



Fakultät für Maschinenwesen

Lehrstuhl für Anlagen- und Prozesstechnik

Kondensation binärer Gemische an horizontalen Rohren

Alexander Hermann Büchner

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs
genehmigten Dissertation.

Vorsitzende(r): Prof. Wolfgang Polifke, Ph.D.

Prüfer der Dissertation:

1. Prof. Dr.-Ing. Harald Klein
2. Prof. Dr.-Ing. Stephan Kabelac

Die Dissertation wurde am 25.05.2016 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 21.11.2016 angenommen.

Teile der vorgelegten Dissertation sind in folgenden Publikationen erschienen:

A. Büchner, A. Reif, S. Rehfeldt, H. Klein:

Problematik einheitlicher Betrachtungen des Wärmedurchgangs bei der Kondensation an strukturierten Rohren, Chemie Ingenieur Technik 87: S. 301 – 305, 2015

A. Büchner, A. Reif, S. Rehfeldt, H. Klein:

Untersuchung der Kondensation von Reinstoffen an einem horizontalen berippten Rohrbündel, Chemie Ingenieur Technik 87: S. 270 – 279, 2015

A. Reif, A. Büchner, S. Rehfeldt, H. Klein:

Äußerer Wärmeübergangskoeffizient bei der Kondensation von Reinstoffen an einem horizontalen Rippenrohr, Chemie Ingenieur Technik 87: S. 260 – 269, 2015

Danksagung

Diese Disseration ist während meiner Arbeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Anlagen- und Prozessentwicklung der Technischen Universität München entstanden. In dieser Zeit haben viele Menschen direkt und indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen, bei denen ich mich sehr herzlich für ihre Unterstützung bedanken möchte.

Im Besonderen möchte ich mich bei meinem Doktorvater Professor Klein für die Betreuung und die Anleitung während meiner Promotion bedanken. Die fachlichen Diskussionen waren stets sehr konstruktiv und anregend und Ihre Anmerkungen haben mir insbesondere beim Erstellen dieser Arbeit sehr geholfen. Aber auch Ihre stets positive Einstellung, Ihre Ratschläge und Ihr Umgang mit unterschiedlichsten Situationen haben mir in dieser Zeit viel auf meinen Weg mitgegeben.

Bei Professor Kabelac möchte ich mich dafür bedanken, dass er die Aufgabe des Zweitprüfers übernommen hat. Vielen Dank auch für die fachlichen Ratschläge und stets amüsanten Treffen in den vergangenen Jahren. Ich möchte mich zudem bei Professor Polifke für die Übernahme des Vorsitz der Prüfungskommission bedanken.

Ein großer Dank gilt auch allen meinen Kollegen am Lehrstuhl. Vielen Dank für das kollegiale und freundschaftliche Miteinander am Lehrstuhl und für die große Hilfsbereitschaft untereinander. Besonderer Dank gilt dabei meiner Kollegin Frau Dr.-Ing. A. Reif, mit der die Zusammenarbeit in unserem gemeinsamen Projekt immer unkompliziert und sehr produktiv war und ohne die die Arbeit sicher nicht mal halb soviel Spaß gemacht hätte. Ebenso geht besonderer Dank an meinen Kollegen Herrn Dr.-Ing. S. Rehfeldt für die vielen fachlichen und nicht fachlichen Diskussionen, für die vielen Korrekturen und Ratschläge und für viele lustige Stunden!

Zuletzt möchte ich mich noch bei meinen Eltern und meinen Geschwistern bedanken. Vielen Dank für die Unterstützung, die ihr mir all die Jahre gegeben habt.

Und dir, Manoni. Für Alles.

München, den 29.12.2016

Alexander Büchner

Kurzfassung

Um den besorgniserregenden Anstieg der Erderwärmung einzugrenzen, muss der Verbrauch fossiler Brennstoffe zur Energiegewinnung eingeschränkt werden. Ein möglicher Schritt dies zu erreichen ist die Wärmeintegration in verfahrenstechnischen Anlagen und der daraus folgende reduzierte Energiebedarf. Eine verbesserte Wärmeintegration resultiert aus innovativen Konzepten für Wärmeübertrager und einer korrekten mathematischen Beschreibung der darin ablaufenden Vorgänge.

Viele Wärmeübertrager in technischen Anlagen sind Kondensatoren. Während die Kondensation von Reinstoffen sehr gut mathematisch beschrieben werden kann, existieren für die Beschreibung der Gemischkondensation keine validierten Modelle. Neben der Überprüfung der Modelle müssen auch neue Konzepte, wie zum Beispiel niedrig und eng berippte Rohre auf ihre Eignung für die Gemischkondensation untersucht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Versuchsstände aufgebaut, an denen die Kondensation von binären Gemischen an horizontalen Rohren bei freier Konvektion untersucht werden kann. Als Versuchsröhre wurden GEWA K-30 Rippenrohre und Glattrohre der Firma Wieland-Werke AG aus Baustahl (1.0345) und aus Edelstahl (1.4404) verwendet. An diesen Rohren wurden das weitsiedende Gemisch n-Pentan/iso-Oktan und das Gemisch iso-Propanol/Wasser, das ein Minimumazeotrop aufweist, kondensiert.

Für weitsiedende Gemische kann das erwartete Kondensationsverhalten beobachtet werden. Die gemessenen äußeren Wärmeübergangskoeffizienten fallen mit steigendem Molanteil an Nebenkomponente ab und steigen mit steigender Wärmestromdichte an. Der Vergleich mit dem Filmmodell zeigt, dass mit diesem Modell die gemessenen Werte nur schlecht vorausberechnet werden können. Als Konsequenz daraus wurde ein eigenes Modell aufgestellt, dessen Übereinstimmung mit den Messwerten deutlich besser ist. Die hier untersuchten engsiedenden Gemische (Gemische mit iso-Propanol als Hauptkomponente) zeigen ein Verhalten wie Reinstoffe und es kann keine Verschlechterung mit steigendem Anteil an Nebenkomponente beobachtet werden. Die Berechnungsvorschrift für engsiedende Gemische liefert gute Übereinstimmungen mit den Messwerten. Beim Vergleich der beiden Rohrtypen miteinander ist der Wärmeübergang an den Rippenrohren meist besser als an den Glattrohren, solange der Prozess allerdings durch Vorgänge in der Gasphase limitiert wird, ist die Struktur der Rohroberfläche eher von nachrangiger Bedeutung.

Die mathematische Beschreibung des Kondensationsvorgangs von Gemischen mit dem Filmmodell ist für die hier durchgeführten Versuche nicht korrekt. Das eigene Modell schneidet deutlich besser ab, allerdings muss seine Gültigkeit noch durch weitere Messungen überprüft werden. Die Rippenrohre weisen eine Steigerung des Wärmeübergangs im Vergleich zu den Glattrohren auf, sie fällt jedoch deutlich kleiner aus als bei der Reinstoffkondensation. Die Ergebnisse dieser Arbeit können somit dazu beitragen, die Wärmeintegration bei Kondensatoren in der Industrie voranzutreiben und einen Anteil leisten, die voranschreitende Erderwärmung zu begrenzen.

Abstract

The usage of fossil fuels for energy production has to be reduced in order to minimize the alarming increase in global warming. One possible step to achieve this goal is heat integration in chemical plants, which leads to a reduced energy demand. An improved heat integration needs innovative concepts for heat exchangers as well as a correct mathematical description of the ongoing processes.

Many heat exchangers in technical plants are condensers. While the condensation of pure substances is very well described by mathematical formulas, validated models for the description of the condensation of mixtures do not exist. Besides reviewing the models, new concepts, like low-finned tubes, need to be tested for their suitability for the condensation of mixtures.

In the context of this work two experimental apparatus were built to examine the free convection condensation of binary mixtures on horizontal tubes. The tubes used in the experiments were GEWA K-30 low-finned tubes and smooth tubes both of Wieland-Werke AG made of carbon steel (1.0345) and stainless steel (1.4404). The examined mixtures were the mixture n-pentane/iso-octane, which is very wide-boiling, and the mixture iso-propanol/water, which shows a minimum azeotrope.

For wide-boiling mixtures the expected condensation behavior can be observed. The measured outer heat transfer coefficients decrease with increasing mole fraction of the secondary component and increase with increasing heat flux. The comparison shows, that with the film model the measured values can be predicted poorly. Consequently an own model was developed, having a good agreement with the measured data. The close-boiling mixtures (here: mixtures with iso-propanol as main component) show a behavior like pure substances and no decrease with increasing mole fraction of the secondary component can be detected. The equation for close-boiling mixtures shows good agreement with the measured values. The low-finned tubes do have, compared to the smooth tubes, a slightly improved heat transfer, but as long as the whole process is limited by processes in the gas phase, the structure of the tube surface is of a subordinated relevance.

For the measured data in the present work the mathematical description of the condensation process of mixtures using the film model is not correct. A better agreement can be seen with the presented model, but the validity of this model has to be checked via further measurements. The improvement of the heat transfer by using low-finned tubes for the condensation of mixtures is significantly smaller than the improvement for the condensation of pure substances. The results of this work thus can contribute to promoting heat integration for condensers in industry and therefore help limit the proceeding global warming.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	V
Kurzfassung	VII
Abstract	IX
Formelzeichen und Abkürzungen	XIII
1 Einleitung	1
2 Stand des Wissens	5
2.1 Wärmedurchgang am Rohr	6
2.2 Wärmeübergang bei der Kondensation	9
2.2.1 Kondensation von Reinstoffen an horizontalen Rohren	11
2.2.2 Kondensation unter Inertgaseinfluss	17
2.2.3 Kondensation von binären Gemischen an horizontalen Rohren	17
2.2.4 Theoretische Modelle zur Kondensation binärer Gemische	22
3 Ziel dieser Arbeit	33
4 Versuchsmethodik	35
4.1 Anlagenschema Einzelrohranlage	35
4.2 Anlagenschema Rohrbündelanlage	38
4.3 Verwendete Rohre	39
4.4 Untersuchte Gemische	42
4.5 Berechnungsgrundlagen	44
5 Messungen von Wärmeübergangskoeffizienten binärer Gemische	47
5.1 Gemisch n-Pentan/iso-Oktan	47
5.1.1 Hauptkomponente iso-Oktan	47
5.1.2 Hauptkomponente n-Pentan	51
5.2 Gemisch iso-Propanol/Wasser	53
5.2.1 Hauptkomponente iso-Propanol	53
5.2.2 Hauptkomponente Wasser	60
6 Diskussion	65
6.1 Diskussion der experimentellen Ergebnisse	65
6.1.1 Gemisch iso-Oktan (Hauptkomponente) - n-Pentan	66
6.1.2 Gemisch n-Pentan (Hauptkomponente) - iso-Oktan	68
6.1.3 Gemisch Wasser (Hauptkomponente) - iso-Propanol	70
6.1.4 Gemisch iso-Propanol (Hauptkomponente) - Wasser	73
6.2 Vergleich Rippenrohr und Glattrohr	75

6.3	Vergleich der Messdaten mit dem Filmmodell	78
6.3.1	Berechnungsschema	78
6.3.2	Gemisch iso-Oktan (Hauptkomponente) - n-Pentan	82
6.3.3	Gemisch Wasser (Hauptkomponente) - iso-Propanol	83
6.3.4	Gemisch n-Pentan (Hauptkomponente) - iso-Oktan	85
6.3.5	Zusammenfassende Darstellung	85
6.3.6	Bewertung	87
6.4	Vergleich der Messdaten mit dem Filmmodell unter Verwendung der <i>Lewis-Beziehung</i>	88
6.4.1	Berechnungsschema	89
6.4.2	Gemisch iso-Oktan (Hauptkomponente) - n-Pentan	89
6.4.3	Gemisch Wasser (Hauptkomponente) - iso-Propanol	92
6.4.4	Gemisch n-Pentan (Hauptkomponente) - iso-Oktan	93
6.4.5	Zusammenfassende Darstellung	93
6.5	Vergleich mit dem Modell für engsiedende Gemische	96
6.6	Eigene Modellierung	98
6.6.1	Modellierung des diffusiven gaseitigen Wärmeübergangskoeffizien- ten	99
6.6.2	Modellierung des thermodynamischen Parameters Z	107
6.6.3	Bewertung der aufgestellten Modelle	114
7	Zusammenfassung und Ausblick	117
A	Anhang	121
A.1	Herleitung der Molenstromdichte nach dem Filmmodell	121
A.2	Stoffdaten	122
A.3	Gemessene Wärmeübergangskoeffizienten	124
A.3.1	Gemisch n-Pentan/iso-Oktan	124
A.3.2	Gemisch iso-Propanol/Wasser	145
A.4	Messunsicherheit	166
A.5	Versuchsstand	170
A.5.1	Konstruktionszeichnung Kondensator Einzelrohranlage	170
A.5.2	Konstruktionszeichnung Kondensator Rohrbündelanlage	171
A.5.3	Technische Daten Prozessthermostat Einzelrohranlage	172
A.5.4	Technische Daten Prozessthermostat Rohrbündelanlage	173
A.5.5	Anlagenschema der Rohrbündelanlage	174
A.5.6	Beschreibung der Messsensorik	175
A.6	Betrieb der Versuchsanlage	176
	Literatur	179

Formelzeichen und Abkürzungen

Lateinische Formelzeichen

A	Fläche	m^2
c	molare Konzentration	$\frac{\text{mol}}{\text{m}^3}$
c_p	spezifische Wärmekapazität	$\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$
\bar{C}_p	molare Wärmekapazität	$\frac{\text{J}}{\text{mol}\cdot\text{K}}$
C	Konstante	—
d	Dicke, Durchmesser	m
D_{12}	Diffusionskoeffizient	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
g	Ortsfaktor	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$
h	spezifische Enthalpie	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$
h_{Rippe}	Rippenhöhe	m
Δh_V	spezifische Verdampfungsenthalpie	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$
$\Delta \bar{H}_V$	molare Verdampfungsenthalpie	$\frac{\text{J}}{\text{mol}}$
j	Diffusionsmolenstromdichte	$\frac{\text{mol}}{\text{m}^2\cdot\text{s}}$
k	Wärmedurchgangskoeffizient	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\cdot\text{K}}$
L	Länge	m
m	Exponent der Lewis-Zahl in der <i>Lewis-Beziehung</i>	—
\dot{m}	Massenstromdichte	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^2\cdot\text{s}}$
\dot{M}	Massenstrom	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$
n, o, p, q	Exponent	—
\dot{n}	Molenstromdichte	$\frac{\text{mol}}{\text{m}^2\cdot\text{s}}$
\dot{N}	Molenstrom	$\frac{\text{mol}}{\text{s}}$
p	Druck	bar
P	Leistung	W
\dot{q}	Wärmestromdichte	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$
\dot{Q}	Wärmestrom	W
r	Radius	m
R_{th}	thermischer Widerstand	$\frac{\text{K}}{\text{W}}$
s	Rippenabstand	m
t	Rippendicke	m
T	Temperatur	$^{\circ}\text{C}, \text{K}$
ΔT_{\log}	logarithmische Temperaturdifferenz	K
u	Geschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
x_i	Molanteil der Komponente i in flüssiger Phase	—

X	massenbezogener Dampfanteil in der Gasphase	—
y_i	Molanteil der Komponente i in gasförmiger Phase	—
z	Ortskoordinate	m
Z	thermodynamischer Parameter, Wärmestromdichtenverhältnis $\frac{\dot{q}_G}{\dot{q}}$	—

Griechische Formelzeichen

α	Wärmeübergangskoeffizient	$\frac{W}{m^2 \cdot K}$
β	Stoffübergangskoeffizient	$\frac{m}{s}$
β_{th}	isobarer thermischer Ausdehnungskoeffizient	$\frac{1}{K}$
δ	partielle Ableitung	—
δ_{GS}	Grenzschichtdicke	m
Δ	Differenz	—
ε	Steigerungsfaktor nach BRIGGS & ROSE 1994	—
γ	Ausdehnungskoeffizient	—
ζ	Korrekturfaktor in der <i>Ackermann-Korrektur</i>	—
η	dynamische Viskosität	$\frac{kg}{m \cdot s}$
λ	Wärmeleitkoeffizient	$\frac{W}{m \cdot K}$
ξ	Verlustbeiwert	—
ϱ	Dichte	$\frac{kg}{m^3}$
σ_K	Oberflächenspannung des Kondensats	$\frac{N}{m}$
σ	Spannung	$\frac{N}{m^2}$
ϕ	Flutungswinkel	—
Φ	Parameter in der <i>Ackermann-Korrektur</i>	—
π	Kreiszahl	—

Hochgestellte Indices

- * im Gleichgewicht
- mit *Ackermann-Korrektur*

Tiefgestellte Indices

- 1 Komponente 1, leichter siedende Komponente
- 2 Komponente 2, schwerer siedende Komponente
- a Stelle a
- Antransport* Antransport
- außen* auf die Außenseite bezogen, außen

<i>aus</i>	Ausgang, Ausgangs-
<i>az</i>	azeotrop
<i>b</i>	Stelle b
<i>Benetzung</i>	Benetzung
<i>Bulk</i>	Kernphase
<i>char</i>	charakteristisch
<i>Dampf</i>	Dampf
<i>Diff</i>	diffusiv
<i>ein</i>	Eingang, Eingangs-
<i>eq</i>	Gleichgewichtsmodell
<i>f</i>	Filmmodell
<i>F</i>	Film
<i>Fluid</i>	Fluid
<i>geflutet</i>	geflutet, im gefluteten Bereich
<i>ges</i>	gesamt
<i>G</i>	auf die Gasphase bezogen
<i>GF</i>	Grenzfläche
<i>GR</i>	Glattrohr
<i>HL</i>	Heizleistung
<i>i</i>	Laufvariable
<i>innen</i>	auf die Innenseite bezogen, innen
<i>iso-Oktan</i>	iso-Oktan
<i>iso-Propanol</i>	iso-Propanol
<i>konv</i>	konvektiv
<i>K</i>	Kondensat
<i>KL</i>	Kühlleistung
<i>KW</i>	Kühlwasser
<i>L</i>	auf die Flüssigphase bezogen
<i>Leitung</i>	Wärmeleitung
<i>Medium</i>	Medium
<i>n-Pentan</i>	n-Pentan
<i>Ph</i>	an der Phasengrenze
<i>PhW</i>	den Phasenübergang betreffend
<i>R</i>	Rohr
<i>Rippe</i>	an der Rippe, Rippe
<i>RR</i>	Rippenrohr

<i>s</i>	Sättigungszustand
<i>Siede</i>	Siedepunkt
<i>Spitze</i>	auf die (Rippen-)Spitze bezogen
<i>Tal</i>	Tal
<i>Tau</i>	Taupunkt
<i>u</i>	Anströmung
<i>W, Wand</i>	Wand
<i>Wasser</i>	Wasser

Dimensionslose Kennzahlen

<i>Bo</i>	Bond-Zahl	—
<i>Cn</i>	Kondensations-Zahl	—
<i>Gr</i>	thermische Grashof-Zahl	—
<i>Gr_ω</i>	stoffliche Grashof-Zahl	—
<i>Ja</i>	Jakob-Zahl	—
<i>Le</i>	Lewis-Zahl	—
<i>Nu</i>	Nußelt-Zahl	—
<i>Pr</i>	Prandtl-Zahl	—
<i>Ra</i>	Rayleigh-Zahl	—
<i>Re</i>	Reynolds-Zahl	—
<i>Sc</i>	Schmidt-Zahl	—
<i>Sh</i>	Sherwood-Zahl	—
<i>We</i>	Weber-Zahl	—
<i>Y</i>	dimensionslose Zahl nach KUMAR ET AL. 2002a	—

Abkürzungen

CS	Baustahl
GR	G latt R ohr
RR	R ippen R ohr
VA	Edelstahl

1 Einleitung

Im Dezember 2015 wurde der UN-Klimavertrag der Vereinten Nationen unterzeichnet, in dem festgehalten wurde, dass die Erderwärmung eingeschränkt werden soll [UNITED NATIONS 2015]. Er ist eine Reaktion auf die immer alarmierenderen Meldungen über das Ausmaß der Erderwärmung und deren Folgen auf das Klima unserer Erde [IPCC 2013]. Laut BUNDESREGIERUNG 2015 ist eine Reduktion des Anstiegs der bodennahen Lufttemperatur der Erde grundsätzlich auf zwei unterschiedliche Arten erreichbar: entweder wird weniger klimarelevantes Gas ausgestoßen, indem weniger fossile Rohstoffe verbraucht werden, oder die klimarelevanten Gase werden in sogenannten Senken gespeichert, so dass sie nicht in die Atmosphäre gelangen können. Dazu müssen sie zum Beispiel aus Abgas abgetrennt werden, um sie anschließend in unterirdischen Speichern zu lagern.

Das wohl am häufigsten in diesem Kontext genannte klimarelevante Gas ist das Kohlenstoffdioxid (CO_2), da es wesentlich zum sogenannten Treibhauseffekt beiträgt [PETERS & DARLING 1985]. Um die Erderwärmung zu beschränken muss folglich der Ausstoß dieses klimarelevanten Gases in die Atmosphäre reduziert werden. Es existieren bereits verschiedene Ansätze, wie man CO_2 aus den Abgasen eines Kraftwerkes entfernen kann. Der Fokus aktueller Forschung liegt momentan darin, diese Abtrennung durchzuführen, ohne den Wirkungsgrad des Kraftwerks all zu stark zu beeinträchtigen [BONGARTZ ET AL. 2015]. Die Abtrennung von CO_2 ist technisch bereits möglich und stellt somit derzeit nicht das Hauptproblem an dem Vorhaben dar. Aktuell ist vielmehr das Speichern der Gase das wesentliche Hindernis. Die bisher in Betracht gezogenen Möglichkeiten das abgetrennte Kohlenstoffdioxid zu speichern bestehen darin, das CO_2 wie bei HOU & WUNDRAM 2009 beschrieben im Boden zu verpressen. Allerdings herrscht gerade in der Bevölkerung große Skepsis diesem Vorgehen gegenüber, da niemand genau weiß, wie sicher dieser Ansatz ist [BOJANOWSKI 2012, KEMPKENS 2014].

Folglich bleibt als Lösungsansatz um die Erderwärmung zu beschränken nur die Reduktion des Ausstoßes klimarelevanter Gase. Auch hier werden in Deutschland große Anstrengungen unternommen. Der Anteil an erneuerbaren Energien an der Primärenergiegewinnung in Deutschland hat sich laut ARBEITSGEMEINSCHAFT-ENERGIEBILANZEN 2015 seit dem Jahr 1990 mehr als verzehnfacht. Laut dem UMWELTBUNDESAMT 2013 soll der Anteil an erneuerbaren Energien am Bruttoendenergieverbrauch bis 2060 auf 60 Prozent ausgebaut werden. Die teilweise Substitution der fossilen Brennstoffe durch erneuerbare Energien bei der Stromproduktion wird allerdings nicht ausreichen. Zusätzlich dazu muss der Gesamtenergiebedarf gesenkt werden, ohne jedoch die Produktivität und Wettbewerbsfähigkeit Deutschlands auf dem Weltmarkt zu gefährden. Dies kann nach dem BUNDESMINISTERIUM FÜR WIRTSCHAFT UND ENERGIE 2014 nur geschehen, indem eine bessere Energieeffizienz in privaten Haushalten sowie in der Industrie erreicht wird.

Insbesondere die energieintensiven Industriezweige, wie zum Beispiel die chemische Industrie, sind davon betroffen. Da in den verfahrenstechnischen Anlagen ein großer Energiebedarf besteht, existiert dort allerdings gleichzeitig auch ein großes Einsparpotential. In solchen Anlagen bilden die sogenannten Grundoperationen die zentralen Elemente eines Prozesses. Häufiger als die Apparate für diese Grundoperationen sind jedoch meist Wärmeübertrager verbaut. Um Prozesse energieeffizient zu betreiben, müssen somit nicht nur die Grundoperationen, sondern gerade auch die Wärmeübertrager, wie Verdampfer und Kondensatoren, auf ihren Energiebedarf hin optimiert werden.

Ein in einen Prozess eingebauter Kondensator kühlt einen dampfförmigen Gasstrom soweit ab, dass dieser kondensiert und am Ende des Prozessschrittes flüssig vorliegt. Im Gegenzug wird im Kondensator ein kalter Strom, meist Kühlwasser, erwärmt. Auf den ersten Blick erschließen sich hier keine direkten Einsparpotentiale im Strom- und Energieverbrauch des Gesamtprozesses. Um diese zu erkennen, muss man sich vor Augen führen, was aus einer Optimierung eines Wärmeübertragers resultiert. In einem optimierten Kondensator reicht zum Beispiel ein geringerer Kühlwassermassenstrom bei erhöhter Kühlwasseranwärmung aus um den Kondensationsvorgang vollständig durchzuführen. Dadurch kann Strom bei Pumpen eingespart werden, was zu einer Reduktion im Stromverbrauch führen würde. Alternativ kann bei gleichbleibender Kühlwassertemperatur die Gesamtfläche des Kondensators verringert werden, was zu einer geringeren Größe des gesamten Apparats und somit zu geringerem Energiebedarf bei der Produktion führt. Das wichtigste Resultat aus einer Optimierung eines Kondensators ist aber, dass für die Kondensation des gasförmigen Stroms auch ein wärmerer Kühlwasserstrom noch vollkommenen ausreichend ist.

Diese einfache Erkenntnis hat zur Folge, dass zum Beispiel ein bereits etwas erwärmter Kühlwasserstrom nochmals oder sogar ein in der Anlage vorhandener Stoffstrom eingesetzt werden kann, um als kühlender Strom im Kondensator verwendet zu werden. In der Regel wird dafür ein Stoffstrom herangezogen, der selbst erwärmt werden muss. Dieser als Wärmeintegration bekannter Schritt hat zur Folge, dass Energie für das Erwärmen des Stoffstroms eingespart werden kann und der Kühlwasserstrom nicht mehr so stark abgekühlt werden muss, bis er wiederverwendet oder in ein Gewässer zurück gelassen werden kann. Da für die Kühlwasserkühlung zum Beispiel Kühltürme und Lüfter betrieben werden müssen, kann durch die Verringerung des Kühlleistungsbedarfs Energie eingespart werden.

Bei einem optimal ausgelegten Wärmeübertrager können die Vorgänge im Apparat durch theoretische Modelle so gut und genau beschrieben werden, dass die Sicherheitszuschläge minimiert werden können, da keine oder nur sehr geringe Unsicherheiten bestehen. Doch auch bei einem optimal ausgelegten Wärmeübertrager besteht noch Einsparungspotential im Energiebedarf. Durch neue Ideen und Innovationen gelingt es Ingenieuren immer wieder, die notwendige Temperaturdifferenz zwischen dem warmen und dem kalten Strom im Wärmeübertrager noch weiter abzusenken.

Genau an diesem Punkt möchte diese Arbeit mit der Untersuchung der Kondensation von binären Gemischen ansetzen. Während die Kondensation von Reinstoffen an glatten

Oberflächen bereits von NUSSELT 1916 mathematisch korrekt beschrieben wurde und das Modell vielfach validiert ist, fehlt bei der Kondensation von Gemischen ein anerkanntes gängiges mathematisches Modell. Hier soll dazu beigetragen werden, die vorhandenen Modelle zu überprüfen und mit Messungen zu validieren.

Neben der Überprüfung der theoretischen Modelle will diese Arbeit aber auch die Möglichkeiten der Verwendung niedrig und eng berippter Rohre bei der Kondensation binärer Gemische untersuchen. Diese Rohre haben im Vergleich zum Standard „Glattrohr“ bei der Kondensation von Reinstoffen bereits vielversprechende Ergebnisse geliefert (siehe REIF ET AL. 2015). Da in industriellen Anlagen allerdings meist Gemische kondensiert werden, muss ihre Eignung bei der Kondensation von Gemischen untersucht werden, bevor sie für Kondensatoren in chemischen Anlagen in Betracht gezogen werden können.

Diese Untersuchungen sollen dazu beitragen, dass grundsätzlich die Vorgänge bei der Kondensation binärer Gemische sowohl am Glattrohr als auch am Rippenrohr genauer beschrieben werden können. Gelingt dies, kann der Energieverbrauch der chemischen Industrie in Deutschland gesenkt und die hochgesteckten Ziele bei der Reduktion des Ausstoßes klimarelevanter Gase in Deutschland erreicht werden. Denn nur auf diesem Weg ist die Beschränkung der Erderwärmung auch wirklich zu erreichen.

2 Stand des Wissens

In technischen Anwendungen spielt der Wärmetransport zwischen Körpern und/oder Fluiden eine wichtige Rolle. Nach POLIFKE & KOPITZ 2005 kann dieser Wärmetransport grundsätzlich in drei Arten unterteilt werden:

- Wärmeleitung,
- konvektiver Wärmeübergang und
- Wärmestrahlung.

Diese drei Arten des Wärmetransports treten in der Regel stets gleichzeitig auf, bei niedrigen Temperaturen ist die Wärmestrahlung jedoch deutlich kleiner als die anderen beiden Transportmechanismen und kann in diesem Fall vernachlässigt werden. Erst bei Temperaturen von mehreren hundert Grad Celsius, wie sie zum Beispiel bei Verbrennungsprozessen auftreten, ist dies nicht mehr zulässig. Aus diesem Grund werden hier nur die für diese Arbeit relevanten Transportarten der Wärmeleitung und des konvektiven Wärmeübergangs betrachtet.

Die Wärmeleitung wird von POLIFKE & KOPITZ 2005 als der diffusive Energietransport in Festkörpern und Fluiden beschrieben, für den das Fourier'schen Gesetz verwendet werden kann:

$$\dot{Q} = \lambda \cdot A \cdot \frac{T_a - T_b}{d} \quad . \quad (2.1)$$

Der übertragene Wärmestrom \dot{Q} ist demnach abhängig von der Wärmeleitfähigkeit λ , der Fläche A , der Dicke d und den Temperaturen T_a und T_b an den unterschiedlichen Stellen des Körpers oder des Fluids.

Der konvektive Wärmeübergang wird von POLIFKE & KOPITZ 2005 definiert als die „Übertragung von Wärme zwischen einem Körper und einem Fluid, welche sich relativ zueinander bewegen“. Dieser Wärmeübergang wird durch das Newton'sche Gesetz mit dem Wärmeübergangskoeffizienten α beschrieben:

$$\dot{Q} = \alpha \cdot A \cdot (T_a - T_b) \quad . \quad (2.2)$$

Dieser Zusammenhang kann auch durch die Wärmestromdichte \dot{q} ausgedrückt werden:

$$\dot{q} = \alpha \cdot (T_a - T_b) \quad . \quad (2.3)$$

Dabei kann zwischen der freien Konvektion und der erzwungenen Konvektion unterschieden werden. Während die freie Konvektion auf Grund von Dichteunterschieden auftritt, kommt es zur erzwungenen Konvektion durch eine äußere Kraft oder einen äußeren Impuls zum Beispiel durch Pumpen oder ein Gebläse.

Die meisten Wärmeübertrager in technischen Anwendungen lassen sich nach WOLF & KIRCHNER 2013 auf Grund ihrer Bauform in zwei verschiedene Typen einteilen:

- in Plattenwärmeübertrager und
- in Rohrbündelwärmeübertrager.

Des Weiteren kann zwischen Wärmeübertragern mit und ohne Phasenwechsel unterschieden werden. Der Wärmetransport in solchen Wärmeübertragern ist nach BAEHR & STEPHAN 2004 meist eine Kombination aus konvektivem Wärmeübergang und Wärmeleitung und wird allgemein als Wärmedurchgang bezeichnet.

2.1 Wärmedurchgang am Rohr

Laut BAEHR & STEPHAN 2004 ist die gängigste Bauform eines Wärmeübertragers der Rohrbündelwärmeübertrager. Bei dieser Art Wärmeübertrager sind die Rohre in einem Bündel angeordnet, das von einem Fluid umströmt wird, während ein anderes Fluid durch die Rohre hindurch strömt. Dabei sind die beiden Fluide durch die Rohrwand getrennt. Betrachtet man an einer Stelle den lokalen Wärmetransport von außen nach innen, so kommt es zunächst zu einem konvektiven Wärmeübergang vom äußeren Fluid an die Rohrwand, danach wird die Wärme durch die Rohrwand geleitet, bevor durch einen erneuten konvektiven Wärmeübergang die Wärme von der Rohrwand an das Fluid auf der Rohrinne-seite abgegeben wird. Es kommt folglich zu einem Wärmedurchgang vom Fluid auf der Rohraußenseite auf das Fluid auf der Rohrinne-seite, der nach BAEHR & STEPHAN 2004 wie folgt beschrieben werden kann:

$$\dot{Q} = k \cdot A \cdot (T_{Fluid,au\beta en} - T_{Fluid,innen}) \quad . \quad (2.4)$$

Dabei ist k der Wärmedurchgangskoeffizient, A die übertragende Fläche und $T_{Fluid,au\beta en}$ bzw. $T_{Fluid,innen}$ sind die lokalen Temperaturen in der Kernphase des Fluids auf der Außenseite bzw. der Innenseite. Es ergibt sich daraus ein wie in Abbildung 2.1 dargestelltes Temperaturprofil.

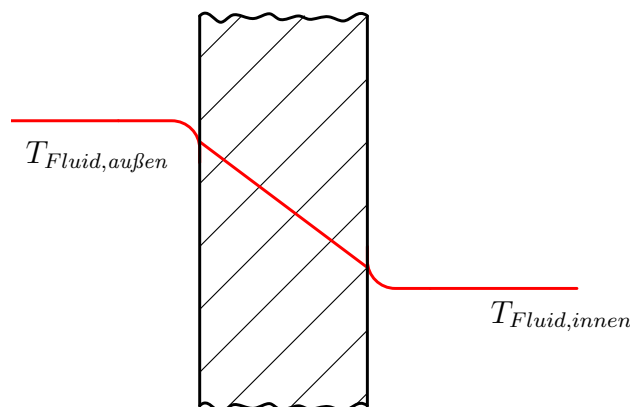


Abbildung 2.1: Temperaturverlauf beim Wärmedurchgang an einer Wand

Der Term $\frac{1}{k \cdot A}$ wird als gesamter thermischer Widerstand $R_{th,ges}$ gegen den Wärmedurchgang bezeichnet:

$$R_{th,ges} = \frac{1}{k \cdot A} \quad . \quad (2.5)$$

Dieser gesamte thermische Widerstand setzt sich aus drei Einzelwiderständen zusammen, die aus den jeweiligen Wärmetransportvorgängen resultieren:

$$R_{th,ges} = R_{th,innen} + R_{th,Leitung} + R_{th,außen} \quad (2.6)$$

$$R_{th,ges} = \frac{1}{k \cdot A} = \frac{1}{\alpha_{innen} \cdot A_{innen}} + \frac{\ln\left(\frac{r_{R,außen}}{r_{R,innen}}\right)}{\lambda \cdot 2 \cdot \pi \cdot L_R} + \frac{1}{\alpha_{außen} \cdot A_{außen}} \quad . \quad (2.7)$$

Dabei ist zu beachten, dass die Rohrwand gekrümmt ist, weshalb in den mittleren Term für die Wärmeleitung nicht die Rohrwanddicke d eingesetzt wird, sondern der natürliche Logarithmus aus dem Verhältnis des Außenradius zum Innenradius $\ln\left(\frac{r_{R,außen}}{r_{R,innen}}\right)$.

Analog zur Elektrotechnik werden diese drei Einzelwiderstände von BAEHR & STEPHAN 2004 als drei hintereinander geschaltete einzelne Widerstände beschrieben, wie in Abbildung 2.2 dargestellt. Der Wärmestrom fließt hier, entsprechend dem Temperaturgradienten in Abbildung 2.1, von links nach rechts.

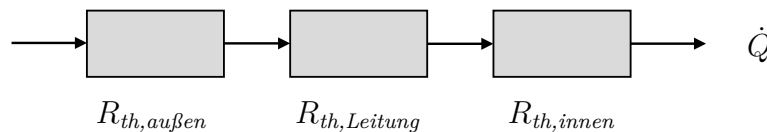


Abbildung 2.2: Hintereinander geschaltete thermische Widerstände für den Wärmedurchgang

In der Regel sind der Wärmeleitkoeffizient λ eines Werkstoffes, sowie die Rohrabmessungen L_R , $r_{R,innen}$ und $r_{R,außen}$ bekannt, so dass $R_{th,Leitung}$ bestimmt werden kann.

Zur Beschreibung der Wärmeübergangskoeffizienten α gibt es verschiedene Gleichungen, die von der Strömung, der geometrischen Form des jeweiligen Körpers und von der Art des Wärmeübergangs abhängig sind. Zur Beschreibung des Wärmeübergangs wird in der gängigen Literatur wie bei BAEHR & STEPHAN 2004 oder bei POLIFKE & KOPITZ 2005 sehr häufig ein Zusammenhang zwischen der Nusselt-Zahl Nu

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d_R}{\lambda} \quad (2.8)$$

und anderen dimensionslosen Kennzahlen, meist der Reynolds-Zahl Re

$$Re_u = \frac{u_{Fluid} \cdot d_R \cdot \rho_{Fluid}}{\eta_{Fluid}} = \frac{u_{Fluid} \cdot d_R}{\nu_{Fluid}} \quad (2.9)$$

und der Prandtl-Zahl Pr

$$Pr = \frac{\eta_{Fluid} \cdot c_{p,Fluid}}{\lambda_{Fluid}} = \frac{\nu_{Fluid}}{\alpha_{Fluid}} \quad (2.10)$$

angegeben. Dabei ist d_R der Rohrdurchmesser, u_{Fluid} die Strömungsgeschwindigkeit, ρ_{Fluid} die Dichte, η_{Fluid} die dynamische Viskosität, ν_{Fluid} die kinematische Viskosität, α_{Fluid} die Temperaturleitfähigkeit und $c_{p,Fluid}$ die spezifische Wärmekapazität des Fluids.

Der innere Wärmeübergangskoeffizient α_{innen} beim Durchströmen eines Rohres ohne Phasenwechsel wird für turbulente Strömungen von GNIELINSKI 2013 mit folgender Gleichung wiedergegeben:

$$Nu = \frac{(\xi/8) \cdot (Re - 1000) \cdot Pr}{1 + 12.7 \sqrt{\xi/8} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \cdot \left[1 + \left(\frac{d_{R,innen}}{L_R} \right)^{2/3} \right] \quad (2.11)$$

In diese gehen neben den eben eingeführten Kennzahlen der Innendurchmesser des Rohres $d_{R,innen}$ und die Länge des Rohres L_R ein. Des Weiteren muss der Verlustbeiwert ξ nach KONAKOV 1946 berechnet werden:

$$\xi = (1.8 \cdot Re - 1.5)^2 \quad (2.12)$$

Auch für den äußeren Wärmeübergang gibt es Gleichungen, mit denen $\alpha_{außen}$ berechnet werden kann. Für den Fall des Wärmeübergangs auf der Außenseite eines horizontalen Rohres bei freier Konvektion ohne Phasenwechsel ist von KLAN 2013 folgende Gleichung angegeben:

$$Nu = \left(0.752 + \frac{0.387 \cdot Ra^{1/6}}{(1 + (0.559/Pr)^{9/16})^{8/27}} \right)^2 \quad (2.13)$$

Dabei ist die Rayleigh-Zahl Ra definiert als:

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{g \cdot \left(\frac{\pi}{2} \cdot d_R\right)^3 \cdot \rho_{Fluid}^2 \cdot \beta_{th} \cdot (T_W - T_{Bulk}) \cdot \eta_{Fluid} \cdot c_{p,Fluid}}{\eta_{Fluid}^2 \cdot \lambda_{Fluid}} \quad (2.14)$$

Gr steht in der Gleichung für die thermische Grashof-Zahl. T_{Bulk} ist die Temperatur in der Kernphase, g der Ortsfaktor und β_{th} , der isobare thermische Ausdehnungskoeffizient, der nach BIRD ET AL. 2007 für ideale Gase mit $\beta_{th} = \frac{1}{T_{Bulk}}$ angenähert werden kann.

Auf den Fall der Kondensation, also eines Wärmeübergangs mit Phasenwechsel, an der Außenseite eines horizontalen Rohres wird, auf Grund seiner Relevanz für die hier vorliegende Arbeit, im nächsten Abschnitt genauer eingegangen.

2.2 Wärmeübergang bei der Kondensation

STEPHAN 1992 beschreibt die Kondensation als Phasenübergang von einer Gasphase in eine Flüssigphase. Dieser Phasenwechsel findet bei technischen Anwendungen meist an einer kalten Wand statt, die eine Temperatur unter der Sättigungstemperatur der Gasphase aufweist. Je nachdem, wie die Flüssigkeit die Wand benetzt, wird von STEPHAN 1992, BAEHR & STEPHAN 2004 und POLIFKE & KOPITZ 2005 zwischen zwei Arten der Kondensation unterschieden: Bei der Filmkondensation bildet sich an der Wand ein durchgängiger Film aus. Bei der Tropfenkondensation entsteht kein durchgängiger Film, sondern die Wand ist mit Tropfen benetzt. Welche Kondensationsform auftritt, ist dabei nach STEPHAN 1992 und POLIFKE & KOPITZ 2005 abhängig von der Benetzungsspannung $\sigma_{\text{Benetzung}}$ und der Grenzflächenspannung σ_{GF} .

Nach LEIPERTZ 2013 ist der Wärmeübergangskoeffizient bei der Tropfenkondensation im Vergleich mit dem bei der Filmkondensation zwar oft um ein Vielfaches größer, allerdings ist die Tropfenkondensation schwerer herbeizuführen. Sollen Tropfen auf einer kalten Oberfläche generiert werden, schlägt STEPHAN 1992 vor, die Oberfläche zu beschichten oder mit Promotoren zu versehen, da sonst diese Kondensationsart in der Regel nicht auftritt. Von LEIPERTZ 2013 wird darauf hingewiesen, dass auf Grund der kleinen Oberflächenspannungen bei Nicht-Wassersystemen die Tropfenkondensation nur sehr schwer erreicht wird. Die gängige Kondensationsart ist daher die Filmkondensation.

Der Vorgang der Kondensation wird von BAEHR & STEPHAN 2004 in drei Teilschritte unterteilt:

- Antransport der kondensierbaren Komponente an die Phasengrenze (konvektiv oder diffusiv)
- Phasenwechsel an der Phasengrenze (Freisetzen der Kondensationsenthalpie)
- Wärmeleitung der frei gewordenen Kondensationswärme durch das Kondensat an die Rohrwand.

Diesen Teilschritten kann wiederum jeweils ein Teilwiderstand zugeordnet werden. Die entsprechenden Teilwiderstände werden im Widerstand gegen den Wärmeübergang auf der Außenseite $R_{th,au\beta en}$ zusammengefasst. In Analogie zu Abbildung 2.2 können die drei Teilwiderstände wie in Abbildung 2.3 dargestellt werden.

Bei der Reinstoffkondensation ist nach COLBURN & DREW 1937, BELGHAZI ET AL. 2003 und BAEHR & STEPHAN 2004 der Widerstand gegen die Wärmeleitung im Kondensat in der Regel mit Abstand am größten. Somit dominiert dieser den gesamten äußeren Widerstand $R_{th,au\beta en}$. Solange keine starke Überhitzung des Dampfes auftritt, werden die anderen beiden Widerstände bei der Reinstoffkondensation vernachlässigt und es gilt

$$R_{th,au\beta en} = R_{th,K,Leitung} \quad . \quad (2.15)$$

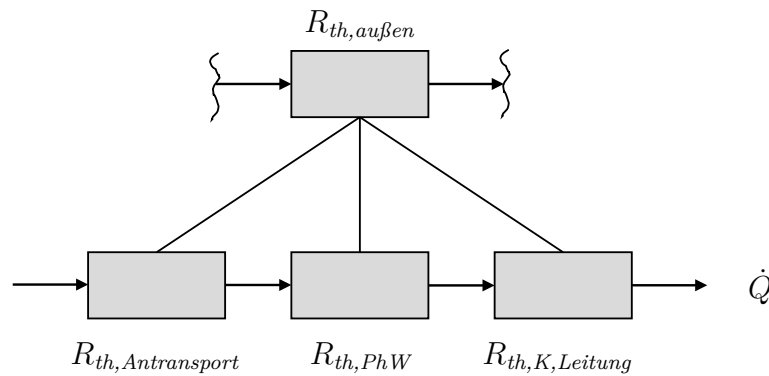


Abbildung 2.3: Hintereinander geschaltete thermische Widerstände für den äußeren Wärmeübergang bei Kondensation an der Außenseite

Wird jedoch ein Gemisch kondensiert, kann auch der Widerstand $R_{th,Antransport}$ sehr groß und limitierend für den Gesamtvorgang werden. Somit gilt für Gemische

$$R_{th,au\beta en} = R_{th,K,Leitung} + R_{th,Antransport} \quad . \quad (2.16)$$

Analog zu den Gleichungen (2.5) bis (2.7) kann Gleichung (2.16) unter der Voraussetzung einer einheitlichen Bezugsfläche auch als

$$\frac{1}{\alpha_{th,au\beta en}} = \frac{1}{\alpha_L} + \frac{1}{\alpha_{Antransport}} \quad (2.17)$$

geschrieben werden.

Der dritte Widerstand, $R_{th,PhW}$, steht für den Phasenwechsel an der Phasengrenze. Für den Übergang von Dampf in die Flüssigkeit bei der Kondensation ist nach BAEHR & STEPHAN 2004 unmittelbar an der Phasengrenze ein Temperaturgefälle notwendig. Dieses ist aber in den allermeisten Fällen so klein, dass dieser Widerstand wie von BUTTERWORTH 1981 beschrieben fast immer vernachlässigt werden kann. Somit reichen die Gleichungen (2.15) und (2.16) aus um die thermischen Widerstände bei den hier betrachteten Vorgängen zu beschreiben.

Die Beschreibung des Wärmeübergangswiderstands $R_{th,au\beta en}$ auf der Außenseite und damit auch des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$ hängt somit sowohl von der Art der Kondensation (Film oder Tropfen), als auch von der Zusammensetzung des Dampfes (Reinstoff oder Gemisch) ab. Allerdings spielt auch die Geometrie der Oberfläche, an der der Dampf kondensiert, eine Rolle. So unterscheidet sich zum Beispiel der Wärmeübergang an einer ebenen Platte von dem an einem Rohr. Im Folgenden soll die Kondensation an einem horizontalen Rohr eingehender betrachtet werden.

2.2.1 Kondensation von Reinstoffen an horizontalen Rohren

Von WOLF & KIRCHNER 2013 wird zwischen zwei Ausrichtungen der Rohre in einem Rohrbündelwärmeübertrager unterschieden, die am häufigsten verwendet werden. Die vertikale oder die horizontale Anordnung der Rohre. Je nach Ausrichtung unterscheidet sich der Wärmeübergang am Rohr. So kann es zum Beispiel an horizontal ausgerichteten Rohren zum Abtropfen von Kondensat kommen, wohingegen das Kondensat an vertikal ausgerichteten Rohren an den Rohren entlang nach unten hin abläuft. Die häufigste Bauform solcher Wärmeübertrager ist das liegende Rohrbündel, in dem die Rohre horizontal angeordnet sind.

Glattrohre BAEHR & STEPHAN 2004 beschreiben die Kondensation eines Dampfes auf der Außenseite eines waagrechten glatten Rohres. Bei geringer Dampfgeschwindigkeit bildet sich ein Kondensatfilm, der auf Grund der Schwerkraft vom Rohr abfließt. Ist dieser Kondensatfilm dünn, kommt es zu einem laminaren Filmverhalten und der Wärmeübergang wird hauptsächlich durch die Wärmeleitung durch das Kondensat beeinflusst.

Für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten dieses Kondensationsvorgangs hat NUSSELT 1916 folgende Gleichung veröffentlicht

$$\alpha_{au\beta en} = \alpha_L = 0.725 \cdot \sqrt[4]{\frac{g \cdot \rho_K^2 \cdot \lambda_K^3 \cdot \Delta h_V}{\eta_K \cdot d_R \cdot (T_{Dampf} - T_W)}} \quad (2.18)$$

Bei Reinstoffen ist nach Gleichung (2.15) der Widerstand gegen den äußeren Wärmeübergang $R_{th,au\beta en}$ einzig auf den Widerstand gegen die Wärmeleitung $R_{th,K,Leitung}$ zurückzuführen, so dass $\alpha_{au\beta en} = \alpha_L$ ist. In Gleichung (2.18) steht Δh_V für die spezifische Verdampfungsenthalpie des Kondensats. Der äußere Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{au\beta en}$ nimmt somit mit steigender Temperaturdifferenz ($T_{Dampf} - T_W$) zwischen Dampf und Wand ab. BAEHR & STEPHAN 2004 weisen darauf hin, dass sich durch graphische Integration der Vorfaktor in obiger Gleichung zu 0.725 ergab. Die numerische Integration liefert allerdings den Wert 0.728, weshalb dies der heutzutage in der Literatur verwendete Wert ist:

$$\alpha_{au\beta en} = \alpha_L = 0.728 \cdot \sqrt[4]{\frac{g \cdot \rho_K^2 \cdot \lambda_K^3 \cdot \Delta h_V}{\eta_K \cdot d_R \cdot (T_{Dampf} - T_W)}} \quad (2.19)$$

Die Überlegungen, die zu dieser Gleichung geführt haben, werden auch *Nusselt'sche Wasserhauttheorie* genannt. POLIFKE & KOPITZ 2005 listen die zugrundeliegenden Annahmen für diese Theorie auf:

- Die Stoffwerte des Kondensats am Rohr sind näherungsweise konstant.
- Die Kondensatströmung ist laminar und stationär.
- Die Dampftemperatur T_{Dampf} entspricht der Sättigungstemperatur T_s .

- Die Schubspannung an der Grenzfläche kann vernachlässigt werden.
- Es kommt zu keinem konvektiven Wärmetransport im Film, so dass sich im Kondensatfilm ein lineares Temperaturprofil ergibt.

Kombiniert man nun Gleichung (2.2) mit Gleichung (2.19), so ergibt sich der Zusammenhang zwischen dem äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{au\ss}en}$ und dem Wärmestrom \dot{Q} , beziehungsweise der Wärmestromdichte \dot{q} :

$$\alpha_{\text{au\ss}en} = 0.728^{4/3} \cdot \sqrt[3]{\frac{g \cdot \varrho_K^2 \cdot \lambda_K^3 \cdot \Delta h_V \cdot A}{\eta_K \cdot d_R \cdot \dot{Q}}} = 0.728^{4/3} \cdot \sqrt[3]{\frac{g \cdot \varrho_K^2 \cdot \lambda_K^3 \cdot \Delta h_V}{\eta_K \cdot d_R \cdot \dot{q}}} \quad (2.20)$$

Mit dieser Gleichung kann nun der äußere Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{\text{au\ss}en}$ in Abhängigkeit von Stoffgrößen und geometrischen Abmessungen sowie der Wärmestromdichte \dot{q} beschrieben werden. Daraus ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen $\alpha_{\text{au\ss}en}$ und der Wärmestromdichte:

$$\alpha_{\text{au\ss}en} \sim \dot{q}^{-1/3} \quad (2.21)$$

Das bedeutet, je größer die Wärmestromdichte, desto kleiner ist der äußere Wärmeübergangskoeffizient. Dieser Zusammenhang lässt sich mit der Dicke der Kondensatschicht am Rohr erklären: Je größer die Wärmestromdichte, desto mehr kondensiert an der Rohraußenseite. Folglich wird die Kondensatschicht am Rohr dicker. Da die Wärmeleitung durch die Kondensatschicht der limitierende Faktor für den äußeren Wärmeübergang bei der Reinstoffkondensation am Rohr ist, verringert sich der äußere Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{\text{au\ss}en}$.

Damit stehen mit Gleichung (2.11) und Gleichung (2.20) alle notwendigen Gleichungen zur Verfügung, um den gesamten Wärmedurchgangswiderstand $R_{th,ges}$ bei der Kondensation eines Reinstoffes an einem glatten Rohr nach Gleichung (2.7) berechnen zu können.

Rippenrohre Nach BAEHR & STEPHAN 2004 und POLIFKE & KOPITZ 2005 werden Rohre mit einer strukturierten Oberfläche für die Kondensation eingesetzt, um den übertragenen Wärmestrom im Vergleich zu dem bei Glattrohren zu erhöhen. Die einfachste Form solcher strukturierten Rohre sind die sogenannten Rippenrohre. Bei diesen sind auf der Außenseite der Rohre Rippenstrukturen angebracht, welche sich in ihren Abmessungen jedoch zum Teil sehr stark unterscheiden können. Bei Rippenrohren, deren Rippenabmessungen im Bereich des Rohrdurchmessers liegen, wird die Erhöhung des übertragenen Wärmestroms primär durch die Vergrößerung der Oberfläche für den Wärmeübergang erreicht. Es gibt aber auch Rohre, deren Oberflächenstruktur und damit auch die Rippenabmessungen im Bereich von 1 mm und darunter liegen. In Abbildung 2.4 ist schematisch der Schnitt durch ein solches niedrig und eng beripptes Rohr mit annähernd rechteckförmigen Rippen und den entsprechenden Bezeichnungen dargestellt. Da in dieser Arbeit nur niedrig und eng berippte Rohre betrachtet werden,

wird die Bezeichnung „Rippenrohr“ im Folgenden gleichbedeutend mit der Bezeichnung „niedrig und eng beripptes Rohr“ verwendet.

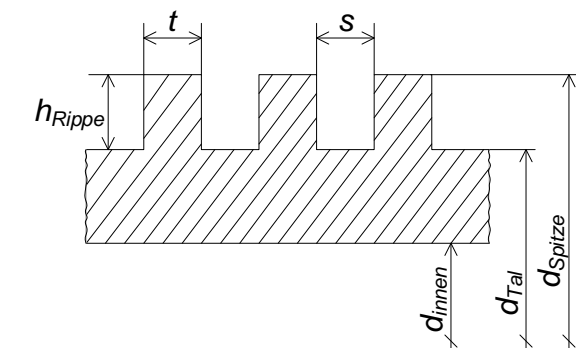


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines niedrig und eng berippten Rohres mit rechteckigen umlaufenden Rippen [BÜCHNER ET AL. 2015a]

In der Abbildung ist die Rippenhöhe mit h_{Rippe} , die Rippendicke mit t und der Rippenabstand mit s gekennzeichnet. Die Rohrabmessungen sind mit dem Durchmesser d_{Spitze} an der Rippenspitze, dem Durchmesser d_{Tal} am Rippental und dem Innendurchmesser d_{innen} angegeben. Bei nicht-rechteckförmigen Rippen sind die Abmessungen ähnlich benannt. Bei komplizierteren Strukturen, wie zum Beispiel hinterschnittenen Oberflächen, ist eine solche Kennzeichnung nur schwer möglich. Unter Rippenteilung versteht man die Anzahl an Rippen pro Länge Rohr. Als „pitch“ wird die Summe aus Rippendicke t und Rippenabstand s bezeichnet.

Kondensiert Dampf an einem niedrig und eng berippten Rippenrohr, so sammelt sich das Kondensat im unteren Bereich des Rohres an. Dieses angestaute Kondensat ist in Abbildung 2.5 in grau dargestellt.

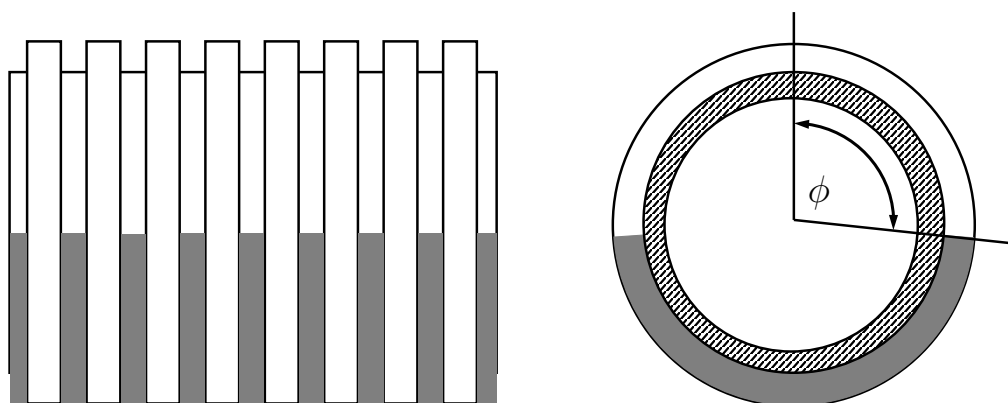


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines gefluteten niedrig und eng berippten Rohres mit rechteckigen umlaufenden Rippen

Der Winkel ϕ , der im rechten Teil der Abbildung 2.5 eingezeichnet ist, wird bei BRIGGS & ROSE 1999 Flutungswinkel genannt. Er entspricht dem Winkel zwischen

der Oberseite des Rohres und dem Punkt an dem das Kondensat den gesamten Rippenzwischenraum füllt. Dieser Effekt kommt auf Grund von Kapillarkräften zustande, die in den Rippenzwischenräumen in Folge der geringen Abmessungen auftreten. Anhand eines aufgestellten Kräftegleichgewichts haben sowohl RUDY & WEBB 1981, als auch HONDA ET AL. 1983 eine Gleichung entwickelt, mit der der Flutungswinkel für rechteckige Rippen berechnet werden kann:

$$\phi = \cos^{-1} \left(\frac{4 \cdot \sigma_K}{\rho_K \cdot g \cdot s \cdot d_{Spitze}} - 1 \right) . \quad (2.22)$$

In die Gleichung gehen neben Rohrabmessungen auch Stoffdaten, wie die Oberflächenspannung σ_K des Kondensats und die Dichte ρ_K des Kondensats, mit ein.

Im oberen Teil des Rohres befindet sich so gut wie kein Kondensat. Kondensat, das sich auf der Rippenspitze befindet, fließt gemäß ADAMEK 1981 von der Rippenspitze ins Rippental. Dies geschieht auf Grund eines Druckgradienten von der Rippenspitze hin zum Rippental. Dieser Druckgradient entsteht durch den Krümmungsradius der Flüssigkeitsoberfläche. Der jeweilige Druck an der Rippenspitze und im Rippental kann mit der Young-Laplace-Gleichung mit

$$p = \frac{\sigma}{r} \quad (2.23)$$

beschrieben werden [LAPLACE 1805, YOUNG 1805]. Dabei muss als Radius r der jeweilige Krümmungsradius, also an der Rippenspitze r_{Spitze} und im Rippental r_{Tal} , eingesetzt werden. Demnach folgt der Kondensatfluß, wie von BRIGGS & ROSE 1999 beschrieben, dort nicht der Gravitation, sondern das Kondensat wird ins Rippental gezogen, wo es der Schwerkraft folgt und nach unten hin abläuft. Das hat zur Folge, dass sich auf dem oberen Teil des Rohres kein oder nur sehr wenig Kondensat ansammelt.

Bei der Kondensation von Reinstoffen ist, wie bereits erwähnt, die Wärmeleitung durch das Kondensat der Hauptwiderstand gegen den Wärmeübergang vom Dampf auf das Rohr. Da sich im oberen Teil des Rohres nun kein Kondensat befindet, ist der Widerstand in diesem Teil sehr gering und demzufolge der Wärmeübergangskoeffizient sehr hoch. Im unteren Teil des Rohres ist der Wärmeübergang hingegen eher schlecht, da man davon ausgeht, dass die gefluteten Rippenzwischenräume für den Wärmeübergang nicht zur Verfügung stehen. Je nachdem, wie groß der Flutungswinkel ist, kann es aber über den Umfang gemittelt zu einem deutlich größeren Wärmeübergangskoeffizienten als am Glattrohr kommen. Dies hat zur Folge, dass es neben der Verbesserung des Wärmeübergangs durch die größere Oberfläche, wie bei konventionellen Rippenrohren, zusätzlich zu einer Verbesserung durch einen größeren gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten kommt.

In die gängigen Modelle zur Beschreibung des Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von Reinstoffen an niedrig und eng berippten Rohren gehen diese Überlegungen zum Flutungswinkel mit ein. Erste Modelle wurden von RUDY & WEBB 1983 und HONDA & NOZU 1987 aufgestellt. ROSE 1994 hat ein Modell entwickelt, das

er unter anderem an Messwerte von HONDA ET AL. 1983 und WEBB ET AL. 1985 angepasst hat. Dieses Modell gibt verschiedene Messergebnisse mit einer Genauigkeit von $\pm 20\%$ wieder und wurde anschließend von BRIGGS & ROSE 1994 noch optimiert. Das Modell liefert einen Steigerungsfaktor ε , der die Verbesserung des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten bezogen auf den Wert an einem Glattrohr wiedergibt:

$$\varepsilon = \frac{\alpha_{\text{außen},RR}}{\alpha_{\text{außen},GR}} \quad (2.24)$$

Dieser Steigerungsfaktor kann berechnet werden, indem die übergehenden Wärmeströme am Rippenrohr auf den übergehenden Wärmestrom am Glattrohr bezogen werden:

$$\varepsilon = \frac{\dot{Q}_{\text{gefütet}} + \dot{Q}_{\text{Rippe}} + \dot{Q}_{\text{Tal}}}{\dot{Q}_{GR}} \quad (2.25)$$

Dabei wird berücksichtigt, dass im gefluteten Bereich der Wärmestrom $\dot{Q}_{\text{gefütet}}$ nur über die Rippenspitze übertragen wird. Der Bereich zwischen den Rippen, in dem das Kondensat steht, wird als adiabat angenommen. Der Wärmestrom an der Rippe \dot{Q}_{Rippe} setzt sich aus dem Wärmestrom an der Rippenspitze und an der Rippenflanke zusammen. Der Term \dot{Q}_{Tal} steht für den übertragenen Wärmestrom im ungefluteten Bereich im Rippental. Der Wärmestrom am Glattrohr \dot{Q}_{GR} kann dabei zum Beispiel mit der *Nußelt'schen Wasserhauttheorie* nach Gleichung (2.20) berechnet werden. Die exakten Terme zur Berechnung der einzelnen Wärmeströme können der Veröffentlichung von BRIGGS & ROSE 1994 entnommen werden.

Das Modell von KUMAR ET AL. 2002b verfolgt einen anderen Ansatz. Hier wird die dimensionslose Kondensations-Kennzahl Cn

$$Cn = \alpha_{\text{außen}} \cdot \left(\frac{\eta_K^2}{\lambda_K^3 \cdot \varrho_K^2 \cdot g} \right)^{1/3} = \alpha_L \cdot \left(\frac{\eta_K^2}{\lambda_K^3 \cdot \varrho_K^2 \cdot g} \right)^{1/3} \quad (2.26)$$

eingeführt, mit der der Kondensationsvorgang beschrieben werden soll. Auch bei Rippenrohren ist bei Reinstoffen nach Gleichung (2.15) der Widerstand gegen den äußeren Wärmeübergang $R_{th, \text{außen}}$ einzig auf den Widerstand gegen die Wärmeleitung $R_{th, K, \text{Leitung}}$ zurückzuführen, so dass hier ebenfalls $\alpha_{\text{außen}} = \alpha_L$ gilt.

Der Flutungswinkel wird mit der Weber-Zahl We

$$We = \frac{2 \cdot \sigma_K}{h_{\text{Rippe}} \cdot \varrho_K \cdot g} \cdot \frac{4}{t} \quad (2.27)$$

berücksichtigt. Des Weiteren führen KUMAR ET AL. 2002b die dimensionslose Größe Y

$$Y = \frac{4 \cdot A}{d_{\text{Tal}} \cdot (s + t)} \quad (2.28)$$

ein. Dabei ist A die Oberfläche des Rohres, bezogen auf einen „pitch“, also für eine Rippe und ein Rippental.

Die Reynolds-Zahl ist als Film-Reynolds-Zahl Re_F definiert und wird über den Kondensatmassenstrom für eine Rippe und ein Rippental beschrieben, der sich aus der Wärmestromdichte und der Verdampfungsenthalpie ergibt:

$$Re_F = \frac{4 \cdot \dot{M}_K}{\eta_K \cdot (s + t)} = \frac{4 \cdot \dot{q} \cdot d_{Spitze} \cdot \pi}{\eta_K \cdot \Delta h_V} \quad (2.29)$$

Der in dieser Definition der Film-Reynolds-Zahl enthaltene Faktor 4 ergibt sich aus der Definition des hydraulischen Durchmessers, der bei KUMAR ET AL. 2002b verwendet wird.

Mit diesen Kennzahlen stellen KUMAR ET AL. 2002b einen Zusammenhang in Form eines Potenzansatzes auf. Der Exponent der Reynolds-Zahl in diesem Ansatz wird nach dem Zusammenhang in der *Nußelt'schen Wasserhauttheorie* mit $-\frac{1}{3}$ festgesetzt. Die restlichen Exponenten und der Vorfaktor wurden an experimentelle Daten angepasst:

$$Cn = 0.024 \cdot Re_F^{-1/3} \cdot We^{0.3} \cdot Y^{1.4} \quad (2.30)$$

Ausgehend von der Idee, den Kondensationsvorgang mit einem Potenzansatz aus Kennzahlen zu beschreiben, hat REIF 2016 für GEWA-K30 Rippenrohre ein Modell entwickelt, welches ihre Messdaten deutlich besser beschreibt als die beiden oben aufgeführten Modelle. In diesem Modell wird der Flutungswinkel ϕ mit der Bond-Zahl

$$Bo = \frac{\sigma_K}{\rho_K \cdot g \cdot s \cdot d_{Spitze}} \quad (2.31)$$

berücksichtigt. Vergleicht man die Gleichung (2.31) mit der Gleichung (2.22) zur Berechnung des Flutungswinkels, so wird deutlich, dass auch in Gleichung (2.22) die Bond-Zahl steckt und damit eine Verwendung dieser Zahl nahe liegt.

Der Exponent der Reynolds-Zahl wurde analog wie bei KUMAR ET AL. 2002b mit $-\frac{1}{3}$ festgelegt. Der Exponent der Bond-Zahl und der Vorfaktor wurden an eigene Messwerte angepasst. Daraus ergibt sich nach REIF 2016 folgende Gleichung:

$$Cn = C \cdot Re_F^{-1/3} \cdot Bo^{-1.9843} \quad (2.32)$$

Die Konstante C ist abhängig vom Rohrmaterial und beträgt für Baustahl-Rohre $C = 0.3452$ und für Edelstahl-Rohre $C = 0.2308$. REIF 2016 leitet hierbei die Film-Reynolds-Zahl aus dem Kondensatmassenstrom für eine Rippe und ein Rippental ab. Daraus ergibt sich die Definition der Film-Reynolds-Zahl mit einem Vorfaktor von 2:

$$Re_F = \frac{2 \cdot \dot{M}}{\eta_K \cdot (s + t)} = \frac{2 \cdot \dot{q} \cdot d_{Spitze} \cdot \pi}{\eta_K \cdot \Delta h_V} \quad (2.33)$$

Die Messwerte für alle in REIF 2016 beschriebenen Reinstoffmessungen, können mit dieser Gleichung mit einer Abweichung von $\pm 15\%$ wiedergegeben werden.

Zusammenfassung Die Kondensation von Reinstoffen an Glattrohren ist durch die sogenannte *Nußelt'sche Wasserhauttheorie*, die allgemein anerkannt ist, hinlänglich beschrieben. Für die Kondensation an Rippenrohren existieren in der Literatur verschiedene Modelle. Das Modell nach REIF 2016 liefert allerdings für den in dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbau die besten Ergebnisse.

2.2.2 Kondensation unter Inertgaseinfluss

Befindet sich im Gasraum neben dem Reinstoff noch ein zweiter Stoff, der unter den gegebenen Bedingungen nicht kondensieren kann, spricht man von einer Kondensation unter Inertgaseinfluss. Ein solches Inertgas ist in technischen Prozessen zum Beispiel Luft, da diese bei den gängigen Temperaturen und Drücken im Kondensator nicht kondensiert. LANGEN 1931 schreibt bereits davon, dass der Luftgehalt den Wärmeübergang von kondensierendem Dampf stark beeinflusst. Viele Autoren, wie zum Beispiel SCHRADER 1966, ACKERMANN 1968 oder ROSE 1969 haben sich seitdem mit der Kondensation unter dem Einfluss von Inertgasen beschäftigt. Bei NUMRICH 2013 ist der Verlauf des gemessenen äußeren Wärmedurchgangskoeffizienten in Abhängigkeit des Molanteils y_{Dampf} an kondensierbarer Komponente in der Gasphase nach RENKER 1954 angegeben. Das zugehörige Diagramm ist in Abbildung 2.6 zu sehen. Dabei wird deutlich, dass schon sehr kleine Mengen an Inertgas einen sehr großen Einfluss haben.

2.2.3 Kondensation von binären Gemischen an horizontalen Rohren

Streng genommen ist ein Gemisch aus einem Reinstoff und einem Inertgas ebenfalls ein binäres Gemisch. Viele Modellansätze zur Kondensation binärer Gemische basieren daher auf Überlegungen zur Kondensation eines Stoffes unter Inertgaseinfluss, wie auch die Veröffentlichungen von COLBURN & DREW 1937 oder SILVER 1947. In den meisten Veröffentlichungen wird ein Gemisch jedoch erst als binäres Gemisch bezeichnet, wenn es aus zwei kondensierbaren Komponenten besteht. Dies wird auch in dieser Arbeit so gehandhabt. Dabei wird zwischen dem Leichtsieder und dem Schwersieder im Gemisch unterschieden. Mit Leichtsieder wird die Komponente bezeichnet, die als Reinstoff die geringere Siedetemperatur besitzt. Er wird als Komponente 1 bezeichnet und mit dem Index 1 gekennzeichnet. Der Schwersieder ist folglich die Komponente 2, besitzt die höhere Siedetemperatur und bekommt den Index 2. Der Molanteil einer Komponente in der Flüssigphase wird mit x bezeichnet, der Molanteil einer Komponente in der Gasphase mit y .

Wie in den Gleichungen (2.15) und (2.16) beschrieben, setzt sich der Widerstand $R_{th,außen}$ gegen den äußeren Wärmeübergang bei der Kondensation in der Regel aus ein oder zwei Teilwiderständen zusammen. Bei der Kondensation von Reinstoffen dominiert dabei der Widerstand $R_{th,K,Leitung}$, der durch die Wärmeleitung durch das Kondensat am Rohr verursacht wird. Bei der Kondensation von Gemischen ergibt sich ein anderes Bild.

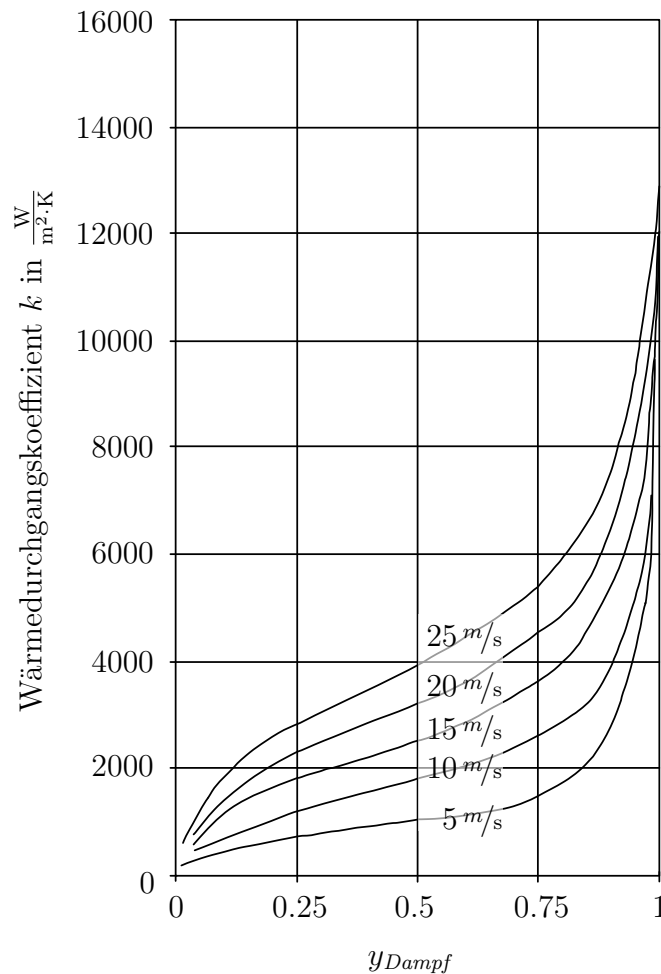


Abbildung 2.6: Darstellung des Wärmedurchgangskoeffizienten eines Wasserdampf/Luft Gemisches in Abhängigkeit des Dampfanteils nach RENKER 1954 in NUMRICH 2013 in einem Vertikalrohr mit $d = 34$ mm Durchmesser bei Abwärtsströmung mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten bei einem Druck von $p = 1.96$ bar

Der thermische Widerstand $R_{th,Antransport}$, der dem Antransport in der Gasphase an die Phasengrenze zugeordnet ist, spielt nun eine entscheidende Rolle.

Grenzfälle Bei der Gemischkondensation unterscheiden BLASS 1973, STEPHAN 1992, BAEHR & STEPHAN 2004 und NUMRICH 2013 zwischen zwei Grenzfällen,

- der örtlichen Totalkondensation und
- der Gleichgewichtskondensation.

Beide Grenzfälle sollen anhand eines qualitativen T,x,y -Diagramms in Abbildung 2.7 für ein ideales binäres Gemisch erklärt werden.

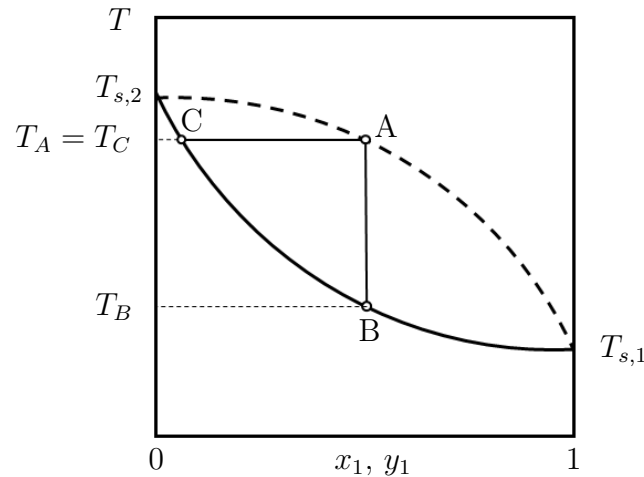


Abbildung 2.7: Grenzfälle der Gemischkondensation in einem T,x,y -Diagramm für ein ideales binäres Gemisch

Das gasförmige Gemisch mit der Zusammensetzung am Punkt A hat die Kondensations- oder Tautemperatur T_A . Trifft dieses Gemisch nun auf eine Wand mit einer Temperatur T_W , die unterhalb dieser Kondensationstemperatur T_A liegt, kondensiert das Gemisch an der Wand.

Liegt die Wandtemperatur deutlich niedriger als die Temperatur T_B , die der Siedetemperatur des Gemisches mit der identischen Zusammensetzung entspricht, so kommt es zur örtlichen Totalkondensation des Gases. Das bedeutet, dass der gesamte Stoffstrom, der an die Wand kommt, vollständig und mit derselben Zusammensetzung wie in der Gasphase auskondensiert. An der Phasengrenze entspricht die Temperatur der Siedetemperatur T_B des Gemisches.

Beim zweiten Grenzfall, der Gleichgewichtskondensation, ist die Kondensationsrate verschwindend gering und die Temperatur in der Gasphase fällt zur Phasengrenze hin nicht ab. Dies entspricht dem Zustand bei der Bildung des ersten Kondensattropfens bei der Abkühlung eines Gasgemisches. Die Temperatur der Phasengrenze hat in diesem Fall dieselbe Temperatur wie die Gasphase: $T_C = T_A$. Demnach kommt es in der Gasphase auch zu keinem Gradienten in der Zusammensetzung, die verschwindend geringe Flüssigphase am Rohr steht mit der Kernphase des Gases im Gleichgewicht.

Reales Verhalten Das reale Verhalten bei der Gemischkondensation liegt zwischen den beiden oben beschriebenen Grenzfällen und soll anhand des T,x,y -Diagramms in Abbildung 2.8 betrachtet werden. Mit $y_{1,Bulk}$ ist in diesem Diagramm der Molanteil der leichter siedenden Komponente 1 in der Kernphase der Gasphase (Index: Bulk) eingezeichnet. Der Punkt A entspricht der zugehörigen Kondensationstemperatur. Die Temperatur an der Phasengrenze T_{Ph} liegt nun zwischen den Temperaturen T_B und T_C für die beiden Grenzfälle. Da an der Phasengrenze stoffliches Gleichgewicht herrscht, kann bei dieser Temperatur der Molanteil im Kondensat x_1^* und der Molanteil in der Gasphase y_1^* an der Phasengrenze anhand der Punkte D und E abgelesen werden. Somit kommt es von der Kernphase des Gases hin zur Phasengrenze zu einem Abfall in der

Temperatur von T_A ¹ zu T_{Ph} und zu einem Anstieg im Molanteil der Komponente 1 in der Gasphase von $y_{1,Bulk}$ zu y_1^* . Dementsprechend ist der Molanteil der Komponente 1 im Kondensat x_1^* an der Phasengrenze stets kleiner als der Molanteil dieser Komponente in der Kernphase des Gases ($x_1 < y_{1,Bulk}$).

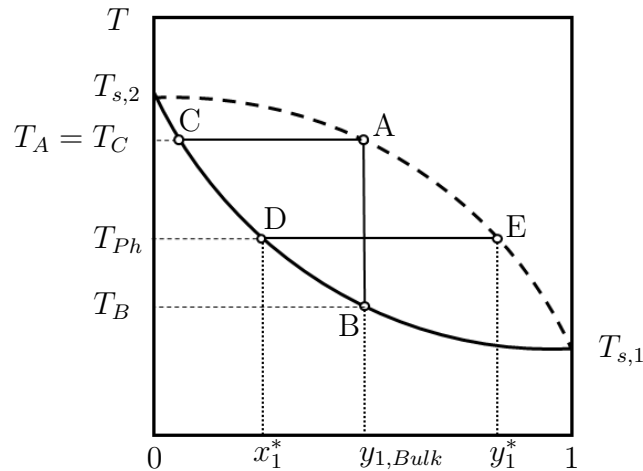


Abbildung 2.8: Kondensation in einem T,x,y -Diagramm für ein ideales binäres Gemisch

Dieser Verlauf der Temperatur und der Verlauf des Molanteils der leichter siedenden Komponente 1 in der Nähe der Phasengrenze wird von BLASS 1973, STEPHAN 1992, WEBB ET AL. 1996, BAEHR & STEPHAN 2004 und NUMRICH 2013 beschrieben und ist für die Kondensation eines binären Gemisches an einer Wand nach der durch LEWIS & WHITMAN 1924 beschriebenen Filmtheorie in Abbildung 2.9 in Abhängigkeit der Ortskoordinate z dargestellt.

An der Wand herrscht die Wandtemperatur T_W . Diese liegt etwas unterhalb der Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze, da es zu einer Wärmeabfuhr durch Wärmeleitung im Kondensat kommt. In der Kernphase herrscht die Temperatur T_{Bulk} , die hier zunächst nicht näher spezifiziert werden soll. Gemäß der Erläuterungen zu Abbildung 2.8 fällt die Temperatur nun zur Phasengrenze hin auf T_{Ph} ab. Dies geschieht in der Gasphase innerhalb der sogenannten Grenzschicht in der Nähe der Phasengrenze.

Analog dazu ist der Verlauf des Molanteils y_1 der Komponente 1 in der Gasphase dargestellt. In der Kernphase ist der Molanteil mit $y_{1,Bulk}$ vorgegeben. Gemäß Abbildung 2.8 ergibt sich an der Phasengrenze in der Gasphase der Molanteil y_1^* . Hier herrscht Gleichgewicht zwischen der Gasphase und dem Kondensat. Demzufolge resultiert in der Grenzschicht ein negativer Gradient in z -Richtung für den Molanteil der Komponente 1 in der Gasphase. Im Kondensat wird der konvektive Stofftransport in der Regel vernachlässigt, weshalb hier der Molanteil $x_{1,W}$ des Leichtsieders an der Wand dem an der Phasengrenze x_1^* entspricht.

Auf Grund des Gradienten des Molanteils in der Grenzschicht kommt es bei stationärem Verhalten zu einem diffusiven Stoffstrom $\dot{N}_{1,Diff}$ des Leichtsieders von der Phasengrenze

¹ Die Temperatur im Gasraum kann natürlich durchaus höher liegen als T_A . Bei einer Abkühlung wird allerdings stets die Kondensationstemperatur T_A erreicht, weshalb der Einfachheit halber am Punkt A begonnen wird.

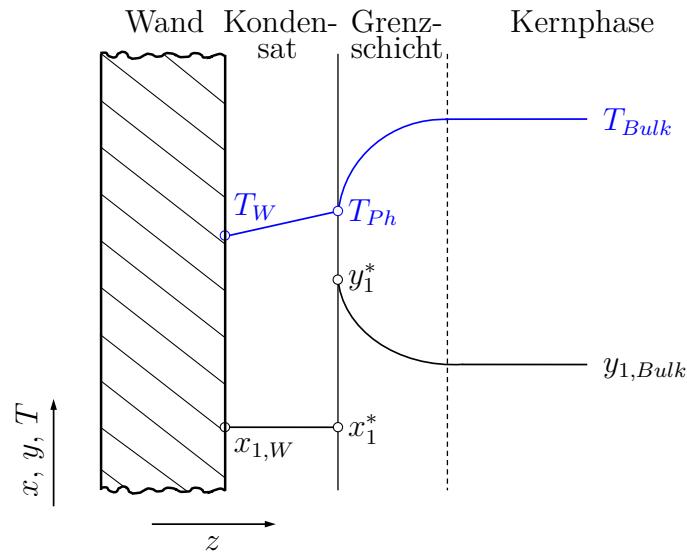


Abbildung 2.9: Verlauf der Temperatur und des Molanteils an der Phasengrenze bei der Kondensation eines binären Gemisches

in Richtung der Kernphase. Dieser diffusive Strom ist dem durch die Kondensation hervorgerufenen konvektiven Stoffstrom \dot{N}_{konv} aus der Kernphase hin zur Phasengrenzfläche entgegen gerichtet. Somit wirkt er als Widerstand gegen den konvektiven Stoffstrom und damit gegen die Kondensation und den Wärmeübergang. Er entspricht dem Widerstand gegen den Antransport $R_{th,Antransport}$ in Abbildung 2.3. BLASS 1973 und BELGHAZI ET AL. 2001 weisen darauf hin, dass dieser Widerstand für die Kondensation von Gemischen nicht vernachlässigt werden kann, da er im Vergleich zu den Reinstoffen deutlich erhöht ist. Wie groß dieser Widerstand ist, hängt jedoch von der Größe des diffusiven Stoffstroms $\dot{N}_{1,Diff}$ und damit maßgeblich vom Gradienten des Molanteils des Leichtsieders 1 in der Grenzschicht ab. Außer bei sehr engsiedenden Gemischen kommt es somit in der Regel durch diesen zusätzlichen Widerstand zu einer deutlichen Verschlechterung des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$ bei der Kondensation von Gemischen im Vergleich zur Kondensation von Reinstoffen.

Basierend auf der Betrachtung der Kondensation von Gemischen anhand eines T,x,y -Diagramms treffen WEBB ET AL. 1996 eine Aussage, wie groß der diffusive Stoffstrom $\dot{N}_{1,Diff}$ und damit der Transportwiderstand maximal werden kann. Entscheidend für den diffusiven Stoffstrom weg von der Phasengrenzfläche ist die Differenz $(y_{1,Bulk} - y_1^*)$. Je größer diese Differenz ist, desto größer ist auch der diffusive Stoffstrom. Nähert sich nun in Abbildung 2.8 der Punkt D an B an, so wird diese Differenz maximal. In diesem Fall ist das Maximum des Widerstandes durch den diffusiven Stoffstrom erreicht.

Einfluss auf den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten Da bei der Kondensation von Gemischen nicht mehr die Kondensatschicht am Rohr der alleinige limitierende Faktor ist, stellt sich der Zusammenhang zwischen dem äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$ und der Wärmestromdichte \dot{q} anders dar als bei den Reinstoffen. Charakteristisch für die Gemischkondensation ist der ansteigende Verlauf von $\alpha_{au\beta en}$

über der Wärmestromdichte \dot{q} , den zum Beispiel auch BLASS 1973 und JUNG ET AL. 2003 beobachtet haben. Da der Einfluss des Widerstands in der Gasphase auf Grund des Stofftransports bei kleinen Wärmestromdichten sehr groß ist und mit steigendem \dot{q} abnimmt, ist dieser Anstieg von $\alpha_{au\beta en}$ mit zunehmender Wärmestromdichte typisch für den Bereich, in dem der Stofftransport den Gesamtvorgang limitiert.

Der Widerstand der Wärmeleitung durch die Kondensatschicht nimmt hingegen, wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, mit steigender Wärmestromdichte zu. Auf Grund dieser gegenläufigen Tendenz der beiden Widerstände existiert bei der Gemischkondensation ein Punkt, an dem die Limitierung wechselt und ab dem die Wärmeleitung durch das Kondensat den Gesamtvorgang limitiert.

MITROVIC & GNEITING 1996a verweisen darauf, dass mit steigender Wärmestromdichte zunächst ein Übergangsbereich durchschritten wird, bevor bei großen Wärmestromdichten die Wärmeleitung im Kondensat den Gesamtwiderstand dominiert und damit ein fallender Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten über der Wärmestromdichte beobachtet werden kann. Sie verweisen dabei auf eine Veröffentlichung von CHAJKOVSKIJ ET AL. 1973. BELGHAZI ET AL. 2001 und MURASE ET AL. 2007 beobachten einen solchen fallenden Verlauf nicht nur für große Wärmestromdichten, sondern auch für einen sehr kleinen Anteil einer zweiten Komponente im Gasraum von weniger als 1%.

2.2.4 Theoretische Modelle zur Kondensation binärer Gemische

Die theoretischen Modelle, die die Kondensation von Gemischen beschreiben, basieren auf der Grundüberlegung, dass sich $R_{th,au\beta en}$ aus dem Widerstand der Wärmeleitung durch das Kondensat und dem Widerstand durch den Antransport an die Phasengrenze zusammensetzt. Diese Unterteilung erreicht man nach BAEHR & STEPHAN 2004 indem man die Wärmestromdichten in der Gasphase betrachtet:

$$\dot{q} = \dot{q}_G + \dot{n} \cdot \Delta\bar{H}_V = \dot{q}_G + \dot{m} \cdot \Delta h_V \quad . \quad (2.34)$$

Darin ist \dot{n} die Molenstromdichte, \dot{m} die Massenstromdichte, Δh_V die spezifische und $\Delta\bar{H}_V$ die molare Verdampfungsenthalpie. Die gesamte Wärmestromdichte \dot{q} an der Phasengrenze ergibt sich somit aus der Summe der durch die Kondensation frei werdenden Wärme $\dot{n} \cdot \Delta\bar{H}_V$ und der durch konvektiven Wärmeübergang übertragenen Wärme \dot{q}_G , für die sich folgender Zusammenhang formulieren lässt:

$$\dot{q}_G = \alpha_G \cdot (T_{Bulk} - T_{Ph}) \quad . \quad (2.35)$$

Darin ist α_G der einphasige gaseitige Wärmeübergangskoeffizient.

Im Kondensat findet Wärmeleitung statt und es ergibt sich folgende Wärmestromdichte:

$$\dot{q}_L = \alpha_L \cdot (T_{Ph} - T_W) \quad . \quad (2.36)$$

α_L ist der kondensatseitige Wärmeübergangskoeffizient und steht für die Wärmeleitung durch das Kondensat. Für die Berechnung von α_L werden die Gleichungen in Abschnitt 2.2.1 für die entsprechende Reinstoffkondensation mit Gemischstoffdaten bei der Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze verwendet.

Die Bilanz an der Phasengrenze ergibt

$$\dot{q} = \dot{q}_L \quad . \quad (2.37)$$

Löst man Gleichung (2.35) nach der Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze auf und setzt sie in Gleichung (2.36) ein, so erhält man mit Gleichung (2.37) folgenden Zusammenhang:

$$\dot{q} = \alpha_L \cdot \left(T_{Bulk} - \frac{\dot{q}_G}{\alpha_G} - T_W \right) \quad . \quad (2.38)$$

Durch Umformen ergibt sich

$$\frac{1}{\alpha_L} = \frac{1}{\dot{q}} \cdot (T_{Bulk} - T_W) - \frac{\dot{q}_G}{\dot{q} \cdot \alpha_G} \quad (2.39)$$

und

$$\frac{1}{\alpha_L} + \frac{\dot{q}_G}{\dot{q} \cdot \alpha_G} = \frac{1}{\dot{q}} \cdot (T_{Bulk} - T_W) \quad . \quad (2.40)$$

Daraus ergibt sich:

$$\dot{q} = \left(\frac{1}{\alpha_L} + \frac{\dot{q}_G/\dot{q}}{\alpha_G} \right)^{-1} \cdot (T_{Bulk} - T_W) \quad . \quad (2.41)$$

Aus einem Vergleich mit Gleichung (2.3) folgt

$$\dot{q} = \alpha_{au\beta en} \cdot (T_{Bulk} - T_W) \quad . \quad (2.42)$$

Somit ergibt sich für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten:

$$\frac{1}{\alpha_{au\beta en}} = \frac{1}{\alpha_L} + \frac{\dot{q}_G/\dot{q}}{\alpha_G} = \frac{1}{\alpha_L} + \frac{1}{\alpha_{Diff}} \quad . \quad (2.43)$$

Dabei kann analog zur Gleichung (2.17) der äußere Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{au\beta en}$ durch zwei Wärmeübergangskoeffizienten beschrieben werden, die die beiden Teilwiderstände des Kondensationsvorgangs beschreiben. Der Term α_{Diff} ist dabei der diffusive gassetige Wärmeübergangskoeffizient. Er entspricht dem Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{Antransport}$ in Gleichung (2.17). Die Bezeichnung α_{Diff} wird hier gewählt, um zu verdeutlichen, dass der damit beschriebene Widerstand aus dem in die Gasphase gerichteten diffusiven Stoffstrom resultiert. Gemäß WEBB ET AL. 1996 setzt sich der diffusive

gasseitige Wärmeübergangskoeffizient aus dem thermodynamischen Parameter Z und dem einphasigen gasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_G zusammen:

$$\frac{1}{\alpha_{Diff}} = \frac{Z}{\alpha_G} \quad . \quad (2.44)$$

Der Parameter Z ist folglich definiert als

$$Z = \frac{\dot{q}_G}{\dot{q}} \quad . \quad (2.45)$$

WEBB ET AL. 1996 beschreiben, dass bessere Ergebnisse erzielt werden, wenn die *Ackermann-Korrektur* bei der Betrachtung des diffusiven gasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten verwendet wird:

$$\frac{1}{\alpha_{au\ddot{a}}\text{u}\ddot{a}} = \frac{1}{\alpha_L} + \frac{Z}{\alpha_G^\bullet} \quad . \quad (2.46)$$

Nach BAEHR & STEPHAN 2004 steht α_G^\bullet für den Wärmeübergangskoeffizienten aus dem Gasraum an die Phasengrenze. Dieser berücksichtigt, dass nicht nur durch Leitung sondern auch durch einen Stoffstrom senkrecht zur Wand Wärme übertragen wird. Dies ist notwendig, da die Phasengrenze keine starre Wand und somit keine Barriere für den Stoffübergang darstellt. α_G^\bullet wird mit der *Ackermann-Korrektur* nach ACKERMANN 1937 aus dem einphasigen gasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_G berechnet:

$$\alpha_G^\bullet = \zeta \cdot \alpha_G \quad . \quad (2.47)$$

Dabei kann α_G bei T_{Bulk} nach Gleichung (2.13) aus der Nußelt-Zahl berechnet werden. Der Korrekturfaktor ζ berechnet sich zu

$$\zeta = -\frac{\Phi}{e^{-\Phi} - 1} = \frac{\Phi}{1 - e^{-\Phi}} \quad . \quad (2.48)$$

Der Parameter Φ ist dabei folgendermaßen definiert:

$$\Phi = \frac{\dot{m} \cdot c_{p,G}}{\alpha_G} = \frac{\dot{n} \cdot \bar{C}_{p,G}}{\alpha_G} \quad . \quad (2.49)$$

Da für α_L und α_G bereits gültige Modelle existieren, liegt der Fokus auf der Berechnung der Wärmestromdichte \dot{q}_G und der Beschreibung des Parameters Z , sowie der für die Ackermannkorrektur notwendigen Molenstromdichte \dot{n} . Um diese korrekt beschreiben zu können, muss der Stoffübergang und der Wärmeübergang in der Gasphase betrachtet werden.

Bestimmung des Stoffübergangskoeffizienten Bei NUMRICH 2013 wird auf die Analogie zwischen Wärme- und Stoffübertragung zur Berechnung des übergehenden Massenstroms in der Gasphase verwiesen. Dafür muss für das Stoffübergangsproblem der

analoge Fall des Wärmeübergangs gefunden werden. Geht man von einer Grenzschicht um ein horizontales Rohr aus, so ist für den Stoffübergang in der Gasphase die Oberflächenstruktur des Rohres nicht entscheidend. Somit ergibt sich sowohl für ein Glattrohr als auch für ein Rippenrohr dasselbe Stoffübergangsproblem. Dieses Stoffübergangsproblem ist analog zum Wärmeübergang an ein Glattrohr durch freie Konvektion, der durch Gleichung (2.13) in Abschnitt 2.1 bereits beschrieben wurde. BIRD ET AL. 2007 verweisen darauf, dass bei dieser Analogie die Nußelt-Zahl Nu durch die Sherwood-Zahl Sh , die Prandtl-Zahl Pr durch die Schmidt-Zahl Sc und die thermische Grashof-Zahl Gr durch die stoffliche Grashof-Zahl Gr_ω ersetzt werden können. Somit ergibt sich für das Stoffübergangsproblem folgende Gleichung:

$$Sh = \left(0.752 + \frac{0.387 \cdot (Gr_\omega \cdot Sc)^{1/6}}{(1 + (0.559/Sc)^{9/16})^{8/27}} \right)^2 \quad (2.50)$$

Die darin verwendeten dimensionslosen Kennzahlen sind definiert als:

$$Sh = \frac{\beta_G \cdot \frac{\pi}{2} \cdot d_R}{D_{12}} \quad , \quad (2.51)$$

$$Sc = \frac{\eta_G}{D_{12} \cdot \rho_G} \quad (2.52)$$

und

$$Gr_\omega = \frac{g \cdot \left(\frac{\pi}{2} \cdot d_R\right)^3 \cdot \rho_G^2}{\eta_G^2} \cdot \gamma \cdot (y_{1,Bulk} - y_1^*) \quad . \quad (2.53)$$

In Gleichung (2.53) ist γ der Ausdehnungskoeffizient bei konstantem Druck und Temperatur. Er ist nach BIRD ET AL. 2007 definiert als

$$\gamma = -\frac{1}{\rho_G} \cdot \left(\frac{\partial \rho_G}{\partial y_1} \right)_{T,p} \quad . \quad (2.54)$$

D_{12} steht für den Diffusionskoeffizienten.

Der Stoffübergangskoeffizient β_G in der Gasphase kann mit Gleichung (2.51) aus der berechneten Sherwood-Zahl Sh ermittelt werden. Da

$$\dot{n} \sim \beta_G \quad (2.55)$$

kann mit Hilfe des Stoffübergangskoeffizienten β_G die erforderliche Molenstromdichte berechnet werden.

Für den Stoffübergang in einem Mehrkomponentensystem gelten die obigen Überlegungen nicht. STEPHAN 1992 verweist dafür auf die Veröffentlichung von KRISHNA & STANDART 1976. Diese stellen für ein Mehrkomponentensystem eine Matrix zur Lösung der Maxwell-Stefan Gleichungen auf. Mit diesem Ansatz können die diffusiven Stoffströme auch für ein Vielstoffgemisch berechnet werden. WEBB & SARDESAI 1981

verwenden diesen Ansatz um den Wärmeübergang bei der Kondensation eines Gemisches in einem Rohr zu beschreiben.

Beschreibung des Wärmeübergangs Die Modelle zur theoretischen Beschreibung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Gemischen können grundsätzlich in zwei Methoden unterteilt werden. Zum Einen gibt es das Gleichgewichtsmodell nach SILVER 1947 und zum Anderen das Filmmmodell nach COLBURN & DREW 1937. WEBB ET AL. 1996 vergleichen die beiden Modelle. Der wesentliche Unterschied liegt demnach darin, dass beim Gleichgewichtsmodell der übergehende Massenstrom nicht explizit betrachtet wird. Eine Übereinstimmung der beiden Modelle existiert nach WEBB ET AL. 1996 nur für Lewis-Zahlen zwischen $0.6 < Le < 0.8$.

Das **Filmmmodell** wird auch von MITROVIC & GNEITING 1996a, MITROVIC & GNEITING 1996b, BAEHR & STEPHAN 2004 und von NUMRICH 2013 beschrieben. Es basiert auf den Überlegungen, die anhand der Abbildung 2.9 beschrieben wurden. Es versucht die physikalischen Vorgänge in der Grenzschicht und an der Phasengrenze zu beschreiben und daraus Gleichungen für den thermodynamischen Parameter Z und folglich $\alpha_{au\beta en}$ abzuleiten.

Um zu verdeutlichen, dass der Parameter Z nach dem Filmmmodell berechnet wird, wird er im Folgenden mit dem Index f versehen. Z_f kann nach Gleichung (2.45) mit den Gleichungen (2.35), (2.36), (2.37) und unter Verwendung der *Ackermann-Korrektur* berechnet werden zu

$$Z_f = \frac{\dot{q}_G}{\dot{q}} = \frac{\alpha_G^\bullet \cdot (T_{Bulk} - T_{Ph})}{\alpha_{au\beta en} \cdot (T_{Bulk} - T_W)} \quad . \quad (2.56)$$

Gleichung (2.46) kann mit Hilfe der Gleichung (2.56) nach dem äußeren Wärmeübergangskoeffizienten aufgelöst werden:

$$\alpha_{au\beta en} = \alpha_L \cdot \left(1 - \frac{T_{Bulk} - T_{Ph}}{T_{Bulk} - T_W} \right) \quad . \quad (2.57)$$

Zur Berechnung von $\alpha_{au\beta en}$ werden die Temperatur T_W an der äußeren Rohrwand und die Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze benötigt.

T_W kann bei bekannter Wärmestromdichte und bekannter Temperatur T_{KW} des Kühlwassers von der Kühlwasserseite aus berechnet werden:

$$T_W = T_{KW} + \frac{\dot{Q}}{A_{au\beta en} \cdot k'} = T_{KW} + \frac{\dot{q}}{k'} \quad . \quad (2.58)$$

Wobei in den Wärmedurchgangskoeffizienten k' nur der Widerstand gegen den Wärmeübergang auf der Rohrinneenseite und der Widerstand gegen die Wärmeleitung durch das Rohr eingehen:

$$\frac{1}{A_{au\beta en} \cdot k'} = \frac{1}{\alpha_{innen} \cdot A_{innen}} + \frac{\ln\left(\frac{r_{au\beta en}}{r_{innen}}\right)}{\lambda \cdot 2 \cdot \pi \cdot L_R} \quad . \quad (2.59)$$

Die Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze kann berechnet werden, indem die Gleichungen (2.35) und (2.36) in Gleichung (2.34) eingesetzt werden und nach T_{Ph} aufgelöst wird. Daraus erhält man folgende Gleichung

$$T_{Ph} = \frac{\alpha_G^\bullet \cdot T_{Bulk} + \alpha_L \cdot T_W + \dot{n} \cdot \Delta \bar{H}_V}{\alpha_L + \alpha_G^\bullet} \quad (2.60)$$

T_{Ph} kann nun berechnet werden, falls die Molenstromdichte \dot{n} bekannt ist. Diese geht direkt in Gleichung (2.60) ein, wird aber nach Gleichung (2.49) zusätzlich zur Berechnung von α_G^\bullet benötigt.

Für die gesamte Molenstromdichte \dot{n} ergibt sich nach BAEHR & STEPHAN 2004 beim Filmmodell

$$\dot{n} = \beta_G \cdot c_G \cdot \ln \left(\frac{x_1^* - y_1^*}{x_1^* - y_{1,Bulk}} \right) \quad (2.61)$$

Die Herleitung dieser Gleichung findet sich im Anhang A.1.

Setzt man nun die Gleichungen (2.36), (2.37), (2.48) und (2.49) in Gleichung (2.34) ein, erhält man eine zusätzliche Gleichung für die gesamte Molenstromdichte

$$\dot{n} = \frac{\alpha_L \cdot (T_{Ph} - T_W)}{\Delta \bar{H}_V + \frac{\bar{C}_{p,G} \cdot (T_{Bulk} - T_{Ph})}{1 - e^{-\Phi}}} \quad (2.62)$$

wobei hier die *Ackermann-Korrektur* berücksichtigt wird und somit anstelle von α_G der korrigiert Wärmeübergangskoeffizient α_G^\bullet verwendet wird. Da in diese Gleichung wiederum die Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze eingeht, muss das Gleichungssystem iterativ gelöst werden.

Das **Filmmodell unter Verwendung der Lewis-Beziehung** basiert auf denselben Grundüberlegungen, allerdings ist hier, wie von FULLARTON & SCHLÜNDER 2006 beschrieben, die Bestimmung der Molenstromdichte \dot{n} nicht notwendig. Die *Lewis-Beziehung* resultiert nach BAEHR & STEPHAN 2004 ebenfalls aus der Analogie zwischen der Wärme- und Stoffübertragung und wird in der englischsprachigen Literatur, wie bei INCROPERA & DEWITT 2001, meist als *Chilton-Colburn Analogie* bezeichnet. Aus dieser lässt sich ein Zusammenhang zwischen dem Wärme- und dem Stoffübergangskoeffizienten durch die Lewis-Zahl Le ableiten:

$$Le^m = \frac{\alpha_G}{\beta_G \cdot \bar{C}_{p,G} \cdot c_G} = \frac{\alpha_G}{\beta_G \cdot c_{p,G} \cdot \varrho_G} \quad (2.63)$$

In diese Gleichung gehen die molare Konzentration c_G und die molare Wärmekapazität des Gases $\bar{C}_{p,G}$ ein. Dabei variiert der Wert des Exponenten m für die Lewis-Zahl von Autor zu Autor etwas. Bei BAEHR & STEPHAN 2004 wird er mit $m = 2/3$ und von FULLARTON & SCHLÜNDER 2006 mit $m = 0.6$ angegeben. Diese Gleichung stellt also eine Beziehung zwischen dem Wärme- und dem Stoffübergangskoeffizienten dar. Nach INCROPERA & DEWITT 2001 ist diese Beziehung für $0.6 < Sc < 3000$ und für voll

turbulente Strömungen gültig. Für laminare Strömungen ist die Analogie gültig, falls der Druckgradient $dp/dz \approx 0$ ist. STEEMAN ET AL. 2009 weisen jedoch darauf hin, dass sich bei ihren Untersuchungen zur Analogie zwischen dem Wärme- und dem Stofftransport gezeigt hat, dass die *Lewis-Beziehung* (bzw. *Chilton-Colburn Analogie*) auch für freie Konvektion sehr gute Ergebnisse liefert.

Gleichung (2.34) kann dabei mit Hilfe von Gleichung (2.49) umgeschrieben werden zu

$$T_{Ph} = T_{Bulk} - \frac{\dot{q} - \alpha_G \cdot \Phi \cdot \frac{\Delta h_V}{c_{p,G}}}{\alpha_G \cdot \frac{\Phi}{1 - e^{-\Phi}}} \quad (2.64)$$

Der Parameter Φ kann nun mit Gleichung (2.61) mit Hilfe der *Lewis-Beziehung* geschrieben werden als:

$$\Phi = \frac{\dot{n} \cdot \bar{C}_{p,G}}{\alpha_G} = \frac{\beta_G \cdot c_G \cdot \ln\left(\frac{x_1^* - y_1^*}{x_1^* - y_{1,Bulk}}\right) \cdot \bar{C}_{p,G}}{\alpha_G} = \frac{\ln\left(\frac{x_1^* - y_1^*}{x_1^* - y_{1,Bulk}}\right)}{Le^m} \quad (2.65)$$

Setzt man obige Gleichung nun in Gleichung (2.64) ein, so entfällt die Berechnung des übergelassenen Molenstroms \dot{n} , da die Lewis-Zahl zu

$$Le = \frac{Sc}{Pr} = \frac{\lambda_G}{D_{12} \cdot c_{p,G} \cdot \rho_G} \quad (2.66)$$

berechnet werden kann. Es muss lediglich die Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze iterativ bestimmt werden.

Das **Gleichgewichtsmodell** nach SILVER 1947 folgt nicht der Beschreibung der physikalischen Vorgänge nach Abbildung 2.9. Hier wird davon ausgegangen, dass die Kernphase des Gases mit dem Kondensat im Gleichgewicht steht. Somit entfällt die Berechnung der Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze. Zur Berechnung wird ein Bilanzraum an der Phasengrenze betrachtet, der in Abbildung 2.10 schematisch dargestellt ist. Über diesen Bilanzraum werden ein Gasstrom und ein Kondensatstrom bilanziert.

Der Faktor Z wird auch beim Gleichgewichtsmodell verwendet:

$$Z_{eq} = \frac{\dot{q}_G}{\dot{q}} \quad (2.67)$$

Dabei zeigt der Index *eq* an, dass der Parameter Z_{eq} nach dem Gleichgewichtsmodell berechnet wird.

Nach der Bilanz in Abbildung 2.10 gilt

$$\dot{Q}_G = \dot{M}_G \cdot c_{p,G} \cdot (T_{G,ein} - T_{G,aus}) \quad (2.68)$$

Dabei werden der Gasmassenstrom \dot{M}_G und die spezifische Wärmekapazität $c_{p,G}$ als konstant angenommen. Die Temperaturänderung $\Delta T = (T_{G,ein} - T_{G,aus})$ ist die Änderung der Temperatur des Gasstroms auf Grund des abgeführten Wärmestroms \dot{Q}

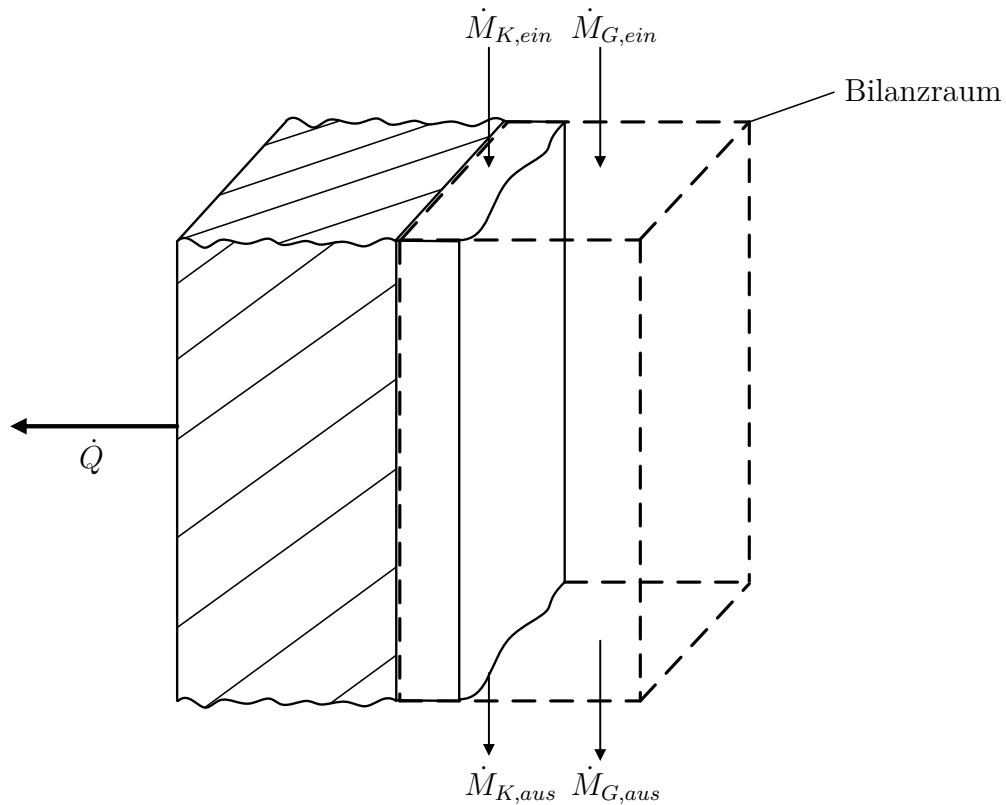


Abbildung 2.10: Bilanzraum für das Gleichgewichtsmodell an der Phasengrenze

im Bilanzraum. Wird diese Gleichung auf die wärmeübertragende Fläche bezogen, so gilt für die in Gleichung (2.67) verwendete gaseitige Wärmestromdichte \dot{q}_G :

$$\dot{q}_G = \dot{m}_G \cdot c_{p,G} \cdot (T_{G,ein} - T_{G,aus}) \quad . \quad (2.69)$$

Setzt man Gleichung (2.69) in die Definition von Z_{eq} in Gleichung (2.67) ein, so erhält man:

$$Z_{eq} = \frac{\dot{q}_G}{\dot{q}} = \frac{\dot{m}_G \cdot c_{p,G} \cdot \Delta T_G}{\dot{q}} = \frac{\dot{m}_G \cdot c_{p,G} \cdot \Delta T_G}{\dot{m}_{ges} \cdot \Delta h} \quad . \quad (2.70)$$

Dabei steht \dot{m}_{ges} für den gesamten Massenstrom aus Gas und Kondensat, also

$$\dot{m}_{ges} = \dot{m}_{G,ein} + \dot{m}_{K,ein} \quad . \quad (2.71)$$

In Gleichung (2.70) ist $\Delta h = h_{ein} - h_{aus}$ die Änderung der spezifischen Enthalpie des gesamten Stroms, also der Flüssigkeit und des Gases über den Bilanzraum, vom Eintritt bis zum Austritt. Vereinfacht kann nach BELGHAZI ET AL. 2001 für Z_{eq} auch

$$Z_{eq} = X \cdot c_{p,G} \cdot \frac{\Delta T_G}{\Delta h} \quad (2.72)$$

geschrieben werden, wobei

$$X = \frac{\dot{m}_{G, \text{ein}}}{\dot{m}_{\text{ges}}} \quad (2.73)$$

der massenbezogene Dampfanteil am Gesamtstrom ist.

Die hier beschriebene Berechnung von Z_{eq} folgt der sogenannten Kondensationskurve. Diese kann entweder differentiell oder integral betrachtet werden. Die differentielle Betrachtung wird nach WEBB 2015 für Anwendungen verwendet, bei denen Gas und Kondensat getrennt werden und nicht über den gesamten Prozess im Gleichgewicht stehen, wie zum Beispiel bei horizontalen Rohrbündelwärmeübertragern. Die integrale Betrachtung wird zum Beispiel für die Berechnung von Plattenwärmeübertragern verwendet, bei denen Gas und Flüssigkeit an den Platten im Gleichstrom nach unten strömen.

WEBB ET AL. 1996 verweisen auf einen Vortrag von MCNAUGHT 1979, der durch Verwendung der *Ackermann-Korrektur* bessere Ergebnisse für dieses Modell bekommen hat. Somit wird auch hier

$$\frac{1}{\alpha_{\text{außen}}} = \frac{1}{\alpha_L} + \frac{Z_{eq}}{\alpha_G^{\bullet}} \quad (2.74)$$

geschrieben. Das Gleichgewichtsmodell nach SILVER 1947 überschätzt nach WEBB ET AL. 1996 für Lewis-Zahlen $Le > 1$ den Wärmeübergang. Eine konservative Auslegung mit dem Gleichgewichtsmodell ergibt sich laut WEBB ET AL. 1996 lediglich für "kleine Lewis-Zahlen".

BELGHAZI ET AL. 2001 und BELGHAZI ET AL. 2003 schlagen vor, die Lewis-Zahl auf Grund ihres großen Einflusses auf den Wärmeübergang in der Gleichung (2.74) zu berücksichtigen:

$$\frac{1}{\alpha_{\text{außen}}} = \frac{1}{\alpha_L} + \frac{Z_{eq}}{\alpha_G^{\bullet}} \cdot Le^n \quad (2.75)$$

Dabei wird der Exponent n der Lewis-Zahl mit $n = 1.5$ angegeben. Mit dieser Modifikation werden die experimentellen Ergebnisse am Glattrohr von BELGHAZI ET AL. 2003 gut wiedergegeben. An Rippenrohren werden die Messwerte allerdings deutlich überschätzt und daher der Schluss gezogen, dass ein konstanter Exponent möglicherweise nicht korrekt ist.

Für die Berechnung nach dem Gleichgewichtsmodell ist es notwendig, einen Strom im Gasraum bilanzieren zu können, der das Rohr umströmt. Da dies bei freier Konvektion nicht möglich ist, ist dieses Modell in diesem Fall nicht anwendbar.

Engsiedende Gemische In BAEHR & STEPHAN 2004 und bei FULLARTON & SCHLÜNDER 2006 ist für engsiedende Gemische eine spezielle Berechnungsvorschrift gegeben. Bei großen Kondensationsraten oder einem sehr engsiedenden Gemisch verhält sich das

Dampfgemisch annähernd wie ein Einkomponentensystem, da der hemmende diffusive Stoffstrom von der Phasengrenze in die Kernphase im Vergleich zum konvektiven Stoffstrom sehr klein ist. Somit kann der Widerstand für den Antransport $R_{th, Antransport}$ vernachlässigt werden. Hier kann die Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze abgeschätzt werden, indem man dafür die Siedetemperatur des Gemisches bei der Gaszusammensetzung der Kernphase annimmt. Nach FULLARTON & SCHLÜNDER 2006 ist dies zulässig, falls

$$\frac{T_{Siede} - T_W}{T_{Tau} - T_{Siede}} > 2 \quad (2.76)$$

ist. Die Berechnung des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten erfolgt für engsiedende Gemischbereiche bei der abgeschätzten Temperatur an der Phasengrenze durch Verwendung der Berechnungsgleichungen für Reinstoffe, also in diesem Fall Gleichung (2.20) für ein Glattrohr und Gleichung (2.32) für ein GEWA-K30 Rippenrohr.

3 Ziel dieser Arbeit

Die grundsätzlichen Vorgänge bei der Kondensation von Gemischen an kalten Oberflächen sind weitestgehend verstanden und in der Literatur beschrieben. Doch während der Kondensationsvorgang hinlänglich bekannt ist, existieren bei den Modellen zur Auslegung der entsprechenden Apparate noch Lücken. Dies führt dazu, dass Kondensatoren für Gemische oftmals deutlich überdimensioniert sind. Ein energieeffizienter Betrieb dieser Kondensatoren ist damit nicht möglich. Für eine bessere Auslegung von Kondensatoren ist die korrekte mathematische Beschreibung des Vorgangs notwendig. Die aufgestellten Modelle nach COLBURN & DREW 1937 und nach SILVER 1947 sind die Modelle, die in der Industrie zur Auslegung von Wärmeübertragern verwendet werden. Eine wirkliche Validierung dieser Modelle mit experimentellen Messwerten ist allerdings noch nicht geschehen.

Die Kondensation kann mit unterschiedlichen Versuchsaufbauten untersucht werden. Der einfachste Aufbau basiert auf der freien Konvektion, bei der auf eine Anströmung der Kühlfläche verzichtet wird. Dies hat den Vorteil, dass der Einfluss einer aufgeprägten Strömung auf die Kondensation wegfällt und somit der reine Kondensationsvorgang betrachtet werden kann. Ist dieser Vorgang korrekt beschrieben, kann in einem weiteren Schritt die Kondensation unter Anströmung der Kühlfläche untersucht werden.

Da das Glattrohr in industriellen Anwendungen der gängige Standard ist, bietet sich zunächst die Untersuchung der Kondensation von Gemischen an diesem Rohr an. Den vorhandenen Modellen liegen zudem nur Überlegungen zur Kondensation an eben solchen Glattrohren zu Grunde. Niedrig und eng berippte Rohre zeigen allerdings bei der Kondensation von Reinstoffen ein sehr großes Steigerungspotenzial [HONDA ET AL. 1983, BRIGGS & ROSE 1994]. Diese sehr einfache Möglichkeit den Wärmeübergang von Kondensatoren zu verbessern, soll auch bei der Gemischkondensation nicht außer Acht gelassen werden, weshalb neben der Kondensation an Glattrohren auch die Kondensation an niedrig und eng berippten Rohren untersucht werden soll.

In der Literatur existieren Messdaten aus dem Bereich der Kältetechnik, wie zum Beispiel für das Kältemittel R134a [ABDULLAH ET AL. 1995, HONDA ET AL. 1999, MITROVIC 1999]. In der großtechnischen chemischen Industrie finden diese Stoffe allerdings kaum Anwendung. Da Kältemittel sich in ihren Stoffdaten zum Teil sehr stark von üblichen industriellen Bulk-Chemikalien wie Kohlenwasserstoffen unterscheiden, sind Messungen mit für die chemische Industrie relevanten Stoffen notwendig. Gleichzeitig können Gemische noch weitere Charakteristika wie Azeotrope oder Mischungslücken aufweisen, zudem können sie sehr weitsiedend oder engsiedend sein. Es ist daher wichtig, mit der Wahl der Gemische nicht nur einen großen Bereich der relevanten Stoffe wie Kohlenwasserstoffe, Alkohole und Wasser abzudecken, sondern zum Beispiel auch Gemisch-Charakteristika wie Azeotrope.

4 Versuchsmethodik

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen der Kondensation von Gemischen wurden zwei sehr ähnliche Anlagen verwendet. Die eine Anlage wurde ursprünglich zur Vermessung eines einzelnen Rohres, die andere zur Vermessung eines kleinen Rohrbündels ausgelegt. Daraus leiten sich die Bezeichnungen „Einzelrohranlage“ bzw. „Rohrbündelanlage“ ab, die zur Unterscheidung hier beibehalten werden sollen. Die Rohrbündelanlage kann sowohl mit einem einzelnen als auch mit mehreren Rohren betrieben werden. Das Grundprinzip der Versuchsanlagen basiert auf der Anlage, die von KANANEH ET AL. 2006 beschrieben wird. Die Anlagen entsprechen bis auf kleine Modifikationen den Anlagen, die von REIF ET AL. 2015, BÜCHNER ET AL. 2015b und REIF 2016 für Messungen der Kondensation von Reinstoffen verwendet werden. Sehr ähnliche Versuchsaufbauten zu diesem Thema finden sich auch bei BRIGGS & ROSE 1995, BELGHAZI ET AL. 2001, KUMAR ET AL. 2002b und MURASE ET AL. 2007.

4.1 Anlagenschema Einzelrohranlage

Das Anlagenschema der Einzelrohranlage, das beiden Anlagen zu Grunde liegt, ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Anlage besteht aus zwei voneinander unabhängigen Kreisläufen: dem „Kühlwasserkreislauf“ und dem „Kondensatkreislauf“. Der Kühlwasserkreislauf (in Abbildung 4.1 mit einer durchgezogenen Linie dargestellt) besteht aus dem Prozessthermostat (**C**), der Regelstrecke des Kühlwassers (**1**), dem im Kondensator (**A**) eingebauten Rohr, sowie den Kühlwasserleitungen, die diese Komponenten verbinden. Die Konstruktionszeichnung des Kondensatorbehälters befindet sich im Anhang A.5.1. Der Thermostat („SemiChill“ SC5000a) der Einzelrohranlage (Datenblatt im Anhang A.5.3) ist ein Umlaufkühler der Firma *Julabo* mit einer von der Medientemperatur abhängigen maximalen Kühlleistung zwischen $P_{KL} = 5 \text{ kW}$ bei $T_{Medium} = 20^\circ\text{C}$ und $P_{KL} = 1.2 \text{ kW}$ bei $T_{Medium} = -10^\circ\text{C}$. Die Heizleistung beträgt maximal 5 kW. Die eingebaute Pumpe fördert das temperierte Kühlwasser durch den Kühlwasserkreislauf. Die Regelstrecke besteht aus einem pneumatischen Membransteuerventil (*Fa. Bürkert*, Typ 0262) und einem Coriolisdurchflussmesser (Modellnummer: 83F08-78X6/0) der Firma *Endress+Hauser Messtechnik*, dessen Genauigkeit vom Hersteller mit 0.05 % vom Messwert angegeben wird. Die Temperatur des Kühlwassers wird nach einer 90°-Umlenkung der Zulaufleitung, die der Durchmischung des Kühlwasserstroms dient, unmittelbar vor dem Eintritt in das eingebaute Rohr gemessen (**2**). Die Austrittstemperatur des Kühlwassers wird ebenfalls unmittelbar nachdem das Rohr den Kondensator verlässt gemessen (**3**). Hier liegt der Messpunkt ebenfalls in der Nähe einer 90°-Umlenkung der Kühlwasserleitung.

Der Kondensatkreislauf ist in Abbildung 4.1 mit einer gestrichelten Linie (Dampf) und einer Strich-Punkt-Linie (Kondensat) dargestellt. Er besteht aus dem Verdampferbehälter (**B**) und dem Kondensatorbehälter (**A**) sowie deren Verbindungen. Im

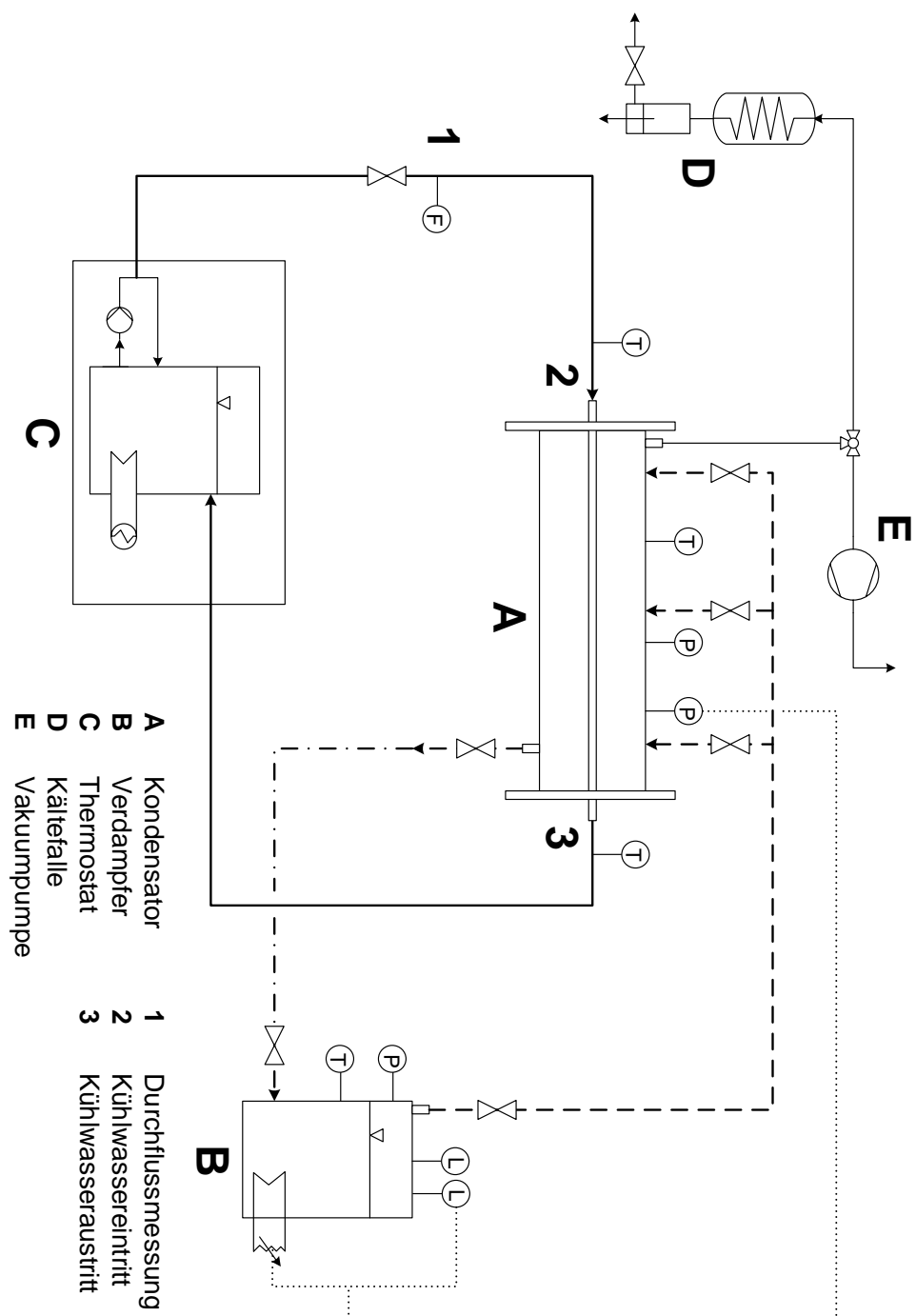


Abbildung 4.1: Anlagenschema der Einzelrohranlage

Verdampfer wird die Flüssigkeit mit einem elektrischen Eintauchheizer vom Typ DHF02B3-4,5-T3 der Firma *Elmess* mit einer maximalen Heizleistung von $P_{HL} = 4.5 \text{ kW}$ erhitzt und verdampft. Der Dampf strömt über drei Rohrleitungen in den Kondensator, in dem er an der Außenseite des mit Kühlwasser durchströmten Rohres kondensiert. Die drei Rohrleitungen sind gleichmäßig über die Länge des Kondensators verteilt, so dass sichergestellt wird, dass im gesamten Gasraum eine annähernd einheitliche Zusammensetzung herrscht. Am Gaseintritt in den Kondensator ist jeweils eine Prallhülse eingebaut. Diese verhindert, dass der eintretende Gasstrom direkt auf das Rohr geleitet wird und Kondensat vom Rohr abbläst, indem sie den Gasstrom in Längsrichtung des Kondensators verteilt. Das Kondensat tropft vom Rohr ab und fließt auf Grund der Schwerkraft wieder zurück in den Verdampferbehälter. Am Kondensatorbehälter gibt es drei ebenfalls über die Länge verteilte Entnahmestellen für Gasproben, an die jeweils ein Probenbehälter angeschlossen werden kann.

Die sogenannte „Kältefalle“ (**D**) ist mit dem Kondensator über einen Teflon-Schlauch verbunden und besteht aus einem mit Prozesswasser gekühlten Schlangenkühler und einem Auffangbehälter. Wird nun der Kugelhahn am Kondensator bei Überdruck geöffnet, strömt der Dampf in den Schlangenkühler. Sollte sich Luft im Kondensator befinden, wird diese mitgerissen und somit aus dem System entfernt. Die Versuchsmedien kondensieren im Schlangenkühler aus und können zu einem späteren Zeitpunkt in den Verdampfer zurückgeführt werden.

Um vor Inbetriebnahme der Anlage möglichst viel Luft aus dem Kondensator entfernen zu können ist zudem eine Vakuumpumpe (**E**) an den Kondensatorbehälter angeschlossen. Da nach einem Stillstand und einem daraus folgenden Abkühlen der Anlage im Behälter ein Unterdruck entsteht, wird Umgebungsluft in den Kondensator gezogen. Diese Luft muss vor Messbeginn aus dem Kondensator entfernt werden. Dazu wird mit der Vakuumpumpe der Druck im Kondensatorbehälter auf etwa $p = 0.2 \text{ bar}$ abgesenkt. Die restliche Luft wird wie oben beschrieben über die Kältefalle entfernt.

Die Sensoren im Verdampferbehälter sowie die Temperatursensoren am Kondensator dienen alleine der Überwachung der Anlagenparameter. Die Heizleistung des Eintauchheizers wird geregelt, indem ein Sollwert für einen der beiden Drucksensoren im Kondensator vorgegeben wird. Ein Füllstandssensor überwacht den Flüssigkeitsstand im Verdampferbehälter und schaltet den Eintauchheizer ab, bevor dessen Heizstäbe nicht mehr mit Flüssigkeit bedeckt sind. Dies verhindert einen Defekt des Heizers.

Die beiden Drucksensoren, die im Kondensatorbehälter eingebaut sind, sind piezoresistive Druckmessumformer der Firma *Baumer* mit einer vom Hersteller angegebenen Genauigkeit von $\Delta p = \pm 6 \text{ mbar}$. Die Thermometer zur Messung der Kühlwassertemperatur sind Pt1000 Widerstandsthermometer der Firma *Rössel-Messtechnik*. Diese sind über programmierbare Messumformer derselben Firma an die Messdatenerfassungseinheit angeschlossen. Durch die Messumformer wird die Genauigkeit der Widerstandsthermometer verbessert, indem der Signaltbereich auf einen kleineren Temperaturbereich skaliert wird. Die Thermometer werden mit Hilfe eines hochpräzisen Widerstandsthermometers der Firma *ISOTECH*, das eine Genauigkeit von $\Delta T = \pm 0.03 \text{ K}$ hat, so

genau wie möglich und mit einer maximalen Abweichung von $\Delta T = \pm 0.05 \text{ K}$ zu diesem Widerstandsthermometer kalibriert. Dabei wird ein Temperaturbereich von 20 K abgefahren und für die erhaltenen Punkte eine Kalibrierkurve erstellt. Um die Abweichung so gering wie möglich zu halten, wird das Messthermometer im Betrieb der Anlage kalibriert. Das Kalibrierthermometer wird dabei unmittelbar vor dem Messthermometer in der Strömung angebracht. Die Messdatenerfassung erfolgt mit der Messdatenerfassungseinheit „ADAM 5000“ der Firma *Advantech* und mit dem Programm „LabView“ der Firma *National Instruments*. Die Probenbehälter für die Gasproben sind zylindrische Behälter mit einem Volumen von etwa einem halben Liter. Am oberen Ende dieser Behälter ist ein Hahn angebracht, mit dem der Behälter von der Umgebung abgeschlossen werden kann. Die Gasproben werden gekühlt, so dass der Inhalt kondensiert. Die Zusammensetzung des Kondensats wird anschließend mittels Gaschromatograph oder Dichtemessgerät bestimmt.

Eine Auflistung und exakte Beschreibung der Messsensorik befindet sich im Anhang A.5.6. Die Beschreibung der Versuchsdurchführung inklusive Inbetriebnahme und Außerbetriebnahme der Versuchsanlage ist im Anhang A.6 nachzulesen.

4.2 Anlagenschema Rohrbündelanlage

Die Rohrbündelanlage unterscheidet sich nur in ein paar Punkten von der Einzelrohranlage. Aus diesem Grund wird hier kein weiteres Anlagenschema gezeigt, es wird lediglich auf die Unterschiede der beiden Anlagen eingegangen. Das Anlagenschema der Rohrbündelanlage findet sich im Anhang A.5.5. Die Anlage ist auf einen deutlich größeren übertragenen Wärmestrom ausgelegt als die Einzelrohranlage. So hat der Eintauchheizer (ebenfalls von *Elmess*, Typ: DHF01B3-25-T4) eine maximale Heizleistung von $P_{HL} = 25 \text{ kW}$. Der Prozessthermostat (Datenblatt im Anhang A.5.4), eine Sonderanfertigung der Firma *Julabo* und ähnlich dem „FLW20006“, besitzt mit $P_{HL} = 5 \text{ kW}$ zwar keine größere maximale Heizleistung aber die maximale Kühlleistung ist mit $P_{KL} = 25 \text{ kW}$ bei $T_{Medium} = 20 \text{ °C}$ ebenfalls deutlich größer als die entsprechende des Thermostats der Einzelrohranlage. Die Genauigkeit des Coriolisdurchflussmesser (Firma: *Endress+Hauser Messtechnik*, Typ: 83F08-57U2/0) beträgt 0.1 % Abweichung vom Messwert. Da die Anlage für diese Arbeit stets mit nur einem Rohr betrieben wurde, entspricht der restliche Kühlwasserkreislauf dem der Einzelrohranlage. Der Kondensatkreislauf unterscheidet sich von dem der Einzelrohranlage insofern, dass zwei Kondensatrückläufe und fünf Dampfeinlässe, ebenfalls über die Länge des Kondensators verteilt, eingebaut sind. Die Dampfeinlässe sind mit jeweils einer Prallhülse analog zur Einzelrohranlage versehen. Zudem gibt es noch einen großen Dampfeinlass, bei dem in den Kondensatorbehälter ein Prallblech eingebaut ist, das denselben Zweck erfüllt wie die Prallhülsen. Beim Abblasen des Dampfes durch die Kältefalle, werden die kleinen Einlässe geschlossen und der Dampfzustrom findet ausschließlich über den großen Dampfeinlass statt. Dieser Einlass und der Auslass zur Kältefalle sind jeweils an den entgegengesetzten Enden des Kondensators angebracht. Dies ist notwendig um

etwaige vorhandene inerte Gase wie Luft auch wirklich aus dem System entfernen zu können, da der Eintrittsstrom an Gas den gesamten Kondensator durchströmt bevor er das System am Auslass zur Kältefalle verlässt. Wie bei der Einzelrohranlage besteht auch bei der Rohrbündelanlage die Möglichkeit, den Druck im Kondensatorbehälter mit Hilfe einer Vakuumpumpe abzusenken und so nach Anlagenstillstand eingedrungene Luft zu entfernen.

4.3 Verwendete Rohre

Für die Kondensationsversuche werden verschiedene Rohre verwendet. Grundsätzlich kann zwischen zwei Rohrtypen unterschieden werden: einem Glattrohr (Index: GR) und einem mit umlaufenden Rippen versehenen niedrig und eng berippten GEWA-K30 Rippenrohr (Index: RR). Beide Rohrtypen werden von der Firma *Wieland-Werke AG* gefertigt. Als Werkstoffe werden C-Stahl (Baustahl, Werkstoffnummer: 1.0345, Index: CS) und VA-Stahl (Edelstahl, Werkstoffnummer: 1.4404, Index: VA) verwendet. In Abbildung 4.2 ist die Rohrwand der verwendeten Rohre und deren Abmessungen schematisch dargestellt.

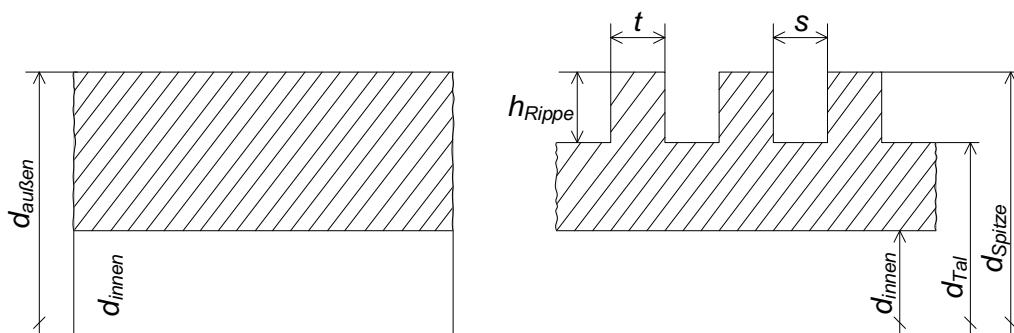


Abbildung 4.2: Darstellung der Abmessungen am Glattrohr und am Rippenrohr nach BÜCHNER ET AL. 2015a

Der Außendurchmesser $d_{\text{außen}}$ ist sowohl beim Glattrohr als auch beim Rippenrohr identisch und unabhängig vom Rohrwerkstoff. Der Innendurchmesser d_{innen} der Rohre ist bei dem Rohr aus Edelstahl fertigungsbedingt etwas größer als beim C-Stahl Rohr. Beim Rippenrohr wird die Oberflächenstruktur mit den Größen Rippenhöhe h_{Rippe} , Rippendicke t und Rippenabstand s beschrieben. Die Darstellung der Rippen mit exakt rechteckförmiger Form, wie in Abbildung 4.2, ist nicht ganz korrekt, was anhand der Nahaufnahme der Rippenstruktur in Abbildung 4.3 deutlich wird. Auf Grund der sehr kleinen Abmessungen (siehe Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2) ist eine exakte Beschreibung der Rippengeometrie allerdings extrem schwierig. Die Annahme von rechteckigen Rippen nähert die tatsächliche Form jedoch sehr gut an, weshalb diese Annäherung der Rippenform hier für alle Messungen und Berechnungen verwendet wird.

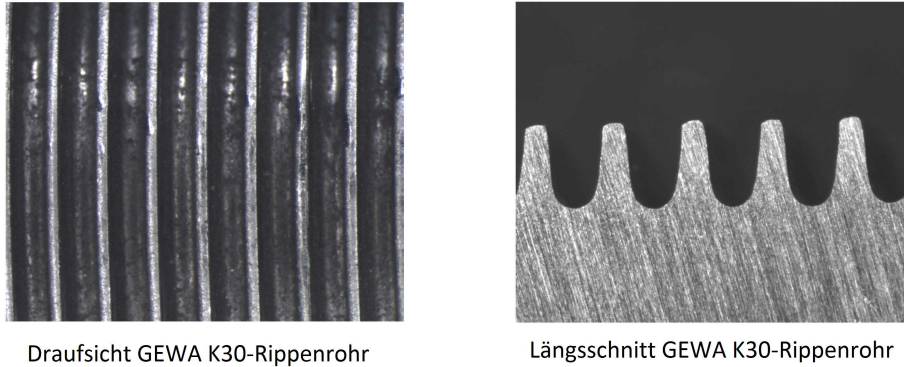


Abbildung 4.3: Nahaufnahme des GEWA-K30 Rippenrohrs in der Draufsicht (links) und im Längsschnitt (rechts) ©Wieland-Werke AG, Ulm

Die Abmessungen der Rohre und deren Wärmeleitfähigkeit, wie sie vom Rohrhersteller angegeben werden, sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 zusammengefasst. Die Rohre haben eine Länge von $L = 2.20$ m, wobei eine Länge von $L_R = 2.00$ m in den Kondensator eingebaut ist. Die Rohre sind mittig im Kondensator zentriert und mit Einschraubverschraubungen der Firma *Swagelok* fixiert. An den Rohrenden, die aus dem Kondensatorbehälter heraus ragen, sind sogenannte “L-Aufschraubverschraubungen” befestigt. An dieser Stelle findet die Umlenkung der Kühlwasserleitung und die Temperaturmessung statt.

Tabelle 4.1: Daten Glattrohre

	C-Stahl	VA-Stahl
Außendurchmesser $d_{außen}$ in m	0.01905	0.01905
Innendurchmesser d_{innen} in m	0.01384	0.01440
Länge L in m	2.20	2.20
berippte/eingebaute Länge L_R in m	2.00	2.00
Wärmeleitfähigkeit λ_R in $\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$	55	15

Tabelle 4.2: Daten Rippenrohre

	C-Stahl	VA-Stahl
Außendurchmesser $d_{au\beta en}$ in m	0.01905	0.01905
Innendurchmesser d_{innen} in m	0.01384	0.01440
Länge L in m	2.20	2.20
berippte/eingebaute Länge L_R in m	2.00	2.00
Wärmeleitfähigkeit λ_R in $\frac{W}{m \cdot K}$	55	15
Rippenhöhe h_{Rippe} in mm	0.9	0.9
Rippendicke t in mm	0.3	0.3
Rippenabstand s in mm	0.55	0.55

4.4 Untersuchte Gemische

Im Zuge dieser Arbeit wurden zwei binäre Gemische, zum Einen aus n-Pentan und iso-Oktan und zum Anderen aus iso-Propanol und Wasser vermessen.

Die Reinstoffe des Gemisches aus n-Pentan (Hersteller: *VWR*) und iso-Oktan (2,2,4-Trimethylpentan, Hersteller: *VWR*) haben jeweils eine Reinheit von über 99%. Die Stoffdaten für die Reinstoffe und für das Gemisch werden von der Firma *Linde AG* bereit gestellt. n-Pentan siedet bei einem Druck von $p = 1.013$ bar bei einer Temperatur von $T_{s,n-Pentan} = 36.03$ °C und ist demnach der Leichtsieder, da iso-Oktan bei einer Temperatur von $T_{s,iso-Oktan} = 99.32$ °C siedet (Schwersieder). In Abbildung 4.4 ist links das T,x,y -Diagramm des Gemisches dargestellt.

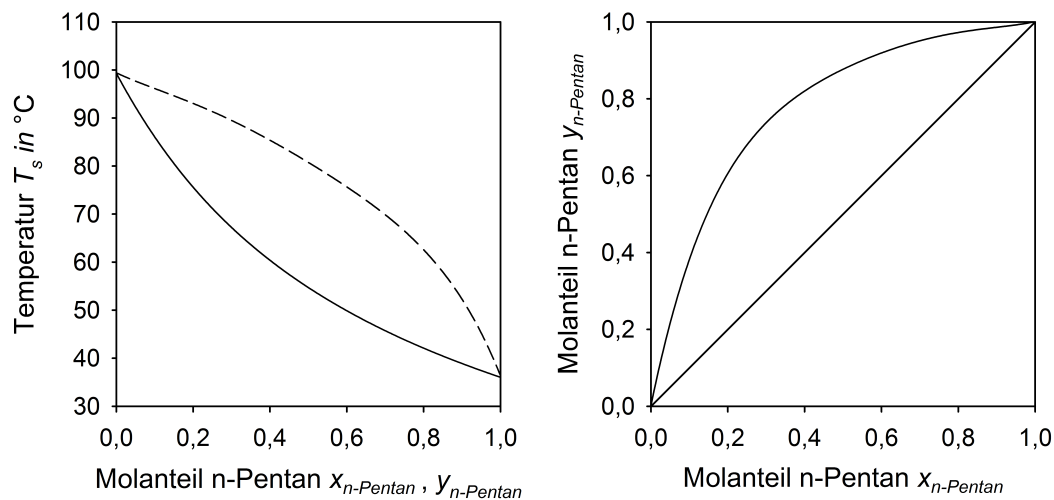


Abbildung 4.4: T,x,y -Diagramm (links) und McCabe-Thiele-Diagramm (rechts) des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan

Dieses Gemisch ist sehr weitsiedend, mit einer relativ großen Siedelinse ohne Azeotrope. Das McCabe-Thiele Diagramm ist in Abbildung 4.4 rechts dargestellt.

Das zweite vermessene Gemisch besteht aus iso-Propanol (2-Propanol, Hersteller: *VWR*) mit einer Reinheit von ebenfalls größer als 99% und vollentsalztem Wasser. Letzteres wird aus der Hausleitung für VE-Wasser entnommen. Die Stoffdaten für dieses Gemisch werden aus der Software “Aspen Plus[®]” der Firma *aspen tech* bezogen. Die Gleichungen zur Berechnung der Stoffdaten befinden sich im Anhang A.2. Iso-Propanol siedet bei einem Druck von $p = 1.013$ bar bei einer Temperatur von $T_{s,iso-Propanol} = 82.04$ °C und Wasser siedet bei einer Temperatur von $T_{s,Wasser} = 100.01$ °C. Damit ist iso-Propanol der Leichtsieder. In Abbildung 4.5 sind das entsprechende T,x,y -Diagramm und das McCabe-Thiele-Diagramm für dieses Gemisch dargestellt.

Das Gemisch iso-Propanol/Wasser besitzt bei einem Molanteil von iso-Propanol von etwa $x_{Wasser} \approx 31.5 - 32\%$ ein Minimumazeotrop. Die Siedetemperatur des azeotropen Gemisches beträgt $T_{s,az} = 80.17$ °C. Bei höheren Molanteilen von iso-Propanol ist das Gemisch sehr engsiedend, die Siede- und die Taulinie unterscheiden sich in diesem

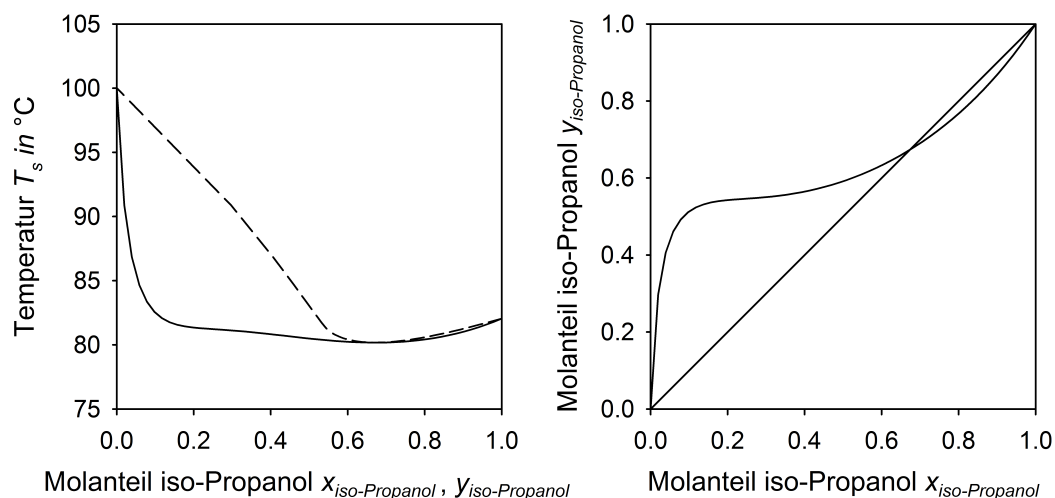


Abbildung 4.5: T,x,y -Diagramm (links) und McCabe-Thiele-Diagramm (rechts) des Gemisches iso-Propanol/Wasser

Bereich so gut wie nicht. Bei höheren Molanteilen an Wasser wird das Gemisch sehr weitsiedend und es existiert ein großes 2-Phasen-Gebiet.

In Tabelle 4.3 ist zur besseren Übersichtlichkeit dargestellt, welche Gemische mit welchen Rohren und Rohrtypen vermessen wurden. Dabei wird die Komponente mit dem größeren Molanteil im binären Gemisch als Hauptkomponente (HK) und die Komponente mit dem kleineren Molanteil als Nebenkompone (NK) bezeichnet. Es wurden für alle Gemische, außer für das Gemisch mit der Hauptkomponente n-Pentan, Messungen an einem Glatt- und einem Rippenrohr durchgeführt. Die Messungen des wässrigen Gemisches wurden an Edelstahlrohren durchgeführt, da bei den Baustahlrohren befürchtet wurde, dass durch Oxidation die Oberflächenstruktur der Rohre beeinträchtigt wird.

Tabelle 4.3: Übersicht über die verwendeten Rohre und Gemische

HK	NK	Glattrohr		Rippenrohr	
		Baustahl	Edelstahl	Baustahl	Edelstahl
n-Pentan	iso-Oktan				x
iso-Oktan	n-Pentan	x		x	
iso-Propanol	Wasser		x		x
Wasser	iso-Propanol		x		x

Für beide Gemische wurde nicht der gesamte Bereich der Zusammensetzung vermessen. Es wurde sich jeweils auf die für die Kondensation relevanten Bereiche mit einer Hauptkomponente und einer Nebenkompone konzentriert. In der Tabelle 4.4 sind die vermessenen Bereiche für die jeweiligen Gemische aufgelistet. Es wurden Bereiche vermessen, die für alle Gemische sehr nahe an die Reinstoffzusammensetzung und für die meisten Gemische sehr nahe an die äquimolare Zusammensetzung heranreichen.

Beim Gemisch iso-Propanol/Wasser wurde darauf geachtet, dass das Minimumazeotrop im vermessenen Bereich liegt.

Tabelle 4.4: Übersicht über die vermessenen Gemischbereiche

HK	NK	Molanteil HK	
		Glattrohr	Rippenrohr
n-Pentan	iso-Oktan	—	0.960 - 0.600
iso-Oktan	n-Pentan	0.990 - 0.505	0.965 - 0.680
iso-Propanol	Wasser	0.960 - 0.580	0.985 - 0.575
Wasser	iso-Propanol	0.975 - 0.825	1.000 - 0.805

Mit diesen beiden Gemischen werden die Stoffe der Kohlenwasserstoffe und Alkohole sowie Wasser abgedeckt. Des Weiteren werden sowohl eng- als auch weitsiedende Gemische sowie ein Gemisch mit Minimumazeotrop betrachtet. Dies deckt ein sehr weites Spektrum der für die chemische Industrie relevanten Stoffe ab.

4.5 Berechnungsgrundlagen

Der gesamte übergehende Wärmestrom \dot{Q}_{ges} kann nach BAEHR & STEPHAN 2004 mit der Energiebilanz um den Ein- und Austritt des Kühlwassers am Kondensator berechnet werden:

$$\dot{Q}_{ges} = \dot{M}_{KW} \cdot c_{p,KW} \cdot (T_{KW,aus} - T_{KW,ein}) \quad . \quad (4.1)$$

Neben den Messwerten für den Massenstrom \dot{M}_{KW} des Kühlwassers und der Ein- bzw. Austrittstemperatur $T_{KW,ein}$ bzw. $T_{KW,aus}$ des Kühlwassers benötigt man dazu noch die spezifische Wärmekapazität $c_{p,KW}$ des Kühlwassers. Ein Zusammenhang der Temperaturdifferenz zwischen dem Kühlwasser und dem Dampfraum mit dem gesamten übergehenden Wärmestrom ist bei POLIFKE & KOPITZ 2005 angegeben als:

$$\dot{Q}_{ges} = k \cdot A_{au\beta en} \cdot \Delta T_{log} \quad . \quad (4.2)$$

Dabei ist $R_{th,ges}$ der gesamte thermische Widerstand gegen den Wärmeübergang und ΔT_{log} die logarithmische Temperaturdifferenz, in die sowohl die Eingangs- und die Ausgangstemperatur des Kühlwassers, als auch die Temperatur des Dampfes im Kondensator eingehen. Diese ist bei POLIFKE & KOPITZ 2005 folgendermaßen definiert:

$$\Delta T_{log} = \frac{T_{KW,aus} - T_{KW,ein}}{\ln \left(\frac{T_{Dampf} - T_{KW,ein}}{T_{Dampf} - T_{KW,aus}} \right)} \quad . \quad (4.3)$$

In dieser Gleichung wird angenommen, dass sich auf Grund der freien Konvektion und der Verteilung der Einlassstutzen kein Temperaturgradient im Gasraum einstellt und somit eine konstante Temperatur T_{Dampf} im gesamten Kondensatorbehälter herrscht.

Bei der Messung dieser Dampftemperatur wurde ein vergleichsweise großer Messfehler von bis zu $\Delta T_s = 2$ K festgestellt. Dieser Messfehler wird auf die Tropfenbildung am Thermometer, die bei Messungen bei Sättigungstemperatur beobachtet werden konnte, zurückgeführt. Aus diesem Grund wird hier die Sättigungstemperatur T_s aus dem gemessenen Druck berechnet. Dazu wird der Mittelwert der beiden Drucksensoren im Kondensator gebildet. Daraus kann mit der Zusammensetzung des Dampfes im Kondensator die Sättigungstemperatur berechnet werden, falls das Gas-Flüssig-Gleichgewicht bekannt ist. Unter der Annahme, dass der Dampf im Kondensator gesättigt ist, kann die Temperatur im Dampfraum, die der Temperatur in der Kernphase des Gases T_{Bulk} entspricht, mit der Sättigungstemperatur gleichgesetzt werden:

$$T_{Dampf} = T_{Bulk} = T_s \quad . \quad (4.4)$$

Damit sind nun alle Größen gegeben, die benötigt werden, um den gesamten thermischen Widerstand $R_{th,ges}$ zu berechnen.

Setzt man Gleichung (2.7) nun in Gleichung (4.2) ein, kann daraus die hier relevante Größe, der äußere Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{au\beta en}$ bestimmt werden:

$$\alpha_{au\beta en} = \left(\frac{\Delta T_{log} \cdot A_{au\beta en}}{\dot{Q}} - \frac{A_{au\beta en} \cdot \ln\left(\frac{r_{au\beta en}}{r_{innen}}\right)}{2 \cdot \pi \cdot L_R \cdot \lambda_R} - \frac{A_{au\beta en}}{A_{innen} \cdot \alpha_{innen}} \right)^{-1} \quad (4.5)$$

Eine wichtige Größe bei der rechnerischen Betrachtung der Kondensation ist die Bezugsfläche des Wärmeübergangs. Auf diese Fläche beziehen sich der äußere Wärmeübergangskoeffizient und die Wärmestromdichte. Bei Glattrohren ist dies die zylindrische äußere Oberfläche des Rohres. Bei den Rippenrohren können auf Grund der Oberflächenstruktur theoretisch mehrere Flächen als Bezugsfläche definiert werden. Je nach Rohrtyp und Oberflächenstruktur kann diese Fläche damit sehr unterschiedlich ausfallen, was eine Vergleichbarkeit von Messdaten erschwert. Auch in der Literatur herrscht kein einheitliches Bild der Definition der Bezugsfläche bei niedrig berippten Rohren. In dieser Arbeit ist die Bezugsfläche am Rippenrohr wie von BÜCHNER ET AL. 2015a als zylindrische Fläche definiert. Der Zylinder hat denselben Durchmesser wie das Rippenrohr an der Rippenspitze. Die Wärmeleitung wird dabei nur im soliden Rohrkörper, das bedeutet von d_{innen} bis d_{Tal} , betrachtet. Die Wärmeleitung in den Rippen wird damit formal in den Wert für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$ eingerechnet. In Abbildung 4.6 ist diese Definition graphisch dargestellt. Diese Definition der Bezugsfläche hat zum Einen den Vorteil, dass diese Fläche sehr einfach zu bestimmen ist. Zum Anderen ist der Durchmesser an der Rippenspitze der maximale Durchmesser der Rippenrohre. Würde nun ein Glattrohr durch solch ein Rippenrohr ersetzt werden, hätten beide Rohre denselben maximalen Durchmesser und dieselbe Bezugsfläche. Ein Vergleich der beiden Rohrtypen miteinander wird dadurch deutlich vereinfacht. Das Rippenrohr hat

somit eine tatsächliche Oberfläche, die größer ist als die definierte Bezugsfläche. Dieser Flächenvergrößerungsfaktor wird für diese Definition der Bezugsfläche in den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten verlagert.

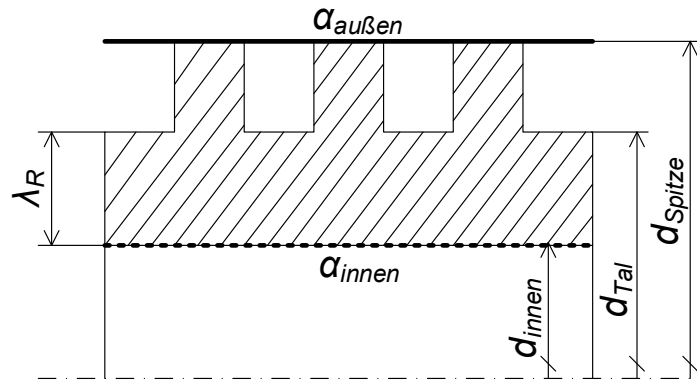


Abbildung 4.6: Bezugsflächen für die Wärmestromdichte und die Wärmeübergangskoeffizienten am Rippenrohr nach BÜCHNER ET AL. 2015a

Bei den Messungen ist darauf zu achten, dass sich keine Luft im Kondensator ansammelt, da diese beim verwendeten Temperaturniveau ein für die Kondensation inertes Gas ist und somit die Messungen verfälscht. Aus diesem Grund wurde ein einheitliches Versuchsschema entworfen, welches die Entfernung der für die Kondensation inerten Luft vorsieht. Für jeden Messpunkt werden die Messwerte 40 min lang aufgezeichnet. Eine Aufzeichnung aller Werte erfolgt dabei alle 2 – 3 s. Die erste Hälfte der Messpunkte wird konsequent verworfen, um sicherzugehen, dass die Anlage zu dem Zeitpunkt der eigentlichen Messung stationär läuft. Für den Messpunkt werden die Werte der zweiten 20 Minuten gemittelt und der Messwert aus den gemittelten Größen berechnet. Nach 40 min wird die Datenaufnahme gestoppt und der Druck in der Anlage auf 1.2 bar erhöht. Bei diesem Druck wird dann über die Kältefalle über 1 min lang Gas aus dem Kondensator abgelassen. Dadurch wird das Gasvolumen im Kondensator ausgetauscht und es wird sichergestellt, dass eventuell hinein diffundierte Luft ebenfalls aus dem Kondensator entfernt wird. Unter Umständen kann die Zeit von 1 min auch verlängert werden um sicherzugehen, dass sich keine Luft mehr im Kondensator befindet.

5 Messungen von Wärmeübergangskoeffizienten binärer Gemische

Im folgenden Kapitel sollen die Ergebnisse der durchgeführten Messungen dargestellt und beschrieben werden. Es wurden die Gemische n-Pentan/iso-Oktan und iso-Propanol/Wasser vermessen. Bei beiden Gemischen sind Messungen mit verschiedenen Zusammensetzungen, verteilt über den gesamten Bereich des Molanteils, durchgeführt worden. Die Komponente mit dem größeren Molanteil wird jeweils als Hauptkomponente bezeichnet. In den Diagrammen in diesem Kapitel sind der Übersichtlichkeit halber nicht alle gemessenen Werte eingetragen. Die gesammelten verwendeten Messwerte finden sich im Anhang A.3. Da die Fehlerbalken im Vergleich zu den Symbolen in den Diagrammen sehr klein sind, sind in den folgenden Abbildungen keine eingezeichnet. Die Berechnung des Messfehlers erfolgt im Anhang A.4. Dort wird für jedes Gemisch beispielhaft für einen Messpunkt der Messfehler berechnet.

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse nur beschrieben. Eine Diskussion der Werte erfolgt anschließend in Kapitel 6.

5.1 Gemisch n-Pentan/iso-Oktan

Beim Gemisch n-Pentan/iso-Oktan wurden zwei Bereiche untersucht, wobei einmal iso-Oktan und einmal n-Pentan die Hauptkomponente ist. Ein Bereich um die äquimolare Zusammensetzung des Gemisches wurde nicht betrachtet. Das Gemisch mit iso-Oktan als Hauptkomponente wurde an einem Glattrohr und an einem Rippenrohr jeweils aus Baustahl untersucht, der Bereich mit überwiegend n-Pentan an einem Rippenrohr aus Edelstahl. Um eine bessere Übersichtlichkeit zu gewährleisten, werden die Ergebnisse der beiden Bereiche separat voneinander betrachtet.

5.1.1 Hauptkomponente iso-Oktan

Abbildung 5.1 zeigt die Ergebnisse am Glattrohr. Dargestellt ist der äußere Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{\text{au\ss}en}$ über der Wärmestromdichte \dot{q} bei unterschiedlichen Gaszusammensetzungen, die durch den Molanteil $y_{n\text{-Pentan}}$ an n-Pentan in der Gasphase angegeben werden. Der Molanteil von n-Pentan in der Gasphase liegt zwischen $y_{n\text{-Pentan}} = 7.5\%$ und $y_{n\text{-Pentan}} = 20\%$. Die gemessenen Werte des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten schwanken zwischen etwa $\alpha_{\text{au\ss}en} = 600 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ bei Wärmestromdichten von ungefähr $\dot{q} = 18 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ und etwa $\alpha_{\text{au\ss}en} = 950 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ bei Wärmestromdichten von ungefähr $\dot{q} = 36 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$.

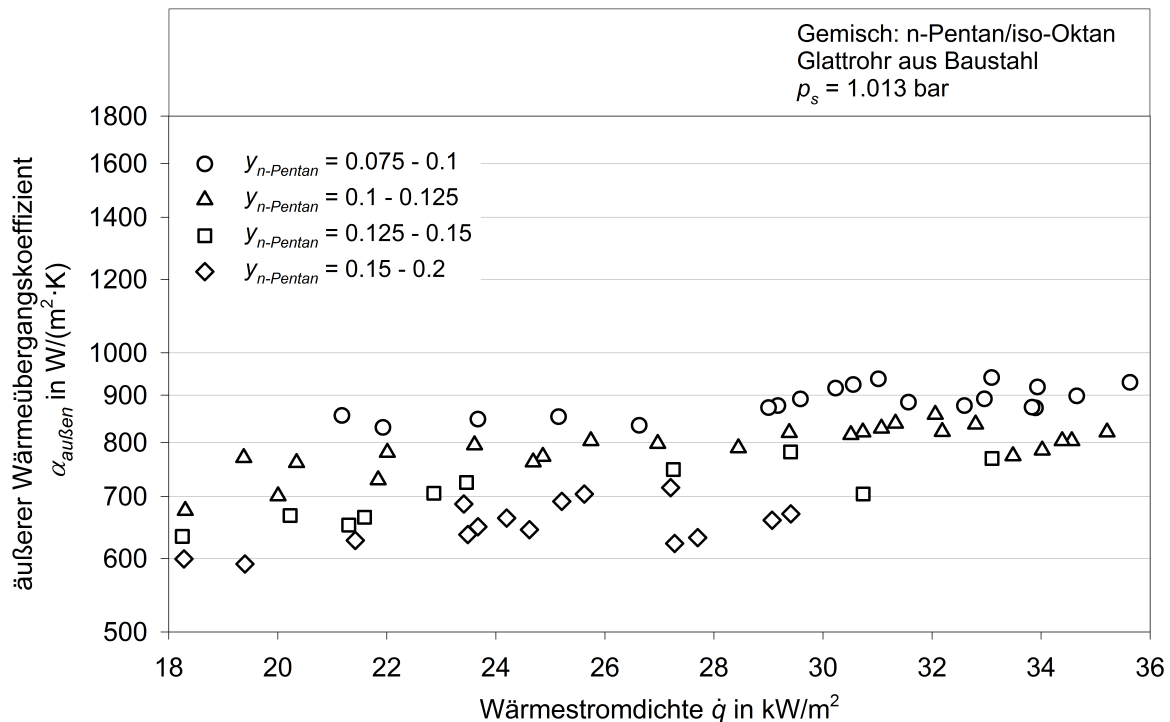


Abbildung 5.1: Äußerer Wärmeübergangskoeffizient aufgetragen über der Wärmestromdichte für die Kondensation des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan an einem Baustahl Glattrohr bei unterschiedlichen Gemischzusammensetzungen

Betrachtet man zunächst Werte für eine konstante Zusammensetzung, so sieht man, dass die Werte des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten mit zunehmender Wärmestromdichte ansteigen. Dies ist für alle abgebildeten Zusammensetzungen der Fall. Vergleicht man die Messwerte der verschiedenen Gaszusammensetzungen bei einer konstanten Wärmestromdichte, so zeigt sich, dass der äußere Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{\text{au\ss en}}$ mit steigendem Molanteil an n-Pentan in der Gasphase $y_{n\text{-Pentan}}$ abnimmt. Diese beiden Effekte werden im Abschnitt 2.2.3 beschrieben und sind typisch für die Kondensation von Gemischen.

In Abbildung 5.2 sind Messwerte des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{au\ss en}}$ über der Wärmestromdichte \dot{q} für das GEWA-K30 Rippenrohr aufgetragen. Am Rippenrohr liegen die gemessenen Werte des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten höher als am Glattrohr. Hier werden Werte von über $\alpha_{\text{au\ss en}} = 2000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ bei Wärmestromdichten von etwa $\dot{q} = 22 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ gemessen. Werte von um die $\alpha_{\text{au\ss en}} = 500 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ finden sich nur bei sehr niedrigen Wärmestromdichten von um die $\dot{q} = 10 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ oder bei höheren Wärmestromdichten aber relativ hohen Molanteilen von $y_{n\text{-Pentan}} = 28\%$. Auch bei den Messwerten am Rippenrohr lässt sich der typische Verlauf einer Gemischkondensation erkennen: Für eine konstante Zusammensetzung zeigt sich ein ansteigender Verlauf des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten über der Wärmestromdichte. Zudem sinkt $\alpha_{\text{au\ss en}}$ mit ansteigendem Molanteil an n-Pentan in der Gasphase ab.

Um den Einfluss einer zweiten Komponente bei der Kondensation abschätzen zu können, ist der Vergleich der Messwerte mit Reinstoffdaten wichtig. In Abbildung 5.3 sind die

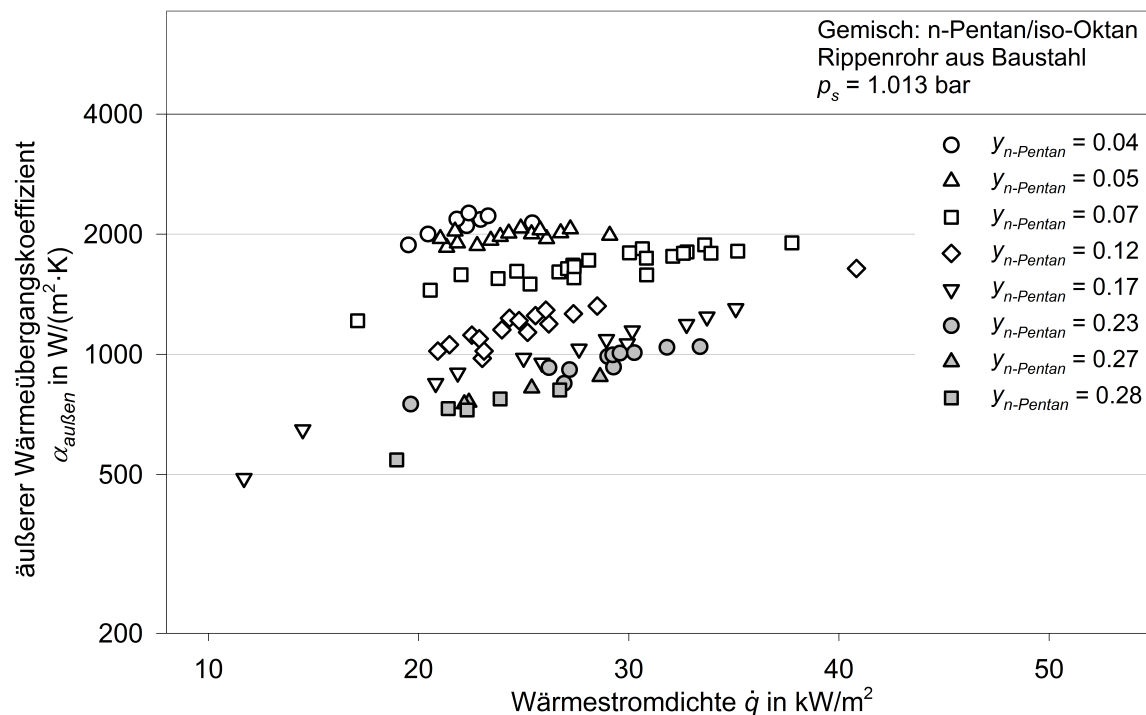


Abbildung 5.2: Äußerer Wärmeübergangskoeffizient aufgetragen über der Wärmestromdichte für die Kondensation des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan an einem Baustahl Rippenrohr bei unterschiedlichen Gemischzusammensetzungen

Ergebnisse der Glattrohrmessungen zusammen mit den berechneten Werten nach der in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen *Nußelt'schen Wasserhauttheorie* nach Gleichung (2.20) für die Reinstoffe n-Pentan und iso-Oktan aufgetragen. Diese ist für die Berechnung des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von Reinstoffen an horizontalen Glattrohren gültig. Damit kann sie anstelle von Messwerten für den Vergleich mit Reinstoffdaten herangezogen werden. In Abbildung 5.3 kann man erkennen, dass bereits bei kleinen Mengen an n-Pentan in der Gasphase eine Verschlechterung von $\alpha_{\text{außen}}$ im Vergleich zum Reinstoff eintritt. Bei den höheren Wärmestromdichten um $\dot{q} = 32 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ liegen die Messwerte hingegen relativ hoch, so dass bei kleinen Molanteilen von n-Pentan der Unterschied zu den Werten nach der *Nußelt'schen Wasserhauttheorie* für iso-Oktan nur mehr knapp 10% Prozent beträgt. Dieser Bereich entspricht dem von MITROVIC & GNEITING 1996a angesprochenen Übergangsbereich, in dem der Widerstand der Kondensatschicht wieder dominanter wird. Bei höheren Molanteilen ist dieser Effekt in der Abbildung noch nicht zu erkennen und wird bei größeren Wärmestromdichten vermutet.

Bei den Rippenrohren gibt es bisher kein allgemein gültiges theoretisches Modell zur Berechnung des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten. Aus diesem Grund soll hier der Vergleich der Gemischmessdaten mit Messwerten der Reinstoffe gezogen werden. In Abbildung 5.4 sind die Messwerte des untersuchten Gemisches am Rippenrohr zusammen mit Messwerten der Reinstoffkondensation an einem Rippenrohr von REIF ET AL. 2015 bei einem sonst identischen Versuchsaufbau aufgetragen. Beim Rippenrohr ist der Einfluss einer zweiten anwesenden Komponente auf den gemessenen äußeren

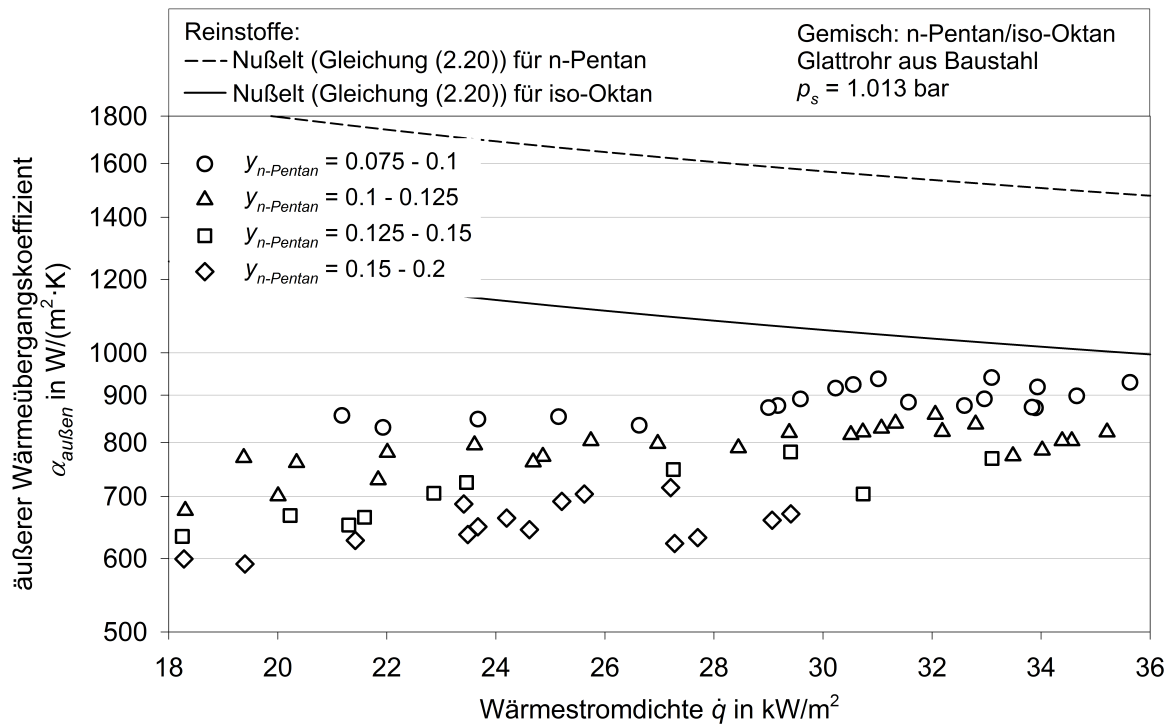


Abbildung 5.3: Vergleich des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten am Glattrohr bei der Kondensation des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan mit den Werten nach der Nußelt'schen Wasserhauttheorie nach Gleichung (2.20) aufgetragen über der Wärmestromdichte

Wärmeübergangskoeffizienten größer. So liegen die Messwerte der Reinstoffe etwa zwischen $\alpha_{\text{außen}} = 8000 - 12000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ für die hier vermessenen Wärmestromdichten. Im Vergleich dazu liegen die Werte für einen Molanteil von n-Pentan von nur $y_{n\text{-Pentan}} = 4\%$ bei etwa $\alpha_{\text{außen}} = 2000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$. Für höhere Molanteile an n-Pentan sinken die Werte noch weiter ab. Auf Grund der beobachteten großen Differenz der Werte lässt sich der Schluss ziehen, dass der Hauptwiderstand gegen den Wärmeübergang in der Gasphase liegt. Es ist davon auszugehen, dass der von MITROVIC & GNEITING 1996a beschriebene Übergangsbereich im Fall der Rippenrohre bei deutlich größeren Wärmestromdichten liegt.

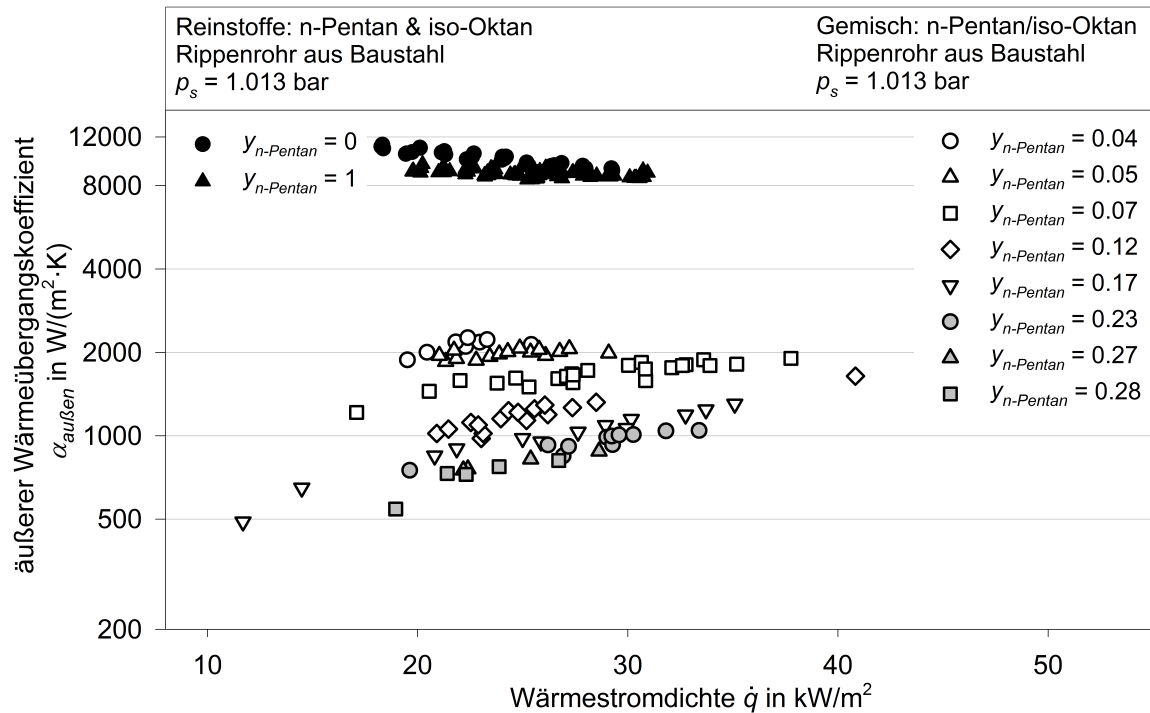


Abbildung 5.4: Vergleich des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten am Rippenrohr bei der Kondensation des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan mit den Werten der Reinstoffe von REIF ET AL. 2015 aufgetragen über der Wärmestromdichte

5.1.2 Hauptkomponente n-Pentan

Neben dem Bereich mit überwiegend iso-Oktan wurde auch der Bereich mit der Hauptkomponente n-Pentan untersucht. Hier wurden Messungen mit n-Pentan im Überschuss an einem Rippenrohr aus Edelstahl durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Der gemessene äußere Wärmeübergangskoeffizient liegt hier zwischen knapp $\alpha_{\text{außen}} = 2500 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ bei einer Wärmestromdichte von etwa $\dot{q} = 22 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ und Werten von unter $\alpha_{\text{außen}} = 600 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ bei Wärmestromdichten um die $\dot{q} = 12 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$. Der ansteigende Verlauf des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten über der Wärmestromdichte für eine konstante Zusammensetzung ist in dieser Abbildung ebenfalls gut zu erkennen. Es zeigt sich außerdem die Abhängigkeit des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten von der Zusammensetzung. Mit höheren Anteilen an iso-Oktan sinkt $\alpha_{\text{außen}}$ bei konstanter Wärmestromdichte ab. Je größer der Molanteil der Komponente, die im Überschuss vorliegt wird, desto kleiner wird auch der äußere Wärmeübergangskoeffizient.

In Abbildung 5.6 werden die gemessenen Werte des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten für die verschiedenen Molanteile mit den Messwerten der Reinstoffe an einem Rippenrohr aus Edelstahl nach REIF ET AL. 2015 verglichen. Die Messwerte für die Reinstoffe n-Pentan und iso-Oktan am Rippenrohr aus Edelstahl liegen im Bereich von etwa $\alpha_{\text{außen}} = 6000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ für den gesamten gemessenen Bereich der Wärmestromdichten. Die Werte für das Gemisch liegen für einen Molanteil von weniger als $y_{\text{iso-Oktan}} = 5\%$ an iso-Oktan kaum über $\alpha_{\text{außen}} = 2000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$. Für höhere Molanteile an iso-Oktan sinken



Abbildung 5.5: Äußerer Wärmeübergangskoeffizient aufgetragen über der Wärmestromdichte für die Kondensation des Gemisches iso-Oktan/n-Pentan an einem Edelstahl Rippenrohr bei unterschiedlichen Gemischzusammensetzungen

die Werte noch weiter bis auf unter $1000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ für Molanteile von etwa $y_{\text{iso-Oktan}} = 25\%$. Damit liegen die Messwerte für das Gemisch deutlich unter den Werten des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten für die Reinstoffe. Dies legt die Vermutung nahe, dass bei den hier betrachteten Messungen der Wärmeübergang in der Gasphase der limitierende Faktor für den Gesamtvorgang ist.

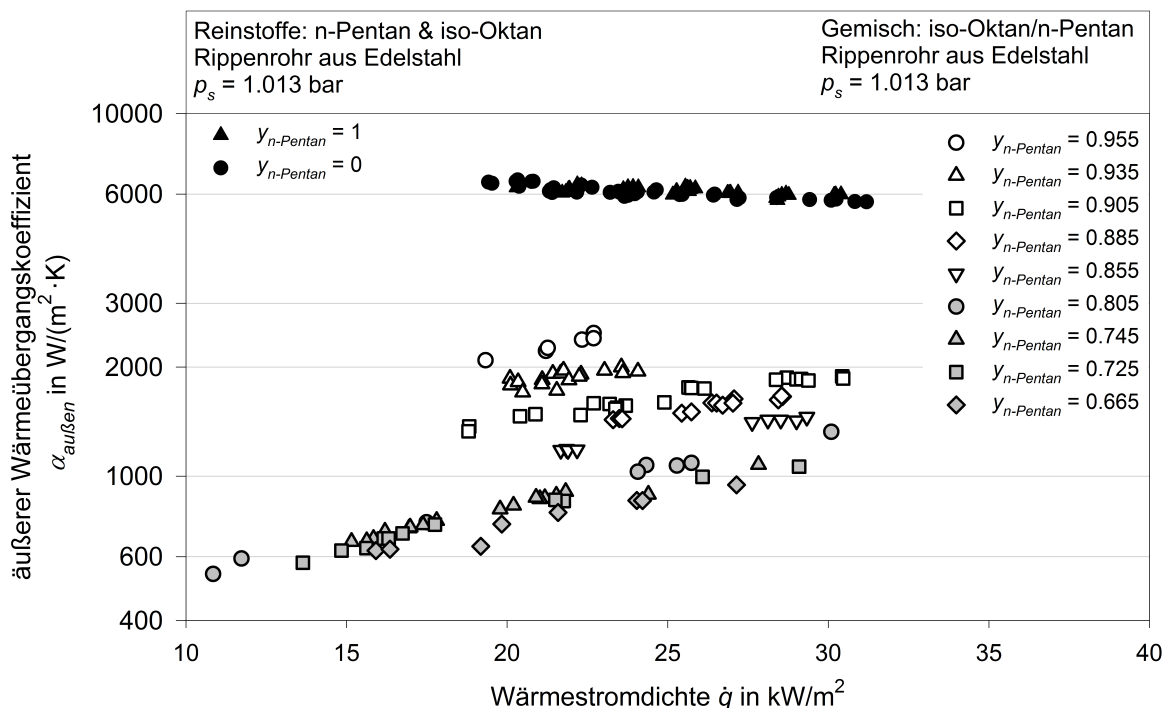


Abbildung 5.6: Vergleich des \u00e4u\u00dferen W\u00e4rme\u00fcbergangskoeffizienten am Rippenrohr bei der Kondensation des Gemisches iso-Oktan/n-Pentan mit den Messwerten der Reinstoffe n-Pentan und iso-Oktan von REIF ET AL. 2015 aufgetragen \u00fcber der W\u00e4rmeleistungsdichte

5.2 Gemisch iso-Propanol/Wasser

Wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, besitzt das Gemisch iso-Propanol/Wasser ein Minimumazeotrop bei einem Molanteil an Wasser von etwa $x_{\text{Wasser}} = 0.32$. Damit unterteilt das Minimumazeotrop das Gemisch in zwei Bereiche, einen sehr engsiedenden Bereich mit der Hauptkomponente iso-Propanol und einen weitsiedenden Bereich mit der Hauptkomponente Wasser (siehe Abbildung 4.5). Diese beiden Bereiche sollen zun\u00e4chst getrennt voneinander betrachtet werden.

5.2.1 Hauptkomponente iso-Propanol

Die Abbildung 5.7 zeigt die Messergebnisse des \u00e4u\u00dferen W\u00e4rme\u00fcbergangskoeffizienten f\u00fcr die Hauptkomponente iso-Propanol an einem Glattrohr aus Edelstahl aufgetragen \u00fcber der W\u00e4rmeleistungsdichte. Dargestellt sind Ergebnisse mit einem Molanteil im Bereich von reinem iso-Propanol bis zur Zusammensetzung des Minimumazeotrops. Es f\u00e4llt auf, dass die Werte scheinbar in zwei Bereiche unterteilt sind. F\u00fcr niedrige und mittlere Molanteile an Wasser liegen die gemessenen W\u00e4rme\u00fcbergangskoeffizienten in etwa um die $\alpha_{\text{au\ss}en} = 2200 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$. F\u00fcr die Molanteile nahe dem Minimumazeotrop, also $y_{\text{Wasser}} = 0.305 - 0.315$, liegen die Messwerte zwischen $\alpha_{\text{au\ss}en} = 3000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ und $\alpha_{\text{au\ss}en} = 2600 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$. Dieser Sprung l\u00e4sst sich auf den um etwa 15 Prozentpunkte h\u00f6heren Molanteil zur\u00fcckf\u00fchren. Der Verlauf der Messwerte ist f\u00fcr Gemische untypisch,

denn mit steigender Wärmestromdichte fallen die Messwerte des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten für alle vermessenen Molanteile ab. Wie in Abschnitt 2.2.3 bereits erwähnt, wird über solche Verläufe in der Literatur berichtet, allerdings treten diese nur bei sehr geringen Molanteilen einer zweiten Komponente und/oder bei sehr großen Wärmestromdichten auf. Beides ist hier nicht der Fall. Des Weiteren kommt hinzu, dass die Werte des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten mit zunehmendem Molanteil an Wasser ansteigen und nicht, wie beim Gemisch n-Pentan/iso-Oktan beobachtet, abnehmen. So werden die höchsten Werte hier auch für den größten Molanteil an Wasser y_{Wasser} gemessen.

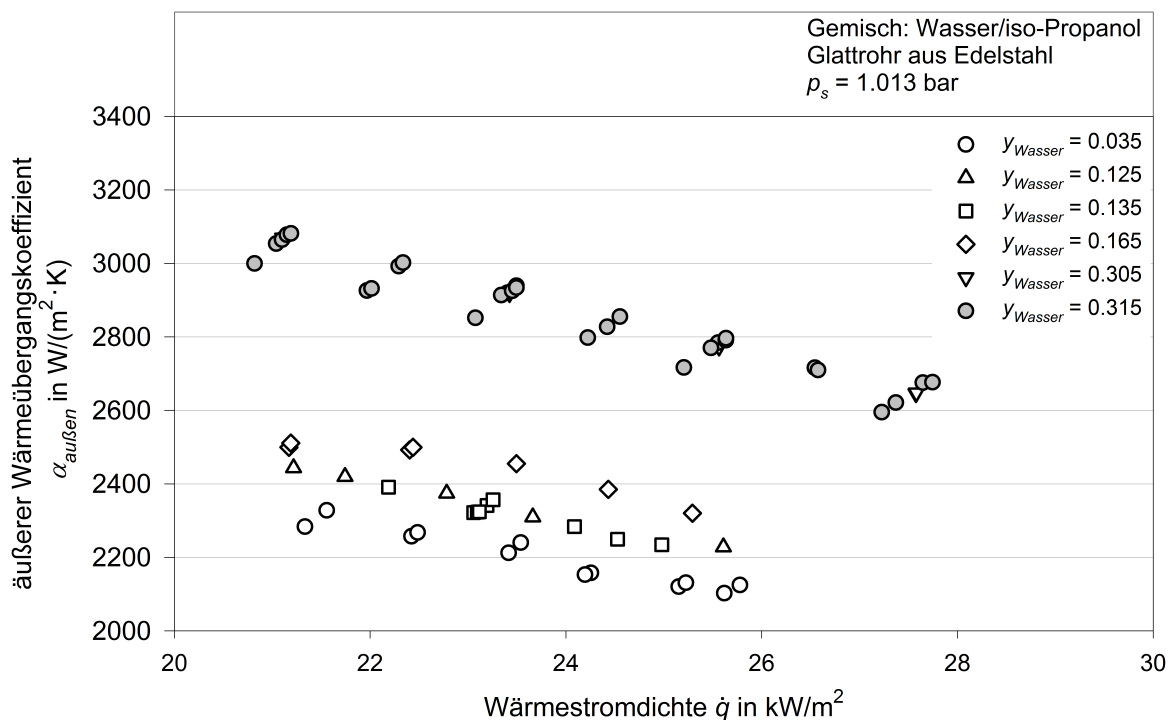


Abbildung 5.7: Äußerer Wärmeübergangskoeffizient aufgetragen über der Wärmestromdichte bei der Kondensation des Gemisches Wasser/iso-Propanol an einem Edelstahl Glattrohr bei unterschiedlichen Gemischzusammensetzungen mit niedrigen Molanteilen an Wasser

In Abbildung 5.8 ist der gemessene äußere Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{au\beta en}$ an einem Rippenrohr aus Edelstahl für einige vermessene Molanteile an Wasser y_{Wasser} über der Wärmestromdichte \dot{q} aufgetragen. Die gemessenen Werte liegen alle im Bereich zwischen etwa $\alpha_{au\beta en} = 8000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ bei niedrigen Wärmestromdichten um $\dot{q} = 18 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ und etwas über $\alpha_{au\beta en} = 6000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ bei Wärmestromdichten um $\dot{q} = 35 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$. Somit fallen auch beim Rippenrohr die Messwerte in diesem Bereich für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten mit ansteigender Wärmestromdichte ab und zeigen nicht den für Gemische typischen Verlauf. Außerdem sinken die Messwerte wie beim Glattrohr mit zunehmendem Molanteil der zweiten Komponente nicht ab. Die Werte für sehr geringe Molanteile von unter 0.05 liegen zwar oberhalb der Werte für Molanteile um die $y_{Wasser} = 0.12 - 0.16$, allerdings ist der Unterschied der Absolutwerte sehr gering. Danach kommt es zu einem Anstieg der Messwerte, so dass die Ergebnisse für Molanteile

nahe am Minimumazeotrop am höchsten liegen. Auf Grund der geringen Abweichungen zueinander kann nicht wirklich von einer Tendenz gesprochen werden.

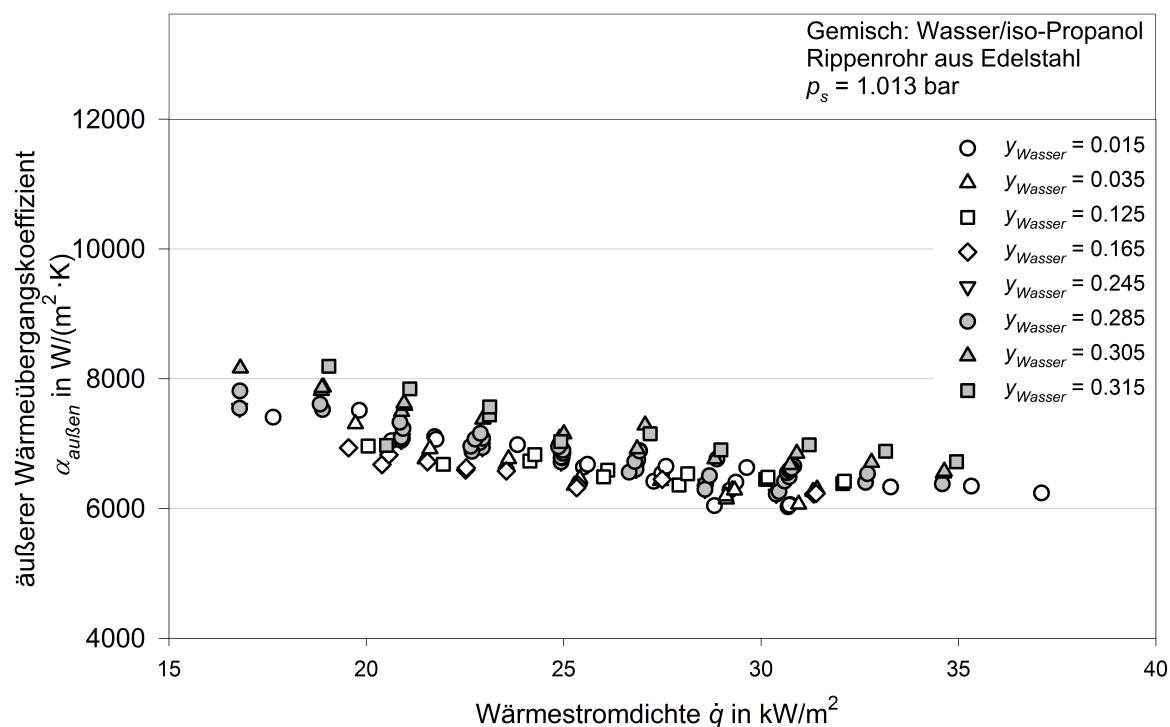


Abbildung 5.8: Äußerer Wärmeübergangskoeffizient aufgetragen über der Wärmestromdichte bei der Kondensation des Gemisches Wasser/iso-Propanol an einem Edelstahl Rippenrohr bei unterschiedlichen Gemischzusammensetzungen mit niedrigen Molanteilen an Wasser

Der abfallende Verlauf der Messwerte ist untypisch für die Kondensation von binären Gemischen und entspricht eher dem Verlauf bei der Kondensation von Reinstoffen. Diese Beobachtung legt den Schluss nahe, dass sich für diese Messungen der äußere Widerstand $R_{th,außen}$ gegen die Kondensation wie bei einer Reinstoffkondensation verhält. Gemäß Abbildung 2.3 bedeutet dies, dass er durch den Widerstand $R_{th,K,Leitung}$ gegen die Wärmeleitung durch den Kondensatfilm am Rohr dominiert wird. Die Verschlechterung durch den Widerstand auf Grund des Stofftransports in der Gasphase tritt hier auf Grund der sehr engen Siedelinse nicht auf.

In Abbildung 5.9 sind die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Glattrohr zum Vergleich mit den berechneten Werten nach der *Nußelt'schen Wasserhauttheorie* nach Gleichung (2.20) aufgetragen. Die berechneten Werte nach Nußelt weichen für beide Reinstoffe stark voneinander ab. So sind die berechneten Werte für Wasser etwa 10 mal größer als die von iso-Propanol. Die gemessenen Werte für die verschiedenen Gemische liegen zwischen den theoretischen Werten für die Reinstoffe. In der Abbildung lässt sich die Abstufung der Messwerte aus Abbildung 5.7 kaum noch erkennen, da alle gemessenen Werte sehr nahe an den für reines iso-Propanol berechneten Werten nach Gleichung (2.20) liegen.

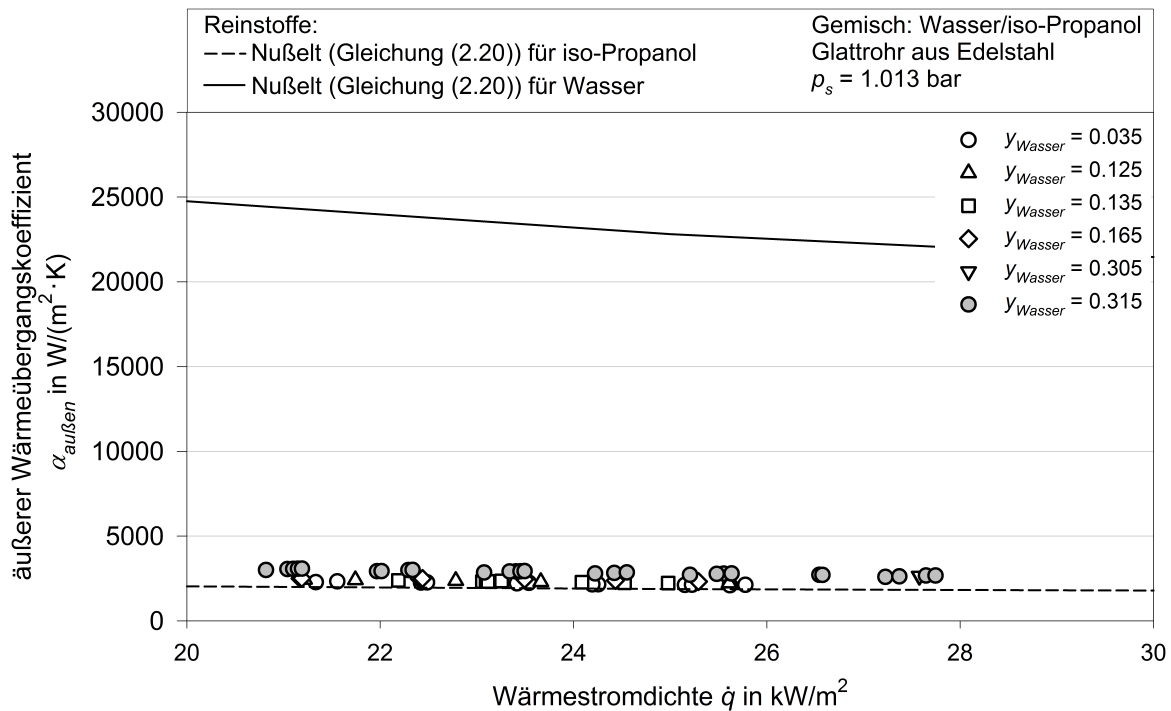


Abbildung 5.9: Vergleich des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten am Glattrohr bei der Kondensation des Gemisches Wasser/iso-Propanol mit den Werten nach der Nußelt'schen Wasserhauttheorie nach Gleichung (2.20) aufgetragen über der Wärmestromdichte

In Abbildung 5.10 sind die Messwerte der Kondensation am Rippenrohr aus Edelstahl mit den Messwerten für die Reinstoffe iso-Propanol und Wasser am gleichen Rohr von REIF 2016 über der Wärmestromdichte aufgetragen. Die Messwerte von Wasser liegen deutlich höher als alle anderen Messwerte in dem Diagramm. Wie beim Glattrohr unterscheiden sich die Messwerte der verschiedenen Gemische kaum von denen des reinen iso-Propanols. So stimmt der gemessene äußere Wärmeübergangskoeffizient des Reinstoffs mit den Messwerten für den Molanteil von $y_{\text{Wasser}} = 0.015$ sehr gut überein. Die Messwerte für annähernd die azeotrope Zusammensetzung liegen leicht oberhalb der Reinstoff-Messwerte.

Der Bereich mit iso-Propanol als Hauptkomponente reicht über das Minimumazeotrop hinaus, da dieses bei etwa $x_{\text{Wasser}} = 0.32$ liegt. Die Werte für den Bereich größerer Molanteile an Wasser als die azeotrope Zusammensetzung mit der Hauptkomponente iso-Propanol sind in den folgenden Abbildungen dargestellt. In Abbildung 5.11 sind die Messwerte der Kondensation an einem Edelstahl Glattrohr für diesen Bereich zu sehen. Die Werte im Diagramm sind bei Molanteilen zwischen $y_{\text{Wasser}} = 0.325$ und $y_{\text{Wasser}} = 0.415$ gemessen. Die Werte liegen zwischen etwa $\alpha_{\text{außen}} = 3400 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ und etwa $\alpha_{\text{außen}} = 3900 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ für kleine Wärmestromdichten um die $\dot{q} = 20 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ und zwischen etwa $\alpha_{\text{außen}} = 2800 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ und etwa $\alpha_{\text{außen}} = 3100 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ für Wärmestromdichten um die $\dot{q} = 30 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$. Die Werte steigen mit zunehmendem Molanteil an Wasser an und fallen mit steigender Wärmestromdichte ab. Das bedeutet, dass sich auch diese Messwerte

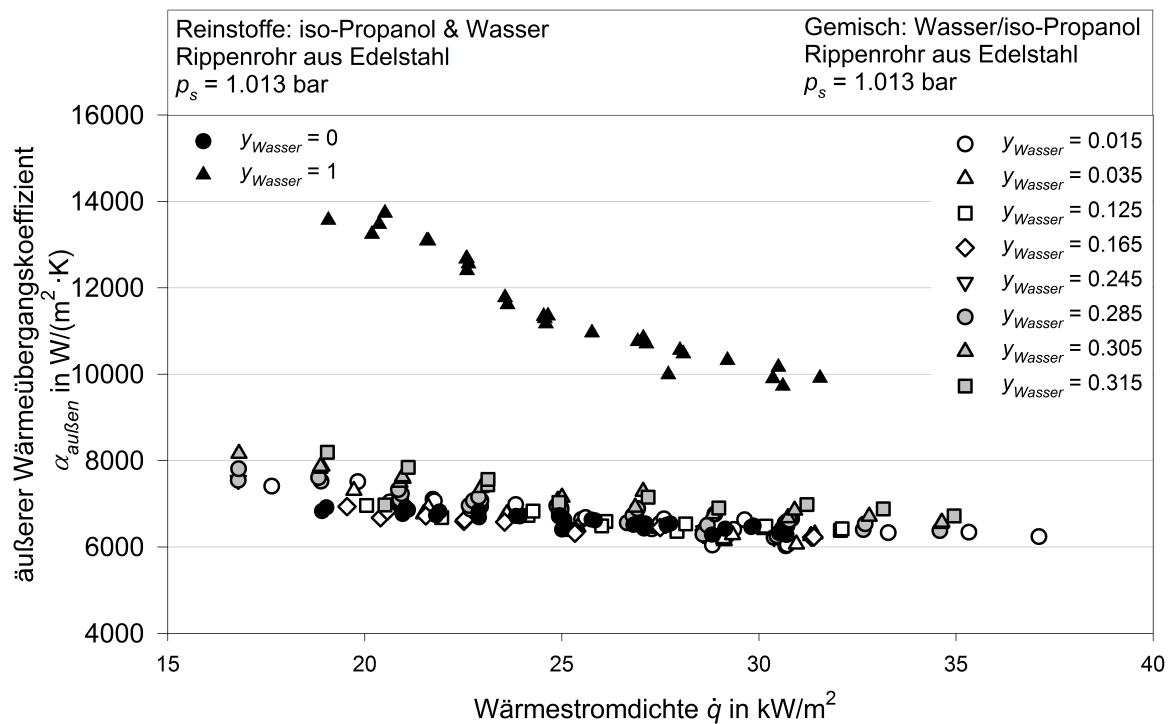


Abbildung 5.10: Vergleich des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten am Rippenrohr bei der Kondensation des Gemisches Wasser/iso-Propanol mit den Werten nach REIF 2016 aufgetragen über der Wärmestromdichte

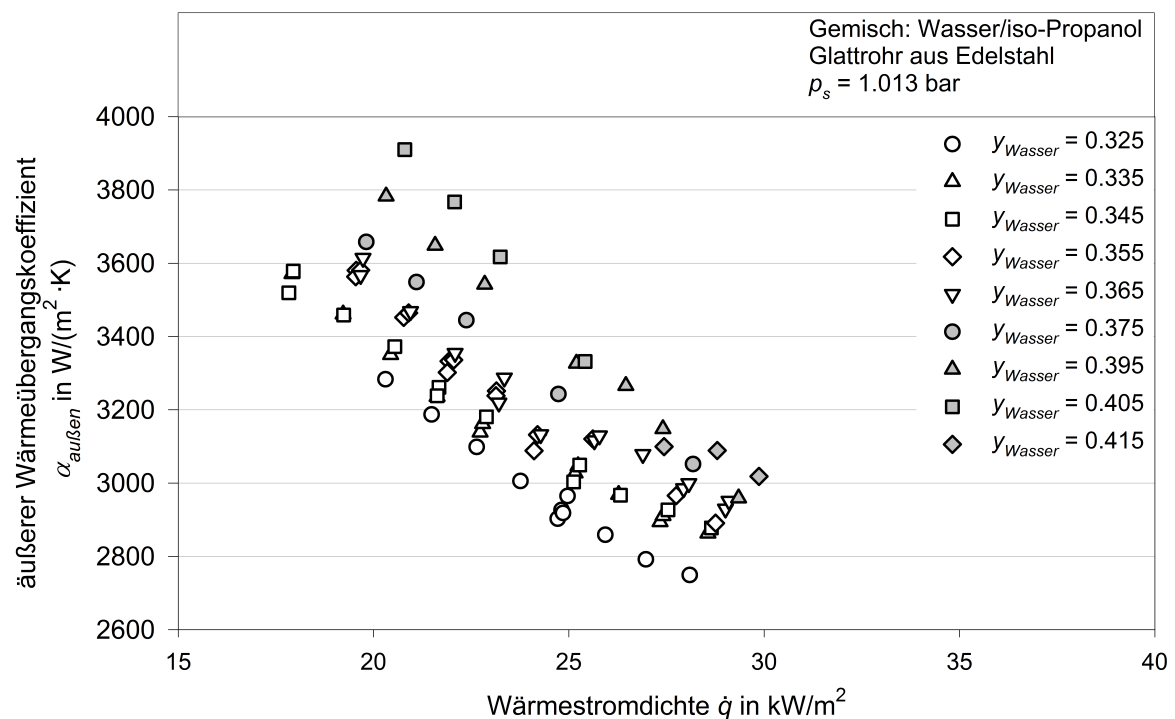


Abbildung 5.11: Äußerer Wärmeübergangskoeffizient aufgetragen über der Wärmestromdichte bei der Kondensation des Gemisches Wasser/iso-Propanol an einem Edelstahl Glattrohr bei unterschiedlichen Gemischzusammensetzungen mit mittleren Molanteilen an Wasser

im Bereich der Limitierung des Wärmeübergangs durch die Wärmeleitung durch das Kondensat befinden.

In Abbildung 5.12 sind die Messwerte des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten an einem Edelstahl Rippenrohr über der Wärmestromdichte für den Bereich nahe dem Minimumazeotrop bis zu einem Molanteil von $y_{Wasser} = 0.415$ aufgetragen. Der Verlauf der Messwerte unterscheidet sich prinzipiell nicht von dem in Abbildung 5.8. Die Messwerte fallen von Werten um die $\alpha_{au\beta en} = 8000 \frac{W}{m^2 \cdot K}$ bei Wärmestromdichten von knapp $\dot{q} = 20 \frac{kW}{m^2}$ auf Werte um die $\alpha_{au\beta en} = 7000 \frac{W}{m^2 \cdot K}$ bei Wärmestromdichten von knapp $\dot{q} = 36 \frac{kW}{m^2}$ ab. Auch hier ist die Tendenz zu erkennen, dass die gemessenen Werte mit ansteigendem Molanteil an Wasser größer werden.

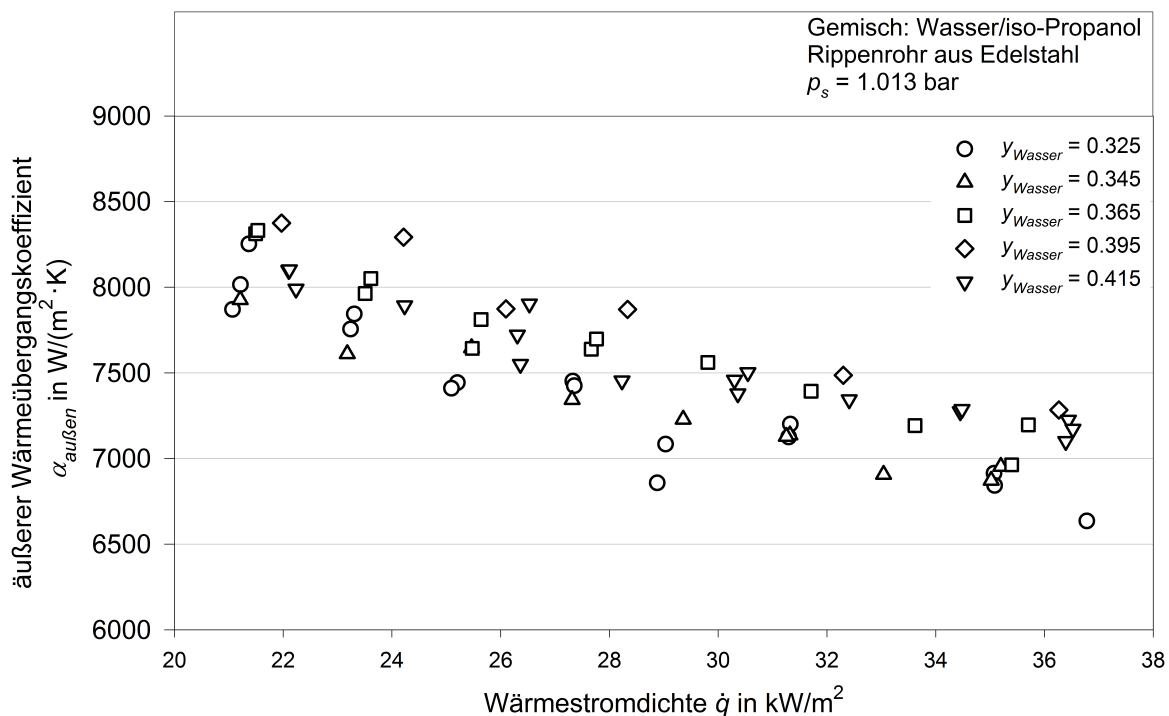


Abbildung 5.12: Äußerer Wärmeübergangskoeffizient aufgetragen über der Wärmestromdichte bei der Kondensation des Gemisches Wasser/iso-Propanol an einem Edelstahl Rippenrohr bei unterschiedlichen Gemischzusammensetzungen mit mittleren Molanteilen an Wasser

In Abbildung 5.13 sind die gemessenen Werte am Glattrohr zum Vergleich mit den berechneten Werten nach der *Nußelt'schen Wasserhauttheorie* nach Gleichung (2.20) für die beiden Reinstoffe aufgetragen. Die Messwerte liegen sehr nahe an den berechneten Werten des Reinstoffes iso-Propanol. Die berechneten Werte für Wasser liegen deutlich höher. Der Verlauf der Messwerte stimmt mit dem Verlauf der berechneten Werte für die Reinstoffe überein. Eine Unterscheidung der Werte für die einzelnen Molanteile ist hier ähnlich wie in Abbildung 5.9 nicht möglich.

In Abbildung 5.14 ist der Vergleich der Messwerte der Gemische am Rippenrohr mit den Messwerten der Reinstoffe iso-Propanol und Wasser von REIF 2016 ebenfalls am Rippenrohr gezeigt. Es ist zu sehen, dass die Messwerte des Gemisches zwischen den

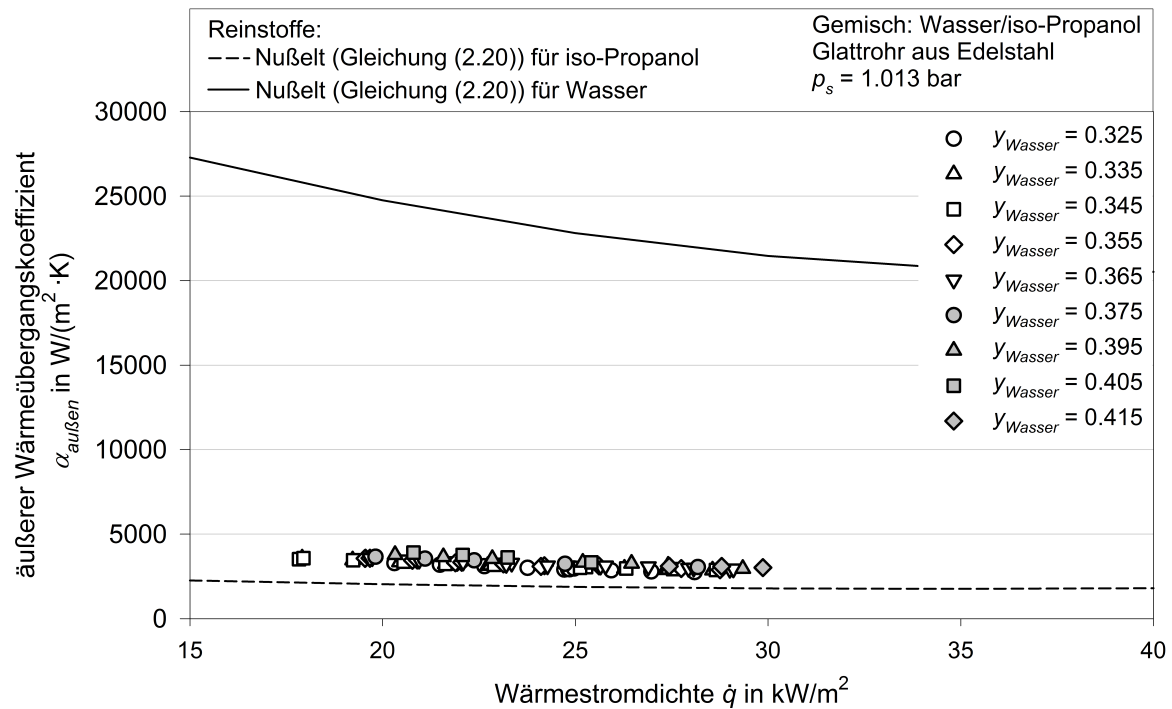


Abbildung 5.13: Vergleich des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten am Glattrohr bei der Kondensation des Gemisches Wasser/iso-Propanol mit den Werten nach der Nußelt'schen Wasserhauttheorie nach Gleichung (2.20) aufgetragen über der Wärmestromdichte

Werten der Reinstoffe liegen. Ähnlich wie in Abbildung 5.10 liegen die Messwerte des Gemisches näher an denen des Reinstoffes iso-Propanol, allerdings zeigt sich bei diesen etwas höheren Molanteilen eine eindeutige Steigerung im Vergleich zu den Werten von reinem iso-Propanol.

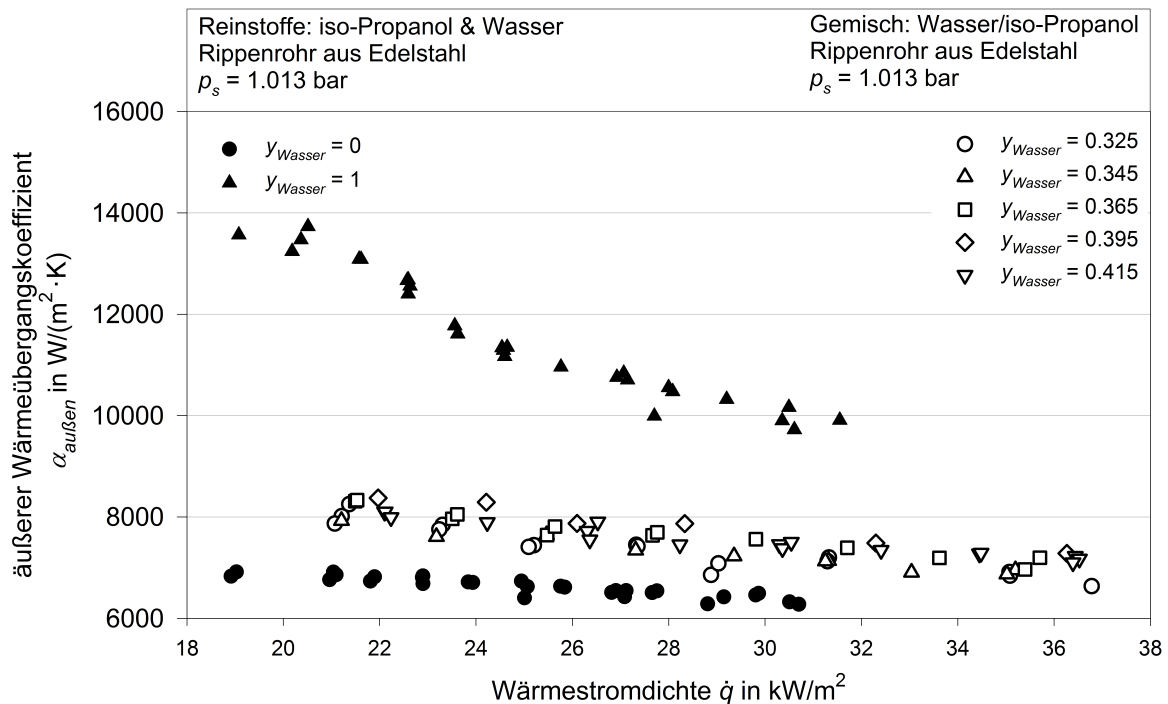


Abbildung 5.14: Vergleich des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten am Rippenrohr bei der Kondensation des Gemisches Wasser/iso-Propanol mit den Werten nach REIF 2016 aufgetragen über der Wärmestromdichte

5.2.2 Hauptkomponente Wasser

Die Messwerte der Kondensation des Gemisches iso-Propanol/Wasser mit der Hauptkomponente Wasser an einem Glattrohr aus Edelstahl sind in Abbildung 5.15 dargestellt. Für kleine Molanteile zwischen etwa $y_{iso-Propanol} = 0.035 - 0.055$ ist ein nahezu waagrechter Verlauf von $\alpha_{außen}$ über der Wärmestromdichte zu erkennen. Diese Werte liegen ungefähr im Bereich zwischen $\alpha_{außen} = 4000 - 6000 \frac{W}{m^2 \cdot K}$. Bei höheren Molanteilen an iso-Propanol geht der Verlauf langsam in einen über der Wärmestromdichte ansteigenden Verlauf über. Auffällig ist, dass ab einem Molanteil von etwa $y_{iso-Propanol} = 0.10$ der Unterschied zwischen den gemessenen Werten für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten sehr klein wird und die Messwerte annähernd übereinander liegen.

In Abbildung 5.16 sind die Ergebnisse für die Kondensation der iso-Propanol/Wasser Gemische bei der Kondensation an einem Rippenrohr aus Edelstahl dargestellt. Der untersuchte Bereich reicht von einem Molanteil an iso-Propanol in der Gasphase von $y_{iso-Propanol} = 0.005$ bis knapp $y_{iso-Propanol} = 0.20$. Es ist ein deutlicher Unterschied der Messwerte in Abhängigkeit der Gaszusammensetzung zu erkennen. Bei sehr kleinen Molanteilen an iso-Propanol, liegen die gemessenen äußeren Wärmeübergangskoeffizienten sehr hoch und reichen bis an $\alpha_{außen} = 10000 \frac{W}{m^2 \cdot K}$ heran. Für Molanteile von etwa $y_{iso-Propanol} = 0.02 - 0.03$ ist zudem ein abfallender oder zumindest waagrechter Verlauf der Messwerte über der Wärmestromdichte zu erkennen. Für höhere Molanteile steigt $\alpha_{außen}$ über der Wärmestromdichte an. Die Messwerte zwischen $y_{iso-Propanol} = 0.10$ bis knapp $y_{iso-Propanol} = 0.20$ unterscheiden sich in ihren Absolutwerten in obiger

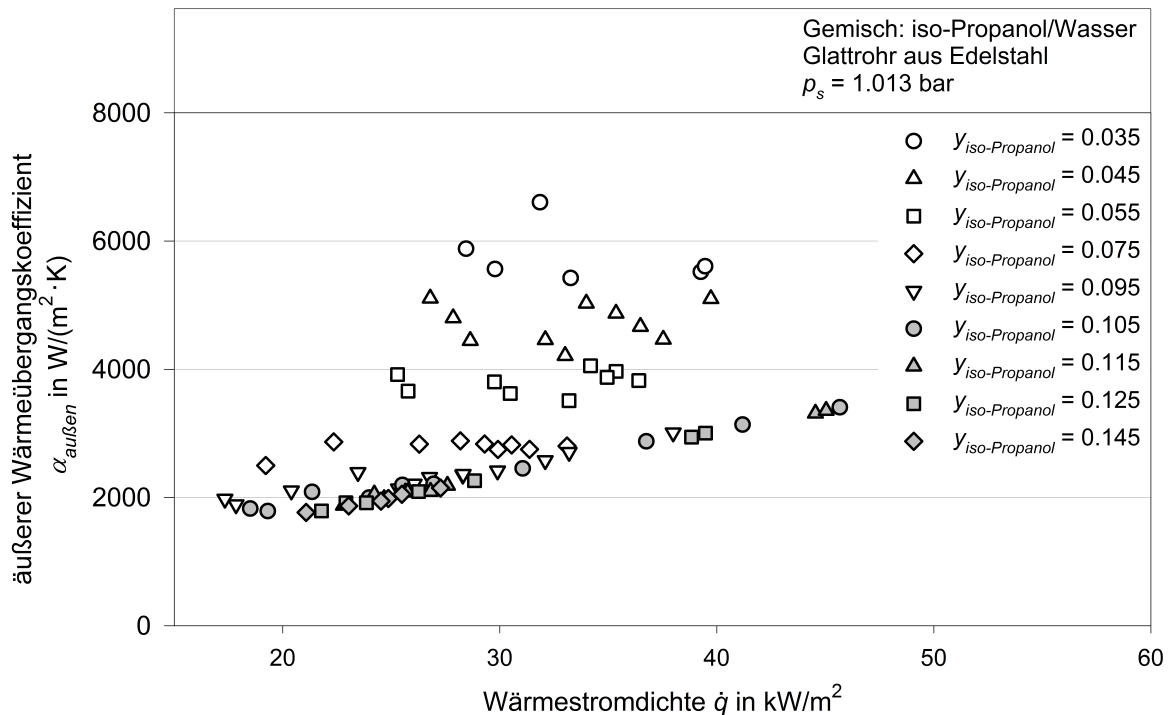


Abbildung 5.15: Äußerer Wärmeübergangskoeffizient aufgetragen über der Wärmestromdichte bei der Kondensation des Gemisches iso-Propanol/Wasser an einem Edelstahl Glattrohr bei unterschiedlichen Gemischzusammensetzungen

Abbildung anscheinend kaum und liegen nur bei hohen Wärmestromdichten von über $\dot{q} = 30 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ über $\alpha_{\text{außen}} = 2000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$.

Der Vergleich der Messwerte am Glattrohr mit den berechneten Werten nach dem Modell nach Nußelt ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass schon für sehr kleine Molanteile an iso-Propanol die Messwerte deutlich von den berechneten Werten für reines Wasser abweichen. Die Werte von Wasser nach der *Nußelt'schen Wasserhauttheorie* nach Gleichung (2.20) liegen bei Werten um die $\alpha_{\text{außen}} = 20000 - 25000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ und damit etwa 4 - 5 mal höher als die Messwerte bei $y_{\text{iso-Propanol}} = 0.035$. Es ist allerdings auch zu erkennen, dass die Messwerte bei höheren Molanteilen kaum unter die berechnete Kurve für reines iso-Propanol sinken. Es zeigt sich somit eine extreme Verschlechterung der Messwerte im Vergleich zum Reinstoff Wasser, dagegen nur eine kaum merkliche gegenüber dem Reinstoff iso-Propanol.

In Abbildung 5.18 sind die Messergebnisse am Rippenrohr den Ergebnissen von REIF 2016 für die Kondensation der Reinstoffe an einem Rippenrohr aus Edelstahl gegenübergestellt. Für die Messwerte des Gemisches mit dem geringsten Molanteil an iso-Propanol ist eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messwerten von reinem Wasser zu erkennen. Bei diesen geringen Molanteilen hat das Vorhandensein einer zweiten Komponente anscheinend keinen negativen Einfluss auf den Wärmeübergang, man kann sogar eine kleine Steigerung im Wärmeübergangskoeffizienten ablesen. Es zeigt sich jedoch, dass schon bei einer Erhöhung um nur 1% an iso-Propanol in der Gasphase die Messwerte

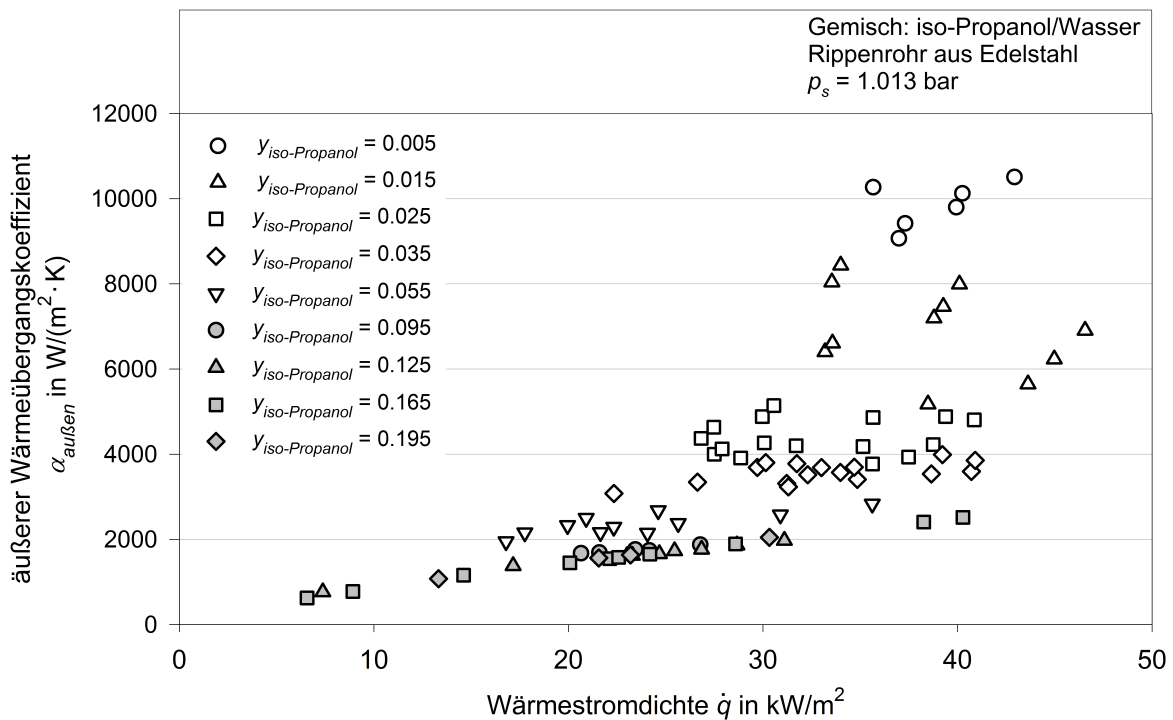


Abbildung 5.16: Äußerer Wärmeübergangskoeffizient aufgetragen über der Wärmestromdichte bei der Kondensation des Gemisches iso-Propanol/Wasser an einem Edelstahl Rippenrohr bei unterschiedlichen Gemischzusammensetzungen mit niedrigen Molanteilen an Wasser

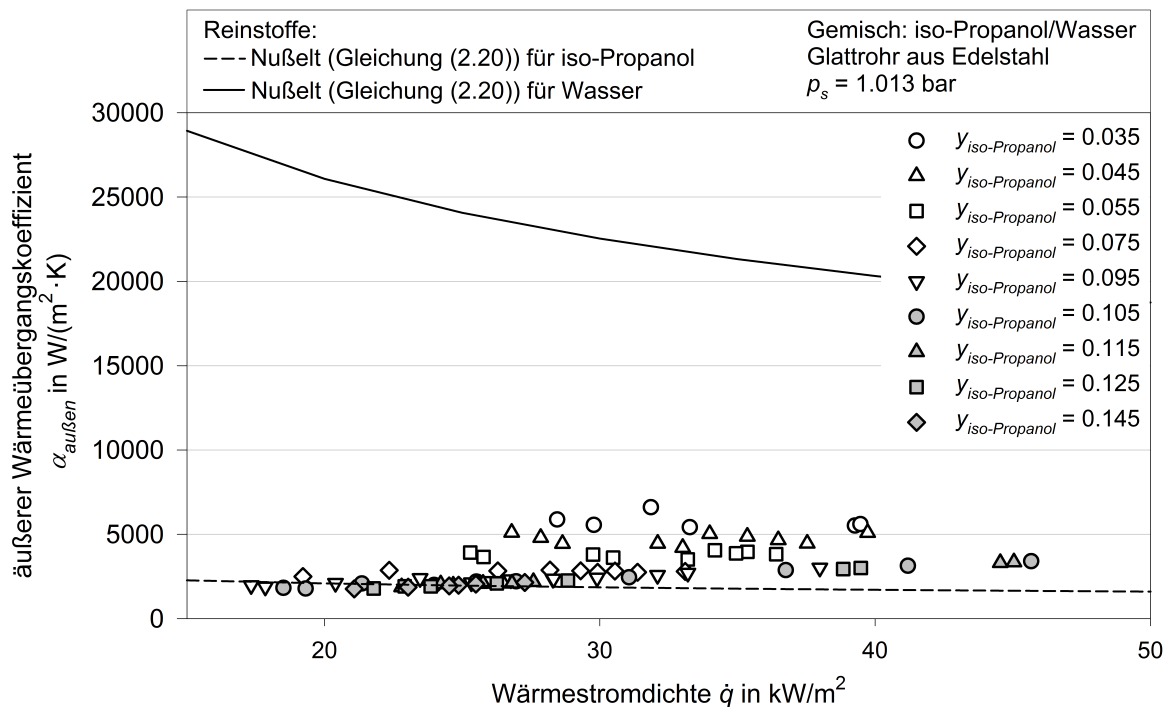


Abbildung 5.17: Vergleich des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten am Glattrohr bei der Kondensation des Gemisches iso-Propanol/Wasser mit den Werten nach der Nußelt'schen Wasserhauttheorie nach Gleichung (2.20) aufgetragen über der Wärmestromdichte

im Vergleich zu den Werten von reinem Wasser deutlich abfallen. Die Messwerte des weitsiedenden Bereichs des Gemisches iso-Propanol/Wasser liegen nun auch nicht mehr zwischen den gemessenen Werten für die Reinstoffe, so wie das im engsiedenden Bereich zu beobachten war. Schon bei Molanteilen von etwa $y_{iso-Propanol} = 0.03$ in der Gasphase liegen die gemessenen äußeren Wärmeübergangskoeffizienten für das Gemisch unterhalb der Werte für reines iso-Propanol. Je größer der Molanteil an iso-Propanol in der Gasphase, desto größer wird auch der Unterschied zu den Messwerten des Reinstoffes.

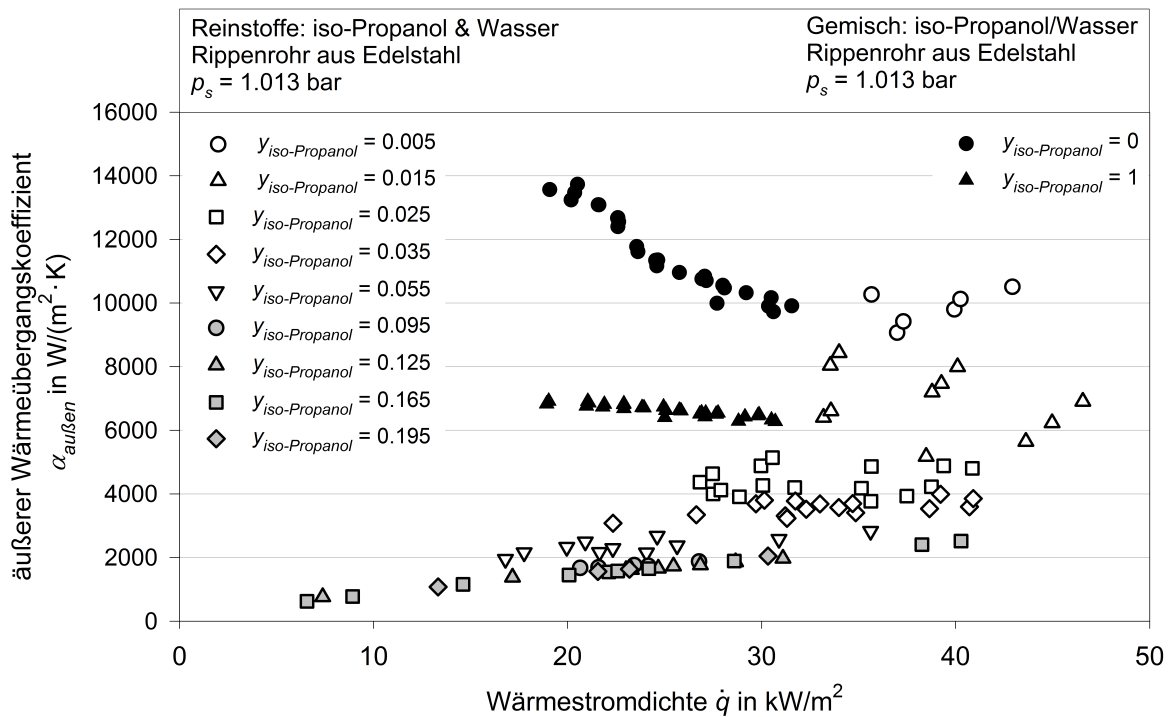


Abbildung 5.18: Vergleich des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten am Rippenrohr bei der Kondensation des Gemisches iso-Propanol/Wasser mit den Werten nach REIF 2016 aufgetragen über der Wärmestromdichte

6 Diskussion

Die im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Ergebnisse sollen nun diskutiert, analysiert und kritisch bewertet werden. Dazu wird zunächst von den beiden Vorgängen „Wärmeleitung durch das Kondensat“ und „Wärmeübergang in der Gasphase“ der limitierende Vorgang am Gesamtprozess identifiziert und untersucht. Anschließend erfolgt ein Vergleich des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit vom Rohrtyp. Zu Letzt werden die Messwerte mit dem vorgestellten Filmmodell verglichen. In diesem Kapitel werden alle Messwerte zur Diskussion herangezogen.

6.1 Diskussion der experimentellen Ergebnisse

In Abschnitt 2.2 wird in Gleichung (2.16) der äußere Wärmeübergangswiderstand $R_{th,au\beta en}$ bei der Kondensation von Gemischen in zwei Teilwiderstände zerlegt, die den Gesamtvorgang dominieren: den Widerstand $R_{th,K,Leitung}$ gegen die Wärmeleitung durch das Kondensat und den Widerstand $R_{th,Antransport}$ gegen den Antransport an die Phasengrenze. Beschreibt man die thermischen Widerstände durch Wärmeübergangskoeffizienten gemäß Gleichung (2.7), stellt sich Gleichung (2.17) folgendermaßen dar:

$$\frac{1}{\alpha_{au\beta en}} = \frac{1}{\alpha_L} + \frac{1}{\alpha_{Diff}} \quad . \quad (6.1)$$

Diese Gleichung wurde bereits in Abschnitt 2.2.4 in Gleichung (2.43) anhand einer Bilanz der Wärmestromdichten an der Phasengrenze hergeleitet.

Bei zwei voneinander abhängigen Vorgängen ist in der Regel einer der beiden Vorgänge limitierend für den Gesamtvorgang. Bei der Kondensation eines binären Gemisches ist das der Vorgang, bei dem der Widerstand gegen den Wärmeübergang größer und folglich der entsprechende Wärmeübergangskoeffizient kleiner ist. Unter diesem Aspekt sollen in diesem Abschnitt die Messergebnisse betrachtet und ausgewertet werden.

Dazu wird für alle Messpunkte aus dem gemessenen äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$ und der zugehörigen gemessenen Wärmestromdichte \dot{q} nach Gleichung (6.1) der Wärmeübergangskoeffizient α_{Diff} berechnet:

$$\alpha_{Diff} = \left(\frac{1}{\alpha_{au\beta en}} - \frac{1}{\alpha_L} \right)^{-1} \quad (6.2)$$

Dabei wird, wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, für die vorgegebene Wärmestromdichte \dot{q} für den kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizient α_L am Glattrohr die Gleichung nach NUSSELT 1916, also Gleichung (2.20), und am Rippenrohr die Gleichung nach REIF 2016, also Gleichung (2.32), verwendet. In diese beiden Gleichungen müssen die Stoffdaten des Kondensats bei der Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze eingesetzt werden.

Diese kann mit Hilfe der Gleichung (2.2) iterativ aus T_{Bulk} mit dem Berechnungsschema in Abbildung 6.1 bestimmt werden.

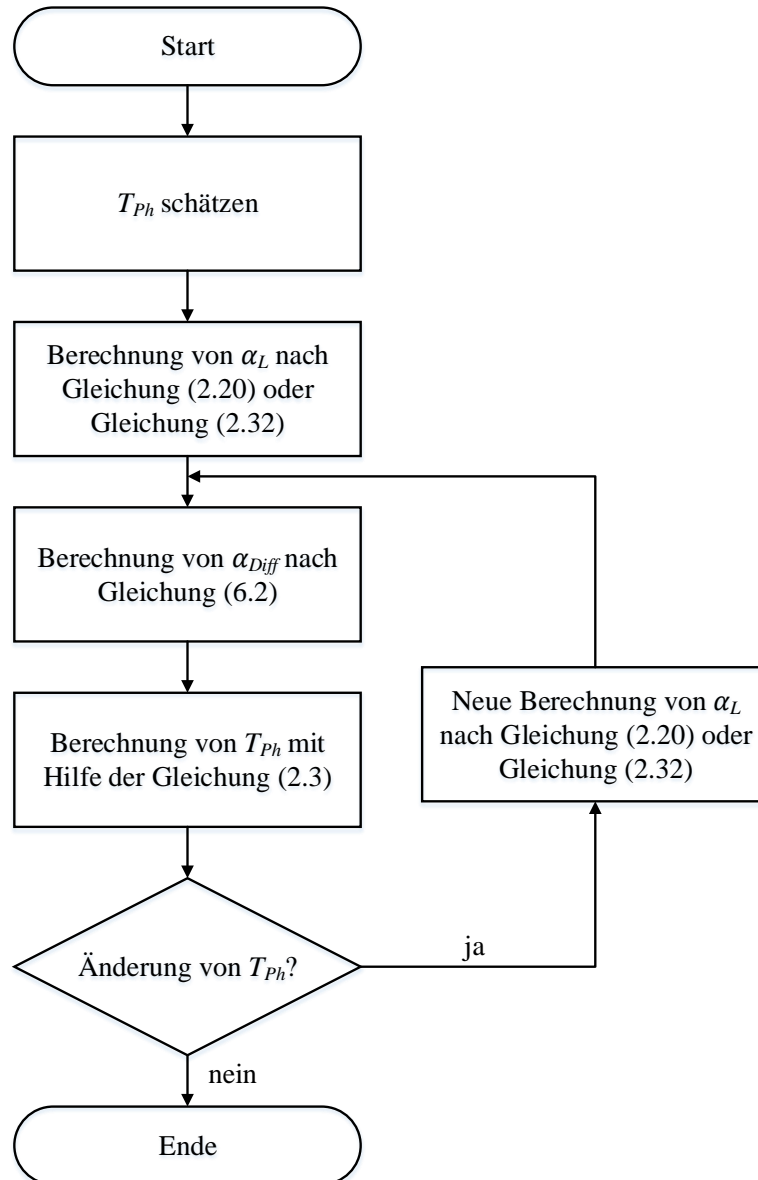


Abbildung 6.1: Berechnungsschema zur Berechnung der Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze

6.1.1 Gemisch iso-Oktan (Hauptkomponente) - n-Pentan

Um den limitierenden Vorgang der Kondensation des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan mit der Hauptkomponente iso-Oktan am Glattrohr zu identifizieren, ist in Abbildung 6.2

der kondensatseitige Wärmeübergangskoeffizient α_L und der diffusive gasseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Diff} über der Wärmestromdichte aufgetragen.

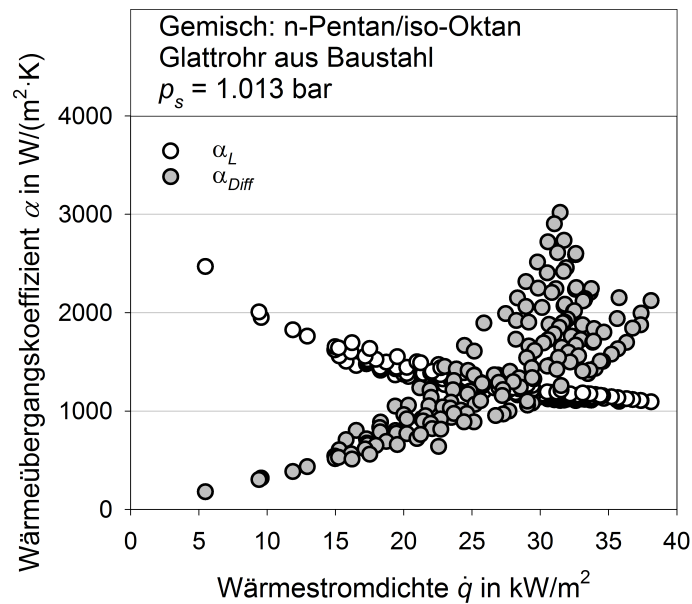


Abbildung 6.2: Kondensatseitiger Wärmeübergangskoeffizient und diffusiver gasseitiger Wärmeübergangskoeffizient für das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan an einem Baustahl Glattrohr aufgetragen über der Wärmestromdichte

Die Werte der Wärmeübergangskoeffizienten liegen etwa in derselben Größenordnung. Bei kleinen Wärmestromdichten unter $20 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ ist der diffusive gasseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Diff} kleiner als der kondensatseitige. In diesem Bereich limitiert somit der Widerstand $R_{th,Antransport}$ gegen den Antransport in der Gasphase den gesamten Vorgang. Im Bereich mittlerer Wärmestromdichten sind die Werte der beiden Wärmeübergangskoeffizienten in etwa gleich groß. Somit kann in diesem Bereich nicht davon gesprochen werden, dass einer der beiden Einzelvorgänge den Gesamtvorgang limitiert. Bei Wärmestromdichten über $30 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ ist der kondensatseitige Wärmeübergangskoeffizient α_L zum Teil deutlich kleiner und der Widerstand $R_{th,K,Leitung}$ limitiert folglich den gesamten Vorgang. Dies entspricht den Beobachtungen, die anhand der Werte des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$ in Abbildung 5.3 gemacht wurden: Bei Wärmestromdichten über $30 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ nähern sich die Werte von $\alpha_{au\beta en}$ den Werten der *Nußelt'schen Wasserhauttheorie* nach Gleichung (2.20) an und entsprechen damit fast den Werten der Reinstoffkondensation. Zudem kann in diesem Bereich kein ansteigender Verlauf von $\alpha_{au\beta en}$ über \dot{q} mehr beobachtet werden. Dies ist dann der Fall, wenn die Wärmeleitung durch das Kondensat, analog zur Reinstoffkondensation, limitierend für den gesamten Vorgang ist.

Abbildung 6.3 zeigt den entsprechenden Verlauf von α_L und α_{Diff} über der Wärmestromdichte \dot{q} für das Rippenrohr.

Es ergibt sich im Vergleich zum Glattrohr ein vollkommen anderes Bild. Beim Rippenrohr liegen im gesamten vermessenen Bereich die Werte des diffusiven gasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Diff} deutlich unter den Werten des kondensatseitigen

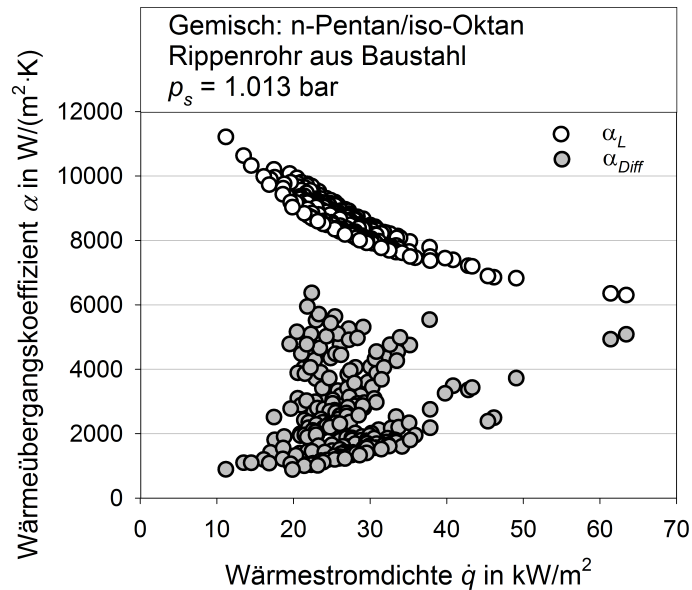


Abbildung 6.3: Kondensatseitiger Wärmeübergangskoeffizient und diffusiver gasseitiger Wärmeübergangskoeffizient für das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan an einem Baustahl Rippenrohr aufgetragen über der Wärmestromdichte

Wärmeübergangskoeffizienten α_L . Nur bei sehr hohen Wärmestromdichten \dot{q} nähern sich die Werte beider Wärmeübergangskoeffizienten etwas an. Damit kann für das Rippenrohr festgehalten werden, dass für alle vermessenen Zusammensetzungen und für alle vermessenen Wärmestromdichten der Gesamtvorgang des Wärmeübergangs bei der Kondensation durch den Widerstand $R_{th, Antransport}$ in der Gasphase limitiert wird. Dies entspricht auch den Beobachtungen, die in Abbildung 5.4 gemacht wurden. Der äußere Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{au\beta en}$ der Gemische ist stets kleiner als die Reinstoffwerte und zeigt stets einen ansteigenden Verlauf über der Wärmestromdichte.

Die Limitierung des Gesamtvorgangs des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan mit iso-Oktan als Hauptkomponente hängt also primär vom Rohrtyp ab. Auf Grund der sehr großen kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizienten am Rippenrohr wird bei diesem Rohrtyp der Gesamtvorgang durch den Wärmeübergang in der Gasphase und damit den Antransport an die Phasengrenze limitiert. Beim Glattrohr liegen beide Widerstände in der selben Größenordnung. Bei den hier gezeigten Messwerten wechselt die Limitierung vom Widerstand in der Gasphase zum Widerstand im Kondensat.

6.1.2 Gemisch n-Pentan (Hauptkomponente) - iso-Oktan

In diesem Abschnitt wird das Gemisch iso-Oktan/n-Pentan betrachtet, dessen Hauptkomponente n-Pentan ist. Es soll wiederum untersucht werden, welcher der beiden Vorgänge limitierend für den Gesamtvorgang ist. Dazu ist analog zur Abbildung 6.2 in der nachfolgenden Abbildung der kondensatseitige Wärmeübergangskoeffizient α_L und der diffusive gasseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Diff} bei der Kondensation am Edelstahl Rippenrohr über der Wärmestromdichte aufgetragen.

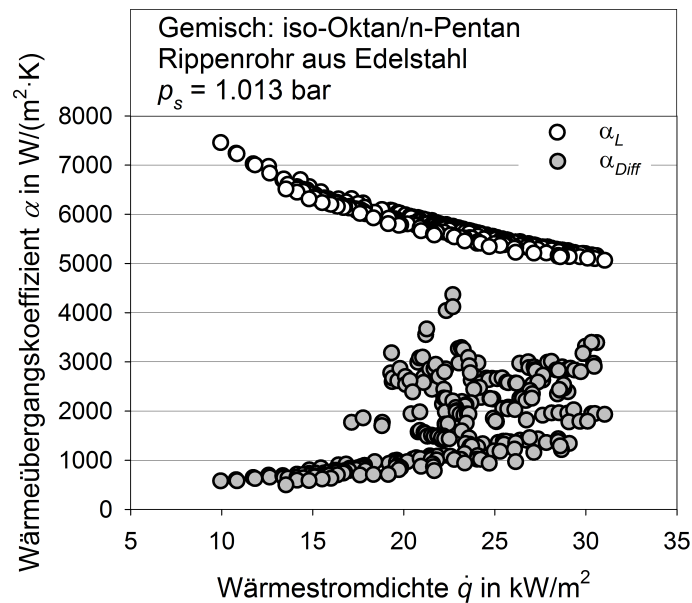


Abbildung 6.4: Kondensatseitiger Wärmeübergangskoeffizient und diffusiver gasseitiger Wärmeübergangskoeffizient für das Gemisch iso-Oktan/n-Pentan an einem Edelstahl Rippenrohr aufgetragen über der Wärmestromdichte

Für alle Werte ist der diffusive gasseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Diff} kleiner als der kondensatseitige Wärmeübergangskoeffizient. Dieser liegt in einem Bereich zwischen $\alpha_L = 5000 - 7000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ über die gesamte betrachtete Wärmestromdichte. α_{Diff} hingegen erreicht bei einzelnen Messpunkten zwar Werte um die $\alpha_{Diff} = 4000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$, der Großteil der Werte liegt allerdings unter $\alpha_{Diff} = 3000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ und ist damit deutlich kleiner als die kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizienten. Somit ist der Gesamtvorgang limitiert durch den Stofftransport in der Gasphase, genau wie bei den Messwerten am Baustahl Rippenrohr in Abbildung 6.2.

Damit kann auch für das Gemisch iso-Oktan/n-Pentan mit n-Pentan als Hauptkomponente zusammengefasst werden, dass am Rippenrohr der diffusive gasseitige Wärmeübergangskoeffizient und damit der Antransport an die Phasengrenze den Gesamtvorgang limitiert. Da die Werte für α_{Diff} im Bereich der Werte der Reinstoffkondensation von n-Pentan an einem Glattrohr berechnet nach der *Nußelt'schen Wasserhauttheorie* (Gleichung (2.20)) liegen, lässt sich hier vermuten, dass am Glattrohr ähnlich wie in Abschnitt 6.1.1 keine eindeutige Limitierung festzulegen ist.

Aus den obigen Ergebnissen und den Ergebnissen im vorangegangenen Abschnitt 6.1.1 kann nun gefolgert werden, dass der diffusive gasseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Diff} bei der Kondensation des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan am Rippenrohr den Kondensationsvorgang limitiert, unabhängig davon welche Komponente die Hauptkomponente ist. Auf Grund der deutlich höheren Werte für den kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_L am Rippenrohr im Vergleich zum Glattrohr werden am Rippenrohr größere äußere Wärmeübergangskoeffizienten beobachtet.

6.1.3 Gemisch Wasser (Hauptkomponente) - iso-Propanol

In Abbildung 6.5 sind der diffusive gaseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Diff} und der kondensatseitige Wärmeübergangskoeffizient α_L für das Gemisch iso-Propanol/Wasser, in dem Wasser die Hauptkomponente ist, bei der Kondensation am Glattrohr jeweils einzeln aufgetragen.

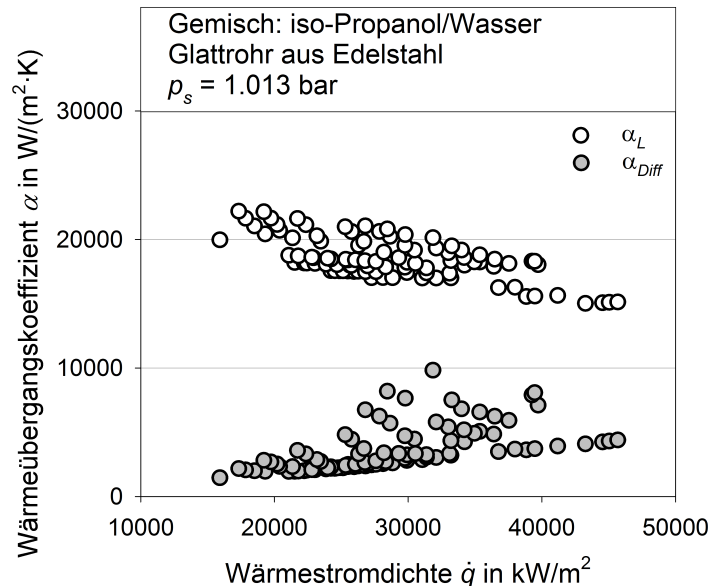


Abbildung 6.5: Kondensatseitiger Wärmeübergangskoeffizient und diffusiver gaseitiger Wärmeübergangskoeffizient für das Gemisch iso-Propanol/Wasser an einem Edelstahl Glattrohr aufgetragen über der Wärmestromdichte

Es ist eindeutig zu erkennen, dass der Gesamtvorgang durch den diffusiven gaseitigen Wärmeübergangskoeffizienten limitiert wird. Dieser ist für alle Messwerte deutlich kleiner als der kondensatseitige. Der Grund dafür ist die sehr ausgeprägte Siedelinse (vgl. Abbildung 4.5), weshalb das Kondensat in diesem Bereich fast nur aus Wasser besteht. Der äußere Wärmeübergangskoeffizient bei der Kondensation von Wasser an einem Glattrohr ist, verglichen mit dem der anderen hier verwendeten Stoffe, extrem groß. Dies liegt an der deutlich höheren spezifischen Verdampfungsenthalpie Δh_V und der größeren Dichte des Wassers. Dadurch kondensiert bei gleichem übertragenen Wärmestrom eine geringere Menge aus, was zu einer geringeren Kondensatfilmdicke und damit zu einem größeren Wärmeübergangskoeffizienten führt. Zusätzlich fließt auf Grund der größeren Dichte das Kondensat schneller vom Rohr ab. Der für das binäre Gemisch vorhandene kleinere diffusive gaseitige Wärmeübergangskoeffizient limitiert daher den Gesamtvorgang. Daraus resultiert der, verglichen mit den Werten für reines Wasser in Abbildung 5.17, starke Abfall im äußeren Wärmeübergangskoeffizienten schon bei sehr kleinen Molanteilen an iso-Propanol in der Gasphase.

Abbildung 6.6 zeigt die entsprechenden Werte für das Rippenrohr. Der Unterschied zwischen dem diffusiven gaseitigen und dem kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizienten ist beim Rippenrohr ebenfalls sehr groß. Zieht man den Vergleich zur

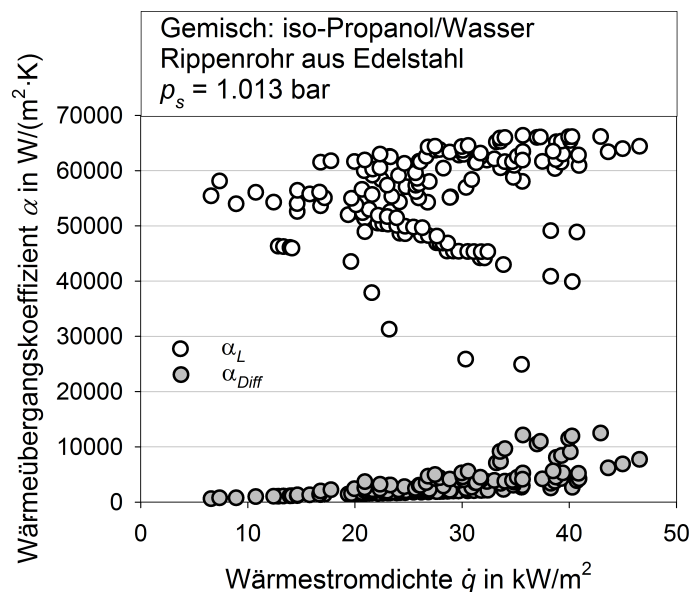


Abbildung 6.6: Kondensatseitiger Wärmeübergangskoeffizient und diffusiver gasseitiger Wärmeübergangskoeffizient für das Gemisch iso-Propanol/Wasser an einem Edelstahl Rippenrohr aufgetragen über der Wärmestromdichte

Abbildung 5.18, so scheint dies zunächst überraschend, da hier die Messwerte für sehr kleine Molanteile an iso-Propanol fast den selben Wert aufweisen wie die Messwerte für reines Wasser. Daher würde man eher erwarten, dass sich die Werte der beiden Wärmeübergangskoeffizienten in etwa entsprechen.

Um diesen Effekt nachvollziehen zu können, ist es wichtig den Einfluss der Oberflächenspannung auf den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation an einem GEWA-K30-Rippenrohr zu verstehen. Wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, sind auf Grund der Oberflächenspannung die Rippentäler des Rippenrohres bis zu einem bestimmten Punkt geflutet. Auf Grund der sehr großen Oberflächenspannung des Wassers, sind die Rippentäler bei der Kondensation von reinem Wasser bis zur Oberseite des Rohres geflutet und der Flutungswinkel beträgt $\phi = 0$. Betrachtet man nun den Verlauf der Oberflächenspannung über der Gemischzusammensetzung in Abbildung 6.7, so kann man erkennen, dass bereits für sehr kleine Molanteile an iso-Propanol im Gemisch die Oberflächenspannung des Gemisches stark abfällt.

Vergleicht man dazu den Verlauf der Flüssigkeitsdichte ρ_L und der spezifischen Verdampfungsenthalpie Δh_V in Abbildung 6.8, dann wird deutlich, dass die Oberflächenspannung des Gemisches für kleine Molanteile an iso-Propanol deutlich stärker abnimmt, als die beiden anderen Stoffgrößen. Damit werden zwei für den Wärmeübergang positive Effekte kombiniert. Zum Einen bedingt der starke Abfall der Oberflächenspannung einen Anstieg des Flutungswinkels schon bei sehr kleinen Molanteilen an iso-Propanol, weshalb das Rohr nicht mehr vollständig geflutet ist. Zum Anderen sind sowohl die Verdampfungsenthalpie als auch die Dichte des Gemisches noch relativ groß, was ebenfalls zu einer Verbesserung des kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizienten führt.

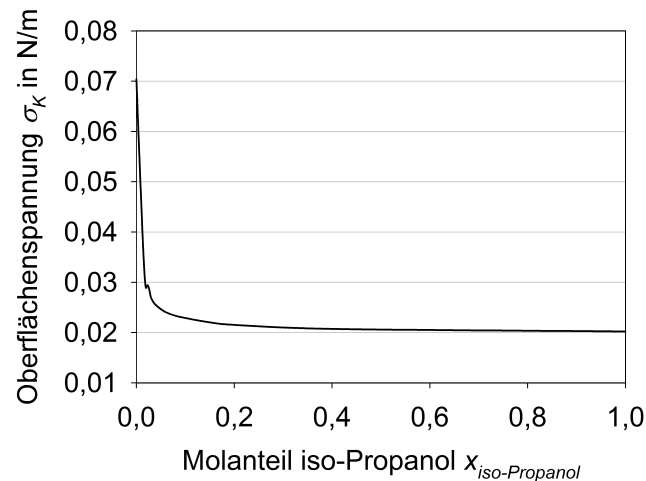


Abbildung 6.7: Verlauf der Oberflächenspannung über dem Molanteil für das Gemisch iso-Propanol/Wasser

Aus diesen beiden Effekten resultieren die extrem großen berechneten kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_L für das Rippenrohr in Abbildung 6.6.

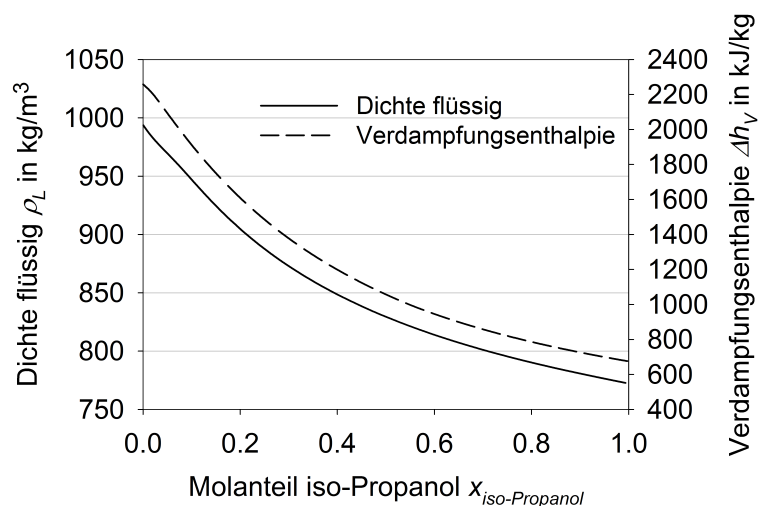


Abbildung 6.8: Verlauf der Flüssigkeitsdichte und der Verdampfungsenthalpie über dem Molanteil für das Gemisch iso-Propanol/Wasser

Somit ist der Widerstand $R_{th,Antransport}$ limitierend für den Wärmeübergang am Rippenrohr. Da dieser für sehr kleine Molanteile ebenfalls relativ klein ist, in Abbildung 6.6 sind Werte von $\alpha_G > 10000 \frac{W}{m^2 \cdot K}$ zu erkennen, ist für kleine Molanteile auch der äußere Wärmeübergangskoeffizient sehr groß und nahe an den Werten für reines Wasser, die auf Grund der vollständigen Flutung des Rohres ebenfalls im Bereich von $\alpha_{außen} = 10000 - 14000 \frac{W}{m^2 \cdot K}$ liegen. Dennoch wird der Gesamtvorgang durch den Widerstand gegen den Stofftransport an die Phasengrenze limitiert.

Für den Bereich der Hauptkomponente Wasser des Gemisches iso-Propanol/Wasser kann man zusammenfassend sagen, dass der diffusive gassetige Wärmeübergang stets

der limitierende Faktor für die Kondensation ist. Der kondensatseitige Wärmeübergangskoeffizient ist für das hier betrachtete Gemisch extrem groß, was aus den Stoffdaten des Gemisches resultiert. Somit wirkt er nicht limitierend auf den Gesamtvorgang ein.

6.1.4 Gemisch iso-Propanol (Hauptkomponente) - Wasser

Der Verlauf des gemessenen äußeren Wärmeübergangskoeffizienten über der Wärmestromdichte in den Abbildungen 5.7, 5.8, 5.11 und 5.12 lässt darauf schließen, dass der Widerstand gegen den Stofftransport an die Phasengrenze bei der Kondensation am Glattrohr und am Rippenrohr des Gemisches Wasser/iso-Propanol mit iso-Propanol als Hauptkomponente nicht der limitierende Faktor sein kann. Die Limitierung des Wärmeübergangs muss folglich im Widerstand gegen die Wärmeleitung durch die Kondensatschicht liegen.

Ein Vergleich der beiden Wärmeübergangskoeffizienten α_{Diff} und α_L , wie er in den vorherigen Abschnitten angestellt wurde, ist hier leider nicht möglich. Die Berechnung von α_{Diff} liefert oft negative oder extrem hohe Werte mit großen Schwankungen. Dies liegt daran, dass bei der Berechnung von α_L mit den Gleichungen (2.20) oder (2.32) mit den Stoffdaten der flüssigen Phase bei T_{Ph} oftmals kleinere Werte berechnet als für $\alpha_{au\beta en}$ gemessen werden, was physikalisch unsinnig ist. Diese Abweichungen resultieren einerseits auf dem Messfehler, mit dem jede Messung behaftet ist, und andererseits auf der Ungenauigkeit der verwendeten Stoffdaten. Hinzu kommt, dass in diesem Bereich der diffusive Stoffstrom, der im Wesentlichen für den diffusiven gaseitigen Widerstand gegen die Kondensation verantwortlich ist, sehr klein ist. Dies wird deutlich wenn man den entsprechenden Bereich für diese Messungen in Abbildung 4.5 betrachtet. Der diffusive Stoffstrom resultiert aus der Differenz des Molanteils im Gleichgewicht bei den unterschiedlichen Temperaturen T_{Bulk} und T_{Ph} . Da hier im 2-Phasen-Bereich auf Grund der sehr kleinen Siedelinse faktisch keine Temperaturdifferenz vorliegt, ist die Differenz im Molanteil ebenfalls sehr klein und dementsprechend auch der resultierende Stoffstrom. Somit kann bei den sehr kleinen Werten für $R_{th,Antransport}$ theoretisch ein größerer Wert berechnet als gemessen werden. In diesen Fällen ist dann eine iterative Bestimmung der Temperatur an der Phasengrenze nicht möglich.

Aus diesem Grund muss hier eine etwas andere Betrachtung der Messwerte erfolgen. Anhand von Abbildung 2.7 wurde der Grenzfall der örtlichen Totalkondensation eines Gemisches erläutert. Diese tritt auf, wenn die Kühlwassertemperatur oder die Wandtemperatur deutlich kleiner ist als die Temperatur im Gasraum. Bei örtlicher Totalkondensation entsteht in der Gasphase kein Gradient gegen den Kondensationsstrom, weshalb der diffusive gaseitige Widerstand gegen den Kondensationsvorgang minimal wird. Dadurch kann in Gleichung (2.16) der Term $R_{th,Antransport}$ vernachlässigt werden und der Gesamtwiderstand $R_{th,au\beta en}$ entspricht $R_{th,K,Leitung}$, analog zur Kondensation eines Reinstoffes. Aus diesem Grund ist der Verlauf der Messwerte von $\alpha_{au\beta en}$ über der Wärmestromdichte \dot{q} vergleichbar mit dem der Reinstoffkondensation und es kommt zu keinem Abfall der Werte des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten mit steigendem Molanteil einer zweiten Komponente.

Dies soll exemplarisch an drei Messpunkten untersucht werden. In Abbildung 6.9 sind dazu die Wandtemperatur und die mittlere Kühlwassertemperatur dreier Messwerte bei unterschiedlichem Molanteil im T,x,y -Diagramm eingetragen. Die Wärmestromdichte beträgt bei den Messungen zwischen $27 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} < \dot{q} < 31 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$. Die Wandtemperatur T_W wurde von der Kühlwassertemperatur T_{KW} ausgehend über den Wärmeübergang auf der Rohrrinnenseite und die Wärmeleitung durch das Rohr berechnet.

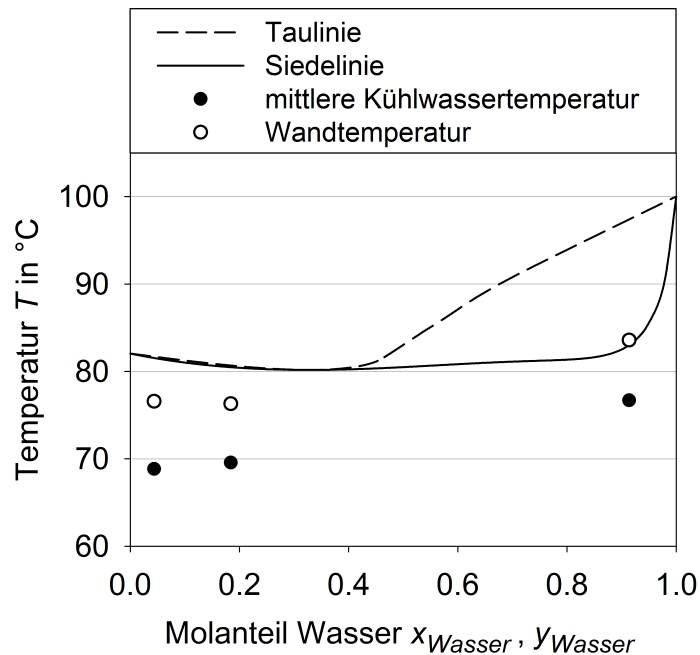


Abbildung 6.9: Vergleich der mittleren Kühlwasser- und der Wandtemperatur mit der Siede- und Tautemperatur für zwei exemplarische Messpunkte im engsiedenden Bereich des Gemisches Wasser/iso-Propanol und einem im weitsiedenden Bereich

Abbildung 6.9 zeigt deutlich, dass die Temperaturdifferenz zwischen Tau- und Siedelinie, im Vergleich zur Temperaturdifferenz zwischen der Siedelinie und der Wandtemperatur, für beide Messpunkte im engsiedenden Bereich verschwindend gering ist. Die Differenz zur Temperatur an der Wand ist verglichen damit sehr groß. Es kann also angenommen werden, dass für die beiden Messpunkte im engsiedenden Bereich Totalkondensation auftritt.

Im Vergleich dazu ist in Abbildung 6.9 ein Punkt für einen großen Molanteil an Wasser den Werten im engsiedenden Bereich gegenübergestellt. Die Temperaturdifferenz zwischen Wand und Kühlwasser ist in etwa gleich groß. Die Wandtemperatur liegt allerdings geringfügig oberhalb der Siedetemperatur. Durch den sehr weitsiedenden Bereich ist im Vergleich dazu die Differenz zwischen der Tau- und der Siedelinie sehr groß. Auf Grund dieser Unterschiede in den relevanten Temperaturdifferenzen kann man nachvollziehen, weshalb im engsiedenden Bereich eine örtliche Totalkondensation beobachtet werden kann und im weitsiedenden Bereich nicht.

Im engsiedenden Bereich entsteht dementsprechend kein oder nur ein sehr kleiner Stoffstrom von der Phasengrenze in die Gasphase und somit kann die Limitierung in der Gasphase vernachlässigt werden. Damit ist Gleichung (2.76) für engsiedende Gemische in jedem Fall erfüllt. Folglich ist das hier untersuchte Gemisch ein engsiedendes Gemisch und der äußere Wärmeübergangskoeffizient kann mit der entsprechenden Reinstoffgleichung berechnet werden.

6.2 Vergleich Rippenrohr und Glattrohr

Der Vergleich von Glattrohren mit niedrig und eng berippten Rohren bei der Kondensation von Reinstoffen von REIF ET AL. 2015 hat gezeigt, dass der äußere Wärmeübergangskoeffizient bei der Verwendung von Rippenrohren um ein Vielfaches gesteigert werden kann. In diesem Abschnitt soll nun überprüft werden, ob bei der Kondensation von Gemischen ebenfalls eine Steigerung des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten am Rippenrohr im Vergleich zum Glattrohr erreicht wird.

Dazu sind in Abbildung 6.10 für eine Wärmestromdichte von $\dot{q} = 25 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ die äußeren Wärmeübergangskoeffizienten des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan am Rippenrohr und am Glattrohr über dem Molanteil $y_{n\text{-Pentan}}$ an Nebenkomponente n-Pentan aufgetragen.

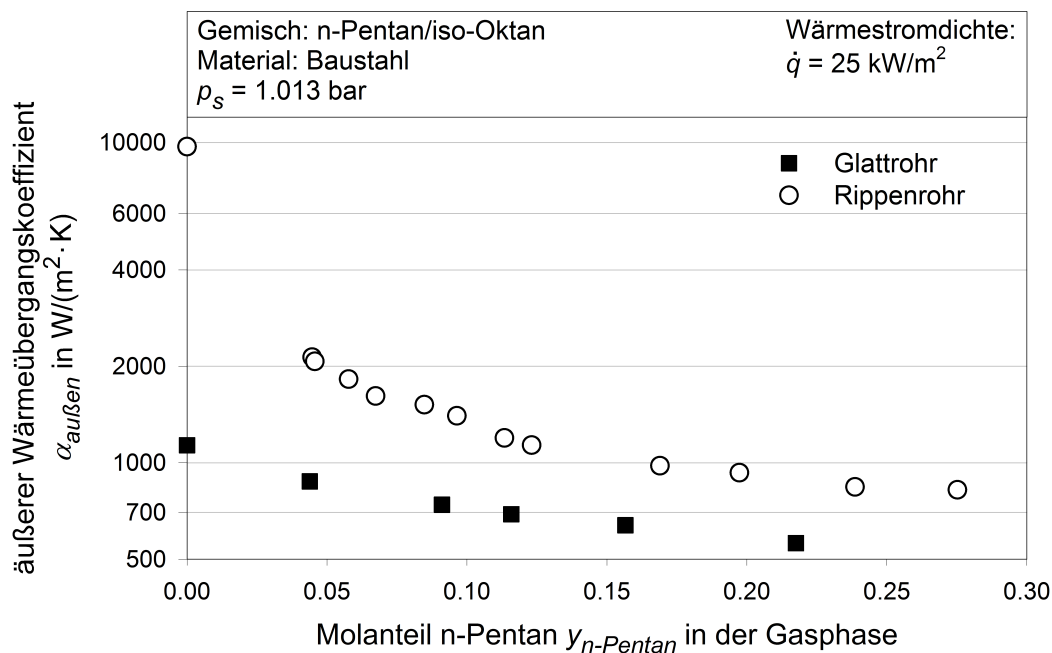


Abbildung 6.10: Äußerer Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{\text{außen}}$ aufgetragen über dem Molanteil von n-Pentan in der Gasphase bei einer Wärmestromdichte von $\dot{q} = 25 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$

Für einen Molanteil von $y_{n\text{-Pentan}} = 0$ können die Werte für die Reinstoffkondensation von iso-Oktan abgelesen werden. Es ist gut zu erkennen, dass hier eine Steigerung im äußeren Wärmeübergangskoeffizienten um einen Faktor von fast 8,5 erreicht wird. Von diesen Reinstoffwerten aus fallen die Messwerte mit steigendem Molanteil an n-Pentan

für beide Rohrtypen ab. Dies wurde bereits in Abschnitt 5.1.1 beschrieben. Auffällig ist, dass dieser Abfall für das Rippenrohr deutlich stärker ausfällt, als für das Glattrohr. Dies liegt an der Limitierung durch den Widerstand in der Gasphase am Rippenrohr, wie es in Abschnitt 6.1.1 beschrieben wurde. Dennoch liegen die Werte für $\alpha_{au\beta en}$ am Rippenrohr über den gesamten vermessenen Bereich stets über den entsprechenden Werten am Glattrohr. Ein Steigerungsfaktor von fast 8.5 wie für die Reinstoffe wird allerdings nicht erreicht. Bei niedrigen Molanteilen um $y_{n-Pentan} = 0.05$ ist eine Steigerung um einen Faktor von etwa 2.5 zu erkennen, bei höheren Molanteilen um $y_{n-Pentan} = 0.17$ ist dieser geringer und es wird eine Steigerung um einen Faktor von nur mehr etwa 1.5 erreicht.

Für den Bereich des Gemisches mit n-Pentan als Hauptkomponente liegen keine Messungen am Glattrohr vor, weshalb dieser Vergleich hier nicht stattfinden kann. Allerdings ist zu vermuten, dass das Ergebnis sehr ähnlich ausfallen wird, wie im Bereich mit iso-Oktan als Hauptkomponente, der eben beschrieben wurde.

Das Gemisch iso-Propanol/Wasser stellt in diesem Zusammenhang einen Sonderfall dar. Wie in den Abbildungen 5.9 und 5.10 ersichtlich, ist bei reinem Wasser der äußere Wärmeübergangskoeffizient am Glattrohr mehr als doppelt so groß wie der am Rippenrohr.

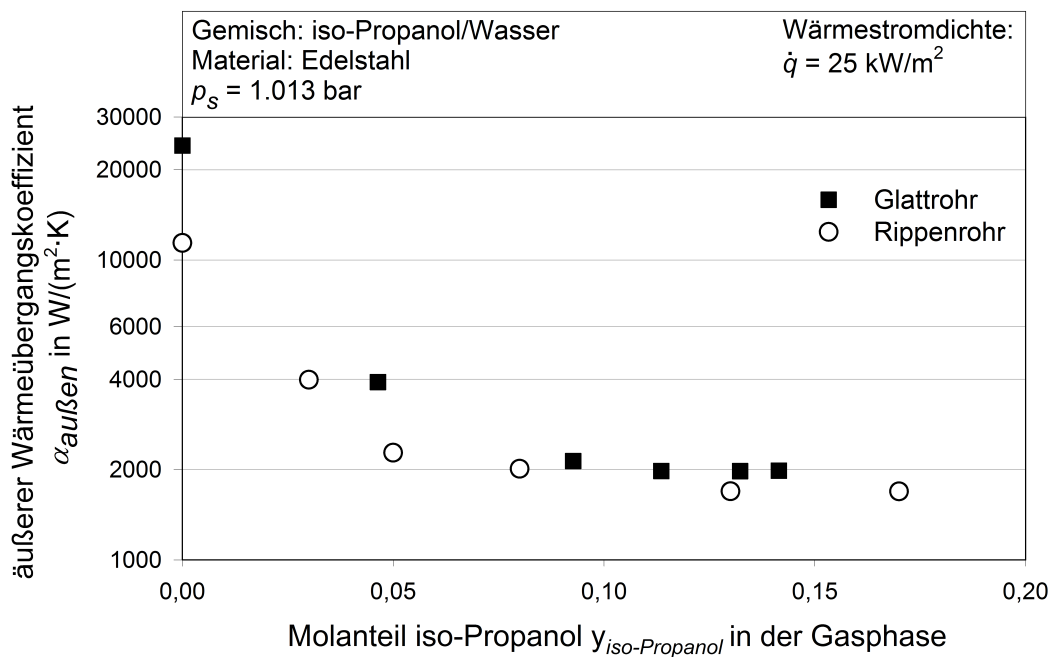


Abbildung 6.11: Äußerer Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{au\beta en}$ aufgetragen über dem Molanteil von iso-Propanol in der Gasphase bei einer Wärmestromdichte von $\dot{q} = 25 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$

In Abbildung 6.11 fällt bei beiden Rohrtypen $\alpha_{au\beta en}$ mit zunehmendem Molanteil an iso-Propanol in der Gasphase im Vergleich zum Reinstoffwert drastisch ab. Ab einem Molanteil von $y_{iso-Propanol} = 0.1$ ist eine Annäherung der beiden Rohrtypen zu erkennen und der Unterschied zwischen Glattrohr und Rippenrohr wird sehr klein. Somit wird durch die Limitierung des Wärmeübergangs durch den Widerstand in der Gasphase das schlechtere Wärmeübergangsverhalten von Wasser am Rippenrohr ausgeglichen. Wie in

Abschnitt 6.1.3 beschrieben, kommt beim Rippenrohr verstärkend hinzu, dass schon durch geringe Anteile an iso-Propanol im Kondensat der kondensatseitige Widerstand gegen den Wärmeübergang drastisch reduziert wird. Dies kompensiert zum Teil die Verschlechterung der Werte am Rippenrohr im Vergleich zum Glattrohr und führt zu einer Annäherung der Messwerte der beiden Rohrtypen.

In Abbildung 6.12 ist der Vergleich der beiden Rohrtypen für das Gemisch Wasser/iso-Propanol mit iso-Propanol als Hauptkomponente dargestellt. Wie bei iso-Oktan wird auch für reines iso-Propanol ein deutlich größerer äußerer Wärmeübergangskoeffizient für das Rippenrohr im Vergleich zum Glattrohr gemessen. Die Steigerung entspricht hier einem Faktor von etwa 4.3. Da die Messwerte in Abbildung 6.12 alle im eng siedenden Bereich des Gemisches liegen, fallen die Werte für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten mit steigendem Molanteil an Wasser in der Gasphase nicht ab. Es ist gut zu erkennen, dass am Glattrohr mit steigendem Molanteil sogar größere Werte gemessen werden, wie es bei Abbildung 5.7 bereits beschrieben wurde. Dennoch werden am Rippenrohr über den gesamten Bereich stets deutlich größere äußere Wärmeübergangskoeffizienten gemessen. Die Steigerung im äußeren Wärmeübergangskoeffizienten verringert sich allerdings von einem Faktor von anfangs 4.3 auf etwa 2.9 für Molanteile um die $y_{Wasser} = 0.15$ an Wasser in der Gasphase.

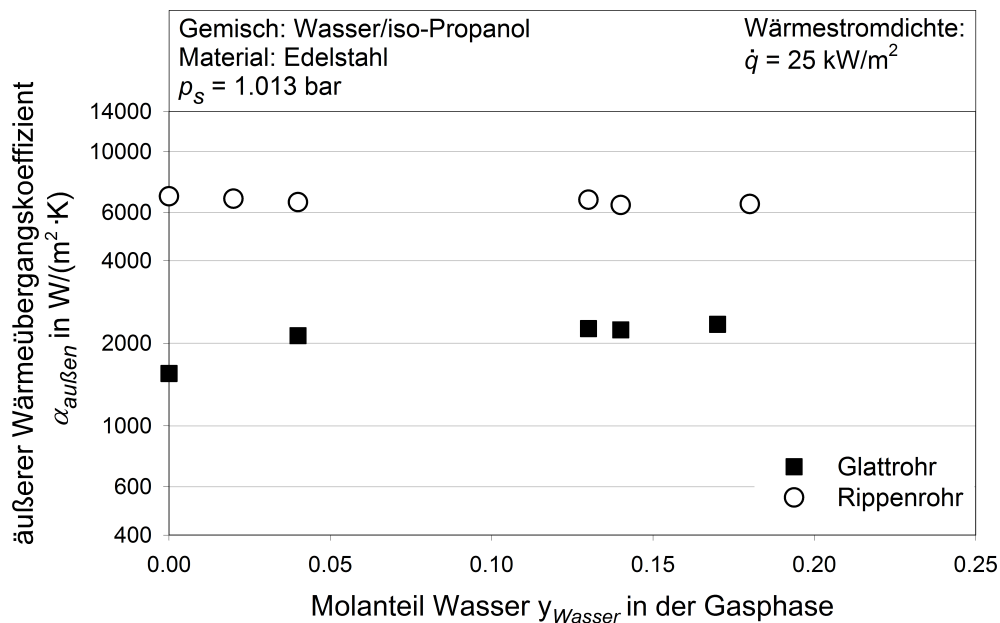


Abbildung 6.12: Äußerer Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{au\beta en}$ aufgetragen über dem Molanteil von Wasser in der Gasphase bei einer Wärmestromdichte von $\dot{q} = 25 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$

Abschließend lässt sich festhalten, dass sich keine generelle Aussage über den Vergleich von Rippenrohr und Glattrohr machen lässt. Wie bei reinem Wasser ist bei Gemischen mit einem großen Wasseranteil der äußere Wärmeübergangskoeffizient am Rippenrohr schlechter als am Glattrohr. Jedoch nähern sich die beiden Werte mit zunehmendem Anteil an Nebenkomponente an. Für alle anderen Gemische ist eine Verbesserung des Wärmeübergangs durch die Verwendung von Rippenrohren zu erkennen. Diese fällt

jedoch deutlich geringer aus, als für die Reinstoffe. Dies gilt besonders für die weitsiedenden Gemische, bei denen die Limitierung des Gesamtvorgangs in der Gasphase liegt. Nur bei den hier vermessenen engsiedenden Gemischen können, wie in Abbildung 6.12 gezeigt, signifikante Steigerungen des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten durch die Verwendung von Rippenrohren beobachtet werden.

6.3 Vergleich der Messdaten mit dem Filmmodell

Im folgenden Abschnitt werden die experimentellen Messergebnisse mit dem Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937 verglichen. Das Filmmodell kann für alle weitsiedenden Gemische angewendet werden, also für alle Zusammensetzungen des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan und für den Bereich des Gemisches iso-Propanol/Wasser, in dem Wasser die Hauptkomponente ist. Die Messergebnisse des Gemisches Wasser/iso-Propanol mit iso-Propanol als Hauptkomponente fallen in den Bereich der unter in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen engsiedenden Gemische und können daher mit dem Filmmodell nicht verglichen werden. Anhand des Vergleichs soll eine Bewertung des Filmmodells erfolgen. Es soll dabei evaluiert werden, ob die gemessenen Werte mit dem Modell übereinstimmen und somit das Filmmodell zur Vorausberechnung von Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von binären Gemischen an horizontalen Rohren verwendet werden kann.

In folgendem Abschnitt wird beschrieben, wie der äußere Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{au\beta en}$ gemäß dem in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen Filmmodell von COLBURN & DREW 1937 für eine vorgegebene Wärmestromdichte \dot{q} berechnet werden kann. In den weiteren Abschnitten erfolgt dann ein Vergleich dieser berechneten Werte mit den Messwerten.

6.3.1 Berechnungsschema

Der Ausgangspunkt zur Berechnung des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$ durch das Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937 ist Gleichung (2.46). Mit dieser Gleichung wird der Kondensationsvorgang in zwei Einzelvorgänge unterteilt. Der kondensatseitige Wärmeübergangskoeffizient α_L der für die Wärmeleitung durch das Kondensat steht, wird für eine vorgegebene Wärmestromdichte \dot{q} für das Glattrohr mit der Gleichung (2.20) und für das Rippenrohr mit der Gleichung (2.32) berechnet. Die Stoffdaten, die in diese Gleichungen eingehen, werden bei der Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze und der entsprechenden Zusammensetzung des Kondensats und der Gasphase berechnet.

Der einphasige gaseitige Wärmeübergangskoeffizient α_G wird nach Gleichung (2.13) bei Gaskernphasentemperatur T_{Bulk} und entsprechender Zusammensetzung berechnet und in Gleichung (2.47) mit dem *Ackermann-Korrekturfaktor* nach Gleichung (2.48) multipliziert. Die Phasengrenze wird bei diesem Vorgehen formal als Wand angesehen. Deshalb muss darauf geachtet werden, dass in Gleichung (2.14) bei der Berechnung

der Rayleigh-Zahl anstelle von T_W die Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze eingesetzt wird:

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{g \cdot \left(\frac{\pi}{2} \cdot d_R\right)^3 \cdot \varrho_G^2}{\eta_G^2} \cdot \beta_{th} \cdot (T_{Ph} - T_{Bulk}) \cdot \frac{\eta_G \cdot c_{p,G}}{\lambda_G} \quad . \quad (6.3)$$

Der thermodynamische Faktor Z_f kann nach Gleichung (2.56) zu

$$Z_f = \frac{\alpha_G^\bullet \cdot (T_{Bulk} - T_{Ph})}{\dot{q}} \quad (6.4)$$

berechnet werden. Für die Berechnung der Wandtemperatur T_W wird Gleichung (2.58) und für die Berechnung der Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze Gleichung (2.60) verwendet.

Im Berechnungsschema nach Abbildung 6.13 wird die Molenstromdichte \dot{n} zunächst geschätzt und über eine Iterationsschleife bestimmt. Die Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze muss nach dem Berechnungsschema ebenfalls iterativ berechnet werden. Als Abbruchkriterium wird dafür eine Differenz von $\Delta T = \pm 0.02 \text{ K}$ gewählt.

Der Vorteil dieses Berechnungsschemas ist, dass der Stoffübergangskoeffizient β_G für die Berechnung nicht notwendig ist. Allerdings hat sich dieser Rechenweg als nicht sehr robust herausgestellt. Aus diesem Grund wird ein alternatives Berechnungsschema verwendet, das in Abbildung 6.14 dargestellt ist. Bei diesem wird der Stoffübergangskoeffizient β_G nach Gleichung (2.50) und damit die Molenstromdichte \dot{n} nach Gleichung (2.61) berechnet. somit entfällt die Iterationsschleife für die Molenstromdichte \dot{n} und die Rechenweg vereinfacht sich.

Zur besseren Vergleichbarkeit werden die Ergebnisse entdimensioniert dargestellt, indem die Nußelt-Zahl aus dem diffusiven gaseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Diff} berechnet wird:

$$Nu_{Diff} = \frac{\alpha_{Diff} \cdot d_R}{\lambda} \quad . \quad (6.5)$$

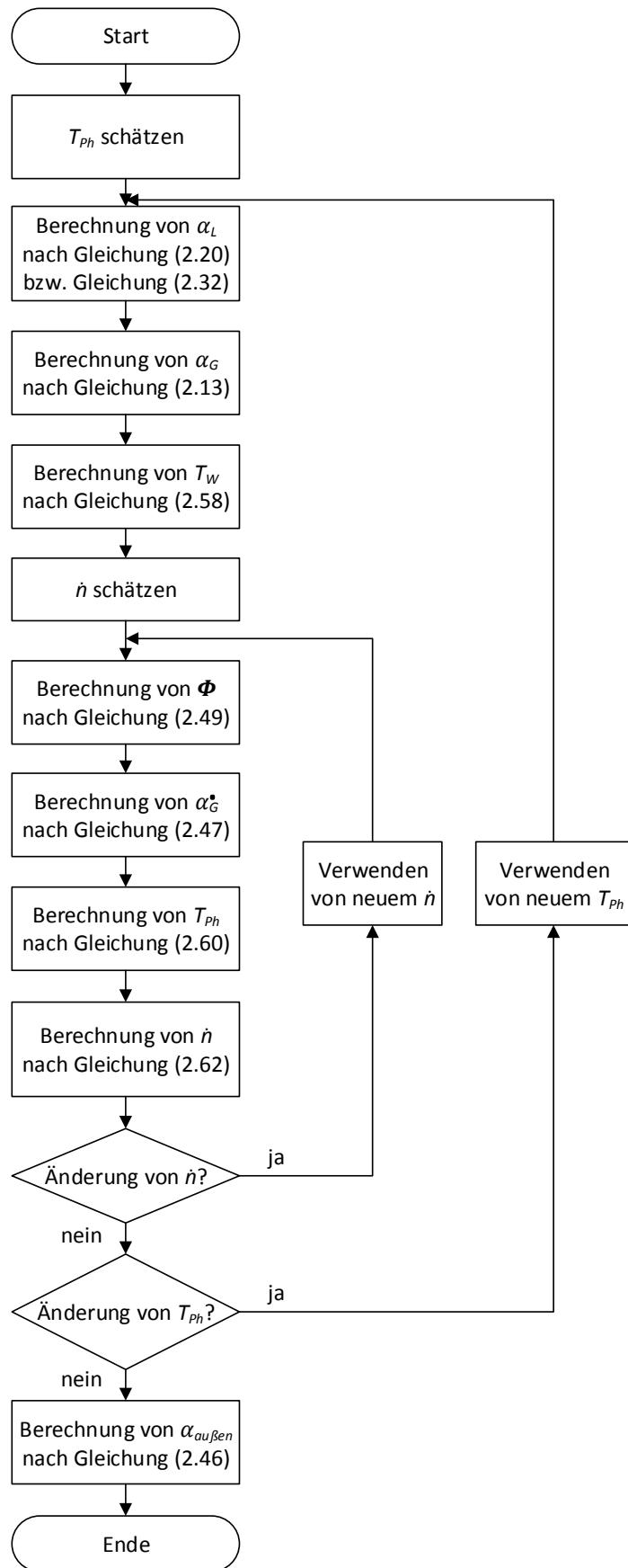


Abbildung 6.13: Berechnungsschema zur Berechnung von $\alpha_{au\beta en}$ nach dem Filmmodell mit Iterationsschleife für \dot{n}

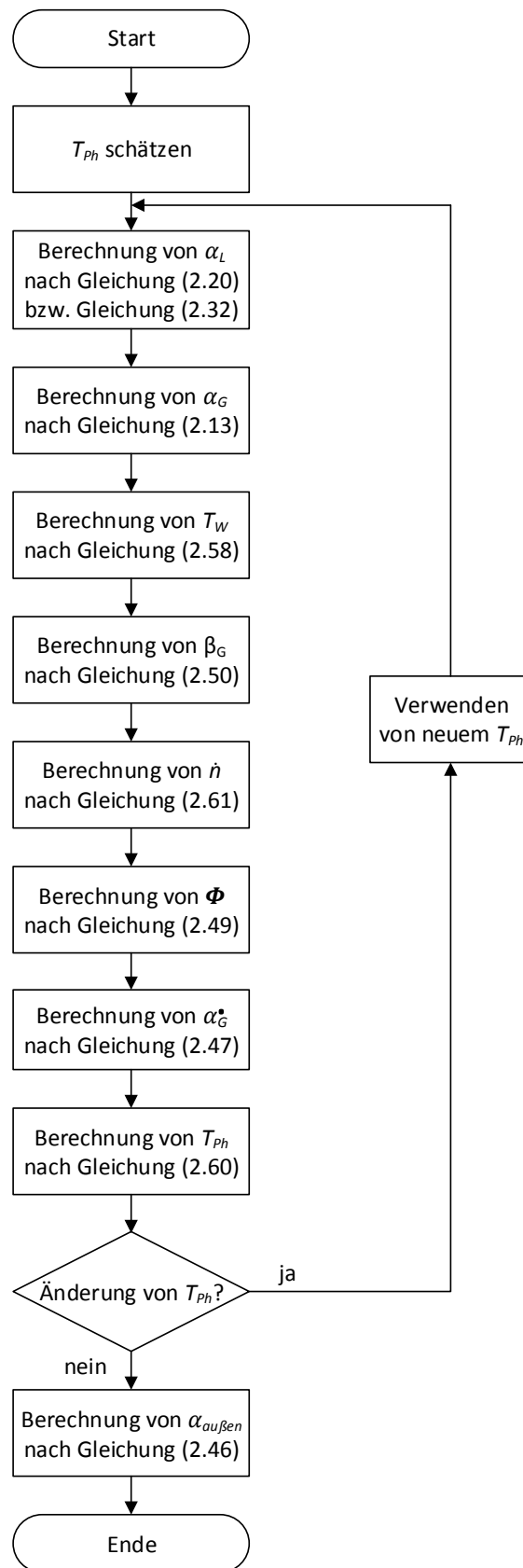


Abbildung 6.14: Berechnungsschema zur Berechnung von $\alpha_{au\beta en}$ nach dem Filmmodell mit Berechnung des Stoffübergangskoeffizienten β_G

6.3.2 Gemisch iso-Oktan (Hauptkomponente) - n-Pentan

In der Abbildung 6.15 ist das Paritätsdiagramm der diffusiven Nußelt-Zahlen für die Messdaten des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan mit iso-Oktan als Hauptkomponente am Glattrohr im Vergleich zum Filmmodell dargestellt. Die gemessenen Werte werden vom Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937 überschätzt. Fast alle der für das Glattrohr berechneten Werte weichen um etwa 20 – 80 % von den Messwerten ab. Einzelne Messwerte stimmen etwas besser, andere schlechter mit dem Modell überein. Über den gesamten Wertebereich ist eine etwa gleichbleibende Abweichung auszumachen.

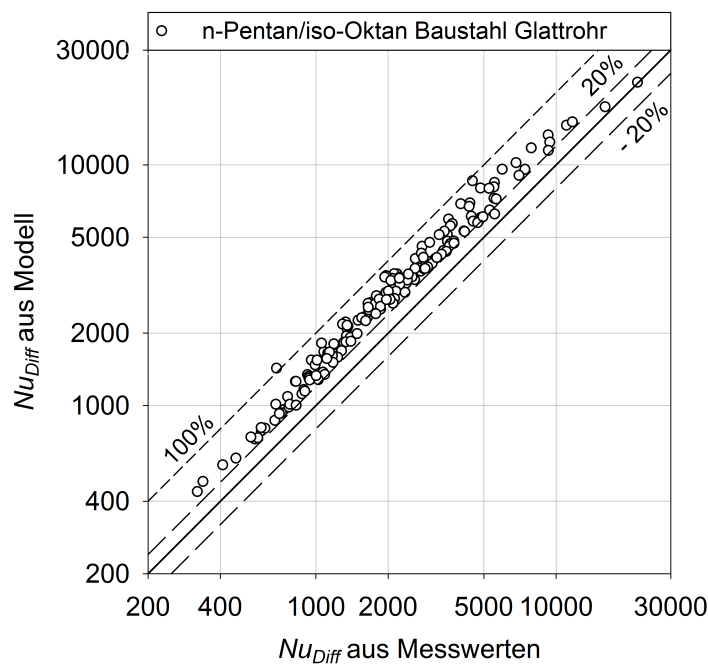


Abbildung 6.15: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan am Glattrohr im Vergleich zum Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937

Abbildung 6.16 zeigt die Ergebnisse am Rippenrohr. Wie beim Glattrohr werden auch beim Rippenrohr die gemessenen Werte vom Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937 überschätzt. Allerdings stimmen für das Glattrohr die berechneten Werte nach dem Filmmodell mit den Messwerten besser überein als für das Rippenrohr. Beim Rippenrohr finden sich die geringsten Abweichungen bei kleinen Nußelt-Zahlen. Je größer die Nußelt-Zahlen werden, desto mehr weichen die nach dem Modell berechneten Werte und die gemessenen Werte voneinander ab. Die minimale Abweichung liegt bei etwa 20 %. Mit steigenden Werten nimmt die Abweichung auf über 100 % zu. Das Modell nach COLBURN & DREW 1937 kann somit die Werte am Glattrohr besser wiedergeben, als die am Rippenrohr, die Abweichungen zwischen Modell und Messwerten sind jedoch sowohl für das Rippenrohr als auch für das Glattrohr teilweise sehr groß.

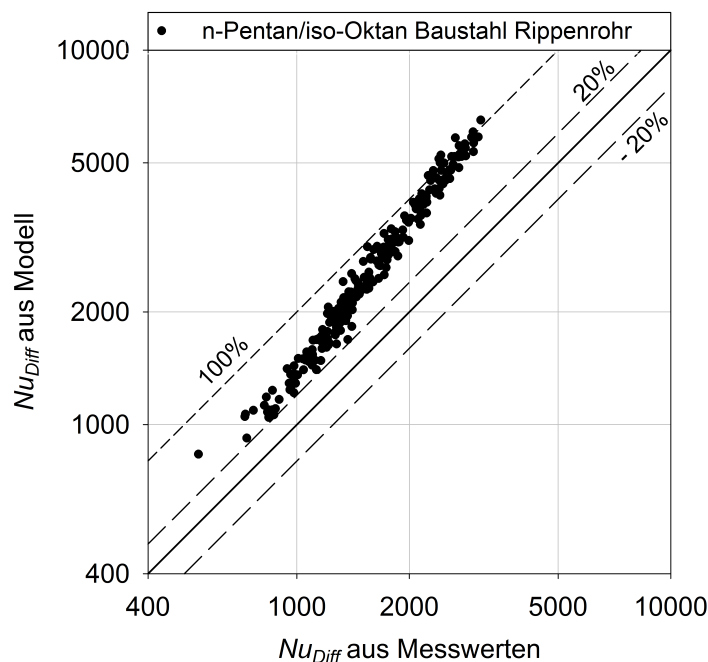


Abbildung 6.16: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan am Rippenrohr im Vergleich zum Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937

6.3.3 Gemisch Wasser (Hauptkomponente) - iso-Propanol

In den folgenden Abbildungen sind die Paritätsdiagramme des Gemisches iso-Propanol/Wasser mit der Hauptkomponente Wasser für das Glattrohr (Abbildung 6.17) und das Rippenrohr (Abbildung 6.18) gegenüber gestellt. Wie beim Gemisch n-Pentan/iso-Oktan werden die Messwerte durch das Modell überschätzt und die Messwerte am Glattrohr werden vom Modell besser wiedergegeben als die am Rippenrohr. Allerdings ergibt sich für dieses Gemisch sowohl am Glattrohr, als auch am Rippenrohr eine schlechtere Übereinstimmung von Modell und Messwerten als für das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan.

Für das Glattrohr stimmen, wie in Abbildung 6.17 ersichtlich, einige wenige nach dem Filmmodell berechneten Werte mit den Messwerten gut überein, der Großteil weist jedoch eine Abweichung um die 100 % auf. Es ist keine systematische Abweichung der berechneten zu den gemessenen Werten erkennbar.

Beim Rippenrohr weichen nach Abbildung 6.18 Modell und Messwerte sehr stark voneinander ab. Die maximale Abweichung beträgt über 300 %, fast alle Messwerte weichen um mehr als 100 % von den nach dem Filmmodell berechneten Werten ab. Vereinzelt stimmen besser mit den Messwerten überein. Beim Rippenrohr ist zudem in etwa derselbe Trend zu erkennen wie am Rippenrohr für das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan: Je größer die Nußelt-Zahlen, desto größer ist die Abweichung von Modell und Messwert. Die Kondensation des Gemisches iso-Propanol/Wasser kann demnach vom Filmmodell nur bedingt wiedergegeben werden. Die Abweichungen zu den

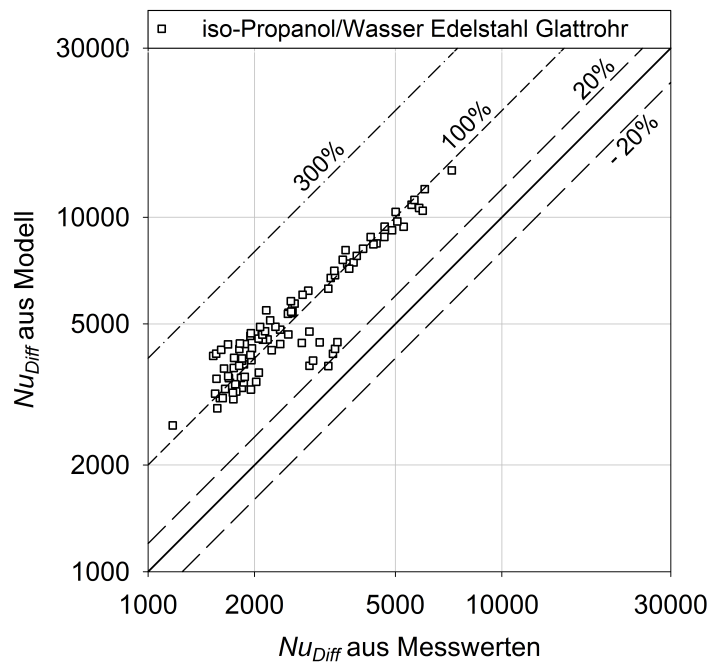


Abbildung 6.17: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches iso-Propanol/Wasser am Glattrohr im Vergleich zum Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937

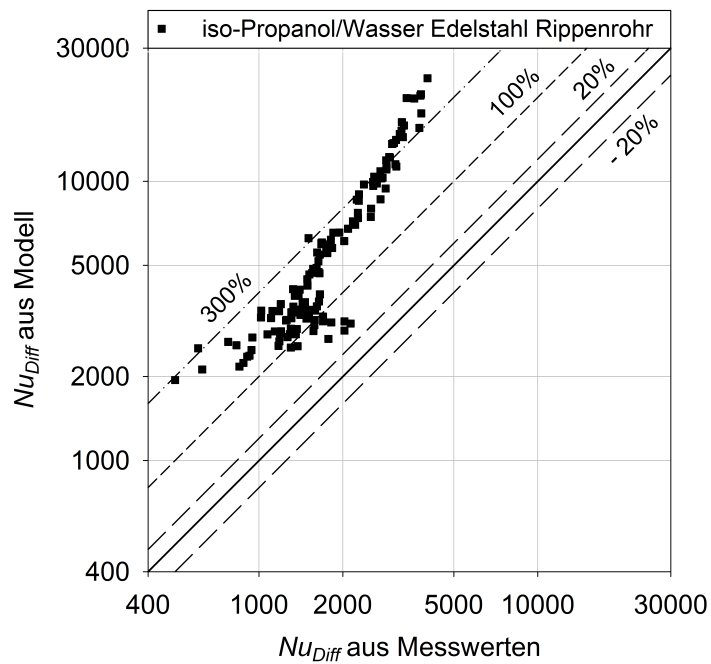


Abbildung 6.18: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches iso-Propanol/Wasser am Rippenrohr im Vergleich zum Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937

Messwerten sind zum Teil sehr groß und der Verlauf der Messwerte stimmt ebenfalls nicht gut mit dem Filmmodell überein.

6.3.4 Gemisch n-Pentan (Hauptkomponente) - iso-Oktan

In Abbildung 6.19 ist das Paritätsdiagramm für die Messwerte des Gemisches iso-Oktan/n-Pentan mit n-Pentan als Hauptkomponente am Edelstahl Rippenrohr dargestellt.

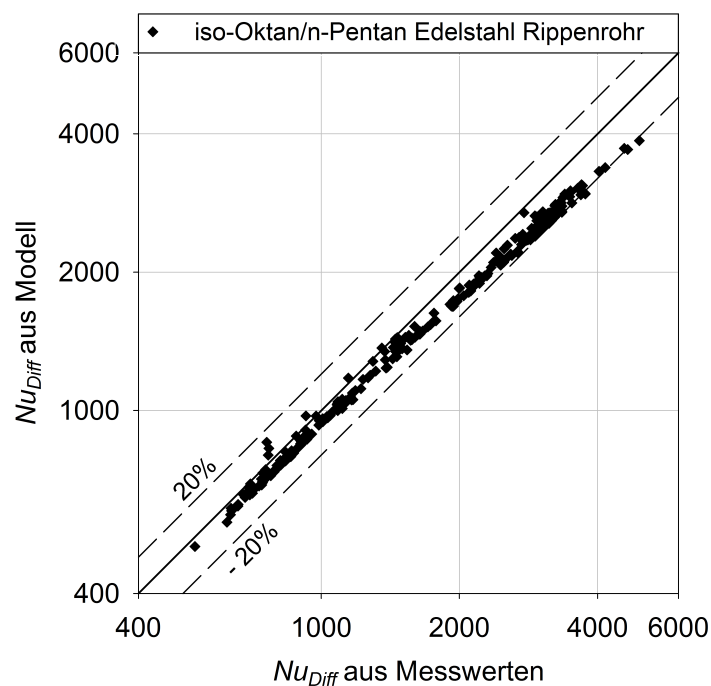


Abbildung 6.19: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches iso-Oktan/n-Pentan am Rippenrohr im Vergleich zum Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937

Es zeigt sich ein deutlich anderes Bild als für die davor gezeigten Messwerte. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Filmmodell und den entsprechenden Messwerten zu sehen. Die maximale Abweichung von Modell und Messwerten beträgt nur knapp -20% , wobei im Bereich kleiner Messwerte die Übereinstimmung besser ist. Zudem werden für dieses Gemisch die Messwerte tendenziell unterschätzt, was ebenfalls konträr zu den bisherigen Beobachtungen steht.

6.3.5 Zusammenfassende Darstellung

In Abbildung 6.20 sind die Nußelt-Zahlen für alle Messwerte in einem Paritätsdiagramm zusammengefasst. Es ist eine sehr starke Streuung der Werte zu erkennen. Die Messwerte werden zum Teil stark überschätzt, was vor allem für das Gemisch iso-Propanol/Wasser zutrifft. Das Gemisch aus den Komponenten n-Pentan und iso-Oktan weist grundsätzlich eine bessere Übereinstimmung zwischen Modell und Messwerten auf, die jedoch nur für

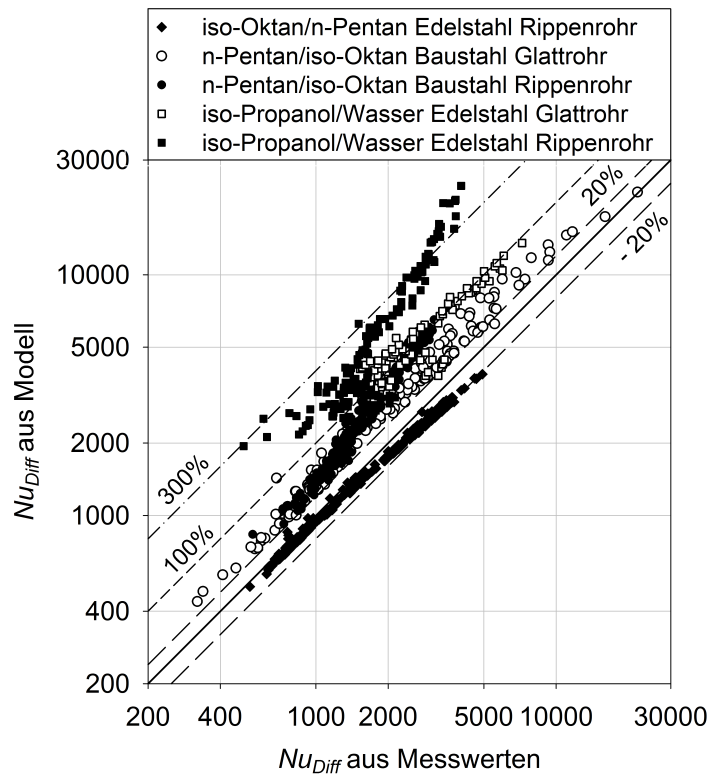


Abbildung 6.20: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} der gesamten Messwerte der weitsiedenden Gemische im Vergleich zum Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937

das Gemisch mit dem Leichtsieder n-Pentan als Hauptkomponente zufriedenstellend ist.

In Abbildung 6.21 ist das Paritätsdiagramm der nach dem Filmmodell berechneten Werte und der Messwerte für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$ für alle Messwerte dargestellt. Anhand dieser Abbildung kann bewertet werden, ob die Abweichungen in der Nu_{Diff} -Zahl für den Gesamtvorgang relevant sind, oder ob trotz der Abweichungen das Filmmodell den Gesamtvorgang gut wiedergeben kann. Wie in der Abbildung gut zu erkennen ist, ist der Fehler, der in der Beschreibung des diffusiven gassseitigen Wärmeübergangskoeffizienten steckt, auch bei den Werten des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten zu sehen. Die Abweichungen der berechneten Werte zu den Messwerten verringern sich allerdings etwas bei der Betrachtung des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten. Dies legt nahe, dass die verwendeten Modelle für die Berechnung des kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizienten diesen gut wiedergeben. Dadurch kommt es zu einer besseren Beschreibung des gesamten äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$, auch wenn die Messwerte im Bereich der Limitierung durch den gassseitigen Widerstand liegen. Insgesamt muss hier allerdings festgestellt werden, dass das Filmmodell die Messwerte nicht gut wiedergeben kann.

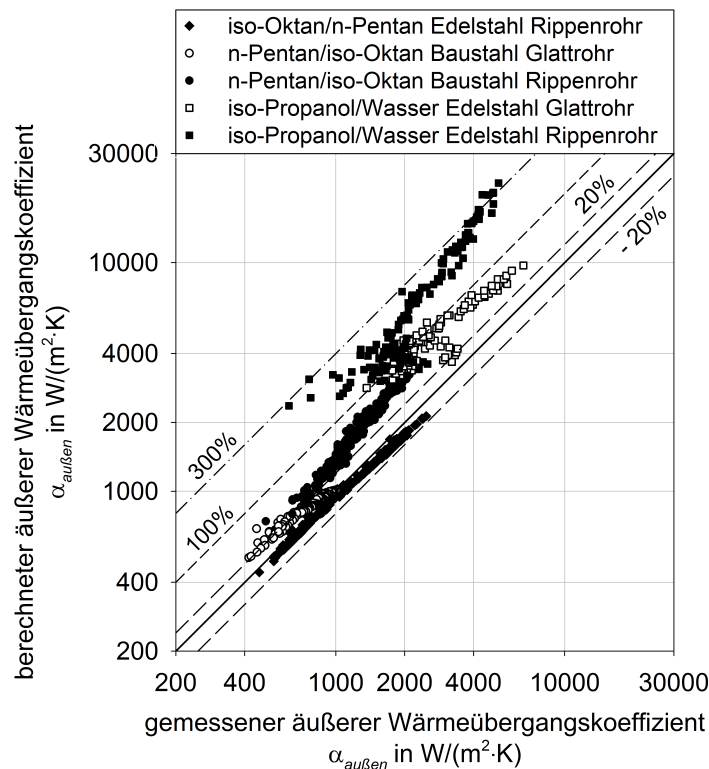


Abbildung 6.21: Paritätsdiagramm der nach dem Filmmmodell berechneten Werte für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten für alle Messwerte der weitsiedenden Gemische

6.3.6 Bewertung

Eine einfache Erklärung für die Unstimmigkeiten zwischen Messwerten und Theorie existiert nicht. Die einfachste Erklärung für die schlechte Beschreibung der Messergebnisse durch das Filmmmodell wäre, wenn die dem Modell zugrunde liegende Filmtheorie nach LEWIS & WHITMAN 1924 für den Stoffübergang nicht zutreffen würde. Dem widerspricht die Tatsache, dass in der Literatur viele Autoren diese Filmtheorie zur Beschreibung von Stoffübergängen und insbesondere auch zur Beschreibung des Stoffübergangs bei der Kondensation nutzen. Daher sollen hier die einzelnen Terme, die in Gleichung (2.46) eingehen, einzeln untersucht und besprochen werden:

Die Einteilung in zwei separate Wärmeübergangswiderstände und die Definition des Parameters Z_f ergibt sich aus einer Bilanz der Wärmestromdichten an der Phasengrenze und ist daher grundsätzlich korrekt und dient nicht als Erklärung, dass das Modell nicht mit den Messungen übereinstimmt.

Die Gleichungen für den kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_L sind für die Kondensation von Reinstoffen in diesem Versuchsaufbau nachgewiesen korrekt (vgl. REIF 2016). Eine Verwendung dieser Gleichungen mit den Stoffdaten des Gemisches, das sich am Rohr befindet, erscheint logisch. Das Vorgehen ist analog zur Berechnung der Reinstoffkondensation, weshalb dieser Term wohl keine Ursache für die schlechte Übereinstimmung des Modells mit den Messwerten liefert.

Eine gewisse Unsicherheit im Modell kommt aus der Verwendung der Gleichung für den einphasigen gaseitigen Wärmeübergangskoeffizienten. Einerseits ist Gleichung (2.13) nach KLAN 2013 im *VDI-Wärmeatlas* beschrieben und sollte daher grundsätzlich für die freie Konvektion korrekt sein. Andererseits wurde nicht überprüft, ob sie den einphasigen gaseitigen Wärmeübergang in der verwendeten Versuchsanordnung korrekt wiedergibt. Hinzu kommt, dass diese Gleichung auch zur Beschreibung des Stoffübergangs genutzt wird. Aus der Analogie zwischen Wärme- und Stoffübergang folgt Gleichung (2.50) und daraus wird der notwendige Stoffübergangskoeffizient bestimmt.

Die Analogie von Wärme- und Stoffübertragung stammt nach BAEHR & STEPHAN 2004 aus der Grenzschichttheorie, die in vereinfachter Form der Filmtheorie entspricht. Somit sollte eine Kombination dieser beiden Theorien korrekt sein. Es kann hier folglich nicht davon gesprochen werden, dass in der Verwendung der Gleichung (2.13) die Ursache für die schlechte Übereinstimmung liegt, allerdings kann geschlussfolgert werden, dass dadurch eine gewisse Unsicherheit mit ins Modell genommen wird.

6.4 Vergleich der Messdaten mit dem Filmmodell unter Verwendung der *Lewis-Beziehung*

In diesem Abschnitt sollen die Messergebnisse mit dem Filmmodell unter Verwendung der *Lewis-Beziehung* verglichen werden. Wie im vorangegangenen Abschnitt werden die Ergebnisse aus dem engstehenden Bereich des Wasser/iso-Propanol Gemisches nicht berücksichtigt. Betrachtet werden folglich nur der Bereich dieses Gemisches mit Wasser als Hauptkomponente und das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan für den gesamten vermessenen Bereich. Auch hier wird von einer bestimmten Wärmestromdichte \dot{q} ausgegangen und der entsprechende äußere Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{\text{au\ss}en}$ berechnet und mit dem Messwert verglichen.

Die *Lewis-Beziehung* ist, wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben nach INCROPERA & DEWITT 2001 für laminare und turbulente Strömungen gültig. Bei den hier durchgeführten Versuchen wurde allerdings bei freier Konvektion kondensiert, wodurch eine Verwendung der *Lewis-Beziehung* nicht zwingend korrekt ist. Insbesondere, da für die Berechnung des einphasigen gaseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_G die Gleichung für den einphasigen Wärmeübergang bei freier Konvektion nach Gleichung (2.13) verwendet wird, wobei ebenfalls anstelle von T_W die Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze eingesetzt wird. Aus diesem Grund sollen zunächst die Reynolds-Zahlen der Messungen betrachtet werden, um abschätzen zu können welche Strömungsart im Kondensator vorherrscht.

In Tabelle 6.1 sind die berechneten Reynolds-Zahlen Re_u für die verschiedenen vermessenen Gemische und Rohrtypen aufgelistet. Die Reynolds-Zahlen in der Tabelle sind für eine Umströmung eines Körpers berechnet. Man erhält sie, indem man die Film-Reynolds-Zahl Re_F nach Gleichung (2.33) durch zwei teilt.

Für das Kohlenwasserstoff-Gemisch ergeben sich Reynolds-Zahlen zwischen $57 \leq Re_u \leq 781$, für das wässrige System sind die Reynolds-Zahlen fast immer kleiner und liegen

Tabelle 6.1: Übersicht über die Reynolds-Zahlen Re_u für die vermessenen weitsiedenden Gemische und Rohrtypen

HK	NK	Material	Rohrtyp	Re_u
n-Pentan	iso-Oktan	VA	RR	103 – 325
iso-Oktan	n-Pentan	CS	GR	57 – 496
iso-Oktan	n-Pentan	CS	RR	132 – 781
Wasser	iso-Propanol	VA	GR	22 – 58
Wasser	iso-Propanol	VA	RR	23 – 57

zwischen $22 \leq Re_u \leq 58$. Folglich sind alle Messwerte deutlich im laminaren Bereich zu finden. Für das wässrige System sind die Reynolds-Zahlen allerdings so klein, dass hier nur bedingt von einer Anströmung des Rohres gesprochen werden kann. Eine eindeutige Aussage, ob auf Grund der berechneten Reynolds-Zahlen eine laminare Strömung vorhanden ist und damit die *Lewis-Beziehung* nach INCROPERA & DEWITT 2001 gültig ist oder nicht kann hier nicht getroffen werden. Da STEEMAN ET AL. 2009 allerdings auch für freie Konvektion gute Erfahrungen gemacht haben und das Filmmodell bei der Verwendung der Analogie des Wärme- und Stoffübergangs doch sehr deutliche Abweichungen aufweist, soll hier die *Lewis-Beziehung* angewendet werden.

6.4.1 Berechnungsschema

Der Vorteil bei der Verwendung der *Lewis-Beziehung* ist, dass die explizite Berechnung der Molenstromdichte \dot{n} entfällt. Die Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze muss dagegen wiederum iterativ aus Gleichung (2.64) bestimmt werden. In Abbildung 6.22 ist das zugehörige Berechnungsschema dargestellt. Es gilt das Abbruchkriterium $\Delta T = \pm 0.02$ K. Alle Stoffdaten, die zur Berechnung von α_G^* benötigt werden, werden für den Zustand der Gaskernphase berechnet. Die Stoffdaten des Kondensats und aller Stoffdaten, die zur Berechnung von α_L benötigt werden, werden bei T_{Ph} und der entsprechenden Zusammensetzung an der Phasengrenze berechnet. In Gleichung (2.65) wird in dieser Arbeit der Exponent $m = 0.6$ nach FULLARTON & SCHLÜNDER 2006 gewählt. Auch für das Filmmodell unter Verwendung der *Lewis-Beziehung* soll zunächst der Vergleich der Nu_{Diff} -Zahlen erfolgen.

Im Folgenden wird das Filmmodell mit *Lewis-Beziehung* auch als modifiziertes Filmmodell und das Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937 mit der expliziten Berechnung der Molenstromdichte \dot{n} als reguläres Filmmodell bezeichnet.

6.4.2 Gemisch iso-Oktan (Hauptkomponente) - n-Pentan

In Abbildung 6.23 ist dazu das Paritätsdiagramm für die Kondensation am Glattrohr und in Abbildung 6.24 das Paritätsdiagramm für die Kondensation am Rippenrohr für das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan mit iso-Oktan als Hauptkomponente aufgetragen.

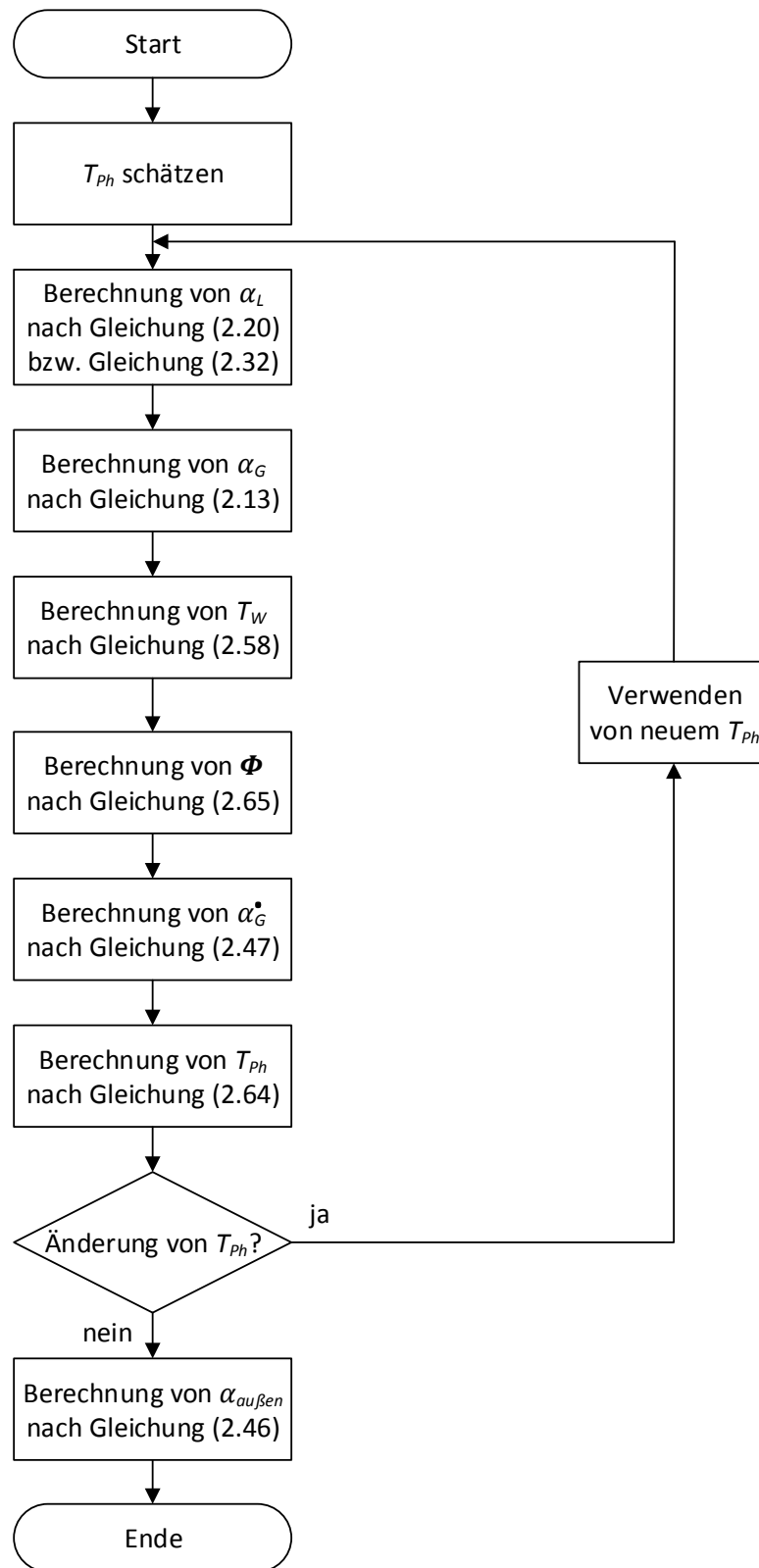


Abbildung 6.22: Berechnungsschema zur Berechnung von $\alpha_{\text{außen}}$ nach dem Filmmodell unter Verwendung der *Lewis-Beziehung*

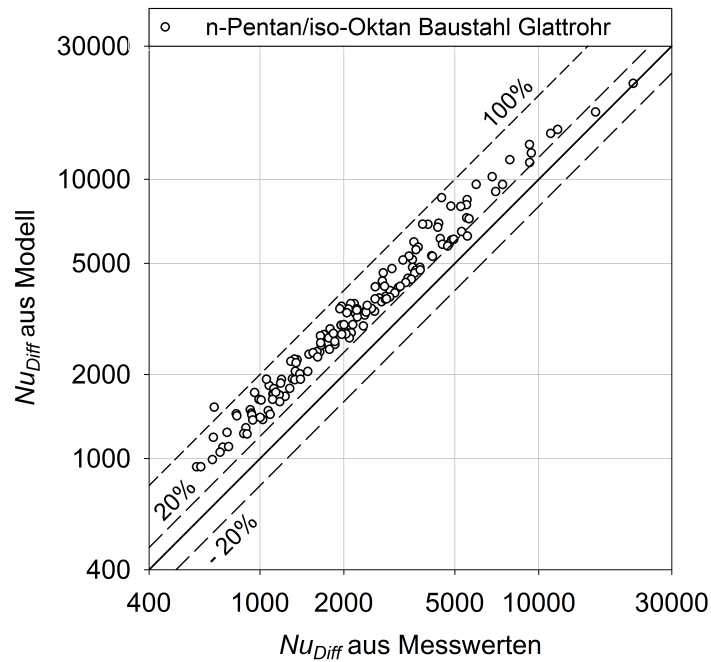


Abbildung 6.23: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan am Glattrohr im Vergleich zum Filmmmodell mit *Lewis-Beziehung*

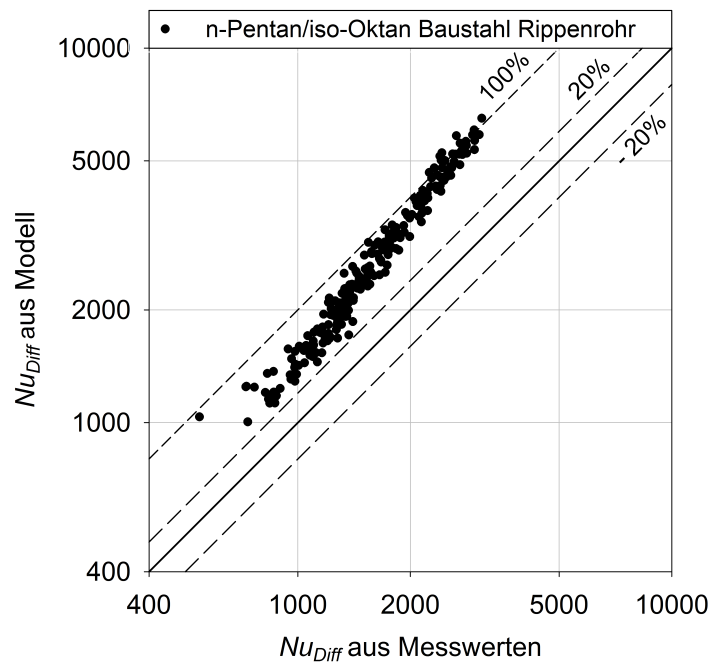


Abbildung 6.24: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan am Rippenrohr im Vergleich zum Filmmmodell mit *Lewis-Beziehung*

Auf den ersten Blick ist weder beim Glattrohr noch beim Rippenrohr ein Unterschied zum regulären Filmmodell zu erkennen. Vergleicht man die Diagramme allerdings etwas genauer mit den Abbildungen 6.15 und 6.16, so wird deutlich, dass die mit der *Lewis-Beziehung* berechneten Werte um ein paar Prozentpunkte mehr von den Messwerten abweichen, als die für das reguläre Filmmodell aus Abschnitt 6.3. Das legt den Schluss nahe, dass die Verwendung der *Lewis-Beziehung* für dieses Stoffgemisch fast keine Veränderung zum regulären Filmmodell bewirkt und damit beide Varianten des Filmmodells die Messwerte nur bedingt wiedergeben können.

6.4.3 Gemisch Wasser (Hauptkomponente) - iso-Propanol

In den Abbildungen 6.25 und 6.26 sind die Paritätsdiagramme von Nu_{Diff} für das Stoffgemisch iso-Propanol/Wasser mit Wasser als Hauptkomponente dargestellt. Bei diesem Gemisch ergeben sich deutliche Änderungen zum regulären Filmmodell. Während beim regulären Filmmodell die Übereinstimmung von Modell und Messwerten beim Glattrohr deutlich besser war als beim Rippenrohr, ist es nun umgekehrt. Für die meisten Werte beim Rippenrohr ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung. Der Großteil der nach dem Filmmodell mit *Lewis-Beziehung* berechneten Werte liegt um weniger als 20 % über den Messwerten, nur bei sehr großen und bei sehr kleinen Nußelt-Zahlen ist die Abweichung größer. Am Glattrohr hingegen werden die Messwerte generell unterschätzt. Bei kleinen Nußelt-Zahlen sind die Abweichungen mit um die -20% noch relativ klein, diese werden aber mit zunehmenden Nußelt-Zahlen immer größer. Bei den größten gemessenen Werten liegen die nach dem Filmmodell mit *Lewis-Beziehung* berechneten Werte um mehr als -50% darunter.

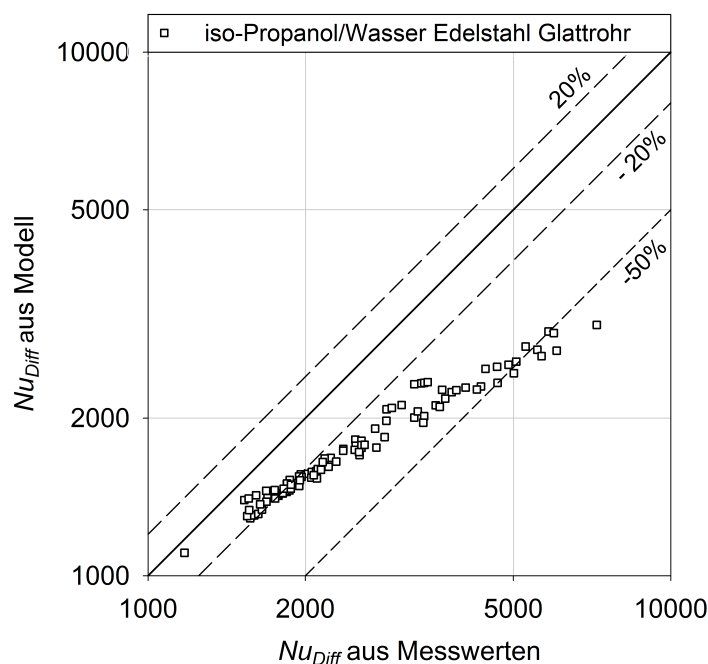


Abbildung 6.25: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches iso-Propanol/Wasser am Glattrohr im Vergleich zum Filmmodell mit *Lewis-Beziehung*

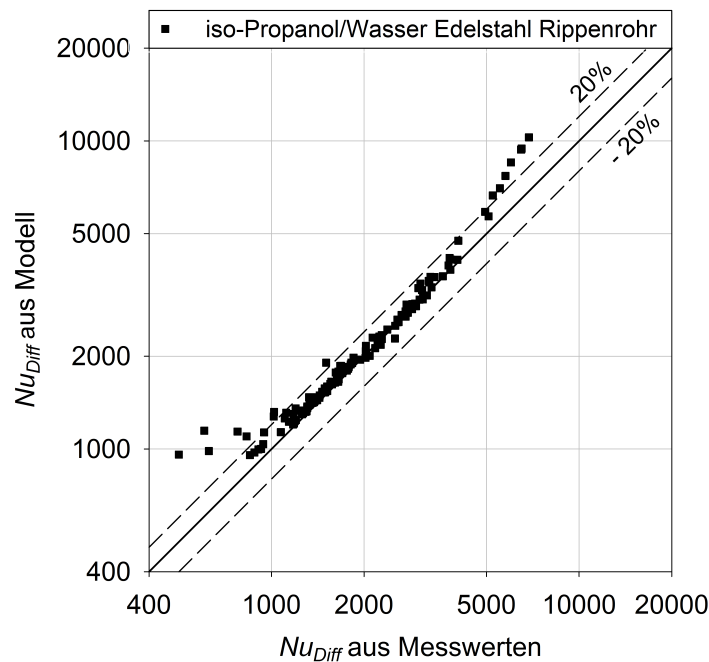


Abbildung 6.26: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches iso-Propanol/Wasser am Rippenrohr im Vergleich zum Filmmodell mit *Lewis-Beziehung*

6.4.4 Gemisch n-Pentan (Hauptkomponente) - iso-Oktan

In Abbildung 6.27 ist das Paritätsdiagramm von Nu_{Diff} für das Gemisch iso-Oktan/n-Pentan mit n-Pentan als Hauptkomponente am Edelstahl Rippenrohr dargestellt. Ähnlich wie für dasselbe Gemisch mit iso-Oktan als Hauptkomponente ergeben sich hier kaum Änderungen zum regulären Filmmodell. Verglichen mit Abbildung 6.19 liefert das Filmmodell mit *Lewis-Beziehung* etwas höhere Werte als das reguläre Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937, wodurch sich eine unwesentlich bessere Übereinstimmung der berechneten Werte mit den Messwerten ergibt.

6.4.5 Zusammenfassende Darstellung

In Abbildung 6.28 ist das Paritätsdiagramm für alle Messwerte dargestellt. Es wird deutlich, dass die Übereinstimmung von Modell und Messwerten im Vergleich zum regulären Filmmodell besser ist. Dennoch bleibt festzuhalten, dass auch das Filmmodell mit *Lewis-Beziehung* die Messwerte nicht zufriedenstellend wiedergeben kann.

Auch für das Filmmodell mit *Lewis-Beziehung* soll das Paritätsdiagramm für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$ betrachtet werden. Dies ist für alle Messwerte in Abbildung 6.29 dargestellt.

Wie beim regulären Filmmodell kommt es zu einer Verbesserung der Übereinstimmung zwischen Modell und Messwerten, wenn man den gesamten äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$ betrachtet und nicht nur Nu_{Diff} . Am deutlichsten ist dies für das

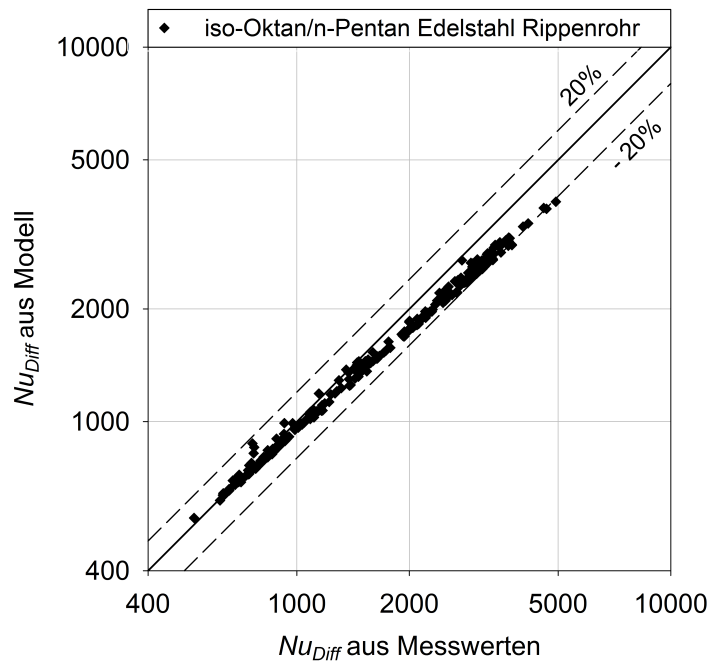


Abbildung 6.27: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches iso-Oktan/n-Pentan am Rippenrohr im Vergleich zum Filmmodell mit *Lewis-Beziehung*

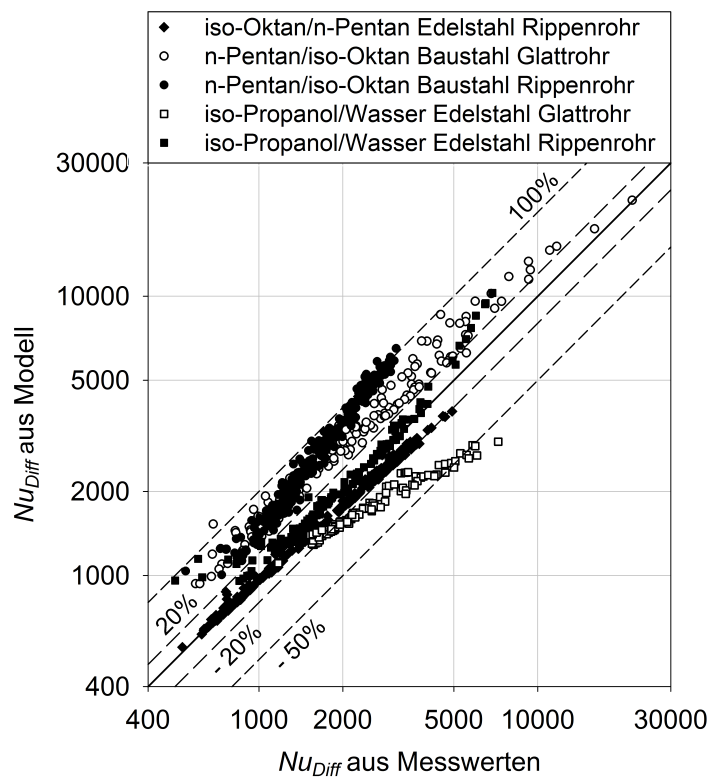


Abbildung 6.28: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} der gesamten Messwerte der weitsiedenden Gemische im Vergleich zum Filmmodell mit *Lewis-Beziehung*

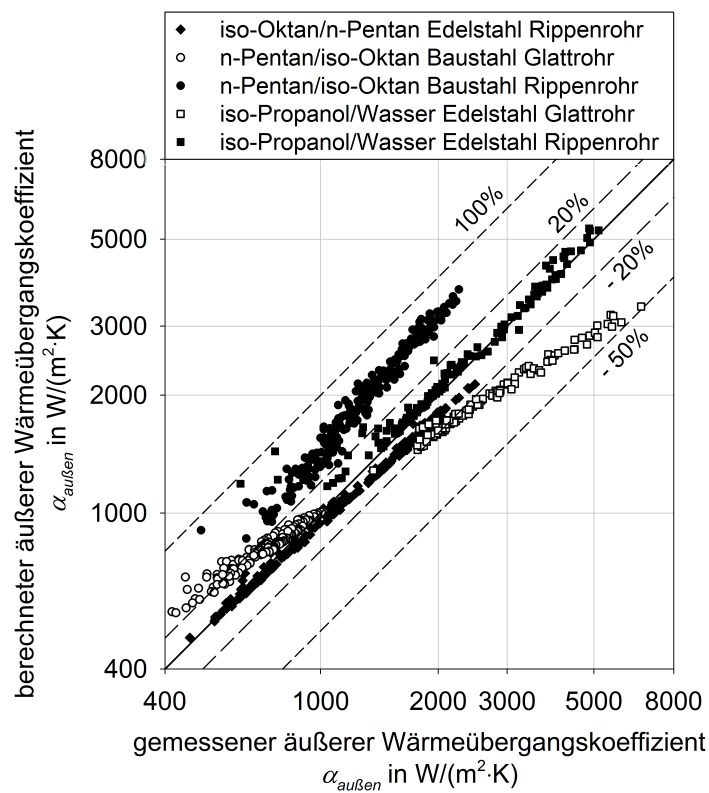


Abbildung 6.29: Paritätsdiagramm der nach dem Filmmmodell mit *Lewis-Beziehung* berechneten Werte des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten für alle Messwerte der weitsiedenden Gemische

Gemisch n-Pentan/iso-Oktan am Baustahl Glattrohr zu erkennen. Hier wechselt die Limitierung des Gesamtvorgangs vom Widerstand in der Gasphase zum Widerstand im Kondensat. Da α_L durch die *Nußelt'sche Wasserhauttheorie* gut beschrieben werden kann, stimmen ab diesem Punkt die berechneten und die Messwerte sehr gut überein. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich bei der Kondensation des Gemisches iso-Propanol/Wasser am Edelstahl Rippenrohr. Hier fallen die großen Abweichungen bei großen Nußelt-Zahlen durch die Betrachtung des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten weg. Grundsätzlich ist die Übereinstimmung der Messwerte mit dem Filmmodell bei Verwendung der *Lewis-Beziehung* besser als mit dem regulären Filmmodell. Eine korrekte Vorhersage des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten kann allerdings auch das Filmmodell mit *Lewis-Beziehung* nicht liefern.

6.5 Vergleich mit dem Modell für eng siedende Gemische

Für die Messwerte der engsiedenden Gemische (Wasser/iso-Propanol, Hauptkomponente iso-Propanol) wird die Herangehensweise nach Abschnitt 2.2.4 von BAEHR & STEPHAN 2004 und von FULLARTON & SCHLÜNDER 2006 verwendet. Die Bedingung

$$\frac{T_{Siede} - T_W}{T_{Tau} - T_{Siede}} > 2 \quad (2.76)$$

ist für alle Messpunkte sowohl am Glattrohr als auch am Rippenrohr erfüllt. Somit wird für das Glattrohr Gleichung (2.20) mit den Stoffdaten bei Siedetemperatur des Gemisches bei Gaskernphasenzusammensetzung verwendet. Für das Rippenrohr wird Gleichung (2.32) bei denselben Bedingungen zur Berechnung von $\alpha_{außen}$ herangezogen.

In Abbildung 6.30 sind die berechneten Werte für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten über den gemessenen Werten für das Glattrohr aufgetragen.

Es wird deutlich, dass diese Herangehensweise für das hier vorliegende Gemisch beim Glattrohr sehr gute Ergebnisse liefert. Die maximale Abweichung der Messpunkte von den berechneten Werten beträgt etwa 10 %.

In Abbildung 6.31 sind die berechneten Werte für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten über den gemessenen Werten für das Rippenrohr aufgetragen.

Beim Rippenrohr ist die Übereinstimmung der berechneten und der gemessenen Werte des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten schlechter als beim Glattrohr. Bei niedrigen gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten, also bei niedrigen Molanteilen (siehe Abbildung 5.8), stimmen Modell und Messwerte etwas besser überein und die Abweichung zu den gemessenen Werten beträgt nur knapp 20 %. Jedoch weichen bei höheren Werten die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten um bis zu 45 % von den Messwerten ab.

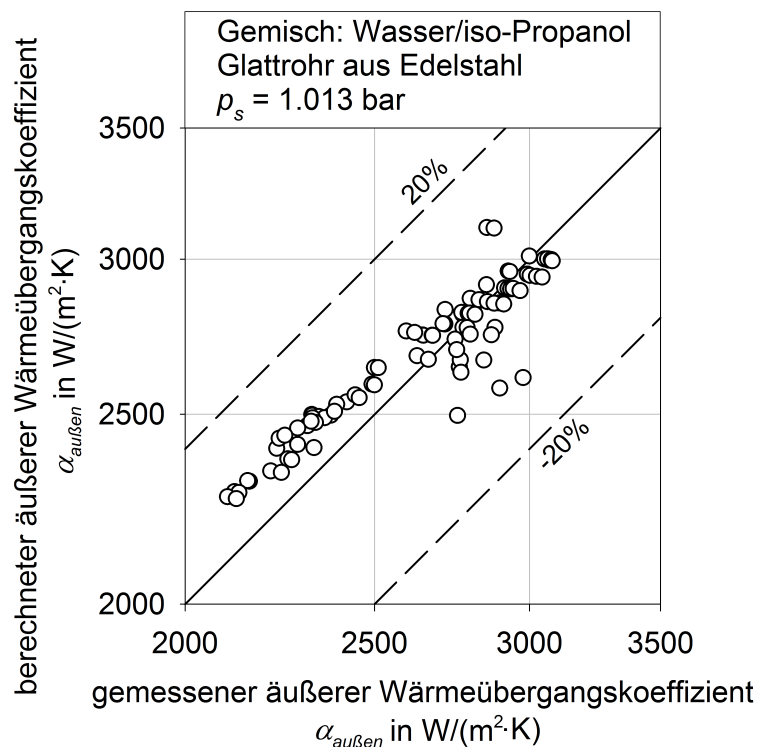


Abbildung 6.30: Paritätsdiagramm des nach Abschnitt 2.2.4 berechneten äußeren Wärmeübergangskoeffizienten über dem gemessenen äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{au\ss}en}$ für ein Edelstahl Glattrohr

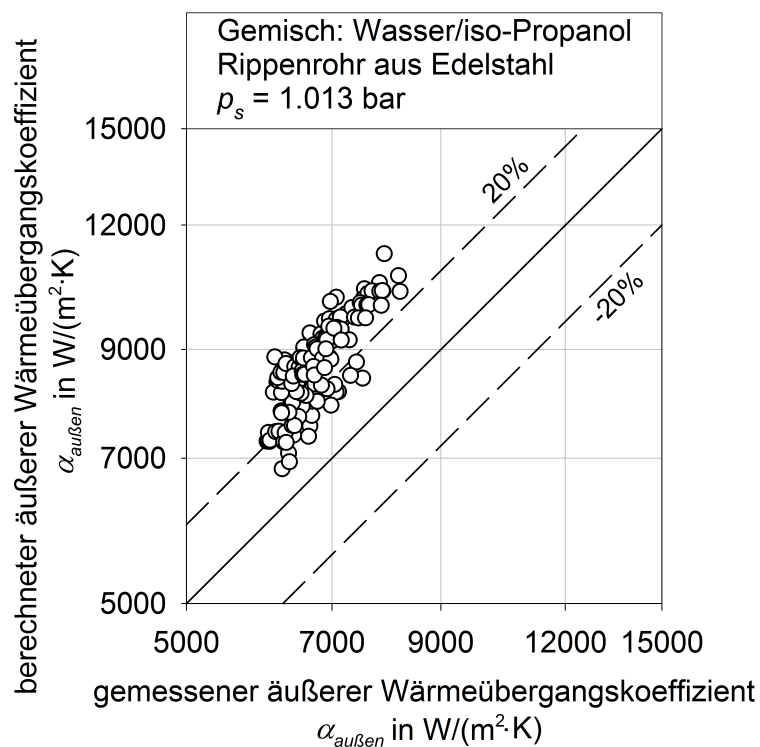


Abbildung 6.31: Paritätsdiagramm des nach Abschnitt 2.2.4 berechneten äußeren Wärmeübergangskoeffizienten über dem gemessenen äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{au\ss}en}$ für ein Edelstahl Rippenrohr

Eine Erklärung für diese Abweichungen liegt wahrscheinlich in den Stoffdaten des Gemisches. Da die beiden Stoffe iso-Propanol und Wasser, wie in Abschnitt 6.1.3 gezeigt, sehr unterschiedliche Werte für die Stoffdaten der Oberflächenspannung σ , der Dichte ρ und der spezifischen Verdampfungsenthalpie Δh_V aufweisen, können schon geringe Abweichungen zu größeren Änderungen zum Beispiel im Flutungswinkel führen. Da bei dem Modell für engsiedende Gemische eine Näherung für die Zusammensetzung des Kondensats getroffen wird, hat dies einen gewissen Einfluss auf die berechneten Werte.

Ein weiterer Grund für diese Abweichung kann in den hohen Werten für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten der Rippenrohre für Reinstoffe liegen. Da daraus ein sehr geringer Widerstand gegen die Wärmeleitung durch das Kondensat resultiert, gewinnt der Widerstand in der Gasphase $R_{th,Diff}$ auch bei engsiedenden Gemischen an Bedeutung und kann eventuell nicht mehr, wie vom Modell für engsiedende Gemische vorgeschlagen, vernachlässigt werden.

6.6 Eigene Modellierung

Beim Vergleich der Messdaten mit den in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Modellen zeigt sich, dass die Modelle die Messwerte nur bedingt wiedergeben können. Zudem ist die Berechnung der Modelle sehr umfangreich und die iterative Bestimmung der Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze sehr umständlich. Daher wird im Folgenden versucht, ein Modell zu finden, das die Messwerte besser beschreibt und die Berechnung des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$ erleichtert. Die bisher vorgestellten Modelle basieren auf physikalischen Überlegungen und den mathematischen Formeln, die die Vorgänge an der Phasengrenze beschreiben. Da diese Modelle die Messergebnisse allerdings nicht wiedergeben können, soll ein anderer Ansatz gewählt werden, der schon bei der Beschreibung des Wärmeübergangskoeffizienten bei der Reinstoffkondensation an einem Rippenrohr durch REIF 2016 sehr vielversprechende Ergebnisse geliefert hat. Es sollen zunächst verschiedene Einflussparameter gefunden werden, die relevant für den Wärmeübergang bei der Kondensation von Gemischen sind. Diese Einflüsse werden dann mit dimensionslosen Kennzahlen beschrieben, aus denen am Ende ein Potenzansatz entwickelt wird.

Einen ähnlichen Ansatz hat ACKERMANN 1968 für die Kondensation in Anwesenheit von Inertgas verworfen. Er schreibt, dass alle Ansätze, den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten mit Hilfe einer Konstante, dem äußeren Wärmeübergangskoeffizienten für den Reinstoff und dem Molanteil in der Gasphase zu beschreiben, kein Ergebnis gebracht haben.

Daher soll hier nicht der äußere Wärmeübergangskoeffizient durch einen Kennzahlenansatz beschrieben werden, sondern zunächst der gaseitige diffusive Wärmeübergangskoeffizient α_{Diff} . Einflussparameter, die nur die Wärmeleitung im Kondensat beschreiben, müssen folglich nicht weiter berücksichtigt werden. Außerdem kann so unter Umständen eine Gleichung gefunden werden, die die gaseitigen Vorgänge unabhängig vom Rohrtyp

beschreibt. Zudem kann davon ausgegangen werden, dass die Gleichungen, die für den kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_L verwendet werden, korrekt sind und somit dieser Einfluss auf die Kondensation bereits bestmöglich beschrieben ist.

6.6.1 Modellierung des diffusiven gaseitigen Wärmeübergangskoeffizienten

Bevor die Modellierung mit Kennzahlen durchgeführt werden kann, müssen zunächst die möglichen Einflussparameter identifiziert werden. Der Vorgang der Gemischkondensation wurde bereits anhand der Abbildung 2.9 in Abschnitt 2.2.3 beschrieben. Dabei wird darauf hingewiesen, dass in der Gasphase ein konvektiver und ein diffusiver Stoffstrom auftritt. Es gilt also Einflussparameter und schließlich Kennzahlen zu finden, die den Wärmeübergang in der Gasphase in Abhängigkeit von diesen beiden Strömen beschreiben.

Eine für die Konvektion relevante dimensionslose Kennzahl ist die Reynolds-Zahl Re . Nach STICHLMAIR 1990 stellt sie das Verhältnis der Trägheitskraft zur Zähigkeitskraft dar. Für diese Modellierung wird sie definiert als

$$Re = \frac{\dot{q} \cdot d_R \cdot \pi}{\eta_G \cdot \Delta h_V} \quad . \quad (6.6)$$

Im Fall der Kondensation bei freier Konvektion beschreibt diese Reynolds-Zahl die Anströmung des Rohres in der Gasphase, der zustande kommt, da an der Phasengrenze etwas auskondensiert. Bei der Kondensation von Reinstoffen und bei der Kondensation von Gemischen, bei der der Vorgang durch das Kondensat am Rohr limitiert ist, fällt der Wärmeübergangskoeffizient bei steigender Wärmestromdichte ab. Bei den hier gezeigten Messwerten ist der Verlauf ansteigend. Daraus lässt sich ableiten, dass der Widerstand gegen den Wärmeübergang in der Gasphase von der Wärmestromdichte abhängt. Da diese direkt in die Reynolds-Zahl eingeht, besteht also ein Zusammenhang von α_{Diff} und der Reynolds-Zahl Re .

Nach BAEHR & STEPHAN 2004 ist der äußere Wärmeübergangskoeffizient bei freier Konvektion abhängig von der Temperaturdifferenz zwischen dem Fluid und der Wand ($T_{Bulk} - T_W$). Dies resultiert aus der Tatsache, dass sich auf Grund der Temperaturdifferenz eine Differenz in der Gasdichte ausbildet, die bei freier Konvektion maßgeblich die Anströmung des Rohres beschreibt. Diese Abhängigkeit wird durch die sogenannte Grashof-Zahl beschrieben. Die thermische Grashof-Zahl ist dabei folgendermaßen definiert:

$$Gr = \frac{g \cdot \beta_{th} \cdot \varrho_G^2 \cdot \left(\frac{\pi}{2} \cdot d_R\right)^3}{\eta_G} \cdot (T_{Ph} - T_{Bulk}) \quad . \quad (6.7)$$

Dabei muss auch hier bei der Grashof-Zahl beachtet werden, dass anstelle der Wandtemperatur T_W die Temperatur an der Phasengrenze T_{Ph} verwendet wird, da diese hier formal die Wand darstellt.

Mit diesen beiden Kennzahlen kann der konvektive Anteil der Gemischkondensation bei freier Konvektion beschrieben werden. Es muss nun also eine Betrachtung des diffusiven Anteils erfolgen. Für einen Diffusionsvorgang ist der Diffusionskoeffizient D_{12} entscheidend, welcher in verschiedenen Kennzahlen zu finden ist. Eine Kennzahl, der sowohl von WEBB ET AL. 1996 als auch von BELGHAZI ET AL. 2003 eine wesentliche Bedeutung bei der Gemischkondensation zugeschrieben wird, ist die Lewis-Zahl Le . Nach STICHLMAIR 1990 setzt die Lewis-Zahl den Wärmeleitstrom und den Diffusionsstrom zueinander ins Verhältnis. Sie kann auch aus dem Quotienten der Schmidt-Zahl Sc und der Prandtl-Zahl Pr berechnet werden:

$$Le = \frac{\lambda_G}{D_{12} \cdot c_{p,G} \cdot \rho_G} = \frac{Sc}{Pr} \quad . \quad (6.8)$$

WEBB ET AL. 1996 zeigen, dass in einem Bereich der Lewis-Zahl zwischen $0.6 < Le < 0.8$ das Filmmmodell und das Gleichgewichtsmodell eine gute Übereinstimmung haben. BELGHAZI ET AL. 2003 nutzen die Lewis-Zahl zu einer Korrektur des Gleichgewichtsmodells um ihre Messdaten damit besser beschreiben zu können.

Die Schmidt-Zahl setzt nach STICHLMAIR 1990 die innere Reibung eines Fluids ins Verhältnis zum Diffusionsstrom:

$$Sc = \frac{\eta_G}{D_{12} \cdot \rho_G} \quad . \quad (2.52)$$

In sehr vielen Kennzahlen-Sätzen wird neben der Reynolds- und der Grashof-Zahl auch die Prandtl-Zahl zur Beschreibung von Wärmeübergangsproblemen verwendet. Dies ist zum Beispiel auch bei den Gleichungen (2.11) und (2.13) der Fall. Nach STICHLMAIR 1990 ist die Prandtl-Zahl das Verhältnis der inneren Reibung zum Wärmeleitstrom:

$$Pr = \frac{\eta_G \cdot c_{p,G}}{\lambda_G} \quad . \quad (2.10)$$

Mit den hier aufgelisteten Kennzahlen lässt sich nun grundsätzlich sowohl der konvektive als auch der diffusive Stoffstrom durch einen Kennzahlensatz beschreiben. Dazu wird folgender Ansatz gewählt:

$$Nu_{Diff} = C \cdot Re_F^n \cdot Gr_{th}^o \cdot Pr^p \cdot Sc^q \quad . \quad (6.9)$$

Der Parameter C und die Exponenten der dimensionslosen Kennzahlen werden mit Hilfe der Software *MATLAB*® an die Messwerte angepasst. Dabei werden nur diejenigen Messwerte verwendet, für die auch ein diffusiver Anteil des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten bestimmt werden konnte, also die weitsiedenden Gemische. Die Ergebnisse für den engsiedenen Bereich des Gemisches iso-Propanol/Wasser wurden nicht berücksichtigt. Die Anpassung der Werte erfolgt durch die Minimierung der Fehlerquadrate der aus den Messwerten berechneten Nu_{Diff} -Zahlen und dem über den

Modellansatz nach Gleichung (6.9) berechneten Wert mit *MATLAB*[®] mit Hilfe des Solvers *lsqnonlin*. Daraus resultiert folgende Gleichung:

$$Nu_{D_{diff}} = 53603 \cdot Re_F^{0.991} \cdot Gr_{th}^{-0.697} \cdot Pr^{-7.902} \cdot Sc^{-0.609} \quad (6.10)$$

In den Abbildungen 6.32 und 6.33 sind für das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan mit der Hauptkomponente iso-Oktan die Paritätsdiagramme aus den berechneten Werten aus dem Modellansatz über den aus den Messwerten berechneten Werten für $Nu_{D_{diff}}$ für das Glattrohr und für das Rippenrohr dargestellt.

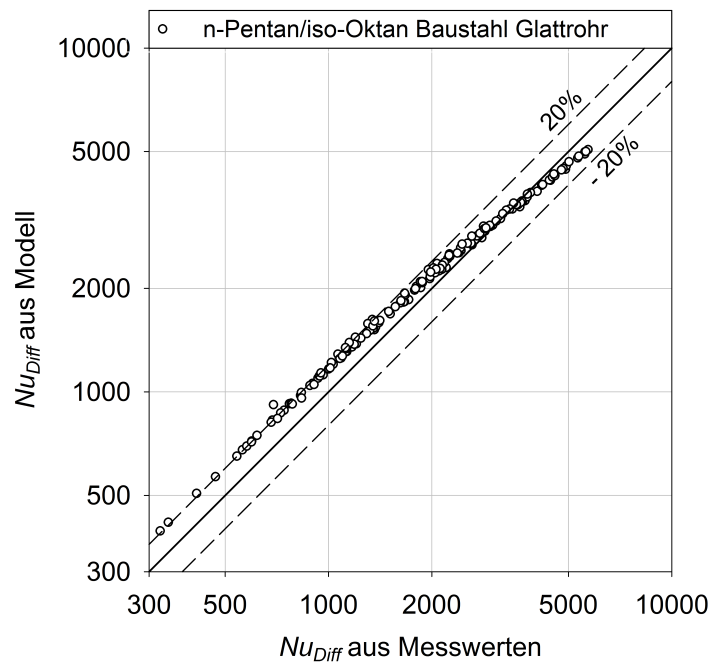


Abbildung 6.32: Paritätsdiagramm für $Nu_{D_{diff}}$ des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan am Glattrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

Die Übereinstimmung des aufgestellten Modells mit den Messdaten ist im Vergleich mit den beiden vorgestellten theoretischen Modellen deutlich besser. Die Messwerte werden von dem aufgestellten Modell tendenziell eher überschätzt, die maximalen Abweichungen liegen jedoch sowohl für das Rippenrohr als auch für das Glattrohr bei nur um die 20%. Für beide Rohre ist eine leichte Tendenz zu erkennen. Beim Rippenrohr nimmt die Abweichung für größere Nußelt-Zahlen ab und für das Glattrohr ergeben sich für große Nußelt-Zahlen sogar kleine negative Abweichungen zu den Messwerten.

Auch für das Gemisch iso-Propanol/Wasser mit der Hauptkomponente Wasser, für das die Paritätsdiagramme in Abbildung 6.34 und 6.35 dargestellt sind, ist die Übereinstimmung sehr gut.

Während beim Glattrohr die Messwerte alle unterschätzt werden, werden am Rippenrohr nur bei kleinen Nußelt-Zahlen die Messwerte unterschätzt, wohingegen bei größeren Nußelt-Zahlen die Messwerte eher leicht überschätzt werden. Die maximale Abweichung der nach dem Modell berechneten Werte zu den Messwerten beträgt für dieses Gemisch

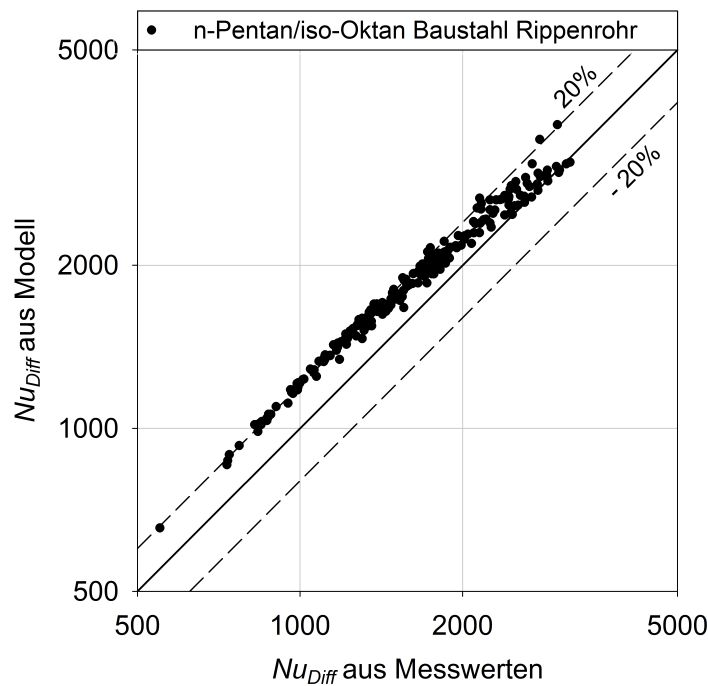


Abbildung 6.33: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches n-Pentan/iso-Oktan am Rippenrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

etwas mehr als $\pm 20\%$. Somit können auch hier diese Messwerte mit dem aufgestellten Kennzahlen-Satz deutlich besser beschrieben werden, als mit dem regulären oder dem modifizierten Filmmodell unter Verwendung der *Lewis-Beziehung*.

Die deutlich schlechteste Übereinstimmung des aufgestellten Modells mit den Messwerten zeigt sich in Abbildung 6.36 für das Gemisch iso-Oktan/n-Pentan mit n-Pentan als Hauptkomponente bei der Kondensation am Edelstahl Rippenrohr.

Im Bereich kleiner Nußelt-Zahlen bis etwa $Nu_{Diff} = 1700$ stimmen das Modell und die Werte noch sehr gut überein. Hier ergibt sich eine leichte Überschätzung der Messwerte durch das Modell um maximal 20%. Ab $Nu_{Diff} = 1700$ kommt es fast schlagartig zu einer deutlichen Verschlechterung. Die Messwerte werden alle unterschätzt und es zeigt sich eine starke Streuung. Die Abweichung vom Modell zu den Messwerten steigt ebenfalls an, so dass sich für diesen Bereich eine Abweichung von bis zu -70% ergibt.

In Abbildung 6.37 ist das Paritätsdiagramm für alle Messwerte der weitsiedenden Gemische aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass das aufgestellte Modell und die Messwerte grundsätzlich gut übereinstimmen und dass Nu_{Diff} für alle Messwerte durch den aufgestellten Kennzahlen-Satz deutlich besser wiedergegeben werden kann als durch das Filmmodell. Die Abweichungen für das Gemisch iso-Oktan/n-Pentan mit der Hauptkomponente n-Pentan deuten jedoch auf eine gewisse Unsicherheit hin.

Die Betrachtung der Messwerte im Paritätsdiagramm für den gesamten äußeren Wärmeübergangskoeffizienten in Abbildung 6.38 zeigt ein ähnliches Bild. Die Abweichungen zwischen den berechneten Werten und den Messwerten werden, genau wie bei den beiden zuvor betrachteten Modellen, durch die Betrachtung des Gesamtvorganges etwas

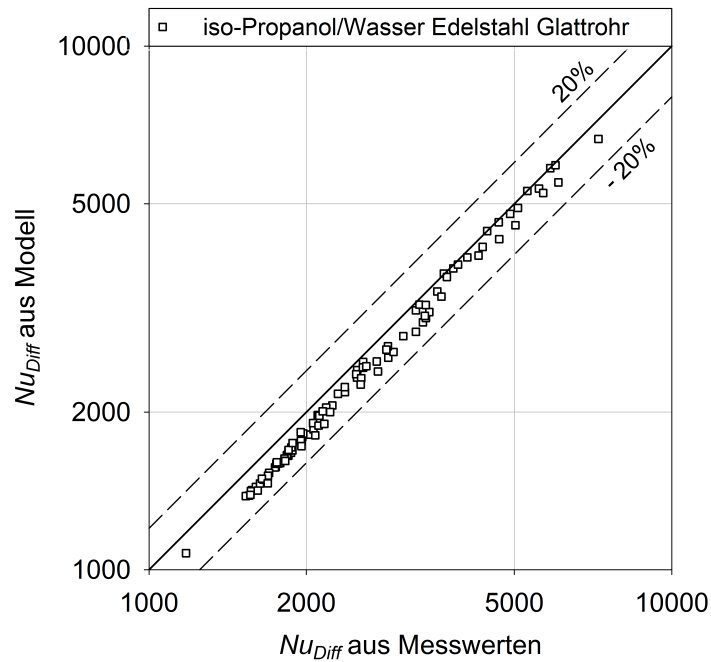


Abbildung 6.34: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches iso-Propanol/Wasser am Glattrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

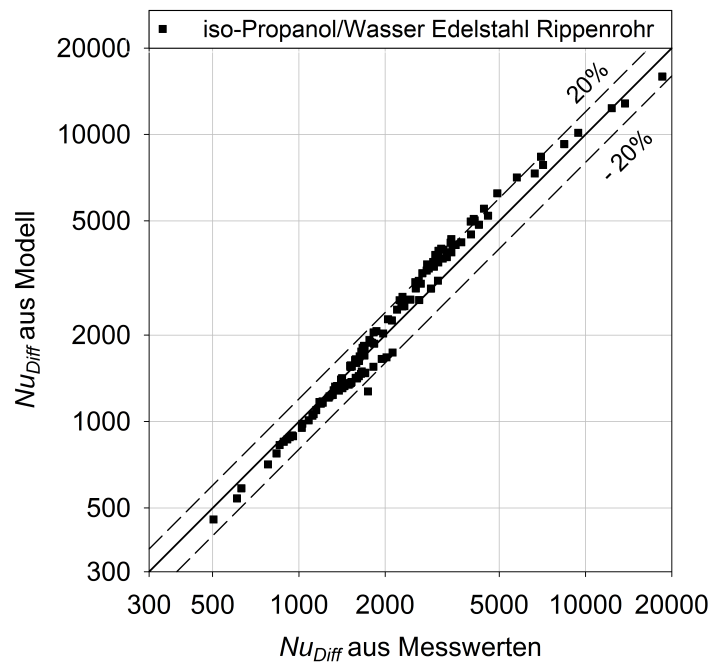


Abbildung 6.35: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches iso-Propanol/Wasser am Rippenrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

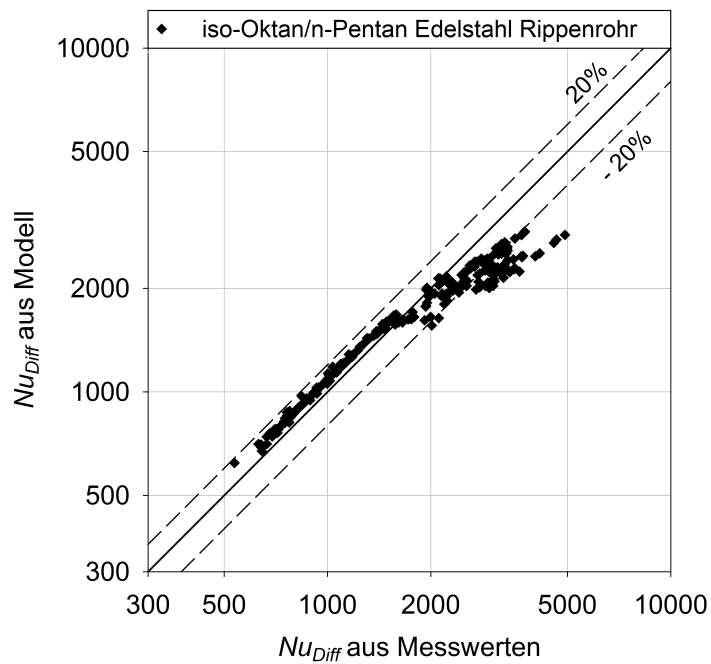


Abbildung 6.36: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} des Gemisches iso-Oktan/n-Pentan am Edelstahl Rippenrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

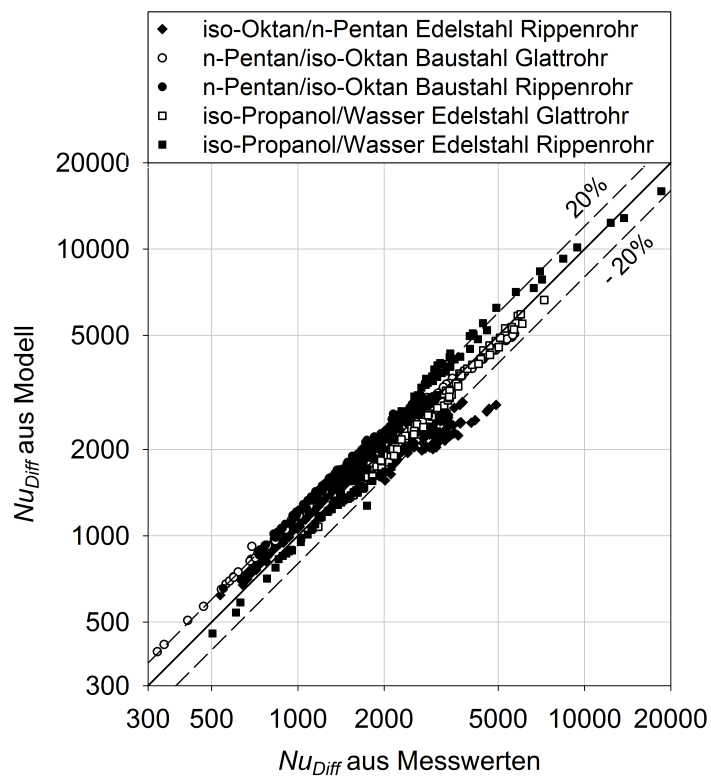


Abbildung 6.37: Paritätsdiagramm für Nu_{Diff} für alle Messwerte der weitsiedenden Gemische im Vergleich zum aufgestellten Modell

kleiner. Die maximale Abweichung beträgt hier für das Gemisch iso-Oktan/n-Pentan mit der Hauptkomponente n-Pentan nur mehr knapp -40% . Für die anderen Gemische ist sie noch kleiner und liegt bei unter $\pm 20\%$.

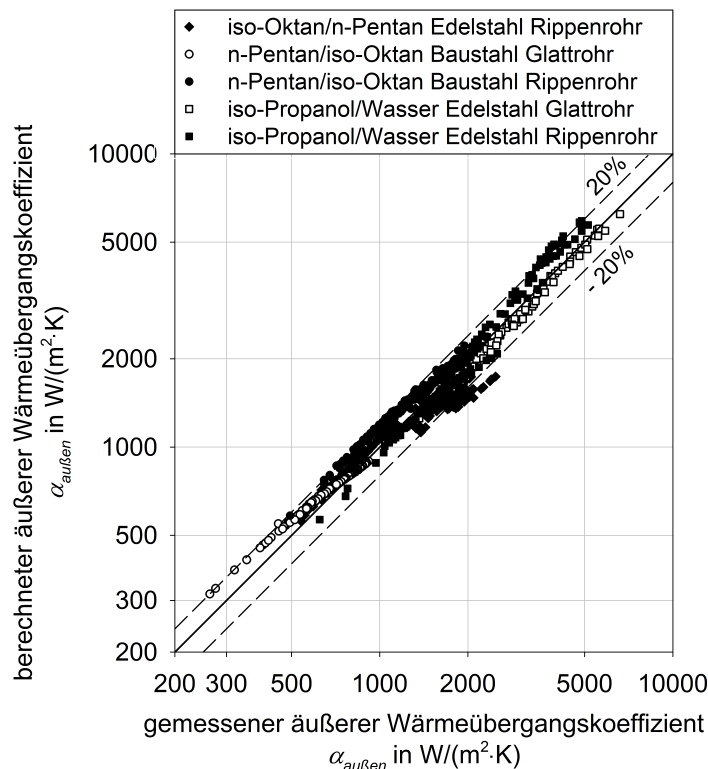


Abbildung 6.38: Paritätsdiagramm der nach dem aufgestellten Modell berechneten Werte für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten für alle Messwerte der weitsiedenden Gemische

In Abschnitt 5.2 wurde gezeigt, dass das Verhalten der Gemischkondensation stark davon abhängt, ob ein eng- oder ein weitsiedendes Gemisch kondensiert wird. Daher soll hier der aufgestellte Kennzahlen-Satz auch mit den Ergebnissen für den engsiedenden Bereich verglichen werden. Auch für den engsiedenden Bereich wird der Wärmeübergangskoeffizient in der Gasphase α_{Diff} nach Gleichung (6.10) berechnet. Aus diesem Wärmeübergangskoeffizient wird dann die Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze bestimmt. Da aus den Messwerten dies nicht möglich war, soll hier der Vergleich analog wie in Abschnitt 6.5 anhand des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{au\beta en}$ erfolgen.

In den Abbildungen 6.39 und 6.40 sind dazu die Paritätsdiagramme für das Glattrrohr und das Rippenrohr dargestellt. Es zeigt sich, dass damit für das Glattrrohr eine sehr gute Übereinstimmung der Messwerte mit den berechneten Werten gefunden werden kann. Die Werte, die vom Modell etwas zu niedrig berechnet werden, sind Werte, bei denen der Molanteil an Wasser größer ist als die azeotrope Zusammensetzung.

Beim Rippenrohr können alle Werte mit einer Abweichung von maximal 40% wiedergegeben werden. Das Modell überschätzt alle Messwerte.

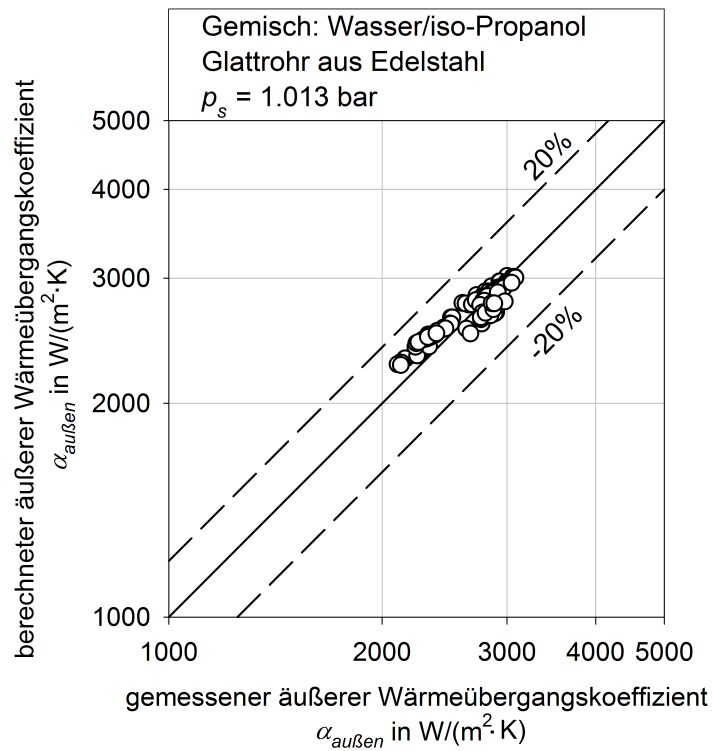


Abbildung 6.39: Paritätsdiagramm für $\alpha_{\text{au\ss en}}$ für den engsiedenden Bereich des Gemisches Wasser/iso-Propanol am Edelstahl Glattrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

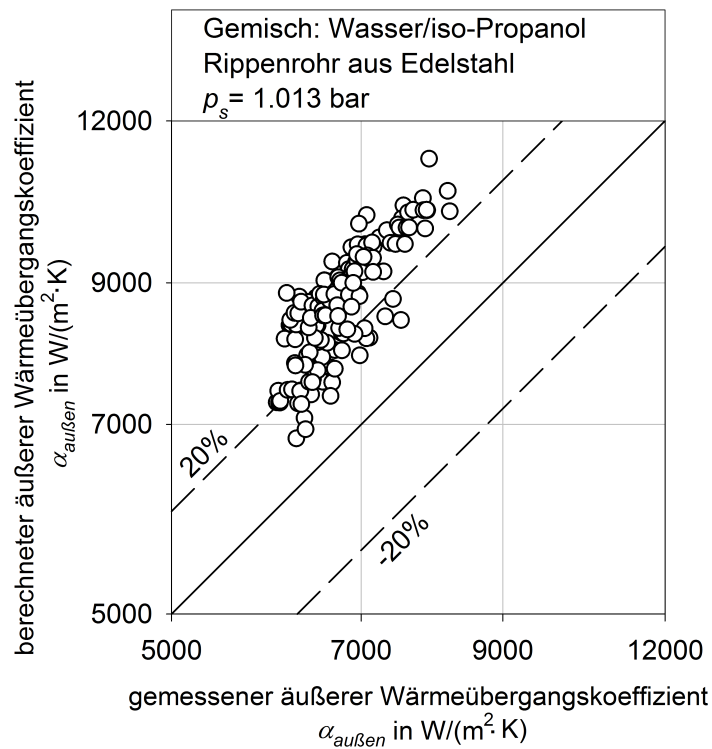


Abbildung 6.40: Paritätsdiagramm für $\alpha_{\text{au\ss en}}$ für den engsiedenden Bereich des Gemisches Wasser/iso-Propanol am Edelstahl Rippenrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

Grundsätzlich lässt sich sagen, dass mit dem hier gezeigten Vorgehen auch die Messwerte im eng siedenden Bereich besser abgebildet werden können als mit dem im Abschnitt 6.5 geschilderten Verfahren. Allerdings ist diese Verbesserung sehr gering. Eine Erklärung für die im Vergleich zu den Messwerten in den weitsiedenden Gemischbereichen immer noch großen Abweichungen kann sein, dass die bessere Beschreibung des diffusiven gasseitigen Wärmeübergangskoeffizient im Bereich der Limitierung durch die Wärmeleitung durch das Kondensat keinen Einfluss auf die Beschreibung des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten hat. Im Umkehrschluss würde das allerdings bedeuten, dass die Beschreibung des kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizienten der Kondensation eng siedender Gemische mit Gleichung (2.32) nur bedingt geeignet ist.

6.6.2 Modellierung des thermodynamischen Parameters Z

Das in Abschnitt 6.6.1 aufgestellte Modell ist nur für die hier gezeigten Messungen gültig. Bei anderer Geometrie oder Strömungsführung verliert die Gleichung ihre Gültigkeit. Somit ist der nächste logische Schritt, das Modell von der Strömungsführung unabhängig aufzustellen. Diese Modellierung kann an den hier durchgeführten Messungen erfolgen, muss allerdings für andere Strömungsführungen noch mit Messungen validiert werden. Eine abschließende Bewertung eines Modells, unabhängig von der Strömungsführung, ist hier also nicht möglich.

In Abschnitt 6.6.1 wird der diffusive gasseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Diff} mit einem Modell beschrieben. Dieser Wärmeübergangskoeffizient setzt sich nach Gleichung (2.44) aus zwei verschiedenen Parametern zusammen:

$$\alpha_{Diff} = \frac{\alpha_G}{Z} \quad . \quad (6.11)$$

Der diffusive gasseitige Wärmeübergangskoeffizient hängt somit vom einphasigen gasseitigen Wärmeübergangskoeffizient α_G ab. Dieser ist abhängig von der Strömungsführung und wird je nach Strömungsführung anders berechnet. Da zur Berechnung von α_G für verschiedene Strömungsführungen zum Beispiel im *VDI Wärmetlas* verschiedene Ansätze und Gleichungen existieren, kann dieser Wert als bekannt vorausgesetzt werden. Somit bleibt lediglich der thermodynamische Parameter Z als unbekannte Größe übrig, die mit einem Modell beschrieben werden muss.

Analog zum vorangegangenen Abschnitt soll hier eine Anpassung mittels dimensionsloser Kennzahlen durchgeführt werden. Eine wesentliche Rolle spielt dabei die Definition von Z als Verhältnis der gasseitigen Wärmestromdichte \dot{q}_G zur gesamten Wärmestromdichte \dot{q} . Wesentliche Einflussgrößen sind damit bereits vorgegeben. Neben der gesamten Wärmestromdichte \dot{q} ist dies die spezifische Wärmekapazität $c_{p,G}$ des Gases. Diese beiden Größen werden in den beiden Kennzahlen Reynolds-Zahl bzw. Prandtl-Zahl berücksichtigt, die nach Gleichung (6.6) und Gleichung (2.10) definiert sind. Eine Anpassung von Z mit diesen beiden Kennzahlen liefert jedoch noch keine zufriedenstellenden Ergebnisse, so dass weitere Einflussfaktoren berücksichtigt werden müssen.

Eine Möglichkeit ergibt sich aus der Betrachtung der Enthalpieänderungen. Die Enthalpieänderung der Gasphase hin zur Phasengrenze wird durch den Term $c_{p,G} \cdot (T_{Bulk} - T_{Ph})$ beschrieben. Es muss allerdings nicht nur die Enthalpieänderung der Gasphase betrachtet werden, sondern auch die des Phasenwechsels Δh_V . Diese beiden Enthalpieänderungen werden von der sogenannten Jakob-Zahl berücksichtigt:

$$Ja = \frac{c_{p,G} \cdot (T_{Bulk} - T_{Ph})}{\Delta h_V} \quad . \quad (6.12)$$

Die Jakob-Zahl ist nach POLIFKE & KOPITZ 2005 das Verhältnis der fühlbaren Wärme zur Umwandlungsenthalpie und bei der Kondensation und beim Sieden das Äquivalent zur Phasenänderungs-Zahl, die bei Erstarrungs- und Schmelzvorgängen verwendet wird. Dadurch erhält man allerdings eine Abhängigkeit von der Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze.

Da in die Jakob-Zahl, genau wie in die Prandtl-Zahl, die spezifische Wärmekapazität des Gases eingeht und diese zunächst nur wegen der Wärmekapazität berücksichtigt wurde, liegt der Schluss nahe, dass die Prandtl-Zahl nicht zur Beschreibung von Z notwendig ist. Es zeigt sich jedoch, dass eine Kombination der Prandtl-, der Reynolds- und der Jakob-Zahl die besten Ergebnisse liefert. Die Anpassung erfolgt analog zum vorangegangenen Abschnitt mittels *MATLAB*[®] unter Verwendung des Solvers *lsqnonlin*. Der Parameter Z wird nach der Anpassung mit folgender Gleichung beschrieben:

$$Z = 97.883 \cdot Re^{-0.975} \cdot Pr^{-3.040} \cdot Ja^{1.420} \quad . \quad (6.13)$$

Der kondensatseitige Wärmeübergangskoeffizient α_L wird analog zu den bisher beschriebenen Modellen bei der Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze über die Gleichung (2.20) für das Glattrohr und die Gleichung (2.32) für das Rippenrohr berechnet. Der einphasige gaseitige Wärmeübergangskoeffizient wird bei Gaskernphasentemperatur nach Gleichung (2.13) berechnet. Auch in diesem Fall fungiert die Phasengrenze formal als Wand und somit muss auch hier in Gleichung (2.13) anstelle von T_W die Temperatur T_{Ph} an der Phasengrenze eingesetzt werden. Das hat zur Folge, dass auch hier T_{Ph} iterativ bestimmt werden muss.

In Abbildung 6.41 ist das Paritätsdiagramm des Parameters Z für das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan mit iso-Oktan als Hauptkomponente am Glattrohr und in Abbildung 6.42 für das Rippenrohr dargestellt.

Sowohl für das Glattrohr, als auch für das Rippenrohr stimmen die nach dem Modell berechneten Werte mit den Messwerten sehr gut überein. Bei beiden Rohrtypen ist die Abweichung für alle Messwerte deutlich kleiner als die eingezeichneten 20%. Die Werte zeigen eine minimale Tendenz: Bei kleinen Werten für Z werden bei beiden Rohrtypen die Messwerte etwas unterschätzt, wohingegen bei großen Werten für Z die Messwerte vom Modell etwas überschätzt werden. Generell ist die Übereinstimmung des Modells mit den Messwerten für das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan jedoch sehr gut.

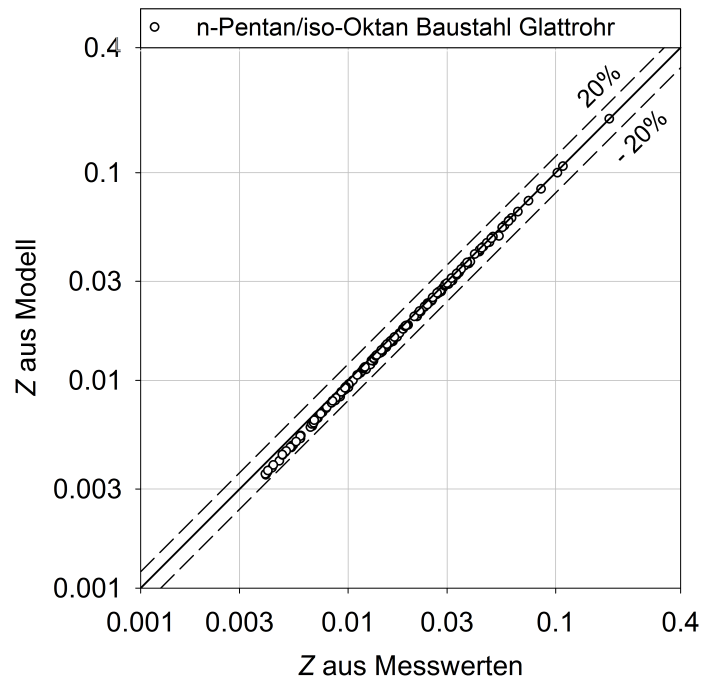


Abbildung 6.41: Paritätsdiagramm der nach dem Modell berechneten Werte für Z für das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan am Glattrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

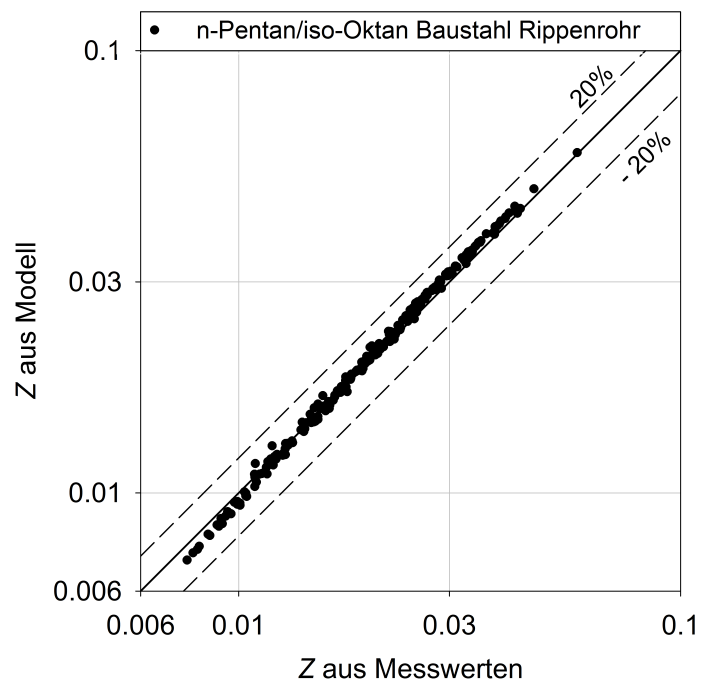


Abbildung 6.42: Paritätsdiagramm der nach dem Modell berechneten Werte für Z für das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan am Rippenrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

In den Abbildungen 6.43 und 6.44 sind die Paritätsdiagramme für das Gemisch iso-Propanol/Wasser mit Wasser als Hauptkomponente am Glattrohr und am Rippenrohr zu finden. Auch für dieses Gemisch zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der theoretischen mit den gemessenen Werten. Am Glattrohr ist die Abweichung der Werte extrem klein und liegt bei wenigen Prozent. Die Werte streuen etwas um die Diagonale und zeigen keinerlei abweichende Tendenz. Am Rippenrohr lässt sich ebenfalls keine Tendenz der Werte ablesen, auch hier folgen die Werte mit einer gewissen Streuung der Diagonalen. Die maximale Abweichung ist hier allerdings etwas größer als am Glattrohr. Sie liegt im Bereich von $Z = 0.003$ und beträgt etwas weniger als 20%. Das aufgestellte Modell beschreibt den thermodynamischen Faktor Z auch für das Gemisch iso-Propanol/Wasser sehr gut.

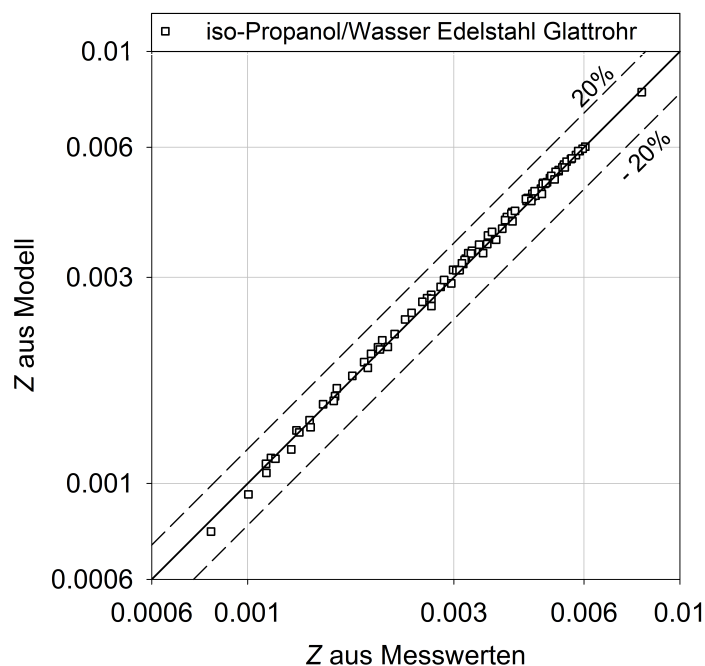


Abbildung 6.43: Paritätsdiagramm der nach dem Modell berechneten Werte für Z für das Gemisch iso-Propanol/Wasser am Glattrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

Das Paritätsdiagramm für das letzte weitsiedende Gemisch iso-Oktan/n-Pentan mit n-Pentan als Hauptkomponente ist in Abbildung 6.45 dargestellt. Wie bei den anderen beiden Gemischen ist auch hier die Übereinstimmung der theoretischen Werte mit den Messwerten sehr gut. Im Bereich von $Z < 0.01$ zeigen sich mit knapp 20% die größten Abweichungen, die allerdings für größere Werte von Z deutlich kleiner werden. Ab Werten von $Z = 0.02$ liegen die Werte nur wenige Prozent von der Diagonalen entfernt und schwanken um diese.

In Abbildung 6.46 findet sich das Paritätsdiagramm für alle Messwerte der weitsiedenden Gemische. Es bleibt festzuhalten, dass der aufgestellte Kennzahlen-Satz die aus den Messwerten berechneten Werte für Z sehr gut und mit einer Abweichung von maximal

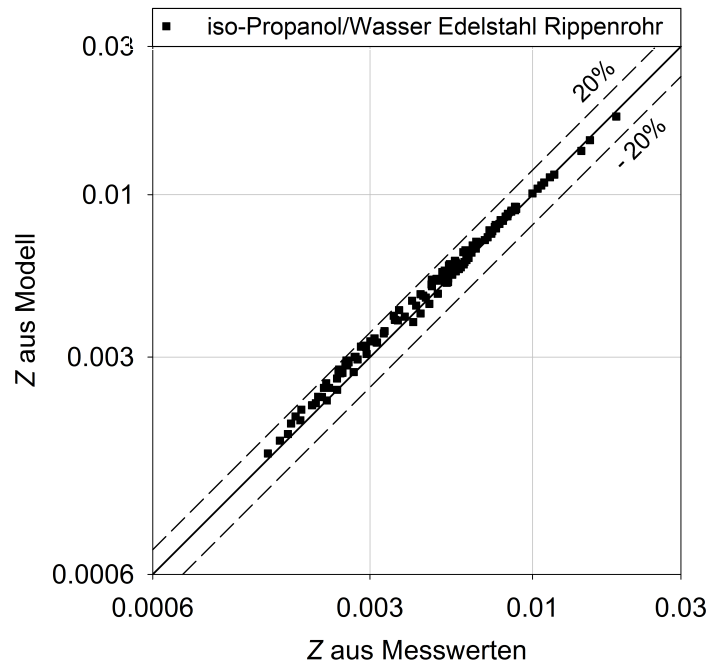


Abbildung 6.44: Paritätsdiagramm der nach dem Modell berechneten Werte für Z für das Gemisch iso-Propanol/Wasser am Rippenrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

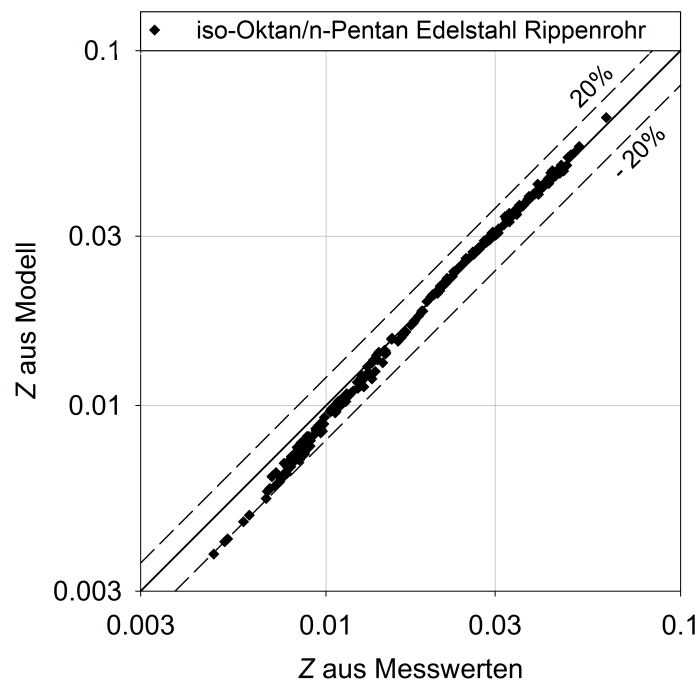


Abbildung 6.45: Paritätsdiagramm der nach dem Modell berechneten Werte für Z für das Gemisch iso-Oktan/n-Pentan am Rippenrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

20 % für alle Messwerte wiedergeben kann. Damit ist das aufgestellte Modell sehr gut geeignet den diffusiven gaseitigen Wärmeübergangskoeffizienten zu beschreiben.

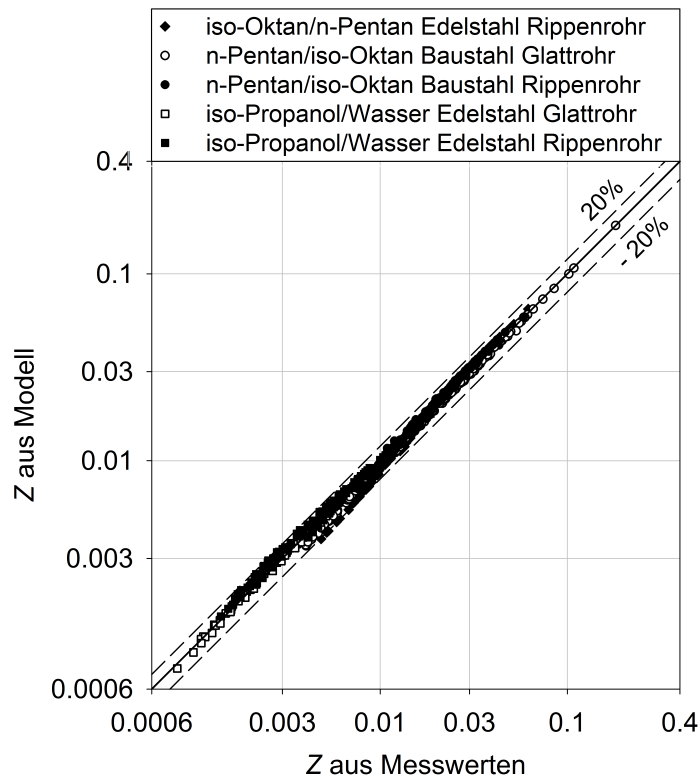


Abbildung 6.46: Paritätsdiagramm der nach dem Modell berechneten Werte für Z für alle Messwerte der weitsiedenden Gemische im Vergleich zum aufgestellten Modell

In Abbildung 6.47 ist das Paritätsdiagramm für alle Messwerte für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{au\ss}en}$ dargestellt. Wie bei den vorherigen Modellen verbessert sich auch hier die Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Werten ein wenig, wenn man den gesamten äußeren Wärmeübergangskoeffizienten betrachtet. Die dargestellten Ergebnisse zeigen, dass im weitsiedenden Bereich die aufgestellte Kennzahlgleichung die Messwerte sowohl im Vergleich mit dem Filmmodell, als auch im Vergleich mit dem Modell zur Beschreibung von α_{Diff} mit Abstand am besten beschreibt.

Auch für das Modell zur Berechnung von Z soll der Vergleich für den engsiedenden Bereich des Gemisches iso-Propanol/Wasser angestellt werden. Die Paritätsdiagramme für das Glattrohr und für das Rippenrohr dazu finden sich in den Abbildungen 6.48 und 6.49.

Die Diagramme unterscheiden sich im wesentlichen nicht von denen des Modells für den diffusiven gaseitigen Wärmeübergangskoeffizienten in Abschnitt 6.6.1 oder denen des Modells für ein sehr engsiedendes Gemisch aus Abschnitt 6.5. Die Messpunkte liegen für beide Rohrtypen etwas näher an der Diagonalen, so dass für das Glattrohr eine sehr gute Übereinstimmung mit einer maximalen Abweichung von um die $\pm 10\%$ erreicht wird.

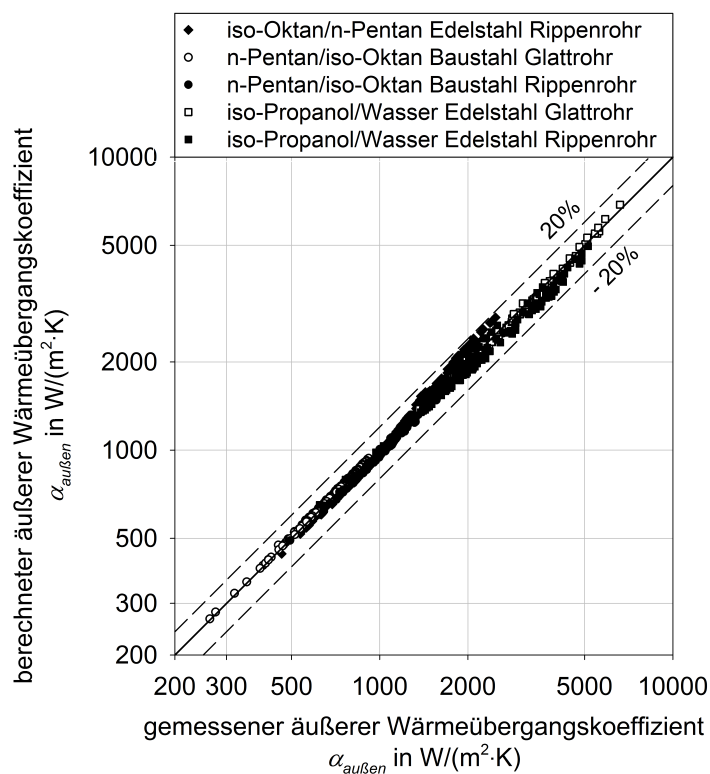


Abbildung 6.47: Paritätsdiagramm der nach dem Modell berechneten Werte für $\alpha_{au\beta en}$ für alle Messwerte der weitsiedenden Gemische

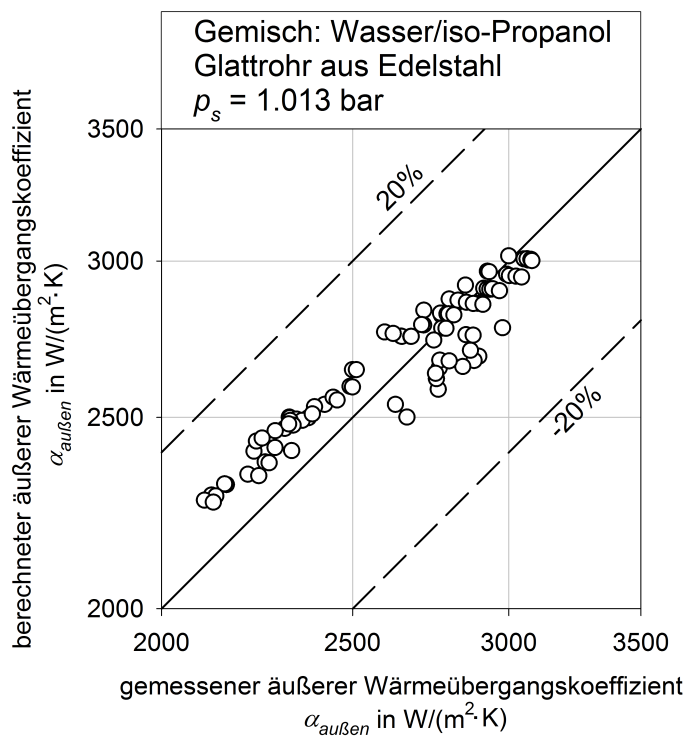


Abbildung 6.48: Paritätsdiagramm für $\alpha_{au\beta en}$ für den engsiedenden Bereich des Gemisches Wasser/iso-Propanol am Edelstahl Glattrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

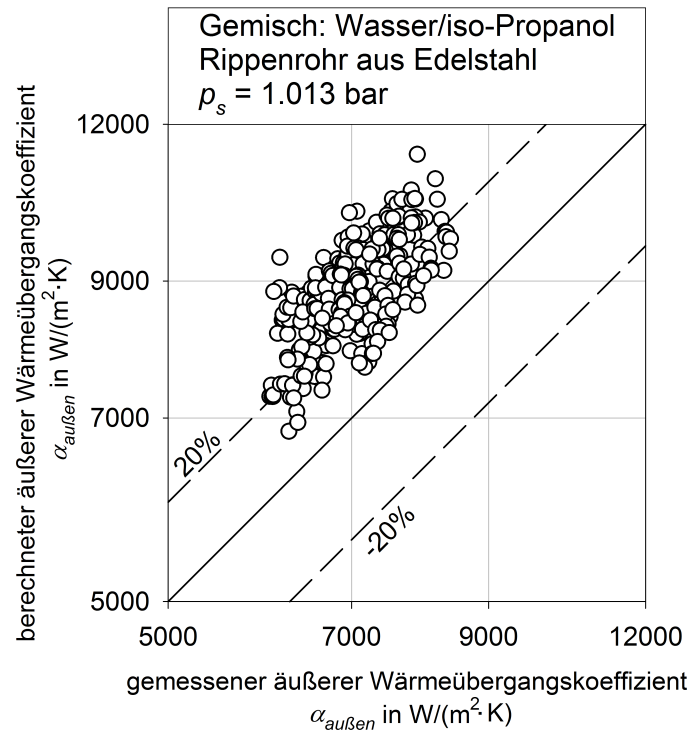


Abbildung 6.49: Paritätsdiagramm für $\alpha_{\text{außen}}$ für den engsiedenden Bereich des Gemisches Wasser/iso-Propanol am Edelstahl Rippenrohr im Vergleich zum aufgestellten Modell

Für das Rippenrohr ist die Abweichung größer als beim Glattrohr und auch größer als die Abweichung der Werte in den weitsiedenden Bereichen. Die maximale Abweichung beträgt hier um die 50 %. Dennoch kann im Vergleich mit den Abbildungen 6.30, 6.31, 6.39 und 6.40 festgehalten werden, dass mit dem Modell zur Beschreibung des Parameters Z auch diese Werte gut beschrieben werden können.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass mit dem aufgestellten Kennzahlen-Satz der äußere Wärmeübergangskoeffizient sehr gut wiedergegeben werden kann. Das Modell zur Beschreibung des thermodynamischen Parameters Z liefert dabei deutlich bessere Ergebnisse als das vorgestellte Filmmodell, ganz gleich ob mit oder ohne Verwendung der *Lewis-Beziehung*. Auch für die Ergebnisse der engsiedenden Gemische ist mit diesem Modell eine leichte Verbesserung zu erkennen.

6.6.3 Bewertung der aufgestellten Modelle

Beide im Rahmen dieser Arbeit aufgestellten Modelle, der Kennzahlensatz für α_{Diff} aus Abschnitt 6.6.1 sowie der für Z aus Abschnitt 6.6.2, beschreiben den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von Gemischen für die durchgeführten Messungen deutlich besser als das Filmmodell. Das Modell zur Beschreibung des Parameters Z ist dabei nochmals exakter als das Modell, mit dem der diffusive gaseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Diff} beschrieben wird. Beide Modelle können sowohl den weitsiedenden Bereich der untersuchten Gemische, als auch den sehr engsiedenden

Bereich des Gemisches iso-Propanol/Wasser sehr gut beschreiben. Neben der besseren Übereinstimmung mit den Messwerten liegt ein weiterer Vorteil der beiden aufgestellten Modelle darin, dass die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten mit diesen Modellen sehr einfach ist. Zudem sind für die Berechnung von Z nur vier Stoffgrößen, nämlich die spezifische Verdampfungsenthalpie Δh_V , die spezifischen Wärmekapazität $c_{p,G}$, die Wärmeleitfähigkeit λ_G und die Viskosität η_G , notwendig.

Neben diesen Vorteilen der beiden Modelle ist allerdings der Nachteil des Filmmodells im Vergleich zum Gleichgewichtsmodell bestehen geblieben: Zur Berechnung ist die unbekannte Temperatur an der Phasengrenze T_{Ph} notwendig. Diese geht in die thermische Grashof-Zahl Gr ein, ist also sowohl zur Berechnung von α_{Diff} als auch von α_G notwendig. Auf Grund der untersuchten freien Konvektion ist die Verwendung der thermischen Grashof-Zahl zur Bestimmung von α_G nicht zu umgehen. Doch auch für andere Strömungsverhältnisse ist das Modell zur Bestimmung von Z abhängig von der Temperatur an der Phasengrenze, da diese für die Berechnung der Jakob-Zahl benötigt wird. Die Temperatur an der Phasengrenze muss zur Berechnung der Modelle also iterativ bestimmt werden, um den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten berechnen zu können.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Kondensation von Gemischen an Glattrohren und strukturierten Rohren untersucht, um die Datenbasis zur Kondensation von Gemischen zu erweitern. Zudem wurden die existierenden theoretischen Modelle überprüft. Es wurden die äußeren Wärmeübergangskoeffizienten von zwei binären Gemischen vermessen, wobei der Bereich der Gemischzusammensetzung die wesentlichen Bereiche mit einer Haupt- und einer Nebenkomponekte abdeckt. Äquimolare Zusammensetzungen wurden nicht betrachtet.

Die Messungen wurden an zwei annähernd identischen Anlagen durchgeführt, die durch den Vergleich mit der *Nußelt'schen Wasserhauttheorie* für die Kondensation eines Reinstoffes an einem Glattrohr validiert wurden. Die Energiebilanz zur Bestimmung des übertragenen Wärmestroms wird auf der Kühlwasserseite betrachtet. Auf der Dampfseite wird von freier Konvektion sowie einheitlicher Temperatur und Zusammensetzung ausgegangen. Unter der Bedingung, dass der innere Wärmeübergangskoeffizient und die Wärmeleitung bekannt sind, kann aus dem übertragenen Wärmestrom der äußere Wärmeübergangskoeffizient berechnet werden. Die erhaltenen Wärmeübergangskoeffizienten für die Kondensation von Gemischen werden mit dem Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937 und einer Modifikation des Filmmodells durch Verwendung der *Lewis-Beziehung* verglichen. Ein Vergleich mit dem Gleichgewichtsmodell nach SILVER 1947 ist für freie Konvektion nicht möglich.

Für weitsiedende Gemische liegen die gemessenen äußeren Wärmeübergangskoeffizienten stets unter den Werten für die jeweiligen Reinstoffe, wobei es dabei teilweise zu drastischen Verschlechterungen des Wärmeübergangs kommt. Anders als bei der Kondensation von Reinstoffen ergibt sich ein ansteigender Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten über der Wärmestromdichte. Zudem lässt sich eine Abhängigkeit von der Zusammensetzung des Gasgemisches feststellen. Je größer der Molanteil einer zweiten Komponente im Gemisch, unabhängig davon ob es der Leicht- oder der Schwersieder ist, desto niedriger ist der gemessene Wärmeübergangskoeffizient. Für sehr kleine Molanteile der zweiten Komponente werden annähernd die Wärmeübergangskoeffizienten des Reinstoffes gemessen. Bei den Messungen am Glattrohr kann bei hohen Wärmestromdichten und Gaszusammensetzungen nahe am Reinstoff zudem ein leichtes Abflachen des Verlaufes des Wärmeübergangskoeffizienten über der Wärmestromdichte beobachtet werden.

Der Vergleich der Messwerte am Glattrohr und am Rippenrohr zeigt, dass durch Verwendung des Rippenrohres eine Steigerung im äußeren Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von Gemischen erreicht werden kann. Je stärker der Wärmeübergang allerdings von Vorgängen in der Gasphase limitiert ist, desto geringer ist diese Steigerung. Eine Ausnahme stellen hier die Gemische mit Wasser als Hautkomponente dar. Hier schneidet das Glattrohr besser ab als das Rippenrohr. Dieses Verhalten lässt sich auf den sehr kleinen Flutungswinkel am Rippenrohr für Gemische mit einem sehr großen

Wasseranteil zurückführen. Je größer allerdings der Molanteil von iso-Propanol wird, desto geringer werden die Unterschiede zwischen Rippenrohr und Glattrohr.

Basierend auf den Überlegungen der theoretischen Modelle nach SILVER 1947 und COLBURN & DREW 1937 lässt sich für die weitsiedenden Gemischbereiche der äußere Wärmeübergangskoeffizient bei der Kondensation von Gemischen in den kondensatseitigen und in den diffusiven gaseitigen Wärmeübergangskoeffizient zerlegen. Dabei kann der kondensatseitige Wärmeübergangskoeffizient mit den Berechnungsgleichungen für die Kondensation von Reinstoffen mit den Stoffdaten des Kondensats berechnet werden. Mit Hilfe dieser Unterteilung lässt sich derjenige Schritt identifizieren, der für den gesamten Kondensationsvorgang limitierend ist. Für alle untersuchten weitsiedenden Gemische, bis auf das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan am Glattrohr, ist dies der Widerstand in der Gasphase gegen den Wärmeübergang. Beim Gemisch n-Pentan/iso-Oktan, das am Glattrohr kondensiert, liegen beide Wärmeübergangskoeffizienten in derselben Größenordnung und somit lässt sich nicht eindeutig ein limitierender Schritt identifizieren. Der diffusive gaseitige Wärmeübergangskoeffizient, der die Kondensation bei den anderen untersuchten Gemischen und Rohrtypen limitiert, steht für den Antransport an die Phasengrenze. Der Widerstand in der Gasphase gegen den Wärmeübergang resultiert aus einem dem Kondensationsstrom in der Gasphase entgegen gerichteten diffusiven Stoffstrom.

Der Vergleich der Messwerte der weitsiedenden Gemische mit dem Filmmodell nach COLBURN & DREW 1937 zeigt, dass das Modell nicht geeignet ist um die Messwerte zu beschreiben. Während die theoretisch berechneten Werte für die gaseitige Nußelt-Zahl Nu_{Diff} für das Gemisch iso-Oktan/n-Pentan mit n-Pentan als Hauptkomponente bei der Kondensation am Edelstahl Rippenrohr noch sehr gute Ergebnisse liefert, sind für dieses Gemisch nur mit der Hauptkomponente iso-Oktan die Abweichungen zu den gemessenen Werten sowohl am Glattrohr als auch am Rippenrohr sehr groß. Die größten Abweichungen zeigen sich jedoch für das Gemisch iso-Propanol/Wasser, bei dem die theoretischen Werte von den Messwerten um bis zu 300 % abweichen. Die Modifikation des Filmmodells durch Verwendung der *Lewis-Beziehung* verbessert die Übereinstimmung der theoretisch berechneten Werte mit den Messwerten. Die theoretisch berechneten gaseitigen Nußelt-Zahlen weichen weniger stark von den Messwerten ab. Dennoch ist auch das modifizierte Filmmodell nur bedingt geeignet um die Messdaten in den weitsiedenden Gemischbereich am Glatt- und am Rippenrohr beschreiben zu können.

Im engsiedenden Bereich des Gemisches Wasser/iso-Propanol liegen die gemessenen äußeren Wärmeübergangskoeffizienten in der Größenordnung der entsprechenden Werte der Reinstoffe und zum Teil sogar deutlich darüber. Genau wie bei Reinstoffmessungen ergibt sich ein abfallender Verlauf der gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten über der Wärmestromdichte. Mit zunehmendem Anteil der zweiten Komponente im Gasraum steigen in diesem Fall die Werte für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten an und nähern sich den Werten für die Kondensation des zweiten Reinstoffes, Wasser, an.

Die Überlegung bezüglich der zwei hintereinander geschalteten Widerständen bei der Kondensation von Gemischen lässt sich auf den engsiedenden Bereich nicht übertragen. Hier wird der Widerstand in der Gasphase vernachlässigbar klein und eine Analyse der Werte ist nicht mehr sinnvoll. Ein Vergleich der Temperaturniveaus zeigt, dass hier eine örtliche Totalkondensation stattfindet. Für diesen Fall gibt es die Berechnungsvorschrift, dass der äußere Wärmeübergangskoeffizient mit den Reinstoffgleichungen unter Verwendung der Gemischstoffdaten berechnet werden kann. Die Werte, die sich nach dieser Berechnungsvorschrift ergeben, stimmen mit den Messwerten im engsiedenden Bereich gut überein.

Auf Grund der guten Übereinstimmung der Berechnungsvorschrift im engsiedenden Bereich mit den Messwerten ist eine Modellerstellung für diesen Bereich nicht notwendig. Dies steht im Gegensatz zum weitsiedenden Bereich, in dem eine Modellierung anhand eines Potenzansatzes mittels dimensionsloser Kennzahlen durchgeführt wurde. Die Unterteilung in einen kondensatseitigen und in einen diffusiven gasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten impliziert, dass für das Rippenrohr und für das Glattrohr die fluiddynamischen Effekte am Rohr alle mit dem kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizienten beschrieben werden. Daraus ergibt sich die Vermutung, dass mittels einer einzigen Gleichung der diffusive gasseitige Wärmeübergangskoeffizient für beide Rohrtypen beschrieben werden kann. Durch Analyse der relevanten Einflussgrößen auf den gasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten können die relevanten dimensionslosen Kennzahlen identifiziert werden, die zur Beschreibung des Vorgangs notwendig sind. Es zeigt sich, dass der aufgestellte Potenzansatz die Messwerte deutlich besser beschreiben kann, als das reguläre oder das modifizierte Filmmodell.

Um das Modell unabhängig von der Strömungsführung zu machen, wird im nächsten Schritt nicht der diffusive gasseitige Wärmeübergangskoeffizient sondern der thermodynamische Parameter Z modelliert. Der aufgestellte Kennzahlensatz beschreibt den thermodynamischen Parameter Z sehr gut. Zudem wird der äußere Wärmeübergangskoeffizient für die Kondensation von Gemischen mit diesem Parameter und vorhandenen Gleichungen zur Berechnung des kondensatseitigen Wärmeübergangskoeffizienten und des einphasigen gasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten im Vergleich mit allen vorher bereits diskutierten Modellen mit Abstand am besten beschrieben. Wendet man diesen Kennzahlensatz auf den engsiedenden Bereich an, so ergibt sich auch hier eine leichte Verbesserung der Vorausberechnung des Wärmeübergangs.

Im Gegensatz zum Filmmodell liefert der in der Arbeit aufgestellte Potenzansatz sehr vielversprechende Ergebnisse. Die Überlegung, durch Anpassung des Parameters Z das Modell unabhängig zur Strömungsführung zu machen, muss allerdings noch validiert werden. Des Weiteren wurde das Modell bisher erst an zwei Gemischen und nur mit Einzelrohrmessungen validiert. Daraus ergeben sich die nächsten Schritte für weitere Messungen: Zum Einen muss für die freie Konvektion und die hier gezeigte Strömungsführung die Datenbasis deutlich erweitert werden, um das aufgestellte Modell richtig validieren zu können. Besonders interessant sind hier Gemische, die knapp außerhalb des Gültigkeitsbereichs der Berechnungsvorschrift für engsiedende Gemische liegen und somit nicht mehr engsiedend aber auch nicht wirklich weitsiedend sind.

Des Weiteren muss die Strömungsführung variiert werden, um zu überprüfen, ob durch die Anpassung des Parameters Z wirklich eine von der Strömungsführung unabhängige Beschreibung der Kondensation von Gemischen erreicht wird. Zu Letzt sind in technischen Apparaten auch keine Einzelrohre sondern Rohrbündel eingebaut. Das Verhalten der Kondensation von Gemischen an Rohrbündeln unter Strömungsführung muss demnach ebenfalls noch detailliert betrachtet werden.

A Anhang

A.1 Herleitung der Molenstromdichte nach dem Filmmodell

Im Filmmodell ist der Massenstrom \dot{M}_i der Komponente i und damit auch der Molenstrom \dot{N}_i unabhängig vom Abstand zur Phasengrenze z :

$$\frac{\partial \dot{M}_1}{\partial z} = \frac{\partial \dot{N}_1}{\partial z} = 0 \quad . \quad (\text{A.1})$$

Geht man davon aus, dass sich der gesamte Strom aus einem konvektiven Anteil und einem diffusiven Anteil zusammensetzt so erhält man folgende Gleichung

$$\dot{N}_1 = y_1 \cdot \dot{N} + j_1 \cdot A \quad (\text{A.2})$$

für den Molenstrom der Komponente 1. Für die Diffusionsmengenstromdichte j_1 der Komponente 1 kann man mit dem Fick'sche Gesetz nach FICK 1855 folgende Gleichung schreiben:

$$j_1 = -D_{12} \cdot c_G \cdot \frac{\partial y_1}{\partial z} \quad (\text{A.3})$$

Setzt man Gleichung (A.3) in die umgeformte Gleichung (A.2) ein, so erhält man

$$\frac{\dot{N}}{A} = -D_{12} \cdot c_G \cdot \frac{\frac{\partial y_1}{\partial z}}{\frac{\dot{N}_1}{\dot{N}} - y_1} \quad . \quad (\text{A.4})$$

Mit der Annahme einer idealen Gasphase und der Dicke δ_{GS} für die Grenzschicht kann obige Gleichung von der Phasengrenze bis in die Kernphase des Gases integriert werden:

$$\frac{\dot{N}}{A} \cdot \delta_{GS} = D_{12} \cdot c_G \cdot \ln \left(\frac{\frac{\dot{N}_1}{\dot{N}} - y_{1,Bulk}}{\frac{\dot{N}_1}{\dot{N}} - y_1^*} \right) \quad . \quad (\text{A.5})$$

Nach Definition des Stoffübergangskoeffizienten als

$$\beta_G = \frac{D_{12}}{\delta_{GS}} \quad (\text{A.6})$$

kann Gleichung (A.5) folgendermaßen geschrieben werden:

$$\frac{\dot{N}}{A} = \beta_G \cdot c_G \cdot \ln \left(\frac{\frac{\dot{N}_1}{\dot{N}} - y_{1,Bulk}}{\frac{\dot{N}_1}{\dot{N}} - y_1^*} \right) \quad . \quad (\text{A.7})$$

Nimmt man an, dass in der Flüssigphase keine Diffusion stattfindet, so gilt

$$x_1 = x_1^* \quad . \quad (\text{A.8})$$

Betrachtet man nun den Molenstrom \dot{N}_1 , so liegt dieser in der Gasphase. Allerdings muss über die Phasengrenze hinweg gelten, dass

$$\dot{N}_{1,G} = \dot{N}_{1,L} \quad (\text{A.9})$$

ist. Somit ergibt sich

$$\frac{\dot{N}_1}{\dot{N}} = \frac{\dot{N}_{1,L}}{\dot{N}} = x_1 = x_1^* \quad . \quad (\text{A.10})$$

Für die gesamte Molenstromdichte \dot{n} folgt demnach

$$\dot{n} = \beta_G \cdot c_G \cdot \ln \left(\frac{x_1^* - y_{1,Bulk}}{x_1^* - y_1^*} \right) \quad . \quad (\text{A.11})$$

Die berechnete Molenstromdichte nach Gleichung (A.11) ist stets negativ, da die Koordinatenrichtung von der Phasengrenze in die Kernphase zeigt und der Molenstrom von der Kernphase an die Phasengrenze strömt. Um den positiven Wert der Molenstromdichte zu bekommen, der auch in den Gleichungen in der Arbeit verwendet wird, schreibt man:

$$\dot{n} = -\beta_G \cdot c_G \cdot \ln \left(\frac{x_1^* - y_{1,Bulk}}{x_1^* - y_1^*} \right) = \beta_G \cdot c_G \cdot \ln \left(\frac{x_1^* - y_1^*}{x_1^* - y_{1,Bulk}} \right) \quad . \quad (\text{A.12})$$

A.2 Stoffdaten

Die Stoffdaten für die Reinstoffe n-Pentan und iso-Oktan sowie für das Gemisch n-Pentan/iso-Oktan wurden von der Firma *Linde AG* bereitgestellt.

Die Stoffdaten der Reinstoffe Wasser und iso-Propanol wurden der Internetseite webbook.nist.gov/chemistry/ entnommen.

Die Stoffdaten des Gemisches iso-Propanol/Wasser wurden mit der Software “Aspen Plus®” der Firma *aspen tech* berechnet. Wenn möglich wurde dabei wiederum auf die Daten der Internetseite webbook.nist.gov/chemistry/ zurückgegriffen. In der Tabelle A.1 sind die gefitteten Gleichungen für die Stoffdaten des Gemisches bei einem Druck von $p = 1.013$ bar in Abhängigkeit vom Molanteil aufgelistet. Für das Gemisch iso-Propanol/Wasser muss die Temperatur in Abhängigkeit vom Molanteil von Wasser abschnittsweise definiert werden. In der Tabelle sind daher die jeweiligen Gleichungen und ihr Gültigkeitsbereich angegeben. Der Diffusionskoeffizient in der Gasphase für das Gemisch iso-Propanol/Wasser ist in Abhängigkeit der Gastemperatur T beschrieben.

Tabelle A.1: Übersicht über die Stoffdaten der Gasphase des Gemisches iso-Propanol/Wasser in Abhängigkeit des Molanteils von Wasser y_{Wasser} in der Gasphase und x_{Wasser} in der Flüssigphase die der Internetseite *webbook.nist.gov/chemistry/* entnommen sind

Gas

	Gleichung
Temperatur T in °C	
$0 \leq y_{Wasser} \leq 0.5$	$186.940 \cdot y^6 - 895.781 \cdot y^5 + 1775.215 \cdot y^4 - 1853.938 \cdot y^3 + 1056.000 \cdot y^2 - 266.653 \cdot y + 89.227$
$0.5 \leq y_{Wasser} \leq 1$	$2414.499 \cdot y^6 - 2454.422 \cdot y^5 + 950.727 \cdot y^4 - 149.255 \cdot y^3 + 14.189 \cdot y^2 - 8.609 \cdot y + 82.042$
Dichte ρ in $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	$-0.04667 \cdot y^2 - 1.44892 \cdot y + 2.06889$
Viskosität η in Pa · s	$-5.586 \cdot 10^6 \cdot y^4 + 8.118 \cdot 10^{-6} \cdot y^3 - 2.064 \cdot 10^{-6} \cdot y^2 + 2.8 \cdot 10^{-6} \cdot y + 9.2910^{-6}$
Wärmekapazität c_p in $\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$	$1026.613 \cdot y^5 - 2704.347 \cdot y^4 + 2480.832 \cdot y^3 - 718.5259 \cdot y^2 + 108.0927 \cdot y + 1696.099$
Wärmeleitfähigkeit λ in $\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$	$0.04517 \cdot y^6 - 0.113703 \cdot y^5 + 0.087291 \cdot y^4 - 0.015330 \cdot y^3 - 0.0012 \cdot y^2 + 0.001685 \cdot y + 0.020465$
Diffusionskoeffizient D_{12} in $\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	$0.00000086076544 \cdot T + 0.000007952225221$

Flüssigkeit

	Gleichung
Temperatur T in °C	
$0 \leq x_{Wasser} \leq 0.8$	$61.7086 \cdot x^6 - 132.2983 \cdot x^5 + 99.3956 \cdot x^4 - 45.3868 \cdot x^3 + 30.2631 \cdot x^2 - 12.9692 \cdot x + 82.0459$
$0.8 \leq x_{Wasser} \leq 1$	$202292.973 \cdot x^6 - 532540.700 \cdot x^5 + 1364518.7 \cdot x^4 - 1792678.5 \cdot x^3 + 941362.4 \cdot x^2 - 182854.9$
Dichte ρ in $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	$220.1975 \cdot x^4 - 152.2237 \cdot x^3 + 56.0454 \cdot x^2 + 76.0618 \cdot x + 722.0817$
Viskosität η in Pa · s	$-0.006526 \cdot x^6 + 0.01677 \cdot x^5 - 0.016251 \cdot x^4 + 0.007438 \cdot x^3 - 0.001834 \cdot x^2 + 0.000202 \cdot x + 0.000488$
Wärmekapazität c_p in $\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$	$14517.68 \cdot x^6 - 37689.19 \cdot x^5 + 36612.52 \cdot x^4 - 16226.54 \cdot x^3 + 3940.254 \cdot x^2 - 167.3413 \cdot x + 3220.619$
Wärmeleitfähigkeit λ in $\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$	$4.524133 \cdot x^6 - 10.85436 \cdot x^5 + 10.30230 \cdot x^4 - 4.438891 \cdot x^3 + 0.993303 \cdot x^2 + 0.02076 \cdot x + 0.126205$
Oberflächenspannung σ in $\frac{\text{N}}{\text{m}}$	$0.020868 \cdot x^5 - 0.033161 \cdot x^4 + 0.022261 \cdot x^3 - 0.006521 \cdot x^2 + 0.003427 \cdot x + 0.015979$
Verdampfungsenthalpie	
Δh_V in $\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$528.3444 \cdot x^4 + 381.1358 \cdot x^3 + 186.6825 \cdot x^2 + 510.6505 \cdot x + 673.1984$

A.3 Gemessene Wärmeübergangskoeffizienten

A.3.1 Gemisch n-Pentan/iso-Oktan

Tabelle A.2: Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.959	22332.61	2379.88
0.960	22695.59	2482.90
0.958	22692.14	2400.66
0.956	21208.67	2216.03
0.956	21264.70	2259.36
0.956	19329.53	2088.86
0.951	19283.90	1905.21
0.947	19369.02	1819.32
0.949	19389.84	1853.09
0.949	21129.88	1979.43
0.948	21094.24	1974.42
0.947	22998.51	2080.33
0.946	23165.84	2086.34
0.946	19675.66	1823.55
0.950	20774.72	1988.13
0.951	20867.21	2025.72
0.950	21033.42	2029.88
0.949	19791.27	1941.02
0.945	23270.19	2069.64
0.942	23032.47	1957.47
0.943	21093.84	1845.12
0.945	21423.29	1919.06
0.944	21720.35	1939.61
0.938	22302.27	1910.18
0.936	24073.50	1946.89
0.945	20091.87	1860.52
0.941	20106.57	1783.12
0.941	23556.58	1999.15
0.938	23599.30	1926.33
0.942	21546.95	1724.40

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.942	21085.51	1795.36
0.944	21665.58	1921.23
0.945	21757.55	1958.43
0.939	21925.08	1841.93
0.939	22244.00	1884.32
0.941	20343.27	1820.43
0.936	20484.92	1704.01
0.930	22202.70	1717.05
0.930	23885.68	1830.63
0.930	23705.69	1792.85
0.934	23659.26	1863.02
0.926	26410.74	1915.22
0.926	26368.09	1921.16
0.926	24547.75	1805.24
0.929	17133.08	1382.24
0.927	17770.88	1431.74
0.921	22127.08	1563.91
0.916	24236.11	1618.53
0.923	26856.18	1919.99
0.923	26836.68	1928.63
0.920	26877.34	1878.62
0.919	27157.88	1881.76
0.917	27197.80	1857.82
0.916	27244.19	1848.28
0.922	27903.31	1916.93
0.920	29979.57	2024.17
0.919	30594.99	2046.21
0.919	30317.60	2049.85
0.916	29845.80	1970.25
0.918	28108.13	1920.70
0.923	24863.54	1799.29
0.922	24242.20	1758.87
0.921	24673.17	1788.62

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.919	24165.35	1718.04
0.918	23844.33	1702.75
0.918	22198.23	1625.13
0.917	22336.09	1620.60
0.921	25125.44	1793.74
0.919	25398.83	1798.70
0.910	24893.65	1597.91
0.914	23191.62	1581.81
0.910	23693.03	1565.18
0.909	23419.29	1545.38
0.906	22288.20	1474.41
0.906	23371.98	1533.53
0.913	28706.20	1869.68
0.908	30433.84	1884.94
0.905	30462.29	1859.41
0.909	29012.37	1849.68
0.908	29154.25	1853.33
0.906	29380.44	1836.78
0.911	28373.69	1845.35
0.914	20401.75	1463.39
0.913	20882.38	1482.46
0.914	18821.55	1371.54
0.911	18801.74	1330.09
0.915	25650.05	1756.96
0.914	25734.31	1751.41
0.910	26144.14	1744.59
0.912	22696.18	1589.42
0.903	23032.18	1468.52
0.903	29715.32	1819.35
0.897	29017.82	1644.17
0.897	28793.16	1678.68
0.896	28779.56	1710.09
0.909	28495.85	1841.66

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.907	27635.30	1761.92
0.909	27653.23	1804.56
0.905	27074.15	1725.33
0.905	27371.32	1744.10
0.910	26205.73	1741.79
0.905	22856.29	1517.87
0.904	24735.25	1602.02
0.903	24772.51	1599.39
0.898	26926.29	1666.69
0.902	22916.82	1482.91
0.901	22886.51	1470.28
0.896	23093.38	1443.35
0.887	28443.31	1623.72
0.894	27067.67	1634.14
0.893	26374.66	1593.20
0.892	26521.99	1590.87
0.888	28576.13	1658.90
0.888	28548.82	1664.79
0.892	26712.05	1570.07
0.891	27032.46	1590.21
0.894	23301.58	1431.92
0.893	23494.19	1442.81
0.891	23581.54	1439.94
0.888	25436.14	1492.47
0.886	25736.44	1504.02
0.885	25711.53	1485.51
0.880	26102.17	1476.46
0.885	22268.69	1331.07
0.883	22423.82	1333.18
0.882	20791.78	1241.23
0.883	20891.59	1258.57
0.877	21115.69	1232.18
0.880	23429.42	1337.37

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.866	26737.80	1358.46
0.873	24918.53	1386.41
0.875	21192.79	1220.06
0.865	25091.37	1345.57
0.867	25038.09	1353.32
0.869	21296.38	1184.34
0.867	21526.73	1195.30
0.870	23180.60	1243.85
0.863	27628.70	1407.37
0.861	28120.21	1429.01
0.856	28521.87	1428.91
0.850	29010.93	1422.33
0.852	29331.02	1455.69
0.863	21672.03	1179.98
0.863	21856.71	1186.76
0.860	21896.42	1178.88
0.857	22177.70	1183.22
0.852	29331.02	1455.69
0.852	22056.39	1140.37
0.855	22077.12	1160.19
0.851	22251.75	1148.59
0.847	22500.25	1146.01
0.846	12579.85	631.59
0.852	23587.00	1154.98
0.846	12579.85	631.59
0.835	23612.03	1072.31
0.840	23392.37	1080.87
0.834	30323.55	1408.52
0.831	30493.02	1409.36
0.834	30323.55	1408.52
0.831	30493.02	1409.36
0.829	14815.61	715.95
0.825	15449.48	745.41

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.831	9949.79	537.79
0.829	14321.33	627.59
0.824	31031.59	1398.10
0.823	29071.96	1323.39
0.816	29677.06	1327.28
0.824	31031.59	1398.10
0.823	29071.96	1323.39
0.816	29677.06	1327.28
0.821	16417.03	790.78
0.816	16834.67	802.84
0.823	23591.33	1016.71
0.817	10794.59	555.11
0.812	30093.48	1326.01
0.807	24335.44	1073.75
0.810	24068.94	1029.14
0.809	10846.14	537.65
0.809	11730.78	592.91
0.808	17492.67	746.34
0.810	25286.61	1069.94
0.806	25741.55	1088.55
0.796	25192.32	1088.12
0.796	25470.97	1102.61
0.796	18406.92	835.15
0.801	17850.90	780.33
0.803	26391.87	1113.52
0.799	11829.63	574.60
0.797	26746.53	1112.11
0.799	25831.61	1094.55
0.793	25605.58	1102.36
0.793	27362.23	1127.48
0.794	26913.86	1142.73
0.789	12643.98	597.68
0.786	23641.54	1037.88

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.786	23733.83	1043.07
0.780	19492.23	848.74
0.780	19617.11	854.84
0.779	20511.02	871.33
0.781	13358.66	621.59
0.776	13416.48	588.60
0.771	14137.90	644.81
0.773	25503.02	1063.20
0.769	20686.78	887.70
0.766	26148.26	1080.64
0.757	19192.71	806.21
0.763	14690.72	630.51
0.762	22208.83	919.89
0.761	17673.38	761.19
0.759	14807.91	655.24
0.759	14441.19	636.10
0.756	19606.78	822.72
0.759	17028.84	734.48
0.755	16319.37	703.33
0.757	21436.47	911.86
0.746	24399.50	891.20
0.746	19782.17	811.15
0.752	15156.27	660.39
0.754	15840.14	672.79
0.752	21533.03	885.47
0.752	16196.81	704.58
0.749	21174.83	871.84
0.748	21019.43	865.93
0.746	20197.92	831.19
0.750	17384.09	734.09
0.749	17804.17	754.17
0.746	16948.96	719.03
0.748	15627.02	663.00

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.749	16981.12	723.28
0.748	27826.67	1076.81
0.747	21823.95	906.67
0.746	20899.64	873.76
0.740	24968.89	974.68
0.736	22570.42	903.04
0.736	28485.44	1122.35
0.742	15806.45	674.89
0.741	14147.01	586.13
0.740	17470.96	731.26
0.737	16278.81	689.23
0.735	16565.43	686.60
0.740	28480.88	1088.64
0.736	14033.52	594.21
0.740	23342.50	940.84
0.734	21763.59	854.55
0.726	26084.72	996.07
0.734	17754.87	735.45
0.731	13640.60	577.32
0.732	16156.16	673.41
0.732	29091.30	1062.66
0.728	16312.60	673.21
0.728	16742.50	695.29
0.725	15619.53	633.47
0.729	14843.77	623.36
0.728	21502.98	860.30
0.717	21809.52	851.39
0.721	17402.62	714.32
0.723	16991.87	698.88
0.724	25293.45	966.85
0.717	16754.73	675.48
0.717	14134.26	590.34
0.714	22849.05	868.35

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.707	24061.75	909.05
0.707	14483.55	581.54
0.705	15607.00	621.33
0.703	23146.90	857.59
0.695	28664.24	982.00
0.698	22773.11	857.35
0.703	19669.44	770.97
0.701	17891.18	701.35
0.703	15090.15	615.29
0.703	28593.76	1031.61
0.688	16684.73	657.25
0.682	19566.61	746.61
0.682	15544.00	588.20
0.678	15112.11	597.64
0.668	24037.74	857.03
0.672	27142.97	946.72
0.672	19178.98	640.76
0.667	24216.70	856.55
0.671	21585.40	794.27
0.671	19833.98	738.03
0.671	15916.45	623.61
0.668	16353.41	628.95
0.655	20950.22	757.38
0.647	19734.32	708.58
0.649	14138.88	543.50
0.649	17596.11	625.80
0.642	15998.75	573.10
0.638	21635.47	749.95
0.639	23345.14	803.60
0.636	18335.97	633.46
0.626	15519.22	562.10
0.616	24694.71	797.88
0.609	14798.14	535.62

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.606	21674.18	689.34
0.608	19148.25	632.92
0.606	13531.44	462.96
0.602	26146.16	817.92

Tabelle A.3: Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.012	31453.09	1016.05
0.016	31033.40	1005.12
0.019	30560.72	984.63
0.019	31733.51	978.32
0.023	32582.31	952.43
0.024	29794.41	960.49
0.025	32602.84	953.78
0.026	31265.74	964.11
0.029	30510.56	938.31
0.029	28951.18	934.41
0.033	31902.46	937.09
0.035	31704.92	932.58
0.035	28332.91	909.09
0.037	31140.54	907.58
0.037	29839.65	916.73
0.038	30842.78	902.61
0.040	27464.30	883.67
0.042	28948.32	888.48
0.044	25865.67	873.50
0.045	32573.07	897.53
0.045	30126.98	879.09
0.046	32634.69	899.88
0.051	28246.06	863.83
0.053	33652.56	885.45
0.053	31736.61	872.29

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl
 Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.053	29154.14	854.65
0.055	24449.58	828.43
0.055	33733.83	891.36
0.056	31798.72	874.79
0.056	33268.39	876.71
0.058	33213.95	874.16
0.059	33132.31	873.09
0.061	35772.33	864.18
0.061	28206.57	821.33
0.062	30691.12	840.16
0.063	32426.83	857.46
0.064	32501.75	858.00
0.064	25160.17	808.80
0.066	30641.98	841.00
0.066	38109.59	844.14
0.068	22997.33	778.05
0.069	31996.76	844.16
0.070	31770.84	839.51
0.071	23850.04	765.44
0.071	29159.35	799.48
0.072	31648.33	838.65
0.075	31389.59	830.18
0.076	37380.49	825.04
0.077	24716.55	756.19
0.079	33092.95	826.20
0.080	35631.04	825.57
0.080	31015.70	817.53
0.081	30555.21	806.45
0.081	37346.40	803.92
0.082	26894.26	731.06
0.084	33934.58	813.86
0.084	30230.57	800.86
0.084	21176.56	718.13

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl
Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.086	36763.51	799.37
0.088	32275.42	805.76
0.088	21928.94	706.27
0.089	34653.95	802.52
0.090	31567.93	783.00
0.091	25150.24	738.55
0.092	29172.58	771.43
0.093	32961.20	794.36
0.093	23671.71	729.41
0.094	36317.50	771.77
0.094	29586.90	784.97
0.096	32593.47	783.02
0.096	29002.31	769.37
0.096	26629.70	732.82
0.097	33835.44	783.61
0.099	33897.17	785.84
0.100	32059.53	768.27
0.101	26969.50	707.37
0.101	19376.52	657.11
0.102	31071.94	743.15
0.103	35676.12	759.62
0.104	20343.90	655.90
0.105	33484.18	704.57
0.105	25742.25	709.49
0.106	22009.49	678.62
0.106	32799.67	755.68
0.107	27778.18	737.05
0.108	35209.94	748.58
0.109	32187.37	742.33
0.110	34564.01	733.22
0.111	23608.25	698.20
0.111	34020.29	716.64
0.111	30730.75	740.03

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl
 Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.113	34386.65	734.13
0.115	31328.88	757.80
0.116	24862.31	687.30
0.116	29523.85	705.82
0.116	24684.48	678.61
0.120	30510.75	738.41
0.121	29381.94	739.49
0.122	16521.57	558.44
0.123	18303.60	591.44
0.123	33628.05	713.41
0.124	28448.24	713.74
0.124	31210.51	725.98
0.124	21841.86	646.58
0.124	20005.86	617.95
0.125	29405.44	709.87
0.126	28535.81	683.93
0.128	28021.74	703.70
0.134	27254.78	680.98
0.135	33100.25	712.00
0.136	22043.34	574.51
0.137	23460.86	652.70
0.138	20226.07	597.87
0.140	31520.46	675.18
0.140	22862.72	636.76
0.142	18248.13	565.66
0.147	15781.41	512.41
0.150	29409.31	624.53
0.154	29067.00	617.66
0.154	21301.00	593.31
0.156	27206.40	660.26
0.156	21591.14	605.42
0.157	25209.02	636.34
0.159	25622.74	648.57

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl
Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.159	18279.31	543.51
0.159	23411.88	629.54
0.162	17269.48	511.27
0.164	29056.44	631.27
0.170	23484.83	590.21
0.174	19427.69	544.31
0.177	19397.89	545.51
0.180	24197.54	617.19
0.180	24615.51	601.70
0.185	27702.12	599.35
0.186	21422.39	582.58
0.187	23671.56	605.88
0.187	15279.16	456.06
0.194	22549.33	450.98
0.196	17305.90	487.40
0.196	27279.79	588.82
0.207	19464.29	531.30
0.207	22692.60	585.51
0.211	26728.07	583.70
0.213	21972.56	568.77
0.215	22076.85	543.92
0.218	25146.89	561.46
0.231	20226.95	525.60
0.235	17352.87	477.85
0.252	18722.26	490.61
0.259	17964.12	470.63
0.262	24415.87	562.56
0.263	14953.60	417.01
0.273	17175.08	453.04
0.283	16145.57	426.43
0.300	22716.35	534.60
0.302	14979.64	399.78
0.303	15230.11	407.92

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl
 Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.323	20969.80	493.97
0.334	11877.62	319.71
0.336	9566.94	275.45
0.337	12932.50	352.00
0.342	19526.84	466.48
0.342	21236.07	513.02
0.361	17515.05	417.46
0.378	16214.69	390.71
0.392	9396.85	263.35
0.495	5477.35	166.26

Tabelle A.4: Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl
 Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.045	25406.80	2135.30
0.044	22283.46	2099.31
0.042	22950.17	2176.95
0.041	23304.82	2222.79
0.043	19515.02	1878.67
0.041	20447.24	2001.28
0.037	21815.44	2181.22
0.035	22384.72	2258.56
0.055	26084.41	1948.17
0.052	26755.74	2014.96
0.051	27217.35	2060.37
0.051	25781.34	2049.00
0.055	21330.55	1853.20
0.051	21843.74	1900.54
0.054	29090.88	1986.33
0.054	22784.41	1872.10
0.051	23432.38	1930.52
0.049	24285.65	2011.49
0.046	24861.31	2071.63

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.049	21030.44	1949.31
0.047	21730.77	2034.30
0.064	22901.10	1656.23
0.062	23542.56	1714.90
0.058	24840.31	1823.90
0.057	25475.22	1892.37
0.059	26193.37	1719.90
0.055	27259.63	1808.74
0.057	28336.95	1919.42
0.055	20548.34	1621.49
0.058	21485.75	1733.32
0.056	22215.61	1812.17
0.074	35179.16	1813.28
0.074	32092.19	1760.95
0.074	33609.56	1881.16
0.074	30030.05	1796.19
0.071	30646.97	1839.75
0.075	27332.72	1673.22
0.068	37758.15	1902.36
0.068	32599.25	1791.88
0.071	27083.94	1638.97
0.070	28089.40	1721.55
0.068	33908.27	1792.19
0.068	30837.94	1741.01
0.070	27402.53	1658.68
0.072	23778.97	1548.17
0.067	24666.53	1615.26
0.070	20549.99	1448.02
0.079	25800.89	1556.82
0.084	29688.99	1601.60
0.080	30863.73	1680.67
0.079	31796.48	1748.04
0.079	33477.71	1705.17

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.084	24110.38	1431.38
0.084	26153.08	1508.69
0.081	27052.38	1570.90
0.079	27964.65	1639.46
0.080	21773.15	1399.62
0.079	22834.08	1487.88
0.077	20998.02	1413.55
0.075	21682.93	1471.24
0.076	19637.09	1383.31
0.078	17447.83	1276.73
0.089	22625.03	1328.28
0.090	23454.84	1395.55
0.093	24354.64	1477.40
0.085	25118.44	1517.77
0.094	26024.59	1365.83
0.094	27406.77	1463.79
0.093	28776.61	1411.59
0.090	30282.49	1506.92
0.087	31492.51	1584.56
0.086	23105.73	1358.86
0.095	23991.20	1232.01
0.089	27288.64	1445.34
0.090	23987.41	1356.58
0.088	25103.66	1436.30
0.103	27401.16	1414.08
0.099	28352.55	1472.65
0.102	29236.23	1543.11
0.096	25368.79	1401.29
0.094	21407.26	1245.72
0.104	28611.06	1245.90
0.102	30552.45	1354.46
0.101	27924.08	1314.02
0.099	27096.44	1387.21

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.102	23049.13	1179.44
0.095	24711.75	1278.36
0.101	23587.41	1157.64
0.100	25516.29	1278.15
0.099	21980.99	1109.17
0.108	29187.04	1286.05
0.113	22491.38	1111.03
0.107	23808.21	1182.95
0.107	30808.67	1382.46
0.105	29032.76	1392.60
0.106	26051.73	1331.35
0.113	21594.48	1107.04
0.110	23084.76	1199.78
0.106	26906.86	1387.71
0.113	24690.79	1195.00
0.110	25865.42	1263.55
0.110	26946.36	1335.24
0.114	22785.03	1189.97
0.114	20887.68	1122.19
0.108	21953.94	1181.06
0.107	22965.12	1252.20
0.110	17545.27	1000.01
0.110	18788.78	1087.43
0.122	40830.56	1640.99
0.117	20907.96	1019.47
0.119	21465.28	1056.90
0.115	22530.73	1117.00
0.117	23961.12	1152.22
0.115	25557.02	1250.23
0.115	24318.78	1231.74
0.125	23111.16	1019.36
0.123	25183.88	1135.28
0.119	22883.22	1094.38

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.122	26191.86	1192.01
0.122	27363.34	1263.70
0.116	28495.70	1321.21
0.120	24777.50	1214.86
0.119	26050.17	1290.64
0.135	42805.55	1565.85
0.132	43315.01	1586.62
0.131	61381.21	1851.49
0.131	63441.16	1946.27
0.128	39776.37	1595.25
0.125	21806.10	1088.13
0.126	22932.19	1163.08
0.141	33396.04	1318.12
0.140	49073.16	1560.98
0.141	16986.99	819.37
0.137	18651.66	912.33
0.147	37831.71	1411.04
0.151	28058.67	1104.34
0.160	26077.22	1020.30
0.158	26918.81	1059.60
0.163	27611.59	1020.75
0.159	23267.89	953.90
0.165	31356.02	1121.16
0.160	31115.54	1186.99
0.165	16116.95	728.74
0.163	13495.28	646.73
0.169	24994.24	978.25
0.171	27631.96	1031.06
0.168	28936.35	1089.83
0.165	30166.20	1146.12
0.171	20807.68	845.86
0.171	21860.71	898.20
0.170	29926.00	1063.64

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.166	32747.82	1189.38
0.169	33717.35	1241.24
0.165	35089.06	1302.06
0.169	14486.95	647.69
0.181	28843.99	1030.09
0.176	22409.33	863.51
0.182	18609.80	751.28
0.178	20327.14	830.26
0.194	27085.41	967.59
0.189	28061.77	1005.10
0.189	29542.24	1072.71
0.186	30522.79	1114.79
0.188	26464.86	930.76
0.191	16825.10	675.54
0.188	11175.94	494.71
0.199	32274.59	1087.76
0.201	29611.11	1075.29
0.197	25063.23	930.71
0.196	24069.71	895.74
0.198	37838.75	1218.18
0.199	26056.30	927.34
0.223	26664.16	879.15
0.215	30866.46	1045.80
0.222	30742.67	1050.86
0.224	32639.21	1135.68
0.216	33148.80	1045.84
0.218	46170.67	1325.71
0.217	35875.07	1100.80
0.219	29856.56	955.63
0.218	32138.45	1047.67
0.219	33321.01	1098.74
0.225	29139.61	984.20
0.230	19621.03	750.37

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.234	33393.30	1045.10
0.233	30259.14	1009.38
0.233	31813.67	1041.11
0.233	27178.02	915.30
0.231	29236.00	996.77
0.229	29582.86	1006.71
0.231	26200.48	925.94
0.227	45368.07	1314.62
0.245	25561.88	855.11
0.239	25327.03	840.11
0.244	34156.20	1108.70
0.240	27590.44	969.01
0.239	32366.76	1040.41
0.238	35229.33	1088.78
0.241	27745.56	938.41
0.250	32494.10	996.54
0.256	26100.77	835.74
0.258	23594.52	840.04
0.255	27593.05	945.50
0.256	28179.43	920.31
0.262	24342.15	820.34
0.263	31461.12	969.10
0.273	22540.92	712.09
0.273	21885.36	732.32
0.272	25959.97	844.68
0.271	29537.81	904.26
0.275	25378.31	823.34
0.280	22387.96	758.30
0.283	22172.62	751.27
0.281	28631.46	879.25
0.289	22306.45	725.07
0.286	21406.88	730.96
0.283	23879.61	772.97

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Baustahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil n-Pentan $y_{n-Pentan}$

$y_{n-Pentan}$	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.288	26710.98	813.94
0.317	19871.79	645.79
0.304	23171.87	750.69

A.3.2 Gemisch iso-Propanol/Wasser

Tabelle A.5: Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.043	21333.86	2283.60
0.043	22422.55	2257.28
0.043	22484.51	2267.74
0.043	23415.09	2212.23
0.042	24255.19	2157.64
0.042	24194.79	2153.11
0.042	25152.17	2120.29
0.042	25225.89	2130.93
0.043	23538.34	2240.31
0.043	21555.95	2328.03
0.042	25617.34	2102.64
0.042	25778.01	2124.78
0.134	25608.66	2228.04
0.134	23661.01	2309.60
0.134	22781.30	2374.53
0.134	21743.07	2419.63
0.134	21216.76	2443.66
0.140	23056.89	2321.70
0.139	23095.63	2323.18
0.139	23194.19	2341.34
0.138	24978.86	2234.24
0.138	24087.25	2283.65
0.139	22187.64	2390.96
0.139	23255.88	2356.93

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl
 Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.136	23114.78	2323.94
0.135	24527.01	2249.18
0.165	25377.71	2332.00
0.169	21169.79	2499.60
0.170	21188.60	2510.98
0.169	22403.47	2492.46
0.168	22437.03	2499.51
0.169	23493.94	2455.07
0.165	25292.34	2320.11
0.165	24433.39	2385.00
0.314	27575.77	2645.88
0.313	27579.82	2647.70
0.313	25564.62	2772.93
0.314	23423.22	2918.17
0.315	21105.35	3069.30
0.317	23402.71	2920.16
0.318	25554.86	2784.19
0.316	23604.70	1999.12
0.317	26587.80	2482.09
0.316	27226.82	2595.02
0.316	27370.20	2621.16
0.316	25204.77	2716.64
0.316	23074.82	2851.94
0.317	20818.83	2999.70
0.316	21966.56	2926.06
0.316	24223.13	2798.02
0.317	22014.09	2931.81
0.317	21040.19	3053.90
0.317	23339.16	2913.60
0.317	25481.37	2770.14
0.316	27645.88	2675.50
0.316	26543.42	2716.02
0.323	24421.21	2827.40

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl
Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.323	22291.04	2992.49
0.323	21099.43	3064.61
0.323	23493.71	2939.17
0.323	21149.41	3078.07
0.321	23451.58	2925.24
0.322	25633.98	2790.97
0.320	27681.94	2665.06
0.322	27745.30	2676.66
0.320	26575.58	2709.79
0.319	24551.49	2855.23
0.318	22335.20	3002.12
0.318	21190.62	3081.53
0.323	23493.78	2934.20
0.323	25635.24	2796.26
0.321	27316.35	2621.49
0.319	27802.52	2713.57
0.321	25707.65	2833.51
0.318	22435.58	3057.39
0.320	24808.73	2944.76
0.321	26961.96	2815.64
0.320	25890.50	2873.57
0.321	25788.92	2842.18
0.321	25876.77	2863.11
0.319	23666.68	3006.33
0.320	22494.42	3076.50
0.321	24786.18	2943.04
0.322	26975.78	2826.42
0.318	28003.17	2767.21
0.325	24573.83	2869.44
0.327	24714.38	2902.72
0.326	24811.94	2926.49
0.333	24850.69	2918.37
0.333	26972.62	2791.89

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl
Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.333	28095.66	2749.20
0.332	25933.15	2858.94
0.332	23760.87	3005.73
0.331	21487.64	3187.21
0.331	20305.98	3283.20
0.331	22641.31	3098.70
0.332	24965.58	2964.68
0.341	21449.54	3192.38
0.341	20246.34	3298.10
0.341	22727.78	3138.99
0.341	25158.87	3027.37
0.342	27333.25	2894.19
0.342	21626.80	3236.01
0.341	19222.17	3461.13
0.341	17910.60	3571.36
0.341	20437.16	3350.31
0.342	22792.93	3161.83
0.343	25236.45	3047.07
0.342	27410.14	2911.02
0.344	28560.12	2863.17
0.343	26273.83	2968.69
0.349	17832.34	3519.33
0.349	19235.47	3458.78
0.350	21675.51	3261.42
0.351	25277.00	3049.24
0.352	27536.27	2926.89
0.351	24123.45	2268.88
0.352	24993.01	2418.95
0.353	26735.60	2757.92
0.355	27148.32	2840.38
0.354	26962.62	2795.99
0.354	25121.38	3003.24
0.353	21629.33	3238.27

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl
Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.352	17944.94	3578.51
0.352	20544.88	3372.37
0.353	22890.60	3180.88
0.354	26321.02	2967.10
0.353	28647.95	2877.74
0.361	26212.34	2932.26
0.361	24196.02	3132.16
0.360	21934.81	3332.60
0.360	19553.77	3580.46
0.361	23144.78	3251.53
0.365	27748.51	2965.90
0.362	24107.50	3088.45
0.361	21887.27	3302.11
0.360	19542.47	3563.29
0.360	20773.22	3452.29
0.361	23133.29	3238.52
0.361	25613.65	3120.36
0.361	28754.27	2890.73
0.365	22050.70	3336.18
0.364	19669.40	3581.07
0.364	20898.55	3464.36
0.365	25654.24	3115.87
0.366	27937.98	2985.09
0.366	29008.00	2929.65
0.370	24276.29	3132.55
0.370	22086.14	3354.51
0.369	19729.35	3613.68
0.370	23348.02	3287.06
0.371	26893.72	3078.43
0.372	29099.54	2950.99
0.372	23206.68	3218.87
0.371	19671.18	3567.08
0.371	20946.64	3468.31

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl
Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.372	25783.30	3129.19
0.373	28070.83	2998.95
0.384	24732.72	3243.03
0.383	22375.73	3444.58
0.383	19814.85	3658.16
0.383	21100.06	3548.63
0.385	28179.97	3051.89
0.386	29147.59	2948.21
0.385	27167.91	3129.86
0.401	29344.49	2959.19
0.401	27408.59	3148.15
0.400	25192.52	3327.01
0.400	22845.08	3542.38
0.397	20322.38	3782.87
0.397	21576.78	3648.49
0.399	26458.89	3266.08
0.415	25414.62	3331.91
0.414	23242.75	3617.31
0.413	20800.53	3910.09
0.413	22075.76	3767.39
0.416	27435.92	3099.54
0.417	29867.15	3018.23
0.417	28796.33	3089.01
0.829	15917.98	1364.04
0.840	21516.32	1771.63
0.849	24224.70	1944.07
0.854	22227.65	1806.80
0.853	22422.37	1835.68
0.858	27271.94	2148.22
0.862	25493.44	2050.19
0.858	24867.14	1983.57
0.857	24525.48	1943.63
0.864	23036.34	1868.12

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl
Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.862	21077.78	1766.62
0.874	43253.80	3215.26
0.867	28116.09	2219.44
0.869	25908.97	2075.64
0.874	25957.52	2046.49
0.868	25131.51	1977.47
0.878	38838.22	2941.29
0.884	39478.36	3004.16
0.878	28837.97	2262.05
0.876	23856.01	1916.88
0.875	26257.48	2092.31
0.878	21785.05	1790.64
0.879	22911.18	1917.08
0.889	44545.55	3313.05
0.894	45039.68	3355.54
0.889	26809.03	2094.14
0.886	24672.86	1979.41
0.892	27587.83	2188.17
0.893	25646.59	2081.01
0.887	22800.15	1877.19
0.895	25756.87	2084.28
0.889	24218.22	2051.08
0.901	45669.76	3406.47
0.903	41188.11	3136.18
0.900	31058.88	2451.87
0.904	36752.47	2875.34
0.896	23980.18	1997.71
0.903	26956.70	2213.20
0.898	25514.77	2195.26
0.901	19312.49	1787.79
0.903	18505.72	1826.74
0.905	21353.57	2086.07
0.905	32094.41	2577.47

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl
Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.914	37988.44	3008.70
0.913	33197.16	2705.08
0.910	29899.23	2415.86
0.913	28296.68	2351.06
0.907	25331.92	2135.59
0.913	26056.32	2210.50
0.910	28313.88	2361.01
0.911	26763.71	2313.79
0.909	20395.58	2103.81
0.915	23467.02	2391.65
0.906	17847.55	1889.38
0.910	17333.57	1975.17
0.917	31370.53	2600.39
0.919	29754.50	2546.19
0.916	27583.61	2407.22
0.923	23183.51	2521.02
0.916	20199.27	2256.02
0.920	19741.13	2392.81
0.928	33100.43	2801.77
0.928	31369.09	2750.15
0.927	29917.60	2749.74
0.928	30547.04	2820.02
0.931	29301.80	2834.77
0.933	28185.90	2882.83
0.928	26292.80	2831.98
0.929	19214.41	2498.78
0.933	22349.15	2867.44
0.941	34209.52	3442.75
0.939	26689.92	3139.14
0.936	21726.62	3077.08
0.946	33191.85	3510.12
0.952	36404.13	3822.61
0.952	35359.46	3966.57

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl
Glattrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.950	34949.66	3872.89
0.954	34178.28	4053.71
0.946	30480.31	3621.65
0.952	29752.49	3802.44
0.947	25775.71	3659.67
0.954	25293.04	3917.33
0.959	37533.18	4464.76
0.961	36480.93	4666.40
0.965	39725.35	5099.13
0.956	33009.68	4211.34
0.958	32100.30	4459.60
0.963	35356.47	4871.32
0.964	33989.00	5029.41
0.959	28640.94	4446.84
0.961	27851.03	4800.47
0.964	26796.47	5107.82
0.969	39265.05	5519.51
0.969	39463.36	5605.41
0.968	33268.53	5422.53
0.968	29781.03	5561.88
0.970	28447.36	5879.38
0.974	31853.18	6603.47

Tabelle A.6: Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl
Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.023	30683.68	6025.82
0.024	30733.54	6061.08
0.024	30719.48	6051.79
0.023	27283.18	6418.90
0.022	27485.50	6541.52
0.023	25499.04	6637.91
0.024	21731.65	7106.28

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.023	27591.84	6650.71
0.022	29638.00	6630.81
0.021	29211.75	6282.06
0.020	25601.52	6680.49
0.020	21766.61	7066.24
0.021	17639.37	7407.77
0.027	19822.79	7513.37
0.020	23830.39	6983.30
0.021	20635.13	7043.76
0.021	29362.25	6406.78
0.020	33282.20	6331.36
0.020	37103.86	6239.79
0.019	35326.68	6344.12
0.044	30952.90	6065.30
0.044	29271.71	6286.47
0.042	29119.13	6145.18
0.042	27457.08	6428.10
0.042	25406.92	6460.62
0.042	23543.28	6684.53
0.042	21490.48	6764.09
0.041	25272.95	6356.24
0.041	21516.96	6784.41
0.043	21610.91	6920.11
0.044	29106.13	6191.68
0.043	31317.45	6259.55
0.042	29327.76	6283.61
0.042	31418.80	6296.12
0.043	23602.78	6765.74
0.045	19723.27	7306.14
0.134	27921.67	6361.23
0.135	20046.43	6961.30
0.134	24143.90	6731.99
0.133	28140.59	6534.38

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.132	32068.25	6382.84
0.135	21951.85	6681.14
0.134	26116.18	6590.95
0.134	26011.27	6488.21
0.133	30117.12	6448.01
0.133	30173.74	6482.10
0.132	32110.19	6420.22
0.133	24269.35	6830.89
0.136	23867.57	6480.41
0.135	23859.11	6464.82
0.135	19928.20	6843.37
0.164	29552.84	6390.57
0.163	31552.21	6338.02
0.165	27682.45	6517.77
0.167	25363.39	6359.91
0.167	23547.47	6578.28
0.168	21550.03	6718.77
0.169	19550.75	6934.78
0.164	31337.53	6223.46
0.160	31394.19	6231.17
0.166	27497.21	6448.71
0.166	25332.17	6319.10
0.166	22516.65	6593.16
0.166	22531.50	6623.95
0.167	20396.81	6675.95
0.166	20572.68	6826.77
0.184	26937.09	6165.52
0.184	27050.17	6254.01
0.183	28854.05	6113.12
0.184	29019.03	6228.41
0.184	25155.93	6428.80
0.184	23137.77	6511.78
0.182	22977.60	6274.14

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.184	21127.04	6557.03
0.184	19062.88	6652.15
0.183	21134.98	6576.15
0.184	23139.06	6463.95
0.184	19221.56	6824.68
0.186	26847.68	6180.79
0.186	26941.30	6238.87
0.188	14965.59	7070.04
0.190	10994.17	7897.88
0.237	26267.58	6134.79
0.237	30388.65	6174.58
0.238	24824.93	6617.39
0.250	30385.80	6220.91
0.250	30455.29	6261.15
0.250	28597.59	6376.07
0.250	28579.86	6293.79
0.250	24934.21	6715.94
0.252	20887.11	7049.73
0.253	16790.91	7544.97
0.251	20915.00	7078.67
0.249	24962.24	6779.66
0.251	24937.37	6791.53
0.249	26834.49	6604.45
0.250	22940.64	6938.34
0.251	20889.39	7096.53
0.270	26658.87	6559.35
0.269	30595.94	6422.15
0.271	34591.30	6379.00
0.269	30711.06	6488.19
0.269	26879.05	6753.53
0.270	22871.41	7014.37
0.272	18891.46	7524.57
0.270	22947.97	7080.91

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.269	24981.05	6850.80
0.269	24982.75	6896.20
0.269	28692.51	6504.60
0.268	32647.73	6401.84
0.269	20931.18	7232.32
0.271	16799.60	7811.42
0.282	22676.29	6880.90
0.281	26801.31	6723.02
0.291	22646.52	6959.38
0.290	22753.37	7068.54
0.291	30665.09	6552.46
0.290	30713.24	6591.34
0.288	30731.63	6585.95
0.287	30742.29	6594.58
0.286	30830.75	6653.26
0.290	24871.25	6951.96
0.290	20852.42	7328.66
0.290	18828.77	7607.29
0.289	22888.80	7158.05
0.290	26926.08	6889.60
0.288	28880.84	6761.71
0.288	32697.86	6535.90
0.288	30775.02	6619.77
0.288	26919.03	6885.98
0.304	30576.77	6552.59
0.305	22769.89	7138.14
0.304	18806.49	7679.05
0.305	28858.36	6800.13
0.304	28243.76	6744.29
0.303	24500.78	7078.61
0.305	24331.11	6948.19
0.305	20518.30	7470.98
0.304	26962.28	7017.04

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.305	26860.22	6918.29
0.305	20893.35	7494.27
0.305	24896.53	7079.91
0.305	16808.42	8163.36
0.305	18862.62	7818.13
0.312	30734.94	6674.68
0.312	34618.25	6542.97
0.313	34639.38	6572.01
0.312	28833.53	6762.34
0.312	25004.05	7149.78
0.312	20971.28	7587.75
0.312	18911.42	7871.21
0.312	18878.75	7862.75
0.313	20954.89	7622.20
0.314	22953.40	7374.22
0.314	27062.17	7284.78
0.315	30904.57	6849.53
0.315	32796.44	6709.48
0.319	20511.56	6973.17
0.318	24926.09	7031.48
0.317	23121.01	7440.62
0.321	27190.92	7152.04
0.321	31219.76	6980.98
0.322	34952.04	6720.29
0.321	33154.15	6881.57
0.322	28982.79	6903.03
0.318	23124.54	7564.90
0.320	19051.37	8192.04
0.320	21102.05	7843.73
0.332	31758.60	6070.83
0.332	28878.77	6858.05
0.332	25203.57	7443.39
0.331	21214.06	8015.60

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.331	23308.53	7844.03
0.332	27326.55	7452.07
0.332	31326.31	7201.18
0.332	35072.86	6913.84
0.333	36779.96	6635.77
0.330	35083.37	6842.73
0.332	31296.66	7125.98
0.333	27352.79	7425.26
0.332	23239.36	7755.61
0.334	21369.72	8253.23
0.333	21068.85	7870.69
0.333	25094.15	7410.26
0.333	29032.44	7084.40
0.344	28874.12	6871.58
0.344	25131.37	7348.23
0.343	20911.12	7633.79
0.343	23140.71	7628.37
0.344	27170.28	7283.06
0.344	31121.57	7012.95
0.343	35013.05	6843.65
0.342	21085.39	7809.51
0.344	25007.43	7270.90
0.344	29070.98	7062.38
0.344	33148.65	6952.74
0.354	29355.85	7229.16
0.354	25465.22	7646.09
0.353	21208.82	7926.91
0.353	23178.69	7611.25
0.354	27313.85	7343.80
0.354	31318.81	7136.85
0.355	35197.22	6953.71
0.352	25778.05	6139.14
0.351	22581.69	7027.18

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.350	20860.59	7552.56
0.352	24751.11	7058.38
0.352	29090.40	7082.57
0.353	33040.86	6907.10
0.353	35019.79	6872.66
0.353	31252.52	7129.17
0.357	33009.42	6910.41
0.357	29217.05	7115.21
0.357	25398.86	7607.93
0.356	21141.26	7856.99
0.357	23185.20	7641.17
0.357	27260.30	7334.89
0.358	31298.61	7133.00
0.358	35214.52	6986.93
0.359	22929.15	7367.27
0.358	21100.05	7816.94
0.361	24925.47	7236.11
0.361	29095.47	7097.06
0.363	35051.65	6860.92
0.362	31262.88	7151.07
0.362	27362.73	7473.73
0.372	23507.75	7963.38
0.372	27665.03	7638.39
0.374	35703.73	7196.26
0.375	35396.13	6963.45
0.375	33619.80	7192.49
0.374	29809.20	7561.19
0.375	25477.26	7643.13
0.373	21493.52	8312.30
0.373	23612.76	8050.88
0.374	31708.50	7393.02
0.374	27762.14	7697.76
0.374	21532.23	8331.74

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.375	25639.78	7811.53
0.376	35339.72	6952.97
0.376	33391.64	7057.22
0.376	29532.45	7372.30
0.384	35141.50	6807.79
0.385	31701.91	7306.80
0.383	21607.05	8323.70
0.385	25628.56	7703.73
0.385	23687.81	7935.53
0.384	29755.14	7442.72
0.385	27930.20	7769.01
0.385	35693.52	7144.17
0.387	33787.20	7247.07
0.385	21691.20	8392.68
0.403	36265.23	7283.38
0.403	32300.84	7485.96
0.402	28332.81	7870.55
0.402	24213.85	8292.01
0.400	21970.09	8374.24
0.401	26096.99	7873.82
0.407	21953.96	8072.82
0.410	28121.26	7485.13
0.410	32194.70	7317.37
0.412	36201.36	7134.50
0.412	34285.92	7268.33
0.412	26210.65	7757.83
0.417	28231.41	7453.84
0.416	22103.49	8098.97
0.417	24232.82	7892.54
0.417	30299.19	7458.45
0.419	36439.79	7224.69
0.420	30361.63	7378.89
0.418	26306.97	7721.72

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.419	32408.91	7343.92
0.420	34451.00	7274.18
0.423	36523.72	7172.35
0.421	30545.25	7502.28
0.419	26527.93	7903.16
0.418	22114.45	8102.52
0.420	34483.10	7287.54
0.420	36391.21	7100.37
0.424	26361.97	7550.74
0.422	22235.61	7989.86
0.811	12838.71	1040.34
0.816	13325.86	1076.42
0.827	13934.11	1111.99
0.828	14129.61	1133.15
0.836	8915.98	776.90
0.843	6564.38	624.06
0.837	14611.79	1158.17
0.854	20882.87	1475.59
0.857	12407.10	1032.23
0.861	14606.60	1175.83
0.857	19357.49	1405.88
0.859	16793.98	1327.80
0.871	10749.38	971.31
0.873	21317.53	1556.87
0.884	7373.27	764.86
0.882	23285.92	1622.29
0.885	17159.81	1381.57
0.889	20096.00	1475.27
0.891	14641.24	1278.38
0.897	15778.58	1284.75
0.899	19676.02	1504.10
0.895	16700.32	1403.36
0.905	24157.68	1739.88

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.914	26778.54	1876.20
0.912	23436.39	1761.68
0.914	20648.55	1674.75
0.925	28918.80	2079.35
0.930	24763.87	1986.48
0.929	22447.25	1998.32
0.931	21637.42	2046.78
0.939	25987.24	2109.77
0.942	26934.97	2228.63
0.941	20859.76	2073.79
0.940	25791.71	2244.65
0.945	24065.09	2148.79
0.946	21644.47	2163.51
0.945	22328.10	2288.14
0.948	19953.86	2326.72
0.951	20912.08	2496.52
0.949	16791.18	1949.14
0.946	17760.04	2156.38
0.952	24616.19	2676.09
0.951	25641.85	2375.82
0.947	30894.10	2578.03
0.955	35618.29	2830.47
0.961	20863.00	3193.70
0.965	20925.28	3445.43
0.958	33590.11	3217.01
0.959	25985.19	2911.29
0.962	23235.29	2945.98
0.956	28253.94	2788.92
0.963	26092.43	2897.77
0.964	23312.76	2952.00
0.958	34770.39	2904.69
0.968	20882.59	3595.59
0.971	32300.77	3517.87

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.972	33006.14	3686.82
0.973	29705.23	3688.96
0.974	30140.81	3801.92
0.969	34846.43	3409.28
0.968	31220.79	3312.75
0.970	33978.42	3571.63
0.971	38652.82	3536.65
0.974	39224.69	3989.54
0.974	31740.81	3779.16
0.966	22337.30	3078.21
0.969	26634.26	3344.17
0.973	34689.77	3695.69
0.969	31307.03	3234.39
0.975	40909.56	3855.03
0.976	27495.42	3998.65
0.977	27895.03	4123.11
0.981	40857.75	4805.67
0.976	28852.99	3910.04
0.979	30062.14	4265.23
0.981	26819.08	4371.03
0.982	27468.51	4633.13
0.983	29962.79	4884.52
0.984	30556.83	5141.43
0.978	37485.04	3932.92
0.979	38751.80	4225.11
0.979	35141.61	4181.31
0.980	31703.87	4199.32
0.982	39382.27	4884.06
0.984	35657.63	4862.25
0.977	35629.23	3770.44
0.990	46554.38	6907.00
0.989	33189.49	6403.03
0.991	33570.99	6606.14

Fortsetzung - Übersicht über die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten am Edelstahl Rippenrohr sortiert nach ansteigendem Molanteil Wasser y_{Wasser}

y_{Wasser}	\dot{q} in W/m^2	$\alpha_{au\beta en}$ in $W/(m^2 \cdot K)$
0.992	38786.23	7195.88
0.993	39268.11	7468.24
0.993	40100.45	7993.11
0.994	33539.18	8040.00
0.995	33995.44	8436.62
0.988	44971.57	6233.53
0.986	38481.84	5176.17
0.987	43621.20	5646.49
0.995	36985.46	9068.63
0.995	37304.92	9421.50
0.996	39933.48	9799.60
0.996	40248.95	10126.39
0.996	42928.02	10508.81
0.997	35667.83	10269.88

A.4 Messunsicherheit

Die Messunsicherheit eines gemessenen Wertes X ergibt sich aus der Genauigkeit mit dem das Messinstrument diesen Wert aufnehmen kann. Wird aus einer gemessenen Größe ein Wert Y berechnet so überträgt sich der Messfehler dieser gemessenen Größe u_X auf den berechneten Wert. Man spricht von der sogenannten Fehlerfortpflanzung. Diese Fehlerfortpflanzung kann mit dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet werden, das in der folgenden Gleichung dargestellt ist:

$$u_Y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta Y}{\delta X_i} \cdot u_{X_i} \right)^2} . \quad (\text{A.13})$$

Hierin ist u_Y der berechnete Fehler der Größe Y , die aus m gemessenen Werten mit jeweils dem Fehler u_{X_i} berechnet wird.

Der äußere Wärmeübergangskoeffizient wird in dieser Arbeit aus den Größen Wärmestromdichte \dot{q} , logarithmische Temperaturdifferenz ΔT_{log} und innerer Wärmeübergangskoeffizient α_{innen} berechnet. In die Berechnung gehen die Kühlwassertemperaturen am Eintritt $T_{KW, ein}$ und am Austritt $T_{KW, aus}$ sowie der Kühlwassermassenstrom \dot{m}_{KW} ein, sowie der Druck p_{Kond} und die gemessene Zusammensetzung y_1 . Die Wärmeleitfähigkeit des Rohrmaterials λ_R geht ebenfalls in die Berechnung mit ein, diese Größe sollte allerdings mit einem sehr kleinen Fehler behaftet sein und wird daher bei der Fehlerbetrachtung nicht weiter berücksichtigt.

Damit kann der Messfehler für den äußeren Wärmeübergangskoeffizienten mit folgender Gleichung berechnet werden:

$$u_{\alpha_{au\beta en}} = \sqrt{\left(\frac{\delta \alpha_{au\beta en}}{\delta \dot{q}} \cdot u_{\dot{q}} \right)^2 + \left(\frac{\delta \alpha_{au\beta en}}{\delta \Delta T_{log}} \cdot u_{\Delta T_{log}} \right)^2 + \left(\frac{\delta \alpha_{au\beta en}}{\delta \alpha_{innen}} \cdot u_{\alpha_{innen}} \right)^2} . \quad (\text{A.14})$$

Zur Berechnung von $\alpha_{au\beta en}$ wird Gleichung (4.5) verwendet. Diese Gleichung muss folglich auch für die Fehlerfortpflanzung betrachtet werden. Für die partiellen Ableitungen in Gleichung (A.14) ergibt sich daraus:

$$\frac{\delta \alpha_{au\beta en}}{\delta \dot{q}} = \frac{\Delta T_{log}}{\left(\Delta T_{log} - \frac{\dot{q} \cdot \ln \left(\frac{r_{au\beta en}}{r_{innen}} \right) \cdot r_{au\beta en}}{\lambda} - \frac{\dot{q} \cdot r_{au\beta en}}{r_{innen} \cdot \alpha_{innen}} \right)^2} , \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{\delta\alpha_{au\beta en}}{\delta\Delta T_{log}} = - \frac{\dot{q}}{\left(\Delta T_{log} - \frac{\dot{q} \cdot \ln\left(\frac{r_{au\beta en}}{r_{innen}}\right) \cdot r_{au\beta en}}{\lambda} - \frac{\dot{q} \cdot r_{au\beta en}}{r_{innen} \cdot \alpha_{innen}} \right)^2} \quad \text{und} \quad (\text{A.16})$$

$$\frac{\delta\alpha_{au\beta en}}{\delta\alpha_{innen}} = - \frac{r_{au\beta en} \cdot r_{innen}}{\left(r_{au\beta en} - r_{innen} \cdot \alpha_{innen} \cdot \left(\frac{\Delta T_{log}}{\dot{q}} - \frac{\ln\left(\frac{r_{au\beta en}}{r_{innen}}\right) \cdot r_{au\beta en}}{\lambda} \right) \right)^2} \quad . \quad (\text{A.17})$$

Zur Bestimmung des Messfehlers $u_{\alpha_{au\beta en}}$ des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten sind neben den partiellen Ableitungen auch die Messfehler der Wärmestromdichte, der logarithmischen Temperaturdifferenz und des inneren Wärmeübergangskoeffizienten notwendig.

Die Wärmestromdichte wird aus Gleichung 4.1 bestimmt. Die Einflussgrößen sind der Massenstrom des Kühlwassers und die Kühlwassertemperaturen am Eintritt und Austritt des Kondensators. Daher wird die Messunsicherheit der Wärmestromdichte berechnet zu:

$$u_{\dot{q}} = \sqrt{\left(\frac{\dot{m}_{KW} \cdot c_{p,KW} \cdot u_{\Delta T_{KW}}}{A_R} \right)^2 + \left(\frac{c_{p,KW} \cdot \Delta T_{KW} \cdot u_{\dot{m}_{KW}}}{A_R} \right)^2} \quad . \quad (\text{A.18})$$

Die Messunsicherheit $u_{\dot{m}_{KW}}$ des Massenstroms an Kühlwasser ergibt sich aus der Messgenauigkeit des Coriolis-Massendurchflussmessers und ist vom Hersteller mit 0.05% angegeben. Die Messunsicherheit $u_{\Delta T_{KW}}$ der Kühlwassertemperaturdifferenz berechnet sich zu:

$$u_{\Delta T_{KW}} = \sqrt{2 \cdot u_{T_{ref}}^2 + u_{T_{KW, ein}}^2 + u_{T_{KW, aus}}^2} \quad . \quad (\text{A.19})$$

Dabei ist der Messfehler des Referenzthermometers $u_{T_{ref}}$ vom Hersteller mit 0.02 K angegeben. Die Messunsicherheit der Thermometer $u_{T_{KW, ein}}$ und $u_{T_{KW, aus}}$ ergibt sich aus der Kalibrierung der Thermometer als größte Abweichung zum Referenzthermometer.

Die logarithmische Temperaturdifferenz ΔT_{log} wird aus den Kühlwassertemperaturen am Ein- und am Austritt des Kondensators und aus der Dampftherperatur berechnet. Die Dampftherperatur wird aus dem gemessenen Druck und der Zusammensetzung der Gasphase berechnet. Folglich kann der Messfehler der logarithmischen Temperaturdifferenz $u_{\Delta T_{log}}$ abgeschätzt werden zu:

$$u_{\Delta T_{log}} = \sqrt{2 \cdot u_{T_{ref}}^2 + u_{p_{ref}}^2 + u_{T_{KW, ein}}^2 + u_{T_{KW, aus}}^2 + u_{p_{Kond}}^2 + u_y^2} \quad . \quad (\text{A.20})$$

Der Messfehler $u_{p_{ref}}$ ist der Fehler in der Temperatur in Gasraum, der durch den Referenzdrucksensor verursacht wird. Da die Temperatur aus dem Druck berechnet wird, geht der Messfehler des Referenzdrucksensors direkt in die Temperatur ein. Dieser Fehler beträgt etwa 0.08 K. $u_{p_{Kond}}$ steht für den Messfehler, der auf Grund der Abweichung der Drucksensoren zum Referenzdrucksensor in die Temperatur im Gasraum eingeht. Dieser Fehler beträgt etwa 0.1 K. Der Fehler in der Sättigungstemperatur, der auf Grund des Messfehlers der Zusammensetzung der Gasphase u_y zustande kommt, resultiert aus zwei Einflussgrößen. Zum Einen variieren die gemessenen Werte der Zusammensetzung um etwa $\pm 0.5\%$ und zum Anderen besitzt die Bestimmung der Zusammensetzung eine Ungenauigkeit von etwa ebenfalls $\pm 0.5\%$. Daraus resultiert ein Fehler, der etwa $u_y = 0.2$ K beträgt.

Der Messfehler des inneren Wärmeübergangskoeffizienten $u_{\alpha_{innen}}$ wird ebenfalls nur abgeschätzt. Nach INCROPERA & DEWITT 2001 beträgt er weniger als 10 %.

In der folgenden Tabelle sind für ausgewählte Messungen der Messfehler der Wärmestromdichte, der logarithmischen Temperaturdifferenz, des inneren Wärmeübergangskoeffizienten und des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten dargestellt.

Tabelle A.7: Exemplarisch berechnete Messfehler für ausgewählte Messungen

Gemisch	Rohr	Messung	u_q	$u_{\Delta T_{log}}$	$u_{\alpha_{innen}}$	$u_{\alpha_{au\beta en}}$	Messfehler in %
n-Pentan/iso-Oktan	Glattrohr CS	020_5	260.71 $\frac{W}{m^2}$	0.242 K	393.88 $\frac{W}{m^2 \cdot K}$	13.26 $\frac{W}{m^2 \cdot K}$	1.69 %
n-Pentan/iso-Oktan	Rippenrohr CS	041_5	274.85 $\frac{W}{m^2}$	0.219 K	961.65 $\frac{W}{m^2 \cdot K}$	24.26 $\frac{W}{m^2 \cdot K}$	2.38 %
iso-Oktan/n-Pentan	Rippenrohr VA	044_6	253.25 $\frac{W}{m^2}$	0.240 K	764.91 $\frac{W}{m^2 \cdot K}$	17.44 $\frac{W}{m^2 \cdot K}$	2.21 %
iso-Propanol/Wasser	Glattrohr VA	028_6	246.22 $\frac{W}{m^2}$	0.240 K	729.71 $\frac{W}{m^2 \cdot K}$	128.75 $\frac{W}{m^2 \cdot K}$	4.05 %
iso-Propanol/Wasser	Rippenrohr VA	063_7	311.10 $\frac{W}{m^2}$	0.241 K	964.95 $\frac{W}{m^2 \cdot K}$	92.52 $\frac{W}{m^2 \cdot K}$	3.77 %

A.5 Versuchsstand

A.5.1 Konstruktionszeichnung Kondensator Einzelrohranlage

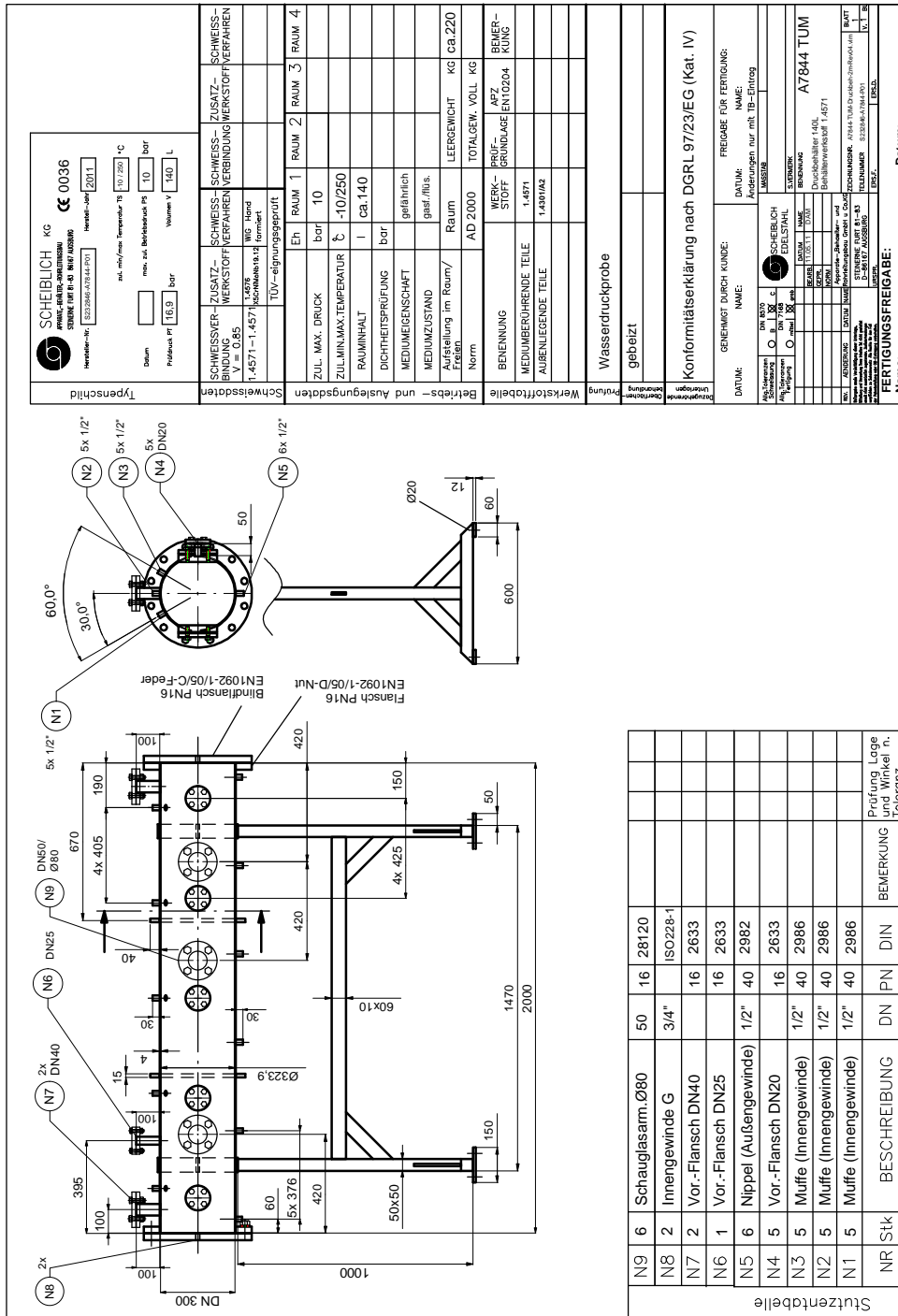


Abbildung A.1: Konstruktionszeichnung des Kondensators der Einzelrohranlage

A.5.3 Technische Daten Prozessthermostat Einzelrohranlage

Julabo Produkt-Datenblatt

SC5000a SemiChill - Umlaufkühler

[Drucken](#)

<p>Abbildung</p> 	<p>Beschreibung</p> <p>Umlaufkühler für industrielle Anwendungen (Grundmodell, weitere Optionen verfügbar)</p> <p>Die SemiChill-Reihe bietet leistungsstarke Umlaufkühler für Anwendungen speziell in der Halbleiterindustrie. Fünf Modelle mit Kühlleistungen von 2,5 bis 10 kW (luft- und wassergekühlt) stehen zur Auswahl. Der Arbeitstemperaturbereich reicht von +5 bis +35 °C (optional -20 bis +130°C). Verschiedene Pumpen und Elektronikmodule sind wählbar. Damit werden einfachste bis höchste Anforderungen abgedeckt, wie z.B. Durchfluss- und Leitfähigkeitsmessung, externe Regelung oder Integration mittels Analogsignal, RS232, Devicenet oder Ethernet. Zubehör und Optionen wie z.B. DI-Filter, Microfilter, USB-Adapter etc. runden das Programm ab.</p>																																		
<p>Bestell-Informationen</p> <p>Modell: SC5000a Bestell- 9500050XXP3H0D0M0 Nr.:</p> <p>Verfügbare Netzspannungen: 400V / 3 Ph. / 50Hz 208-230V / 3 Ph. / 60Hz</p>	<p>Vorteile</p> <ul style="list-style-type: none"> o Für höchste Anforderungen in der Halbleiter-Industrie und in "rauhem" Umgebungen o Platzsparend, keine seitlichen Lüftungsschlitze o Integrierte Griffe und Laufrollen zur Standortveränderung o Industrie-Netzschalter und Not-Aus o Förderdruck-Anzeige o Füllstandsanzeige o Einfüllöffnung vorne o Geringer Geräuschpegel o PID Temperaturregelung o ATC3 3-Punkt-Kalibrierung o Frühwarnsystem für Unterniveau o Warn- und Sicherheitsfunktionen o Modularer Aufbau mit frei wählbaren Optionen o Luftgekühlte Version 																																		
<p>Verkauf & Beratung:  +49 7823 51-180</p> <p>Montag bis Freitag 7:30 bis 17:00 Uhr</p> <p>JULABO Labortechnik GmbH Eisenbahnstrasse 45 77960 Seelbach/Germany Telefon +49 7823 51-0 Fax +49 7823 2491 info@julabo.de www.julabo.de</p> <p>Technische Änderungen vorbehalten. Abbildungen können vom Original abweichen.</p>	<p>Technische Daten</p> <table border="1"> <tr><td>Arbeitstemperaturbereich:</td><td>-20 ... 130 °C Optionen</td></tr> <tr><td>Temperaturregelung</td><td>PID</td></tr> <tr><td>Temperaturkonstanz</td><td>±0,1 °C</td></tr> <tr><td>Anzeigen</td><td>LED Optionen</td></tr> <tr><td>Anzeigenauflösung</td><td>0,1 °C</td></tr> <tr><td>Integrierter Programmgeber</td><td>nicht vorhanden</td></tr> <tr><td>Heizleistung</td><td>0 W Optionen</td></tr> <tr><td>Kälteleistung</td><td>20 0 -10 °C 5000 2500 1200 W</td></tr> <tr><td>Kältemittel</td><td>R404A</td></tr> <tr><td>Pumpenleistung</td><td>Druck: 3,5 bar Optionen Förder: 33 l/min</td></tr> <tr><td>Digitale Schnittstellen</td><td>RS232</td></tr> <tr><td>Badöffnung / Badtiefe (B x T / BT)</td><td>Ø = 7 / - cm</td></tr> <tr><td>Füllvolumen</td><td>43 ... 60 Liter</td></tr> <tr><td>Abmessungen (B x T x H)</td><td>59 x 67 x 112 cm</td></tr> <tr><td>Gewicht</td><td>153 kg</td></tr> <tr><td>Zulässige Umgebungstemperatur</td><td>5...40 °C</td></tr> <tr><td>Klasseneinteilung nach DIN 12876-1</td><td>3</td></tr> </table>	Arbeitstemperaturbereich:	-20 ... 130 °C Optionen	Temperaturregelung	PID	Temperaturkonstanz	±0,1 °C	Anzeigen	LED Optionen	Anzeigenauflösung	0,1 °C	Integrierter Programmgeber	nicht vorhanden	Heizleistung	0 W Optionen	Kälteleistung	20 0 -10 °C 5000 2500 1200 W	Kältemittel	R404A	Pumpenleistung	Druck: 3,5 bar Optionen Förder: 33 l/min	Digitale Schnittstellen	RS232	Badöffnung / Badtiefe (B x T / BT)	Ø = 7 / - cm	Füllvolumen	43 ... 60 Liter	Abmessungen (B x T x H)	59 x 67 x 112 cm	Gewicht	153 kg	Zulässige Umgebungstemperatur	5...40 °C	Klasseneinteilung nach DIN 12876-1	3
Arbeitstemperaturbereich:	-20 ... 130 °C Optionen																																		
Temperaturregelung	PID																																		
Temperaturkonstanz	±0,1 °C																																		
Anzeigen	LED Optionen																																		
Anzeigenauflösung	0,1 °C																																		
Integrierter Programmgeber	nicht vorhanden																																		
Heizleistung	0 W Optionen																																		
Kälteleistung	20 0 -10 °C 5000 2500 1200 W																																		
Kältemittel	R404A																																		
Pumpenleistung	Druck: 3,5 bar Optionen Förder: 33 l/min																																		
Digitale Schnittstellen	RS232																																		
Badöffnung / Badtiefe (B x T / BT)	Ø = 7 / - cm																																		
Füllvolumen	43 ... 60 Liter																																		
Abmessungen (B x T x H)	59 x 67 x 112 cm																																		
Gewicht	153 kg																																		
Zulässige Umgebungstemperatur	5...40 °C																																		
Klasseneinteilung nach DIN 12876-1	3																																		
	<p>Sonstige Eigenschaften</p> <p>Dieses Datenblatt zeigt das Grundmodell. Beachten Sie bitte die vielfältigen Optionen und stellen Sie sich Ihren individuellen SemiChill Umlaufkühler zusammen. Mehr zu den verfügbaren Optionen erhalten Sie in der PDF Broschüre auf dieser Seite. Rufen Sie uns an. Wir helfen Ihnen bei der Zusammenstellung des für Sie passenden Modells.</p>																																		

Abbildung A.3: Technische Daten Prozessthermostat Einzelrohranlage

A.5.4 Technische Daten Prozessthermostat Rohrbündelanlage

Produktdatenblatt



Bestellnr.	9676200
Modellreihe	FL Series
Kategorie	Umlaufkühler / Umwälzkühler
Arbeitstemperaturbereich (°C)	-25... 40
Temperaturkonstanz (°C)	±0.5
Einstell- /Anzeigeauflösung	0.1 °C
Temperaturanzeige	LED
Kälteleistung (Medium Ethanol)	
20°C	20 kW
10°C	15 kW
0°C	12 kW
-10°C	7 kW
-20°C	3 kW
Pumpenleistung Förderstrom (l/min)	80
Pumpenleistung Förderdruck (bar)	0.8-6.0
Pumpenanschlussgewinde	G1 1/4"
Schlaucholiven Ø mm I.W	1"
Füllvolumen (Liter)	15...37
Kältemittel	R404a
Digitale Schnittstelle	RS232
Zulässige Umgebungstemperatur	5...40 °C
Abmessungen B X T X H (cm)	95 x 115 x 161
Gewicht (kg)	360
Analoge Ein-/Ausgänge	Optional
Beschreibung	Einsetzbare Medien: Wasser, Wasser-Glykol-Gemische, JULABO Thermal-Temperierflüssigkeit.
Included with each unit	2 Schlaucholiven für Schlauch 1" I.W. (Pumpenanschlüsse mit G1 1/4" Außengewinde)
Kühlung Kältemaschine	Wasser

Lieferbare Spannungsvarianten

400 V / 3 Ph. / 50Hz / 18A

Abbildung A.4: Technische Daten Prozessthermostat Rohrbündelanlage

A.5.5 Anlagenschema der Rohrbündelanlage

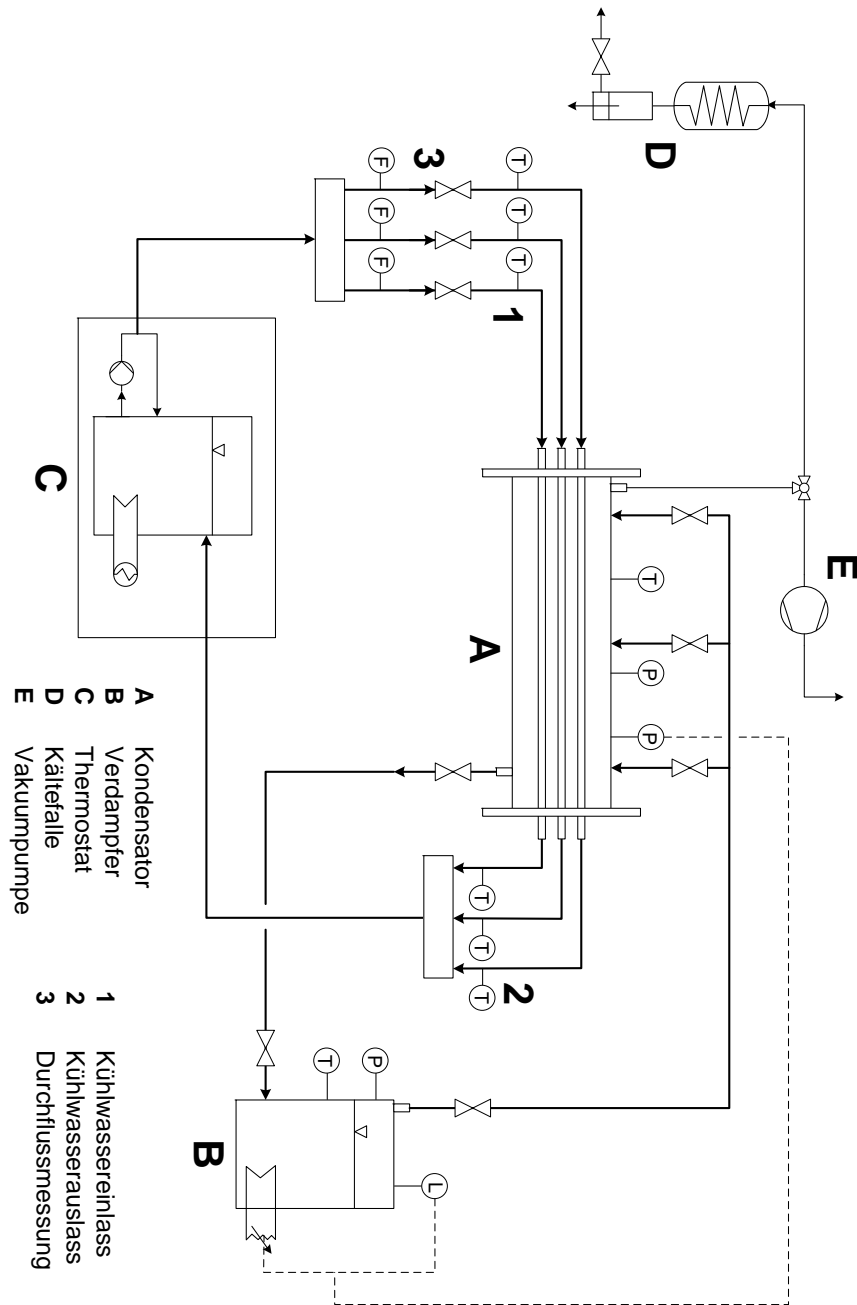


Abbildung A.5: Anlagenschema der Rohrbündelanlage

A.5.6 Beschreibung der Messsensorik

Die Messsensorik wird von REIF 2016 ausführlich erläutert. Diese Erläuterungen werden hier zur detaillierten Beschreibung der Messsensorik aufgegriffen.

Die eingebauten Drucksensoren in der Rohrbündelanlage und in der Einzelrohranlage haben die Nummer PBMN 25B20AA11403201000 und sind von der Firma *Baumer* gefertigt. Sie messen in einem Druckbereich von 0 bis 6 bar absolut mit einer Genauigkeitsklasse von 0.1 %, was laut Hersteller einer Genauigkeit von 0.006 bar entspricht. Die Drucksensoren wurden einzeln nach Einbau in die Anlage kalibriert. Dazu wurde ein System mit einem Referenzsensor (LPC-2-0006-0-ABS) und einem Kalibrator (LPC200, portables Handmessgerät für externen Sensor Typ LPC-2) verwendet. Die Genauigkeit des Referenzsensors beträgt $\pm 0.025\%$ vom Endwert.

Die Kühlwassertemperaturen $T_{KW, \text{ein}}$ und $T_{KW, \text{aus}}$ in der Einzelrohranlage wurden mit jeweils einem Einschraub-Mantel-Widerstandsthermometer Pt1000 RM-Typ C14J-70/0, 3/4" NPT, 1.4571, B / M20x1,5 der Firma *Rössel-Messtechnik* gemessen, deren Genauigkeit nach DIN EN 60751 mit der Klasse AA angegeben ist. Der Toleranzwert dieser Genauigkeitsklasse beträgt $\pm (0.1 + 0.0017 \cdot |T|)$ mit $|T|$ als Betrag des Absolutwertes der Temperatur in °C. In der Rohrbündel-Anlage wurden zur Messung der Kühlwassertemperaturen Mantel-Widerstandsthermometer 1xPt1000/0 RM-Typ WL-6,0-1Pt1000-AA-FS-49,4-10-TT-465-3/4" NPT der gleichen Genauigkeitsklasse verwendet. Diese wurden ebenfalls von der Firma *Rössel-Messtechnik* bezogen. In beiden Anlagen wurden programmierbare 2-Draht Universalmessumformer mit der Bezeichnung 5331D3B Pretop (Typ: RM-Typ PR-5331D3B/EX) des selben Herstellers verwendet, um eine höhere Genauigkeit des elektrischen Signals zu erreichen.

Zur Kalibrierung der Kühlwasserthermometer wurde ein TTI-10 Präzision-2-Kanal Handmessgerät Pt100 mit einem Arbeitsnormal-Platinwiderstandsthermometer 935-14-61/TTI verwendet. Die Kalibrierung dieses Referenzthermometers wurde von der Deutschen Akkreditierungsstelle GmbH als Kalibrierlaboratorium im Deutschen Kalibrierdienst im Bereich von 5 (0 °C bis 156 °C) durchgeführt.

Der Durchfluss des Kühlwassers wurde in der Einzelrohr-Anlage mit einem Coriolis-Durchflussmesser Promass 83F08, DN8 3/8" der Firma *Endress+Hauser Messtechnik* gemessen. Laut Kalibrierung vom Hersteller beträgt die Abweichung bei einer Wassertemperatur von 26.4 °C 0.029 % vom Messwert. Die Toleranzgrenze liegt bei 0.05 % vom Messwert. Die Toleranzgrenze des in der Rohrbündel-Anlage verwendeten Coriolis-Durchflussmessers Promass 83F25, DN25 1" der Firma *Endress + Hauser Messtechnik* liegt bei 0.1 % vom Messwert.

A.6 Betrieb der Versuchsanlage

Der Betrieb der Anlage sowie die Versuchsdurchführung und Probenanalyse für die durchgeführten Versuche wird von VOGT 2015 in aller Ausführlichkeit beschrieben. Diese Beschreibung wird hier übernommen:

Inbetriebnahme

Um Fouling im Thermostaten und in den Leitungen zu verhindern, wird der Kühlwasserkreislauf über das Wochenende und bei längeren Messpausen entleert und die Anlage heruntergefahren. Dementsprechend muss die Versuchsanlage am Wochenanfang jedes mal aufs Neue in Betrieb genommen werden. Hierzu wird der Computer mit der Steuerungssoftware hochgefahren und die beiden Sicherungskästen an das Stromnetz angeschlossen. Die bei der Außerbetriebnahme abgeschraubten Kühlwasseranschlüsse am Kondensatoreingangs- und -ausgangsverteiler werden neu verbunden und die Ventile an den nicht genutzten Verteilerzweigen geschlossen. Anschließend wird die externe Kühlwasserversorgung für den Thermostaten und den Rohrschlangenwärmeübertrager in Betrieb genommen. Zu diesem Zweck wird der Kühlwasserrück- und darauffolgend der -vorlauf geöffnet.

Zur Bedienung der Anlage wird das Programm LabVIEWTM am Computer ausgeführt. Durch Betätigung des weißen Pfeils auf der Programm-Bedienoberfläche wird die Verbindung mit der Mess- und Regelungseinrichtung der Anlage hergestellt. Um den Kühlwasserkreislauf zu füllen, wird der Thermostatauslass geschlossen, der Thermostat im Verhältnis 2:1 mit destilliertem und Leitungswasser aufgefüllt und der Netzschalter eingeschaltet. Anschließend wird der Durchfluss in LabVIEWTM mit 10 % vorgegeben und der Sollwert des Thermostaten auf 20 °C gesetzt. Damit die leeren Leitungen gefüllt werden, wird der Thermostat kurzzeitig über die Steuerungssoftware eingeschaltet. Sobald dessen Stand auf 20 % abgesunken ist, wird der Thermostat ausgeschaltet, ein zweites Mal befüllt und erneut eingeschaltet. Wenn die zuvor zugeschraubten Kühlwasserverbindungen dicht sind, kann die Stellgröße für den Durchfluss auf den Betriebswert von 60 % angehoben und die gewünschte Kühlwassertemperatur vorgegeben werden.

Um den Inertgasanteil, der sich während der Stillstandszeit in der Anlage angesammelt hat, zu verringern, wird die Anlage evakuiert. Hierzu werden die Leitungen zwischen Verdampfer und Kondensator geschlossen und eine Vakuumpumpe an den Kondensator angeschlossen. Wenn der Absolutdruck von 200 mbar unterschritten wird, wird der Vorgang gestoppt und die Verbindungen zwischen den einzelnen Anlagenteilen wieder geöffnet. Anschließend kann der Verdampfer in Betrieb genommen werden. Hierzu wird der Sollwert des Verdampfers mit $p = 1.2$ bar vorgegeben und die Regelung auf den Druck im Kondensator p_2 bezogen. Wenn die Anlage die eingestellten Betriebsparameter erreicht hat, werden die Sicherheitsschaltungen durch Betätigung des „Sicherheit an“-Schalters aktiviert.

Außerbetriebnahme

Um die Anlage außer Betrieb zu nehmen, wird zuerst die Energiezufuhr gestoppt. Hierzu wird die Verdampferregelung auf manuell umgestellt und 0 % Heizleistung vorgegeben. Dann wird der Thermostat ausgeschaltet und die beiden Knöpfe „Thermostat Stop“ und „Versuchsstand Stop“ betätigt. Anschließend kann das LabVIEWTM-Programm geschlossen und der Computer heruntergefahren werden. Um den Kühlwasserkreislauf zu entleeren, wird an dem Thermostaten der Netzschalter ausgeschaltet und die Befüllkappe und der Auslasshahn geöffnet. Die Kühlwasseranschlüsse am Kondensatoreingangs- und -ausgangsverteiler werden abgeschraubt und die Ventile an den nicht genutzten Verteilerzweigen geöffnet. Nachfolgend wird die Regelung des Massendurchflussmessers am Gerät auf manuell gestellt und das Ventil auf 100 % aufgefahren. Zum Schluss werden die beiden Sicherheitsschranke ausgeschaltet und die Netzstecker vom Strom getrennt.

Auffüllvorgang und Rohrwechsel

Ein Auffüllen der Anlage ist erforderlich, wenn der Füllstand im Verdampfer unter den Grenzwert sinkt oder die Gemischzusammensetzung verändert werden soll. Hierzu wird ein Schlauch über eine Schnellschlussverbindung mit dem Verdampfer verbunden und dessen Absolutdruck auf 0.8 bar abgesenkt. Ist der Zielwert erreicht, so wird der Verbindungsschlauch in das Gebinde mit dem rückzuführenden Gemisch getaucht und der Hahn unterhalb der Schnellschlussverbindung geöffnet. Aufgrund des vorliegenden Druckunterschiedes wird die Flüssigkeit in den Verdampfer eingezogen.

Für die Messungen werden zwei verschiedene Rohrtypen, ein Glatt- und ein Rippenrohr, verwendet. Beide Rohre sind auf gleicher Höhe im Kondensator eingebaut. Gemessen wird jedoch immer nur an einem Rohr. Um zwischen den Rohren zu wechseln, muss lediglich der Kühlwasseranschluss getauscht werden. Hierzu wird die Heizung im Verdampfer ausgeschaltet und die Kühlwassertemperatur an dem Thermostaten auf 30 °C gesenkt. Wenn die Temperatur erreicht ist, wird das Kühlwasserventil geschlossen und der Thermostat ausgeschaltet. Anschließend wird das Dosierventil in der Kühlwasserleitung vor dem Kondensator und der Handhahn in der Kühlwasserleitung nach dem Kondensator geschlossen, die Schraubverbindungen am Rohr gelöst und diese mit dem neu zu vermessendem Rohr verbunden. Um die Dichtigkeit zu testen, wird der Thermostat angeschaltet und der Kühlwasserstrom auf 10 % gestellt. Wenn keine Leckage vorliegt, kann der Kühlwasserstrom, die Kühlwassertemperatur und der Druck wieder auf Betriebsbedingungen angehoben werden.

Versuchsdurchführung und Probenanalyse

Bevor eine Messung durchgeführt wird, muss sichergestellt sein, dass Inertgase das Messergebnis nicht beeinflussen. Hierzu wird vor jeder Messung der Kondensatordruck auf $p = 1.2 \text{ bar}$ angehoben. Dann wird der Dampfeinlass auf die dem Abblasventil

gegenüberliegende Seite gestellt und das Abblasventil für 2 Minuten geöffnet. Bei den ersten Messungen des Tages bzw. nach der Wiederinbetriebnahme wird der Abblasvorgang mit kurzen Zwischenpausen mehrmals wiederholt.

Anschließend wird der Dampfweg auf die fünf Einlässe um- und der Betriebsdruck wiederhergestellt. Dann wird die Messdatenaufzeichnung gestartet. Unter folgenden Betriebsbedingungen werden die Messungen durchgeführt:

- Kondensatordruck $p_2 = 1.013 \text{ bar}$
- Stellgröße Kühlwasserventil $y = 60\%$ ($\dot{M}_{\text{KW}} \approx 710 \text{ kg/h}$)
- Kühlwassertemperatur $T_{\text{KW}} = 60 - 85^\circ\text{C}$
- Messdauer $t = 40 \text{ min}$

Die Kühlwassertemperatur wird so gewählt, dass eine Wärmestromdichte von ca. $\dot{q} = 20 - 30 \text{ kW}$ erzielt wird. Da das System erst den stationären Zustand erreichen muss, werden die Messdaten der ersten 20 Minuten nicht für die Auswertung herangezogen. Nachdem die Messdauer abgelaufen ist, wird die Messdatenaufzeichnung gestoppt. Die drei Hohlzylinder werden mittels einer Vakuumpumpe für ca. 1 Minute evakuiert und an die entsprechenden Probenahmestellen über Swagelok-Verbindungen angeschlossen. Die Probenahmehähne werden möglichst gleichzeitig geöffnet und nach 1-2 s in Öffnungsreihenfolge verschlossen. Danach werden die Hohlzylinder abmontiert und ein neuer Messzyklus kann beginnen.

Die Zeit während den Messungen wird zur Probenanalyse genutzt. Damit die gasförmigen, noch heißen Proben verflüssigt werden, werden die Hohlzylinder für 20 Minuten in den Kühlschranks gestellt. Um die Gemischzusammensetzung zu bestimmen, wird ein Gas-Chromatograph (GC) des Typs Agilent HP 6890 Series verwendet. Die verflüssigten Proben werden in drei kleine GC-Probenflaschen gefüllt, mittels Bördeklappen verschlossen und auf dem Probenrondell platziert. Zur Bedienung des Gas-Chromatographen wird die Software ChemStation der Firma Agilent Technologies verwendet. Probennummer und GC-Methode werden in die Software eingetragen und die Analyse gestartet. Mithilfe des Autosamplers werden die Proben nacheinander in das GC injiziert. Jede Probe wird drei mal analysiert und das Ergebnis anschließend gemittelt.

Im GC verdampft die Probe und strömt mit einem Trägergas (N_2) durch die Trennsäule. Verwendet wird die Säule Varian Plot Fused Silica 25 m x 0.32 mm Coating Poraplot Q. Die Gemischkomponenten gehen unterschiedliche Wechselwirkungen mit den Molekülen der Trennsäule ein. Dementsprechend unterscheidet sich die Zeit, die sie zum durchwandern der Säule benötigen und können aufgetrennt werden. Ein nachgeschalteter Detektor erfasst die Komponenten. Durch die hinterlegte Kalibrierfunktion wird die Zusammensetzung des Gemischs ausgegeben. Aus dem Messergebnis der drei Probenahmestellen wird der Durchschnitt gebildet und als Wert für die jeweilige Messung übernommen. Die Messgenauigkeit des Gas-Chromatographen wird in regelmäßigen Abständen mit Gemischen bekannter Konzentration überprüft. Abweichungen bis zu 0,5% werden toleriert.

Literatur

ABDULLAH ET AL. 1995

ABDULLAH, R. ; COOPER, J. ; BRIGGS, A. ; ROSE, J.: *Condensation of steam and R113 on a bank of horizontal tubes in the presence of a noncondensing gas*. Experimental thermal and fluid science 10.3 (1995), S. 298–306.

ACKERMANN 1968

ACKERMANN, D.: *Beitrag zur Berechnung des Wärmeübergangs bei Kondensation in Anwesenheit von Inertgas*. Wärme- und Stoffübertragung 1 (1968), S. 246–250.

ACKERMANN 1937

ACKERMANN, G.: *Wärmeübergang und molekulare Stoffübertragung im gleichen Feld bei großen Temperatur- und Partialdruckdifferenzen*. VDI Forschungsheft 382 (1937), S. 1–16.

ADAMEK 1981

ADAMEK, T.: *Bestimmung der Kondensationsgrößen auf feingewellten Oberflächen zur Bestimmung der optimalen Wandgeometrie*. Wärme- und Stoffübertragung 15 (1981), S. 255–270.

ARBEITSGEMEINSCHAFT-ENERGIEBILANZEN 2015

ARBEITSGEMEINSCHAFT-ENERGIEBILANZEN: *Auswertungstabellen zur Energiebilanz Deutschland 1990 bis 2014*. (2015).

BAEHR & STEPHAN 2004

BAEHR, H. D. ; STEPHAN, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer-Verlag, Heidelberg, 2004.

BELGHAZI ET AL. 2003

BELGHAZI, M. ; BONTEMPS, A. ; MARVILLET, C.: *Experimental study and modelling of heat transfer during condensation of pure fluid and binary mixture on a bundle of horizontal finned tubes*. International Journal of Refrigeration 26 (2003), S. 214–223.

BELGHAZI ET AL. 2001

BELGHAZI, M. ; BONTEMPS, A. ; SIGNE, J. ; MARVILLET, C.: *Condensation heat transfer of a pure fluid and binary mixture outside a bundle of smooth horizontal tubes. Comparison of experimental results and a classical model*. International Journal of Refrigeration 24 (2001), S. 841–855.

BIRD ET AL. 2007

BIRD, R. ; STEWART, W. ; LIGHTFOOT, E.: *Transport Phenomena*. Wiley International edition. Wiley, New York, 2007.

BLASS 1973

BLASS, E.: *Die Kondensation von binären Dampfgemischen*. Chemie Ingenieur Technik 45 (1973), S. 865–872.

BOJANOWSKI 2012

BOJANOWSKI, A.: *Debatte um CCS-Technologie: Altmaier gegen CO₂-Speicherung*. <http://www.spiegel.de/wissenschaft/technik/ccs-altmaier-sieht-keine-zukunft-fuer-co2-speicherung-in-deutschland-a-845868.html> (aufgerufen am: 20.01.2016) (2012).

BONGARTZ ET AL. 2015

BONGARTZ, R.; MARKEWITZ, P.; BISS, K.: *CO₂-Abscheidung. Energietechnologien der Zukunft*. Springer-Verlag, Heidelberg, 2015, S. 77–92.

BRIGGS & ROSE 1994

BRIGGS, A.; ROSE, J.: *Effect of Fin Efficiency on a Model for Condensation Heat Transfer on a Horizontal, Integral-Fin Tube*. International Journal of Heat and Mass Transfer 37 (1994), S. 457–463.

BRIGGS & ROSE 1995

BRIGGS, A.; ROSE, J.: *Condensation Performance of some commercial integral fin tubes with steam and CFC113*. Experimental Heat Transfer 8 (1995), S. 131–143.

BRIGGS & ROSE 1999

BRIGGS, A.; ROSE, J.: *An Evaluation of Models for Condensation Heat Transfer on Low-Finned Tubes*. Enhanced Heat Transfer 6 (1999), S. 51–60.

BÜCHNER ET AL. 2015a

BÜCHNER, A.; REIF, A.; REHFELDT, S.; KLEIN, H.: *Problematik einheitlicher Betrachtungen des Wärmedurchgangs bei der Kondensation an strukturierten Rohren*. Chemie Ingenieur Technik 87 (2015), S. 301–305.

BÜCHNER ET AL. 2015b

BÜCHNER, A.; REIF, A.; REHFELDT, S.; KLEIN, H.: *Untersuchung der Kondensation von Reinstoffen an einem horizontalen berippten Rohrbündel*. Chemie Ingenieur Technik 87 (2015), S. 270–279.

BUNDESMINISTERIUM FÜR WIRTSCHAFT UND ENERGIE 2014

BUNDESMINISTERIUM FÜR WIRTSCHAFT UND ENERGIE: *Nationaler Aktionsplan Energieeffizienz*. Bonifatius GmbH, Paderborn, 2014.

BUNDESREGIERUNG 2015

BUNDESREGIERUNG: *Neuer Klimavertrag beschlossen*. <http://www.bundesregierung.de/Content/DE/Artikel/2015/12/2015-12-12-klimaabkommen.html> (aufgerufen am: 20.01.2016) (2015).

BUTTERWORTH 1981

BUTTERWORTH, D.: *Condensers: Basic Heat Transfer and Fluid Flow. Heat Exchangers - Thermal-Hydraulic Fundamentals and Design*. Hemisphere Publishing Corporation Washington, 1981.

CHAJKOVSKIJ ET AL. 1973

CHAJKOVSKIJ, V. ; BAHTIZON, P. ; LUKANOV, I.: *Untersuchung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Gemischen aus den Kältemitteln R12 und R22 an waagrecht angeordneten Rippenrohren (russ.)* Kholodilnaja Technika 2 (1973), S. 24–28.

COLBURN & DREW 1937

COLBURN, A. P. ; DREW, T. B.: *The condensation of mixed vapors*. Transactions of the American Institute of Chemical Engineers 33 (1937), S. 197–215.

FICK 1855

FICK, A.: *Über Diffusion*. Annalen der Physik 170.1 (1855), S. 59–86.

FULLARTON & SCHLÜNDER 2006

FULLARTON, D. ; SCHLÜNDER, E.-U.: *Jb: Filmkondensation von binären Gemischen mit und ohne Inertgas*. VDI Wärmeatlas. 10. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. Kap. Jb, S. 1029–1040.

GNIELINSKI 2013

GNIELINSKI, V.: *On heat transfer in tubes*. International Journal of Heat and Mass Transfer 63 (2013), S. 134–140.

HONDA & NOZU 1987

HONDA, H. ; NOZU, S.: *A Prediction Method for Heat Transfer During Film Condensation on Horizontal Low Integral-Fin Tubes*. Journal of Heat Transfer 109 (1987), S. 218–225.

HONDA ET AL. 1983

HONDA, H. ; NOZU, S. ; MITSUMORI, K.: *Augmentation of Condensation on Horizontal Finned Tubes by Attaching a Porous Drainage Plate*. Proceedings of the ASME-JSME Joint Conference 3 (1983), S. 289–296.

HONDA ET AL. 1999

HONDA, H. ; TAKAMATSU, H. ; TAKATA, N.: *Condensation of downward-flowing zeotropic mixture HCFC-123/HFC-134a on a staggered bundle of horizontal low-finned tubes*. Journal of Heat Transfer 121.2 (1999), S. 405–412.

HOU & WUNDRAM 2009

HOU, Z.; WUNDRAM, L.: *Langzeitverschluss der CO₂-Entsorgung in einer Erdgaslagerstätte zur Erhöhung der Ausbeutungsrate: Vergleich mit der Endlagerung radioaktiver Abfälle in einem alten Bergwerk*. Energie und Rohstoffe 9.12.09 (2009), S. 317–334.

INCROPERA & DEWITT 2001

INCROPERA, F. P.; DEWITT, D. P.: *Fundamentals of heat and mass transfer*. 5th ed. Wiley, New York, 2001.

IPCC 2013

IPCC: »Summary for Policymakers«. Hrsg. von T. STOCKER; D. QIN; G.-K. PLATTNER; M. TIGNOR; S. ALLEN; J. BOSCHUNG; A. NAUELS; Y. XIA; V. BEX; P. MIDGLEY. Cambridge University Press, 2013. Kap. SPM, S. 1–30.

JUNG ET AL. 2003

JUNG, D.; SONG, K.; KIM, K.; AN, K.: *Condensation heat transfer coefficients of halogenated binary refrigerant mixtures on a smooth tube*. International Journal of Refrigeration 26 (2003), S. 795–799.

KANANEH ET AL. 2006

KANANEH, A. B.; RAUSCH, M.; FRÖBA, A.; LEIPERTZ, A.: *Experimental study of dropwise condensation on plasma-ion implanted stainless steel tubes*. International Journal of Heat and Mass Transfer 49 (2006), S. 5018–5026.

KEMPKENS 2014

KEMPKENS, W.: *Werden Kohle und Gas nun sauber? Erste Kraftwerke pressen CO₂ unter die Erde*. <http://green.wiwo.de/wird-kohle-und-gas-jetzt-sauber-erste-kraftwerke-pressen-co2-unter-die-erde/> (aufgerufen am: 20.01.2016) (2014).

KLAN 2013

KLAN, H.: *F2: Wärmeübertragung durch freie Konvektion: Außenströmung*. VDI Wärmeatlas. 11. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013. Kap. F2, S. 757–764.

KONAKOV 1946

KONAKOV, P.: *Eine neue Formel für den Reibungskoeffizienten glatter Rohre (Orig. Russ)*. Berichte der Akademie der Wissenschaften der UdSSR 7 (1946), S. 503–506.

KRISHNA & STANDART 1976

KRISHNA, R.; STANDART, G.: *A Multicomponent Film Model Incorporating a General Matrix Method of Solution to the Maxwell-Stefan Equations*. AIChE Journal 22 (1976), S. 383–389.

KUMAR ET AL. 2002a

KUMAR, R. ; VARMA, H. K. ; MOHANTY, B. ; AGRAWAL, K. N.: *Prediction of heat transfer coefficient during condensation of water and R-134a on single horizontal integral-fin tubes*. International Journal of Refrigeration 25 (2002), S. 111–126.

KUMAR ET AL. 2002b

KUMAR, R. ; VARMA, H. ; MOHANTY, B. ; AGRAWAL, K.: *Augmentation of heat transfer during filmwise condensation of steam and R-134a over single horizontal finned tubes*. International Journal of Heat and Mass Transfer 45 (2002), S. 201–211.

LANGEN 1931

LANGEN, E.: *Der Einfluß des Luftgehaltes auf den Wärmeübergang bei kondensierendem Dampf*. Forschung im Ingenieurwesen 2 (1931), S. 359–369.

LAPLACE 1805

LAPLACE, P. S.: *Traité de Mécanique Céleste*. 4. De l'Imprimerie De Crapelet, 1805.

LEIPERTZ 2013

LEIPERTZ, A.: *J3: Tropfenkondensation*. VDI Wärmeatlas. 11. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013. Kap. J3, S. 1041–1046.

LEWIS & WHITMAN 1924

LEWIS, W. ; WHITMAN, W.: *Principles of gas absorption*. Industrial & Engineering Chemistry 16.12 (1924), S. 1215–1220.

MCNAUGHT 1979

MCNAUGHT, J.: *Mass transfer correction terms in design methods for multi-component-partial condensers*. 18th Natl. Heat Transfer Conf., San Diego, ASME-AIChE. 1979.

MITROVIC 1999

MITROVIC, J.: *Condensation of pure refrigerants R12, R134a and their mixtures on a horizontal tube with capillary structure: An experimental study*. Forschung im Ingenieurwesen 64.12 (1999), S. 345–359.

MITROVIC & GNEITING 1996a

MITROVIC, J. ; GNEITING, R.: *Kondensation von Dampfgemischen - Teil 1*. Forschung im Ingenieurwesen 62 (1996), S. 1–10.

MITROVIC & GNEITING 1996b

MITROVIC, J. ; GNEITING, R.: *Kondensation von Dampfgemischen - Teil 2*. Forschung im Ingenieurwesen 62 (1996), S. 33–42.

MURASE ET AL. 2007

MURASE, T. ; WANG, H. ; ROSE, J.: *Marangoni condensation of steam-ethanol mixtures on a horizontal tube*. International Journal of Heat and Mass Transfer 50 (2007), S. 3774–3779.

NUMRICH 2013

NUMRICH, R.: *J2: Kondensation von Mehrstoffgemischen*. VDI Wärmeatlas. 11. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013. Kap. J2, S. 1029–1040.

NUSSELT 1916

NUSSELT, W.: *Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes*. Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure 60 (1916), S. 569–575.

PETERS & DARLING 1985

PETERS, R. L. ; DARLING, J. D.: *The greenhouse effect and nature reserves*. Bioscience (1985), S. 707–717.

POLIFKE & KOPITZ 2005

POLIFKE, W. ; KOPITZ, J.: *Wärmeübertragung*. Pearson Studium, München, 2005.

REIF 2016

REIF, A.: *Kondensation von Reinstoffen an horizontalen Rohren*. Diss. Technische Universität München, 2016.

REIF ET AL. 2015

REIF, A. ; BÜCHNER, A. ; REHFELDT, S. ; KLEIN, H.: *Äußerer Wärmeübergangskoeffizient bei der Kondensation von Reinstoffen an einem horizontalen Rippenrohr*. Chemie Ingenieur Technik 87 (2015), S. 260–269.

RENKER 1954

RENKER, W.: *Der Wärmeübergang bei der Kondensation von Dämpfen in Anwesenheit nicht kondensierbarer Gase*. Diss. Technische Hochschule Dresden, 1954.

ROSE 1969

ROSE, J.: *Condensation of a vapour in the presence of a non-condensing gas*. International Journal of Heat and Mass Transfer 12 (1969), S. 233–237.

ROSE 1994

ROSE, J.: *An approximate equation for the vapour-side heat-transfer coefficient for condensation on low-finned tubes*. International Journal of Heat and Mass Transfer 37 (1994), S. 865–875.

RUDY & WEBB 1981

RUDY, T. M.; WEBB, R. L.: *Condensate retention on horizontal integral-fin tubing, Advances in Enhanced Heat Transfer*. 20th National Heat Transfer Conference ASME HTD-18 (1981), S. 35–41.

RUDY & WEBB 1983

RUDY, T. M.; WEBB, R. L.: *Theoretical model for condensation on horizontal integral-fin tubes*. AIChE Symposium Series 75 (1983), S. 11–18.

SCHRADER 1966

SCHRADER, H.: *Einfluß von Inertgasen auf den Wärmeübergang, bei der Kondensation von Dämpfen*. Chemie Ingenieur Technik 38 (1966), S. 1091–1094.

SILVER 1947

SILVER, L.: *Gas Cooling with Aqueous Condensation*. Transactions of the Institution of Chemical Engineers 25 (1947), S. 30–42.

STEEMAN ET AL. 2009

STEEMAN, H.-J.; JANSSENS, A.; DE PAEPE, M.: *On the applicability of the heat and mass transfer analogy in indoor air flows*. International Journal of Heat and Mass Transfer 52 (2009), S. 1431–1442.

STEPHAN 1992

STEPHAN, K.: *Heat Transfer in Condensation and Boiling*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1992.

STICHLMAIR 1990

STICHLMAIR, J.: *Kennzahlen und Ähnlichkeitsgesetze im Ingenieurwesen*. Altos-Verlag, Essen, 1990.

UMWELTBUNDESAMT 2013

UMWELTBUNDESAMT: *Ausbauziele der erneuerbaren Energien*. <http://www.umweltbundesamt.de/daten/energiebereitstellung-verbrauch/ausbauziele-der-erneuerbarenenergien> (aufgerufen am: 20.01.2016) (2013).

UNITED NATIONS 2015

UNITED NATIONS: *Adoption of the Paris Agreement*. UN-Klimavertrag. 2015.

VOGT 2015

VOGT, D.: *Bestimmung des Wärmeübergangs bei der Kondensation binärer Gemische an horizontalen Rohren*. Master Thesis. 2015.

WEBB 2015

WEBB, D. R.: *Condensation of multicomponent Vapors*. <http://www.thermopedia.com/content/650/> (aufgerufen am: 29.10.2015) (2015).

WEBB ET AL. 1996

WEBB, D. ; FAHRNER, M. ; SCHWAAB, R.: *The relationship between the colburn and silver methods of condenser design*. International Journal of Heat and Mass Transfer 39 (1996), S. 3147–3156.

WEBB & SARDESAI 1981

WEBB, D. ; SARDESAI, R.: *Verification of multicomponent mass transfer models for condensation inside a vertical tube*. International Journal of Multiphase Flow 7 (1981), S. 507–520.

WEBB ET AL. 1985

WEBB, R. ; RUDY, T. ; KEDZIERSKI, M.: *Prediction of the condensation coefficient on horizontal integral-fin tubes*. Journal of Heat Transfer 107 (1985), S. 369–376.

WOLF & KIRCHNER 2013

WOLF, P. ; KIRCHNER, G.: *O1: Konstruktive Hinweise für den Bau von Wärmeübertragern*. VDI Wärmeatlas. 11. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013. Kap. O1, S. 1697–1721.

YOUNG 1805

YOUNG, T.: *An Essay on the Cohesion of Fluids*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London 95 (1805), S. 65–87.