Mewes, D.; Luke, A. Boiling phenomena with surfactants and polymeric additives: A state-of-the-art review. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **2007,** *50* (13-14), 2744–2771. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.11.016.

Cho, H. J.; Blankschtein, V. S. D.; Wang, E. N. Understanding Enhanced Boiling With Triton X Surfactants. *Proceedings of the ASME Heat Transfer Summer Conference* **2013,** *HT2013-17497*, 1–7. DOI: 10.1115/HT2013-17497.

Cho, H. J.; Mizerak, J. P.; Wang, E. N. Turning bubbles on and off during boiling using charged surfactants. *Nature communications* **2015,** *6* (1), 1–7. DOI: 10.1038/ncomms9599.

Dialer, K. Die Wärmeübertragung beim Naturumlaufverdampfer. Dissertationsschrift; Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Zürich, 1983. DOI: 10.3929/ETHZ-A-000322306.

Dikici, B.; Eno, E.; Compere, M. Pool boiling enhancement with environmentally friendly surfactant additives. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry* **2014,** *116* (3), 1387–1394. DOI: 10.1007/s10973-013-3634-x.

Ding, W.; Krepper, E.; Hampel, U. Quantitative prediction of critical heat flux initiation in pool and flow boiling. *International Journal of Thermal Sciences* **2018,** *125*, 121–131. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2017.11.022.

Drappier, J.; Divoux, T.; Amarouchene, Y.; Bertrand, F.; Rodts, S.; Cadot, O.; Meunier, J.; Bonn, D. Turbulent drag reduction by surfactants. *Europhysics Letters* **2006,** *74* (2), 362–368. DOI: 10.1209/epl/i2005-10519-x.

Duangprasert, T.; Sirivat, A.; Siemanond, K.; Wilkes, J. O. Vertical two-phase flow regimes and pressure gradients under the influence of SDS surfactant. *Experimental Thermal and Fluid Science* **2008,** *32* (3), 808–817. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2007.10.005.

Dukhin, S. S.; Lotfi, M.; Kovalchuk, V. I.; Bastani, D.; Miller, R. Dynamics of rear stagnant cap formation at the surface of rising bubbles in surfactant solutions at large Reynolds and Marangoni numbers and for slow sorption kinetics. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* **2016,** *492*, 127–137. DOI: 10.1016/j.colsurfa.2015.12.028.

Forster, H. K.; Zuber, N. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE Journal* **1955,** *1* (4), 531–535. DOI: 10.1002/aic.690010425.

Fritz, W. Berechnung des Maximalvolumens von Dampfblasen. *Physikalische Zeitschrift* **1935,** *36*, 379–384.

Frost, W.; Kippenhan, C. J. Bubble growth and heat-transfer mechanisms in the forced convection boiling of water containing a surface active agent. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **1967,** *10* (7), 931–936. DOI: 10.1016/0017-9310(67)90070-1.

Fukuda, K.; Kobori, T. Classification of Two-Phase Flow Instability by Density Wave Oscillation Model. *Journal of Nuclear Science and Technology* **1979,** *16* (2), 95–108. DOI: 10.1080/18811248.1979.9730878.

Gandomkar, A.; Kalan, K.; Vandadi, M.; Shafii, M. B.; Saidi, M. H. Investigation and visualization of surfactant effect on flow pattern and performance of pulsating heat pipe. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry* **2020,** *139* (3), 2099–2107. DOI: 10.1007/s10973-019-08649-z.

Gao, M.-c.; Xu, J.-y. Characteristics of air-water upward intermittent flows with surfactant additive in a pipeline-riser system. *Journal of Hydrodynamics* **2018,** *30* (2), 287–295. DOI: 10.1007/s42241-018-0034-5.

Gnielinski, V. G1 Wärmeübertragung bei erzwungener Konvektion: Durchströmte Rohre. In *VDI-Wärmeatlas,* 12th ed.; Stephan, P., Kabelac, S., Kind, M., Mewes, D., Schaber, K., Wetzel, T., Eds.; Springer Reference Technik; Springer Vieweg: Berlin, Heidelberg, 2019a; pp 803–811. DOI: 10.1007/978-3-662-52989-8_42.

Gnielinski, V. G2 Wärmeübertragung bei erzwungener Konvektion: Konzentrischer Ringspalt und ebener Spalt. In *VDI-Wärmeatlas,* 12th ed.; Stephan, P., Kabelac, S., Kind, M., Mewes, D., Schaber, K., Wetzel, T., Eds.; Springer Reference Technik; Springer Vieweg: Berlin, Heidelberg, 2019b; pp 813–822. DOI: 10.1007/978-3-662-52989-8_43.

Goedecke, R. Naturumlaufverdampfung in einem Kissenplattenapparat. Dissertationsschrift; Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 2017.

Goedecke, R.; Scholl, S. Experimentelle Untersuchung eines Thermoblechapparates als Naturumlaufverdampfer. *Chemie Ingenieur Technik* **2015,** *87* (3), 244–252. DOI: 10.1002/cite.201400061.

Gong, W.; Shen, J.; Dai, W.; Li, K.; Gong, M. Research and applications of drag reduction in thermal equipment: A review. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **2021,** *172*, 121152. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121152.

Gu, Y.; Yu, S.; Mou, J.; Wu, D.; Zheng, S. Research Progress on the Collaborative Drag Reduction Effect of Polymers and Surfactants. *Materials* **2020,** *13* (2), 1–12. DOI: 10.3390/ma13020444.

Guo, Y.; Surblys, D.; Kawagoe, Y.; Matsubara, H.; Liu, X.; Ohara, T. A molecular dynamics study on the effect of surfactant adsorption on heat transfer at a solid-liquid interface. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **2019a,** *135*, 115–123. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.01.131.

Guo, Y.; Surblys, D.; Kawagoe, Y.; Matsubara, H.; Ohara, T. A molecular dynamics study of heat transfer over an ultra-thin liquid film with surfactant between solid surfaces. *Journal of Applied Physics* **2019b,** *126* (18), 1–12. DOI: 10.1063/1.5123583.

Guo, Y.; Surblys, D.; Matsubara, H.; Kawagoe, Y.; Ohara, T. Molecular Dynamics Study on the Effect of Long-Chain Surfactant Adsorption on Interfacial Heat Transfer between a Polymer Liquid and Silica Surface. *The Journal of Physical Chemistry* **2020,** *124* (50), 27558–27570. DOI: 10.1021/acs.jpcc.0c08940.

Guo, Y.; Surblys, D.; Matsubara, H.; Ohara, T. A molecular dynamics study of the effect of functional groups and side chain on adsorption of alcoholic surfactant and interfacial thermal transport. *Journal of Molecular Liquids* **2021,** *335*, 1–11. DOI: 10.1016/j.molliq.2021.116243.

Gupta, M. K.; Metzner, A. B.; Hartnett, J. P. Turbulent heat-transfer characteristics of viscoelastic fluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **1967,** *10* (9), 1211–1224. DOI: 10.1016/0017-9310(67)90085-3.

Hammerschmidt, J. Untersuchung des Einflusses von Rohrstrukturierungen und Drahtgestrickeinbauten auf die Naturumlaufverdampfung. Dissertationsschrift; Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 2013.

Hammerschmidt, J.; Scholl, S. Bestimmung von Wärmeübergangskoeffizienten mit Hilfe des Wilson-Plot-Verfahrens. *Chemie Ingenieur Technik* **2011,** *83* (3), 358–364. DOI: 10.1002/cite.201000134.

Hetsroni, G.; Mosyak, A.; Pogrebnyak, E. Effect of Marangoni flow on subcooled pool boiling on micro-scale and macro-scale heaters in water and surfactant solutions. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **2015,** *89*, 425–432. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.05.078.

Hetsroni, G.; Zakin, J. L.; Gurevich, M.; Mosyak, A.; Pogrebnyak, E.; Rozenblit, R. Saturated flow boiling heat transfer of environmentally acceptable surfactants. *International Journal of Multiphase Flow* **2004,** *30* (7-8), 717–734. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2004.05.001.

ISO/IEC Guide 98-3:2008 - Uncertainty of masurement. Part 3: Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM:1995): ISBN 92-67-10188-9.

Jabardo, J. M.; Fockink da Silva, E.; Ribatski, G.; Barros, S. F. Evaluation of the Rohsenow Correlation Through Experimental Pool Boiling of Halocarbon Refrigerants on Cylindrical Surfaces. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering* **2004,** *26* (2), 218–230. DOI: 10.1590/S1678-58782004000200015.

Jiang, S. Y.; Zhang, Y. J.; Wu, X. X.; Bo, J. H.; Jia, H. J. Flow excursion phenomenon and its mechanism in natural circulation. *Nuclear Engineering and Design* **2000,** *202* (1), 17–26. DOI: 10.1016/S0029-5493(00)00301-0.

Kamil, M. Studies on a vertical tube thermosiphon reboiler. Dissertationsschrift; Aligarh Muslim University, Aligarh, Indien, 1992.

Kamil, M.; Ali, H.; Alam, S. S. Heat Transfer to Boiling Liquids in a Single Vertical Tube Thermosiphon Reboiler. *Experimental Thermal and Fluid Science* **1995,** *10* (1), 44–53. DOI: 10.1016/0894-1777(94)00047-C.

Kim, H.-U.; Lim, K.-H. A model on the temperature dependence of critical micelle concentration. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* **2004,** *235* (1-3), 121–128. DOI: 10.1016/j.colsurfa.2003.12.019.

Kind, M.; Saito, Y. H3.5 Strömungssieden gesättigter, reiner Flüssigkeiten. In *VDI-Wärmeatlas,* 12th ed.; Stephan, P., Kabelac, S., Kind, M., Mewes, D., Schaber, K., Wetzel, T., Eds.; Springer Reference Technik; Springer Vieweg: Berlin, Heidelberg, 2019; pp 989–1014. DOI: 10.1007/978-3-662-52989-8_58.

Kind, M.; Wetzel, T. H3.1 Strömungssieden – Einführung. In *VDI-Wärmeatlas,* 12th ed.; Stephan, P., Kabelac, S., Kind, M., Mewes, D., Schaber, K., Wetzel, T., Eds.; Springer Reference Technik; Springer Vieweg: Berlin, Heidelberg, 2019a; pp 959–963. DOI: 10.1007/978-3-662-52989-8_54.

Kind, M.; Wetzel, T. H3.3 Strömungssieden – Druckverlust in durchströmten Verdampferrohren. In *VDI-Wärmeatlas,* 12th ed.; Stephan, P., Kabelac, S., Kind, M., Mewes, D., Schaber, K., Wetzel, T., Eds.; Springer Reference Technik; Springer Berlin Heidelberg: Berlin, Heidelberg, 2019b; pp 973–976. DOI: 10.1007/978-3-662-52989-8_56.

Kind, M.; Wetzel, T. H3.4 Strömungssieden unterkühlter Flüssigkeiten. In *VDI-Wärmeatlas,* 12th ed.; Stephan, P., Kabelac, S., Kind, M., Mewes, D., Schaber, K., Wetzel, T., Eds.; Springer Reference Technik; Springer Berlin Heidelberg: Berlin, Heidelberg, 2019c; pp 977–988. DOI: 10.1007/978-3-662-52989-8_57.

Kirschbaum, E. Der Wärmeübergang im senkrechten Verdampferrohr in dimensionsloser Darstellung. *Chemie Ingenieur Technik* **1955,** *27* (5), 248–257. DOI: 10.1002/cite.330270503.

Kirschbaum, E. Der Verdampfungsvorgang bei Selbst-Umlauf im senkrechten Rohr. *Chemie Ingenieur Technik* **1961,** *33* (7), 479–484. DOI: 10.1002/cite.330330703.

Kirschbaum, E. Einfluß des Rohrdurchmessers und der Rohrlänge auf die Leistung von Verdampfapparaten mit Selbstumlauf. *Chemie Ingenieur Technik* **1962,** *34* (3), 183–192. DOI: 10.1002/cite.330340309.

Kister, H. Z. What Caused Tower Malfunctions in the Last 50 Years? *Chemical Engineering Research and Design* **2003,** *81* (1), 5–26. DOI: 10.1205/026387603321158159.

Kleiber, M.; Joh, R. D1 Berechnungsmethoden für thermophysikalische Stoffeigenschaften. In *VDI-Wärmeatlas,* 12th ed.; Stephan, P., Kabelac, S., Kind, M., Mewes, D., Schaber, K., Wetzel, T., Eds.; Springer Reference Technik; Springer Vieweg: Berlin, Heidelberg, 2019; pp 157–200. DOI: 10.1007/978-3-662-52989-8_11.

Kobayashi, Y.; Gomyo, H.; Arai, N. Molecular Insight into the Possible Mechanism of Drag Reduction of Surfactant Aqueous Solution in Pipe Flow. *International journal of molecular sciences* **2021,** *22* (14). DOI: 10.3390/ijms22147573.

Kotenko, M.; Oskarsson, H.; Bojesen, C.; Nielsen, M. P. An experimental study of the drag reducing surfactant for district heating and cooling. *Energy* **2019,** *178*, 72–78. DOI: 10.1016/j.energy.2019.03.134.

Kujawska, A.; Zajaczkowski, B.; Wilde, L. M.; Buschmann, M. H. Geyser boiling in a thermosyphon with nanofluids and surfactant solution. *International Journal of Thermal Sciences* **2019,** *139*, 195–216. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2019.02.001.

Ledinegg, M. Instability of flow during natural and forced circulation. *Die Wärme* **1938,** *61*, 891–898.

Leuner, H.; Gerstenberg, C.; Lechner, K.; McHardy, C.; Rauh, C.; Repke, J.-U. Overcoming unwanted foam in industrial processes of the chemical and food industry – an ongoing survey. *Chemical Engineering Research and Design* **2020,** *163*, 281–294. DOI: 10.1016/j.cherd.2020.09.006.

Li, C.; Fang, X.; Dai, Q. Two-phase flow boiling instabilities: A review. *Annals of Nuclear Energy* **2022,** *173*, 1–23. DOI: 10.1016/j.anucene.2022.109099.

Li, F.-C.; Kawaguchi, Y.; Segawa, T.; Hishida, K. Reynolds-number dependence of turbulence structures in a drag-reducing surfactant solution channel flow investigated by particle image velocimetry. *Physics of Fluids* **2005,** *17* (7), 75104. DOI: 10.1063/1.1941366.

Liang, G.; Mudawar, I. Review of pool boiling enhancement with additives and nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **2018,** *124*, 423–453. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.03.046.

Liu, L.; Li, X.; Tong, L.; Liu, Y. Effect of surfactant additive on vertical two-phase flow. *Journal of Petroleum Science and Engineering* **2014,** *115*, 1–10. DOI: 10.1016/j.petrol.2014.02.004.

Liu, Y.; Li, Z.; Li, Y.; Jiang, Y.; Tang, D. Heat transfer and instability characteristics of a loop thermosyphon with wide range of filling ratios. *Applied Thermal Engineering* **2019,** *151*, 262–271. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2019.02.031.

Liu, Y.; Luo, C.; Zhang, L.; Wu, P.; Zhao, Y.; Wang, L. Experimental investigation of the surfactant effect on liquid removal in vertical pipes. *Journal of Petroleum Science and Engineering* **2020,** *185*, 1–12. DOI: 10.1016/j.petrol.2019.106660.

Lu, B.; Li, X.; Zakin, J. L.; Talmon, Y. A non-viscoelastic drag reducing cationic surfactant system. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* **1997,** *71* (1-2), 59–72. DOI: 10.1016/S0377-0257(96)01541-8.

Lu, Y. Erweiterter Betriebsbereich von Naturumlaufverdampfern durch Drahtgestrickeinbauten. Dissertationsschrift; Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 2022.

Manglik, R. M. On the Advancements in Boiling, Two-Phase Flow Heat Transfer, and Interfacial Phenomena. *Journal of Heat Transfer* **2006,** *128* (12), 1237–1242. DOI: 10.1115/1.2374897.

Manica, R.; Klaseboer, E.; Chan, D. Y. C. The hydrodynamics of bubble rise and impact with solid surfaces. *Advances in colloid and interface science* **2016,** *235*, 214–232. DOI: 10.1016/j.cis.2016.06.010.

Mata, M. R.; Ortiz, B.; Luhar, D.; Evereux, V.; Cho, H. J. How dynamic adsorption controls surfactant-enhanced boiling. *Scientific reports* **2022,** *12* (1), 18170. DOI: 10.1038/s41598-022-21313-1.

Maurus, R. Bestimmung des Blasenverhaltens beim unterkühlten Strömungssieden mit der digitalen Bildfolgenanalyse. Dissertationsschrift; Technische Universtiät München, München, 2002.

Maxson, A.; Watson, L.; Karandikar, P.; Zakin, J. Heat transfer enhancement in turbulent drag reducing surfactant solutions by agitated heat exchangers. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **2017,** *109*, 1044–1051. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.01.098.

Mayinger, F. Sieden - Stabilisator und Störfaktor sicheren Betriebes. *Chemie Ingenieur Technik* **1984,** *56* (3), 169–179. DOI: 10.1002/cite.330560302.

Meulenbroek, A. M.; Vreman, A. W.; Deen, N. G. Competing Marangoni effects form a stagnant cap on the interface of a hydrogen bubble attached to a microelectrode. *Electrochimica Acta* **2021,** *385*, 1–18. DOI: 10.1016/j.electacta.2021.138298.

Mizunuma, H.; Kobayashi, T.; Tominaga, S. Drag reduction and heat transfer in surfactant solutions with excess counterion. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* **2010,** *165* (5-6), 292–298. DOI: 10.1016/j.jnnfm.2010.01.003.

Mochizuki, H. Flow instabilities in boiling channels of pressure-tube-type reactor. *Nuclear Engineering and Design* **1994,** *149* (1-3), 269–277. DOI: 10.1016/0029-5493(94)90293-3.

Najim, A.; More, V.; Thorat, A.; Patil, S.; Savale, S. Enhancement of pool boiling heat transfer using innovative non-ionic surfactant on a wire heater. *Experimental Thermal and Fluid Science* **2017,** *82*, 375–380. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2016.11.039.

Nakath, R. Sieden in Anwesenheit von Borverbindungen in Leichtwasserreaktoren. Dissertationsschrift; Technische Universität Dresden, Dresden, 2014.

Nalajala, V. S.; Kishore, N.; Chhabra, R. P. Effect of contamination on rise velocity of bubble swarms at moderate Reynolds numbers. *Chemical Engineering Research and Design* **2014,** *92* (6), 1016–1026. DOI: 10.1016/j.cherd.2013.10.006.

Nayak, A. K.; Vijayan, P. K. Flow Instabilities in Boiling Two-Phase Natural Circulation Systems: A Review. *Science and Technology of Nuclear Installations* **2008,** *2008*, 1–15. DOI: 10.1155/2008/573192.

O'Shaughnessy, S. M.; Robinson, A. J. Numerical Investigation of Bubble Induced Marangoni Convection: Some Aspects of Bubble Geometry. *Microgravity Science and Technology* **2008,** *20* (3-4), 319–325. DOI: 10.1007/s12217-008-9042-3.

Paria, S.; Khilar, K. C. A review on experimental studies of surfactant adsorption at the hydrophilic solid-water interface. *Advances in colloid and interface science* **2004,** *110* (3), 75–95. DOI: 10.1016/j.cis.2004.03.001.

Passos, A. D.; Voulgaropoulos, V. P.; Paras, S. V.; Mouza, A. A. The effect of surfactant addition on the performance of a bubble column containing a non-Newtonian liquid. *Chemical Engineering Research and Design* **2015,** *95*, 93–104. DOI: 10.1016/j.cherd.2015.01.008.

Pioro, I. L. Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling correlation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **1999,** *42* (11), 2003–2013. DOI: 10.1016/S0017-9310(98)00294-4.

Polzin, A. Verdampfung und Kondensation in Plattenwärmeübertragern mit mikrostrukturierter Oberfläche. Dissertationsschrift; Leibniz Universität Hannover, Hannover, 2020.

Raju, R.; Krishnan, S. Experimental investigation of two-phase pumpless loop with aqueous anionic surfactant as working fluid. *International Journal of Thermal Sciences* **2020,** *154*, 1–9. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2020.106400.

Ramírez-Muñoz, J.; Galicia-Nequiz, O. G.; Baz-Rodríguez, S.; Colín-Luna, J. A.; Martínez-Delgadillo, S. A.; Puebla, H. The Effects of Surfactants on the Drag of a Bubble. *Procedia Engineering* **2012,** *42*, 1840–1848. DOI: 10.1016/j.proeng.2012.07.579.

Rohsenow, W. M. Boiling. *Annual Review of Fluid Mechanics* **1971,** *3*, 211–236.

Rozenblit, R.; Gurevich, M.; Lengel, Y.; Hetsroni, G. Flow patterns and heat transfer in vertical upward air–water flow with surfactant. *International Journal of Multiphase Flow* **2006,** *32* (8), 889–901. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2006.03.003.

Ruspini, L. C.; Marcel, C. P.; Clausse, A. Two-phase flow instabilities: A review. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **2014,** *71*, 521–548. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.12.047.

Saeki, T.; Kaide, A. Flow Characteristics of Drag-Reducing Surfactant Solutions. *MATEC Web of Conferences* **2021,** *333*, 1–5. DOI: 10.1051/matecconf/202133302002.

Scholl, S.; Brahim, F. Intensification of fluiddynamic and thermal performance of thermosiphon reboilers. *Applied Thermal Engineering* **2005,** *25* (16), 2615–2629. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2004.11.028.

Sellin, R. H. J.; Hoyt, J. W.; Scrivener, O. The effect of drag-reducing additives on fluid flows and their industrial applications Part 1: Basic aspects. *Journal of Hydraulic Research* **1982,** *20* (1), 29–68. DOI: 10.1080/00221688209499499.

Stasiuk, E. N. B.; Schramm, L. L. The Temperature Dependence of the Critical Micelle Concentrations of Foam-Forming Surfactants. *Journal of colloid and interface science* **1996,** *178* (1), 324–333. DOI: 10.1006/jcis.1996.0120.

Staud, R.; Sun, Z.; Xu, S.; Scholl, S.; Jasch, K. Fluid dynamic and separation performance of foam loaded packed distillation columns. *Chemical Engineering Research and Design* **2023,** *193*, 801–809. DOI: 10.1016/j.cherd.2023.04.006.

Steiner, H.; Kobor, A.; Gebhard, L. A wall heat transfer model for subcooled boiling flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **2005,** *48* (19-20), 4161–4173. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.03.032.

Stephan, K. H1 Entstehung von Dampfblasen bei Siedevorgängen. In *VDI-Wärmeatlas,* 12th ed.; Stephan, P., Kabelac, S., Kind, M., Mewes, D., Schaber, K., Wetzel, T., Eds.; Springer Reference Technik; Springer Vieweg: Berlin, Heidelberg, 2019; pp 905–907. DOI: 10.1007/978-3-662-52989-8_52.

Strodtmann, L.; Gebauer, M.; Vetter, A.; Scholl, S.; Jasch, K. Influence of surfactants on thermosiphon reboiling. *Chemical Engineering Research and Design* **2023,** *194*, 105–114. DOI: 10.1016/j.cherd.2023.04.015.

Takagi, S.; Matsumoto, Y. Surfactant Effects on Bubble Motion and Bubbly Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* **2011,** *43* (1), 615–636. DOI: 10.1146/annurev-fluid-122109-160756.

Takagi, S.; Ogasawara, T.; Fukuta, M.; Matsumoto, Y. Surfactant effect on the bubble motions and bubbly flow structures in a vertical channel. *Fluid Dynamics Research* **2009,** *41* (6), 1–17. DOI: 10.1088/0169-5983/41/6/065003.

Thess, A.; Kaiser, R. F2 Wärmeübertragung bei freier Konvektion: Außenströmungen. In *VDI-Wärmeatlas,* 12th ed.; Stephan, P., Kabelac, S., Kind, M., Mewes, D., Schaber, K., Wetzel, T., Eds.; Springer Reference Technik; Springer Vieweg: Berlin, Heidelberg, 2019; pp 763–772. DOI: 10.1007/978-3-662-52989-8_38.

Thiele, R.; Brettschneider, O.; Repke, J.-U.; Thielert, H.; Wozny, G. Experimental Investigations of Foaming in a Packed Tower for Sour Water Stripping. *Industrial & Engineering Chemistry Research* **2003,** *42* (7), 1426–1432. DOI: 10.1021/ie020676y.

Toms, B. A. Detection of a wall effect in laminar flow of solutions of a linear polymer. *Journal of Colloid Science* **1949,** *4* (5), 511–521. DOI: 10.1016/0095-8522(49)90047-1.

Tzan, Y. L.; Yang, Y. M. Experimental Study of Surfactant Effects on Pool Boiling Heat Transfer. *Journal of Heat Transfer* **1990,** *122* (1), 207–212.

Ullrich, C.; Bodmer, T. D6.1 Thermophysikalische Stoffwerte von Metallen und Metalllegierungen. In *VDI-Wärmeatlas,* 12th ed.; Stephan, P., Kabelac, S., Kind, M., Mewes, D., Schaber, K., Wetzel, T., Eds.; Springer Reference Technik; Springer Vieweg: Berlin, Heidelberg, 2019; pp 645–658. DOI: 10.1007/978-3-662-52989-8_28.

Varnaseri, M.; Peyghambarzadeh, S. M. Comprehensive Study of the Effect of the Addition of Four Drag Reducing Macromolecules on the Pressure Drop and Heat Transfer Performance of Water in a Finned Tube Heat Exchanger. *Journal of Macromolecular Science, Part B* **2020,** *59* (11), 747–773. DOI: 10.1080/00222348.2020.1801194.

Vijayan, P. K.; Nayak, A. K.; Kumar, N. Instabilities in natural circulation systems. In *Single-Phase, Two-Phase and Supercritical Natural Circulation Systems*; B. Romer, Ed.; Elsevier, 2019; pp 273–311. DOI: 10.1016/B978-0-08-102486-7.00007-X.

Waack, M.; Glade, H.; Nied, S. Effects of Film Flow and a Surfactant on Scale Formation in Falling Film Evaporators for Seawater Desalination. *Heat Transfer Engineering* **2022,** *43* (15-16), 1280–1300. DOI: 10.1080/01457632.2021.1963090.

Walter, H.; Ponweiser, K. Dampferzeugersimulation - Simulation der Wasser- und Dampfströmung. In *Simulation von Kraftwerken und Feuerungen*; Epple, B., Leithner, R., Linzer, W., Walter, H., Eds.; Springer Wien: Wien, 2012.

Wang, Y.; Yu, B.; Zakin, J. L.; Shi, H. Review on Drag Reduction and Its Heat Transfer by Additives. *Advances in Mechanical Engineering* **2011,** *3*, 1–17. DOI: 10.1155/2011/478749.

Warwaruk, L.; Ghaemi, S. A direct comparison of turbulence in drag-reduced flows of polymers and surfactants. *Journal of Fluid Mechanics* **2021,** *917*, 1–32. DOI: 10.1017/jfm.2021.264.

Wasekar, V. M. Nucleate pool boiling heat transfer in aqueous surfactant solutions. Dissertationsschrift; University of Bombay, Cincinnati, 2001.

Wasekar, V. M.; Manglik, R. M. Pool Boiling Heat Transfer in Aqueous Solutions of an Anionic Surfactant. *Journal of Heat Transfer* **2000,** *122* (4), 708–715. DOI: 10.1115/1.1316785.

Wasekar, V. M.; Manglik, R. M. Short-Time-Transient Surfactant Dynamics and Marangoni Convection Around Boiling Nuclei. *Journal of Heat Transfer* **2003,** *125* (5), 858–866. DOI: 10.1115/1.1599367.

Wasekar, V. M.; Manglik, R. M.; Jog, M. A. Numerical Investigation of Marangoni Convection Around a Vapor Bubble in Aqueous Surfactant Solutions. *ASME Conference Proceedings, Heat Transfer* **2021,** *4*, 283–291. DOI: 10.1115/IMECE2000-1533.

Weber, M.; Steiff, A.; Weinspach, P.-M. Wärmeübergang und Druckverlust wässeriger Tensidlösungen in Rohren. *Forschung im Ingenieurwesen* **1991,** *57* (1), 1–7. DOI: 10.1007/BF02574940.

Weber, R. *International Studies in Science and Engineering. Lectures Notes ind Heat Transfer*, 3. ed. 1; Papierflieger-Verlag: Clausthal-Zellerfeld, 2008.

Wei, J.; Kawaguchi, Y.; Yu, B.; Feng, Z. Rheological Characteristics and Turbulent Friction Drag and Heat Transfer Reductions of a Very Dilute Cationic Surfactant Solution. *Journal of Heat Transfer* **2006,** *128* (10), 977–983. DOI: 10.1115/1.2345422.

Wells, C. S. Turbulent heat transfer in drag reducing fluids. *AIChE Journal* **1968,** *14* (3), 406–410. DOI: 10.1002/aic.690140313.

Wen, D. S.; Wang, B. X. Effects of surface wettability on nucleate pool boiling heat transfer for surfactant solutions. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **2002,** *45* (8), 1739–1747. DOI: 10.1016/S0017-9310(01)00251-4.

Wu, C. Y.; Wang, S. B.; Pan, C. Chaotic oscillations in a low pressure two-phase natural circulation loop under low power and high inlet subcooling conditions. *Nuclear Engineering and Design* **1996,** *162* (2-3), 223–232. DOI: 10.1016/0029-5493(95)01127-7.

Wu, W.-T.; Yang, Y.-M.; Maa, J.-R. Nucleate pool boiling enhancement by means of surfactant additives. *Experimental Thermal and Fluid Science* **1998,** *18* (3), 195–209. DOI: 10.1016/S0894-1777(98)10034-1.

Zaidi, S.; Idrees, M.; Alam, S. S. Circulation rates of boiling liquids in a vertical tube. *Chemical Engineering Research and Design* **2008,** *86* (5), 499–507. DOI: 10.1016/j.cherd.2008.01.006.

Zhang, J. T.; Wang, B. X. Study on the interfacial evaporation of aqueous solution of SDS surfactant self-assembly monolayer. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **2003,** *46* (26), 5059–5064. DOI: 10.1016/S0017-9310(03)00348-X.

Zhu, Y.; Free, M. L.; Woollam, R.; Durnie, W. A review of surfactants as corrosion inhibitors and associated modeling. *Progress in Materials Science* **2017,** *90*, 159–223. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2017.07.006.

Anhang

Stoffdaten

Bestimmung der Flüssigkeitsviskosität und der Flüssigkeitsdichte

Zur Untersuchung des Einflusses des massebezogenem Tensidanteils auf die Viskosität und die Dichte der wässrigen Tensidlösungen wurden die Stoffdaten experimentell bestimmt (Dichte: Fa. Anton Paar GmbH, Typ DMA 4100 M, Viskosität: Fa. Anton Paar GmbH, Typ Physica MCR 101) und den theoretisch zu erwartenden Werten für reines Wasser nach (Kleiber, Joh, 2019) gegenübergestellt. Während die Abweichungen zwischen den theoretisch und den experimentell bestimmten Werten der Viskosität von reinem Wasser auf die Beeinflussung der Messung durch Oberflächenspannungseffekte zurückzuführen sind, führten Störungen in der Messung der Dichte bei erhöhten Temperaturen und geringen Tensidanteilen zu Abweichungen zwischen experimentellen und theoretischen Werten. Nichtsdestotrotz zeigt Abbildung 51, dass die Viskosität und die Dichte der Tensidlösungen innerhalb des untersuchten Bereichs des Tensidanteils durch die Korrelationsgleichung nach (Kleiber, Joh, 2019) beschrieben werden können.

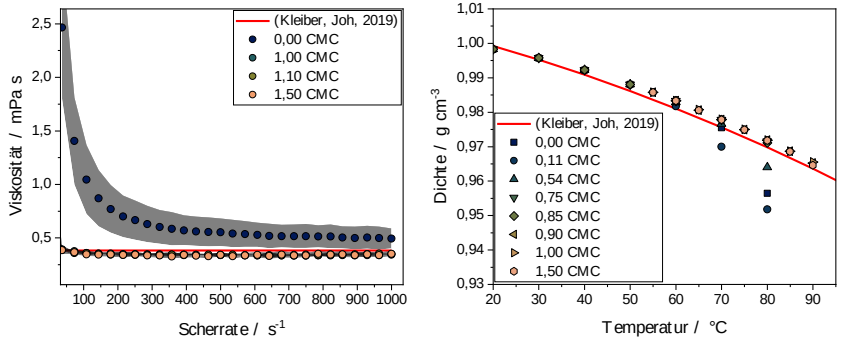


Abbildung 51: Experimentell bestimmte Flüssigkeitsviskosität in Abhängigkeit der Scherrate bei 75°C und experimentell bestimmte Flüssigkeitsdichte in Abhängigkeit der Temperatur für unterschiedliche massebezogene Tensidanteile im Vergleich zu den theoretisch zu erwartenden Werten für reines Wasser nach (Kleiber, Joh, 2019)

Bestimmung der Oberflächenspannung und kritischen Mizellenkonzentration

Die Bestimmung der Oberflächenspannung der wässrigen Tensidlösungen und deren Temperaturabhängigkeit erfolgte über die Methode des hängenden Tropfens (Fa. KRÜSS GmbH, Typ DAS100E)

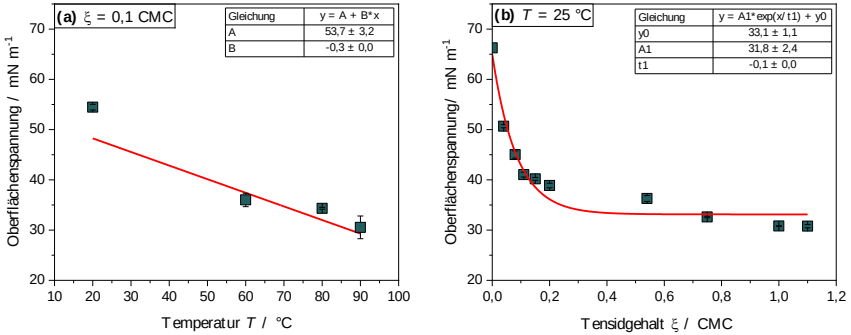


Abbildung 52: Experimentell bestimmte Oberflächenspannung in Abhängigkeit der Temperatur (a) und des massebezogenem Tensidanteils (b) bei Umgebungsdruck

Unter der Annahme, dass sich die Abhängigkeit der Oberflächenspannung unabhängig vom massebezogenem Tensidanteil durch Gleichung (86) beschreiben lässt, kann die Abhängigkeit der Oberflächenspannung vom Tensidanteil und der Temperatur bei Umgebungsdruck mittels Gleichung (87) beschrieben werden.

$$\sigma(T) = 53{,}7 - 0{,}27 \cdot T, \; bei \; \xi = 0{,}1 \text{ CMC} \qquad (86)$$

$$\sigma(\zeta,T) = 31{,}8 \cdot e^{\left(\frac{\zeta}{-0{,}08}\right)} + (33{,}1+(-0{,}27 \cdot (T-25)) \qquad (87)$$

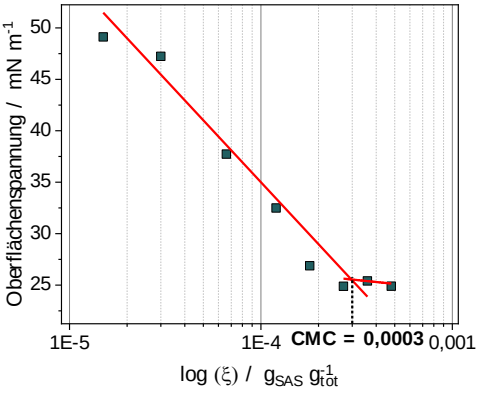


Abbildung 53: Bestimmung der kritischen Mizellenkonzentration (CMC) bei T = 85°C

Unsicherheitsbetrachtung

Standardunsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheiz- und Verdampfungszone

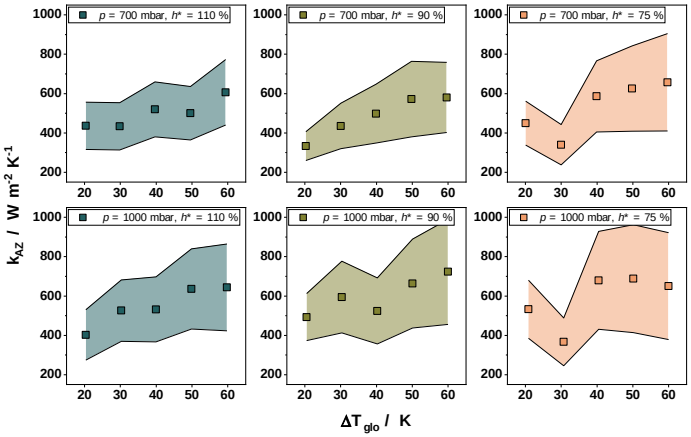


Abbildung 54: Darstellung der kombinierten Standardunsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten in der Aufheizzone in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für Betriebsdrücke p = 700 mbar und p = 1.000 mbar und scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 %

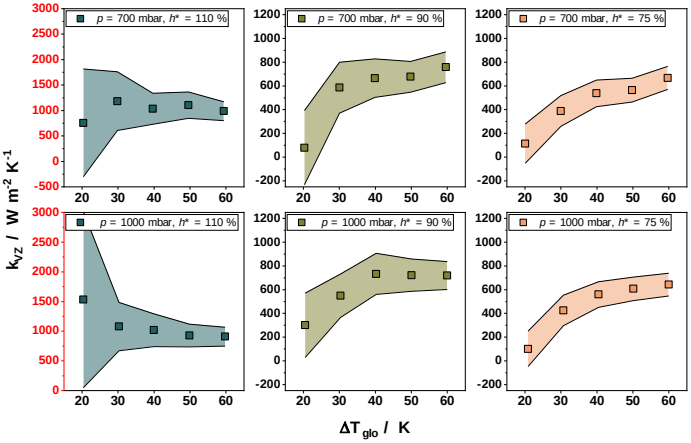


Abbildung 55: Darstellung der kombinierten Standardunsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten in der Verdampfungszone in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für Betriebsdrücke p = 700 mbar und p = 1.000 mbar und scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 %

Exemplarische Berechnung des heizseitigen Wärmeübergangskoeffizienten

Durch Umstellen von Gleichung (74) ergibt sich Gleichung (88), mit welcher der benötigte integrale Wärmedurchgangskoeffizient in Abhängigkeit der Standardunsicherheit des integralen Wärmedurchgangskoeffizienten und des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten für eine vorgegebenen Standardunsicherheit des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten abgeschätzt werden kann.

$$\frac{u_k(k_{int})}{u_k(\alpha_{Pro})} = \frac{R_{pro}}{R_{ges}} = \frac{k_{int}}{\alpha_{pro}} \rightarrow \frac{u_k(k_{int})}{u_k(\alpha_{pro})} \cdot \alpha_{pro} = k_{int} \qquad (88)$$

Bei Kenntnis von k_{int} kann darauf aufbauend der erforderliche heizseitige Wärmeübergangskoeffizient bestimmt werden (vgl. Tabelle 6).

Tabelle 6: Beispielhafte Berechnung des minimal erforderlichen heizseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{heiz} in Abhängigkeit der gewünschten Standardunsicherheit des produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten $u_k(\alpha_{heiz})$ für unterschiedliche Betriebsbedingungen

$u_k(\alpha_{pro})$ / W m^{-2} K^{-1}	$\alpha_{pro,max}$ / W m^{-2} K^{-1}	$u_k(k_{int})$ / W m^{-2} K^{-1}	A / m^2	k_{int} W m^{-2} K^{-1}	α_{Heiz} W m^{-2} K^{-1}
200	6000	100	0,5	3000	1500
150	6000	100	0,5	4000	2000
200	5000	100	0,5	2500	1250

Tabelle 7: Übersicht über die im Rahmen der Unsicherheitsbetrachtung relevanten Messunsicherheiten

Messgröße	Messgerät	Messunsicherheit
Temperatur	Widerstandsthermometer Typ Pt 100	0,1 K
Temperatur	Thermoelement Typ T	0,3 K
Umlaufmassenstrom	Coriolis Durchflussmesser	1,5 % vom Messwert
Fertigungstoleranzen Verdampferrohr	Herstellerangaben	Durchmesser: 0,5 mm Länge: 2 mm
Abgeschätzte Unsicherheiten		
Destillatmassenstrom	Abschätzung über maximalen Mittelwert aus Dreifachbestimmung	5 % vom Messwert
Länge Aufheizzone	Abschätzung über halbe Distanz zwischen den axialen Temperaturmessstellen im Verdampferrohr	50 mm

Naturumlaufverdampfung von reinem Wasser

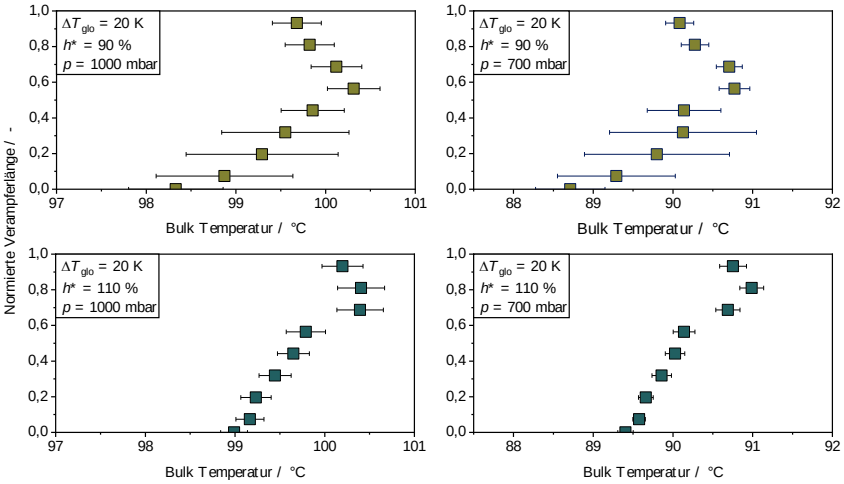


Abbildung 56: Einfluss des Betriebsdruckes auf den Temperaturverlauf im Verdampferrohr für reines Wasser, treibende Temperaturdifferenzen von 20 K und einen scheinbaren Füllstand von 90 % und 110 %

Naturumlaufverdampfung wässriger SAS Lösungen

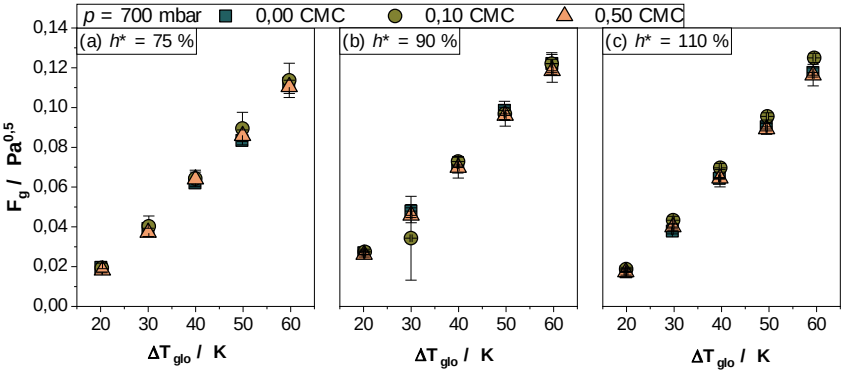


Abbildung 57: Einfluss des Tensids SAS auf den Gasbelastungsfaktor F_g im Brüdenabscheider in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz ΔT_{glo}.

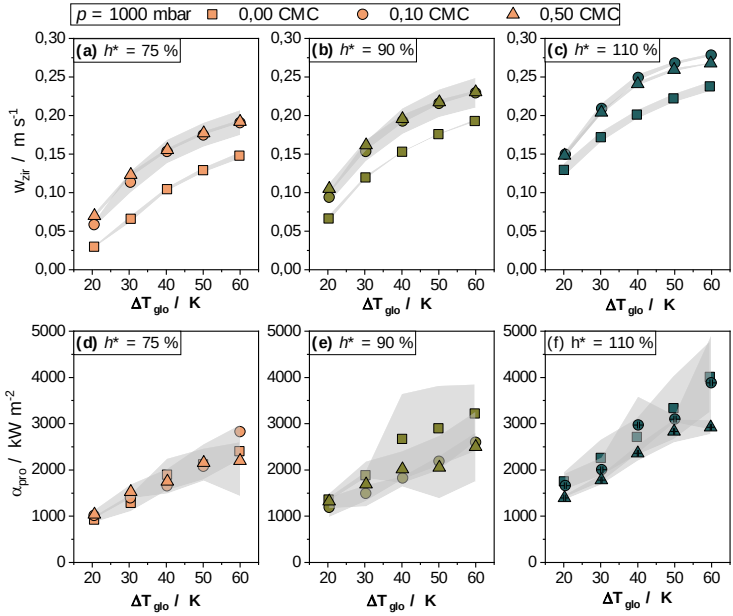


Abbildung 58: Beeinflussung des integralen Betriebsverhalten des Naturumlaufverdampfers durch die Zugabe von SAS für einen Betriebsdruck von 1.000 mbar. Dargestellt sind die Umlauf-gschwindigkeit sowie der produktseitige Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz für variierende scheinbare Füllstände und massebezogene Tensidanteile.

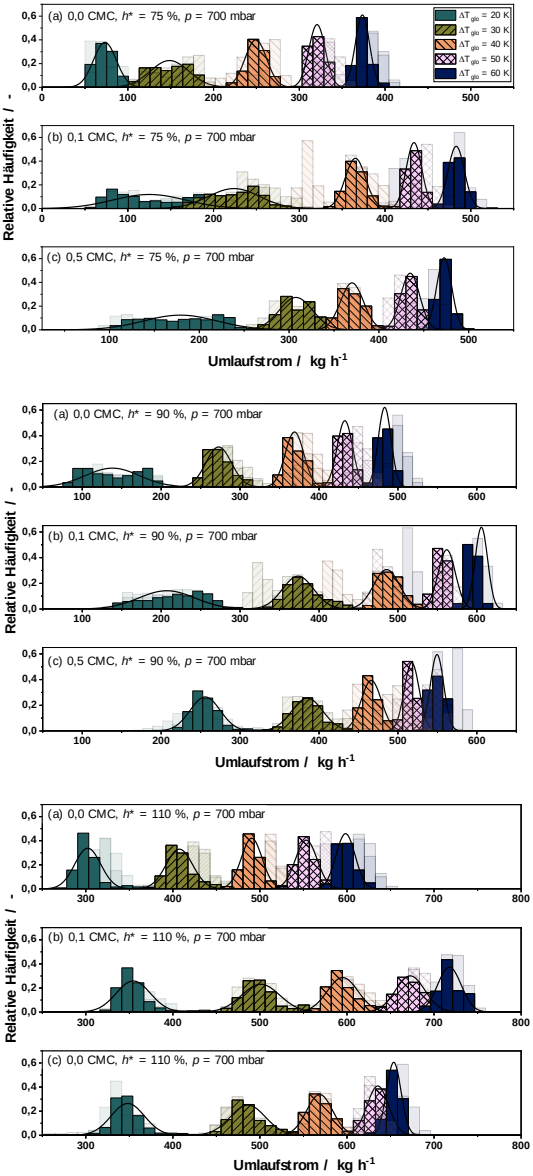


Abbildung 59: Histogramme des Umlaufstroms für massebezogene Tensidanteile von 0 CMC, 0,1 CMC und 0,5 CMC, scheinbare Füllstände von 75 %, 90 % und 110 % und einem Betriebsdruck von 700 mbar

Veröffentlichungen im Rahmen der Promotion

Zeitschriftenbeiträge

- Strodtmann, L.; Gebauer, M.; Vetter, A.; Scholl, S.; Jasch, K. Influence of surfactants on thermosiphon reboiling. *Chemical Engineering Research and Design* **2023**, 194, 105-114. DOI: 105-114, 10.1016/j.cherd.2023.04.015
- Strodtmann, L., Tartler, E., Jasch, K., Scholl, S. Operational Performance of a Thermosiphon Reboiler under Foaming Conditions. *Chemical Engineering Technology* **2022**, 45, 1389-1396, DOI: 10.1002/ceat.202200079
- Strodtmann, L., Staud, R., Klinke, T., Jasch, K. Scholl, S. Quantification of evaporation-induced foaming ability. *Chemical Engineering Research and Design* 2022, 179, 502-509. DOI: 10.1016/j.cherd.2022.01.021

Konferenzbeiträge

- Strodtmann, L., Tartler, E., Gebauer, M., Jasch, K., Scholl, S.: *„Investigation on thermosiphon reboiling using foaming liquid mixtures",* 12th International conference on Distillation & Absorption, Toulouse, France, 18.09-21.09.2022
- Strodtmann, L., Tartler, E., Jasch, K., Scholl, S.: Untersuchungen zur Naturumlaufverdampfung von schäumenden Stoffsystemen, ProcessNet-Fachgruppentreffen Fluidverfahrenstechnik und Hochdruckverfahrenstechnik, Bochum, Germany, 14.02.-15.02.2022
- Strodtmann, L., Jasch, K., Scholl, S.: *Process and equipment-based design for the evaporation of foaming liquid mixtures*, 13th European Congress of Chemical Engineering, Online-Event, 20.09. - 23.09.2021
- Strodtmann, L., Jasch, K., Scholl, S.: *Quantifizierung der Schaumfähigkeit von Stoffsystemen unter Siedebedingungen*, ProcessNet-Fachgruppentreffen Fluidverfahrenstechnik und Wärme- und Stoffübertragung, Online-Event, 24.02. - 26.02.2021
- Strodtmann, L., Jasch, K., Scholl, S.: *Prozess- und Apparatedesign bei der Verdampfung schaumfähiger Stoffsystem*, Jahrestreffen der ProcessNet-Fachgruppe Fluidverfahrenstechnik, Berchtesgaden, Germany, 26.02.-28.02.2020

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Laura Strodtmann
Geburtsdatum	27.12.1991
Geburtsort	Oldenburg

Ausbildung

1998 – 2002	Grundschule Röwekamp, Oldenburg
2002 - 2004	Orientierungsstufe, Oldenburg
2004 - 2011	Abitur, Neues Gymnasium, Oldenburg
2012 – 2016	Bachelor Materialwissenschaften, Friedrich-Schiller-Universität Jena
2016 – 2018	Master Materials Science and Engineering, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Berufstätigkeit

2019 – 2024	Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Chemische und Thermische Verfahrenstechnik, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig
2024 - bis dato	Fachingenieurin Salzgitter Mannesmannforschung GmbH

ISSN 1860-1316
ISBN 9783689523312

Cuvillier Verlag Göttingen
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag