

Wärmeübergang und Druckverlust bei der Kondensation von Wasserdampf im horizontalen Rohr bei Drücken bis 10 bar

Von der

Fakultät für Maschinenbau, Elektro- und Energiesysteme der
Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus–Senftenberg

zur

Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften

genehmigte

DISSERTATION

Vorgelegt von

Diplom-Ingenieur (FH)

Matthias Merzsch

geboren am 02.02.1986 in Torgau

Vorsitzender: Professor Dr.-Ing. H. Schwarz

Gutachter: Professor Dr.-Ing. H. J. Krautz

Gutachter: Professor Dr.-Ing. F. Mauß

Tag der mündlichen Prüfung: 22.02.2019

"Große Wirbel enthalten kleine Wirbel,
die ihre Geschwindigkeit weitertragen;
kleine Wirbel enthalten
noch kleinere Wirbel
und so weiter bis zur Viskosität"

Richardson

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Kondensation von Wasserdampf im horizontalen Rohr bei Drücken bis 10 bar im Hinblick auf das Wärmeübertragungsverhalten und die entstehenden Druckdifferenzen untersucht. Um hierfür eine entsprechende Ausgangsbasis zu schaffen, werden im ersten Teil der Arbeit die bereits veröffentlichten experimentellen Untersuchungen zum Thema zusammengefasst und diskutiert. Anschließend werden die vorhandenen theoretischen Grundlagen der Hydrodynamik von Zweiphasenströmungen sowie zum Wärmeübertragungsverhalten dargelegt. Dabei wird jeweils auf die bestehenden Schwierigkeiten bei der physikalischen Beschreibung der Phänomene und damit einhergehenden Unsicherheiten bei der Berechnung von Zielgrößen aufmerksam gemacht. Zur Berechnung des Reibungsdruckverlustes werden die Modelle von Friedel und Lockhart/Martinelli und zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten die Modelle von Thome, Shah, Cavallini, Numrich/Müller, Dobson/Chato sowie Huhn gegenübergestellt.

Der eigentliche Schwerpunkt der Arbeit liegt daran anschließend bei der experimentellen Bestimmung der beiden Zielgrößen - spezifischer Druckverlust und Wärmeübergangskoeffizient - bei absoluten Sattedampfdrücken zwischen 4...10 bar und Eintrittsgeschwindigkeiten bis 21,5 m/s. Die Entwicklung und die Errichtung der hierzu erforderlichen Versuchsanlage erfolgten im Rahmen dieser Arbeit. Mit acht geometrisch identischen Doppelrohrwärmeübertragern (Innendurchmesser Kondensationsrohr: 20,5 mm) lassen sich die benötigten lokalen Temperaturinformationen in Abhängigkeit des Kondensationsfortschrittes generieren, indem unter Konstanthalten der Ein- bzw. Austrittsbedingungen (Sattedampfdruck und -massenstrom, Kühlwassertemperatur und -durchsatz) die Anzahl durchströmter Wärmeübertrager variiert wird. Mit in Summe 63 Versuchspunkten bei drei Druckstufen und jeweils fünf Eintrittsgeschwindigkeiten werden 15 Wärmeübergangs- und Druckverlustverläufe als Funktion des Kondensatanteils bzw. der Rohrlängskordinate ermittelt. Der Vergleich der experimentellen Befunde mit den vorgestellten und bekannten Theorien zeigt zum Teil starke Abweichungen und nicht wiedergegebene Abhängigkeiten. Die mittleren relativen Abweichungen zwischen experimentellen und von den bestehenden Modellvorstellungen berechneten Wärmeübergangskoeffizienten liegen zwischen 16...42 %.

Ausgehend von den experimentellen Befunden dieser Arbeit werden Berechnungsgleichungen für den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten sowie den spezifischen Druckverlust entwickelt. Der darüber hinaus durchgeführte Abgleich mit experimentellen Befunden aus der Literatur führt dazu, dass ein breiterer Parameterbereich erfasst wird, als der in dieser Arbeit experimentell untersuchte. Die entwickelten Berechnungsmodelle ermöglichen eine deutlich bessere Vorhersage von Wärmeübergang und Druckverlust als die bestehenden Modellvorstellungen. Aufgrund der komplexen Phänomenologie des Kondensationsprozesses im horizontalen Rohr bleibt eine Extrapolation dennoch mit Risiken verbunden. Die empfohlene Vorgehensweise zur Weiterentwicklung des Wissensstandes auf diesem Gebiet wird im Ausblick der Arbeit gegeben.

Abstract

In this dissertation, the condensation of water vapour in a horizontal pipe at pressures up to 10 bar is investigated with regard to the heat transfer behaviour and the resulting pressure differences. In order to create an appropriate starting point, the first part of the work summarizes and discusses the already published experimental studies on the topic. Subsequently, the existing theoretical foundations of the hydrodynamics and the heat transfer behaviour of two-phase flows are presented. In each case, attention is drawn to the existing difficulties in the physical description of the phenomena and the associated uncertainties in the calculation of target values. To calculate the friction pressure loss, the models of Friedel and Lockhart/Martinelli and to calculate the heat transfer coefficient, the models of Thome, Shah, Cavallini, Numrich/Müller, Dobsen/Chato and Huhn are compared.

The actual focus of this work is the experimental determination of the two target variables – specific pressure drop and heat transfer coefficient – at absolute saturated steam pressures between 4...10 bar and inlet velocities up to 21.5 m/s. The development and installation of the necessary test equipment was carried out within the scope of this work. With eight geometrically identical double-pipe heat exchangers (inner diameter of condensation pipe: 20.5 mm), the required local temperature information can be generated depending on the progress of the condensation. The inlet and outlet conditions (saturated steam pressure and mass flow, cooling water temperature and flow rate) were kept constant, while the number of flow heat exchangers varied. With a total of 63 test points at three pressure stages and five inlet speeds each, 15 heat transfer and pressure loss curves were determined as a function of the condensate content or the pipe longitudinal coordinate. The comparison of the experimental findings and the presented and known theories partly shows strong deviations. Furthermore, dependencies could not be confirmed based on the results of the experiments. The mean relative deviations between the experimental heat transfer coefficients and those calculated from existing models are between 16...42 %.

Based on the experimental findings of this work, calculation equations for the local heat transfer coefficient and the specific pressure drop were developed. The additional comparison with experimental findings from the literature leads to a broader range of parameters being covered than those experimentally investigated in this work. The calculation models developed enable a significantly better prediction of heat transfer and pressure loss than the existing models. However, due to the complex phenomenology of the condensation process in horizontal pipes, extrapolation still involves risks. The recommended procedure for further research in this field is given in the outlook of this work.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	V
Abstract	VII
Inhaltsverzeichnis	IX
1 Einleitung	1
1.1 Dampfwirbelschicht-Trocknung als Retrofit für Braunkohlekraftwerke.....	1
1.2 Einteilung von Wärmeübertragern und allgemeine Übersicht über Kondensationsvorgänge	2
1.3 Motivation und Zielsetzung	5
1.4 Gliederung der vorliegenden Arbeit	10
2 Hydrodynamische Grundlagen zur Zweiphasenströmung im horizontalen Rohr	11
2.1 Allgemeine Kennzahldefinitionen und dimensionslose Größen.....	11
2.2 Modelle zum volumetrischen Dampfgehalt ϵ	13
2.3 Strömungsformen und Strömungskarten	14
2.3.1 Allgemeines	14
2.3.2 Strömungskarte von Mandhane et al.....	15
2.3.3 Strömungskarte nach Breber et al.	16
2.3.4 Strömungskarte nach Tandon et al.	17
2.3.5 Strömungskarte nach Sardesai et al.....	18
2.3.6 Vergleich der Strömungskarten	19
2.4 Druckänderung von Zweiphasenströmungen.....	20
2.4.1 Geodätische Druckdifferenz und Beschleunigungsdruckdifferenz	20
2.4.2 Reibungsdruckverlust.....	20
2.5 Entrainment	24
3 Existierende Modelle zum Wärmeübergang bei der Kondensation im horizontalen Rohr	25
3.1 Grundlagen.....	25
3.1.1 Nußeltsche Wasserhauttheorie	25
3.1.2 Wellenbildung auf der Filmoberfläche.....	28
3.1.3 Turbulent strömende Wasserhaut	28
3.1.4 Strömender Dampf – Scherfilm.....	29
3.1.5 Wärmeübergang am und im waagerechten bzw. geneigten Rohr	31
3.1.6 Zusammenstellung verschiedener Korrelationen	32
3.2 Aktuell verfügbare Modelle	33
3.2.1 Modell nach Thome.....	33
3.2.2 Modell nach Shah	36
3.2.3 Modell nach Cavallini et al.	38

3.2.4	Modell nach Numrich und Müller	39
3.2.5	Modell nach Huhn	42
3.2.6	Weitere Modelle	44
3.3	Vergleich der Modelle unter Variation entscheidender Einflussparameter	45
4	Versuchsanlage	48
4.1	Konzeptfindung und Auslegungsgrundlagen	48
4.2	Aufbau des Versuchstandes	52
4.3	Messverfahren	57
4.4	Mess- und Regelungstechnik	58
4.5	Ermittlung der genauen Rohrgeometrie	60
4.6	Spezifika im Versuchsaufbau und der Versuchsdurchführung	61
4.6.1	Adiabate Einlaufstrecken in die Doppelrohrwärmeübertrager	61
4.6.2	Umlenkung der Dampf-Kondensatströmung zwischen den einzelnen DRWÜ	62
4.6.3	Druckverlust und resultierende Überhitzung vor Eintritt in den ersten Wärmeübertrager	63
4.6.4	Fehler durch die Rückwirkung der Thermolemente auf die Rohrwandtemperatur	64
4.6.5	Temperaturabfall von der Rohrwand zur Messposition der Thermolemente	65
4.6.6	Kühlwasserkreislauf – Einlauffeffekte und Temperaturmessung	66
4.6.7	Phasentrennung nach Messstrecke und Bilanzierung der übertragenen Wärmemenge	67
5	Versuchsprogramm und Messergebnisse	69
5.1	Allgemeines Anlagen- und Temperaturverhalten	69
5.2	Versuchsprogramm	71
5.3	Temperaturmesswerte und Wärmeströme	73
5.4	Differenzdrücke	77
6	Auswertung und Interpretation der Messergebnisse	79
6.1	Vorgehensweise zur Ermittlung der Wärmeübergangsverläufe in Rohrumfangsrichtung	79
6.2	Wärmeübergangsverläufe in Rohrumfangsrichtung – Darstellung und Diskussion	81
6.3	Wärmeübergangskoeffizienten auf der Rohraußenseite	86
6.4	Mittlere Wärmeübergangskoeffizienten	87
7	Modellierung des Wärmeübergangs und des Druckverlustes	89
7.1	Druckverluste, Vergleich mit Theorie und Modellentwicklung	89
7.2	Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten mit den verschiedenen Theorien	93
7.3	Dimensionslose Darstellung der Nußeltschen Wasserhautgleichungen für ruhenden Dampf	95
7.4	Ableitung einer dimensionslosen Kennzahl zur Erfassung des Strömungseinflusses	96
7.5	Auflösung des Zusammenhangs zw. Dampfgeschwindigkeit u_G und Rohrlängskoordinate x	97
7.6	Modellentwicklung zur Vorausberechnung der lokalen querschnittsgemittelten Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}_F$	97
7.7	Anwendung des Modells und Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren	103
7.8	Vergleich mit den anderen Modellen	106

8 Zusammenfassung und Ausblick	108
8.1 Zusammenfassung	108
8.2 Ausblick	109
Symbolverzeichnis	112
Literaturverzeichnis	115
Anhang	131
Anhang 1 Experimentelle Arbeiten zur Wasserdampfkondensation im horizontalen/geneigten Rohr.	131
Anhang 2 Wärmeübergang mit laminarer und turbulenter Wasserhaut - dimensionslose Darstellung	142
Anhang 3 Berechnete Temperaturverläufe (links: Rohrrinnenwand; rechts: Rohraußenwand).....	143
Anhang 4 Physikalische Phänomene rund um die verfahrensübergreifende Technologie der DDWT ..	146

1 Einleitung

1.1 Dampfwirbelschicht-Trocknung als Retrofit für Braunkohlekraftwerke

Stand der Technik bei Kraftwerksneubauten zur Braunkohleverstromung ist die Trocknung der grubenfeuchten Rohkohle mittels Schlagradmühlen direkt vor dem Einblasen in den Kessel. Hierbei werden heiße Rauchgase von 800 bis 1000 °C mit hoher Exergie aus dem Kessel als Trocknungs- und Fördermedium benutzt. Die Temperatur des Kohle-Wasserdampf-Rauchgasgemisches beträgt nach Mühlensichter 100 bis 160 °C [1][2] bei Restwassergehalten des Braunkohlenstaubes zwischen 12 und 18 % [3].

Das ausgetriebene Kohlewasser (Kohlebrüden) ist dampfförmiger Bestandteil des Gasstromes in der Rauchgasstrecke und verringert als Wärmesenke die Brennkammertemperaturen. Zwar ergibt sich hieraus eine niedrigere Flächenbelastung des Kessels, aber auch größeres Bauvolumen auf dem gesamten Rauchgasweg, angefangen vom Kessel bis hin zum Kühlturm. Die Kohlebrüden verlassen das Kraftwerk gasförmig, d.h. energetisch weitgehend ungenutzt über die Kühltürme. Bei einem modernen 670-MW-Block und einem typischen Rohkohlewassergehalt von Lausitzer Braunkohle zwischen 54...59 % beträgt der Brüden dampfstrom über 300 t/h, was einer Verdampfungswärme bzw. ungenutzten Kondensationswärme von ca. 190 MW_{th} entspricht. Aufgrund des geringen Wasserdampfpartialdruckes ist keine wirtschaftliche Wärmeintegration möglich.

Als alternatives Verfahren wird die Trocknung von Braunkohle in Dampfwirbelschichtanlagen seit Ende der 70-iger Jahre [4][5] mit dem Ziel der Wirkungsgradverbesserung von Kohlekraftwerken untersucht¹. Die aktuellen Entwicklungsstände an den sich in Betrieb befindenden atmosphärischen [8] und druckaufgeladenen Dampfwirbelschicht-Trocknungsanlagen [9] zeigen die großtechnische Einsatzreife des Verfahrens, sodass es in bestehende bzw. zukünftige Kraftwerksblöcke Einzug finden kann. Das kraftwerksintegrierte Verfahrensprinzip der Vortrocknung von Braunkohle in einer Dampfwirbelschicht veranschaulicht Abbildung 1.

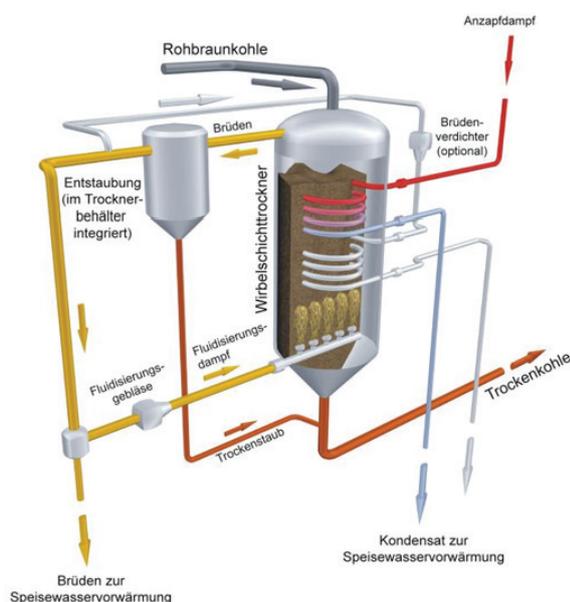


Abbildung 1: Verfahrensprinzip der Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohlen

Diese externe Trocknung der Rohkohle bietet aufgrund der Arbeitsweise in reiner Dampf Atmosphäre die Chance, die latente Wärme der Kohlebrüden in den Kraftwerksprozess zurückzuführen. Des Weiteren kann die Kohletrocknung mit Heizdampf bei 140 bis 160 °C und damit auf deutlich geringerem Temperatur- und somit auch Exergieniveau erfolgen. Diese beiden Sachverhalte führen dazu, dass der Wirkungsgrad um ca. 5 %-Punkte bei einer Vollstromtrocknung (Neubaublock) bzw. um ca. 1,5...2 %-Punkte bei einer Teilstromtrocknung (Retrofit bestehender Kraftwerke, 30 % Feuerungswärmeleistung) gesteigert werden kann.

Neben dem reinen Wirkungsgradgewinn wird das Verfahren in Zeiten der Energiewende Deutschlands auch für die Gewährleistung der Stromnetzstabilität immer essentieller. Im Bereich der Lastflexibilität von

konventionellen Kraftwerken führt die Braunkohlevortrocknung zu einer Erweiterung des Lastregelbereiches (Reduzierung der technischen Mindestlast) durch den möglichen Einsatz eines TBK-Stützfeuerungs-systems.

¹ Ab Mitte der 50-iger Jahre gab es bereits Versuche, Kohle in Wirbelschichtapparaten konvektiv mittels Rauchgasen zu trocknen, siehe hierzu [6]. Ebenfalls sei auf eine der ersten Monographien zur Trocknung von Kohle hingewiesen - [7].

Der Regelbereich des Blockes wird nach unten ggf. nicht mehr vom Kessel, sondern von anderen Anlagenkomponenten limitiert. Hierdurch kann die Anzahl kosten- und verschleißintensiver An- und Abfahrvorgänge verringert werden. Der Block kann durchgängiger am Netz bleiben und so auch in Zeiten hoher Einspeisung von erneuerbaren Energien Regelleistung bereitstellen, was während An- und Abfahrvorgängen und eines Blockstillstandes nicht möglich ist. Weiterhin wird das Lastwechselverhalten durch die Heizwertsteigerung des Brennstoffes begünstigt, d.h. höhere Lastwechselgradienten werden gestattet. Die Möglichkeit der TBK-(Zwischen-) Speicherung kann zusätzlich zur Verbesserung der Blockflexibilität beitragen. Ein Vergleich von Kennziffern der Lastflexibilität zwischen einem modernen RBK- und einem TBK-befeuerten Braunkohleblock zeigt Tabelle 1.

Tabelle 1: Vergleich der Lastflexibilität von Braunkohlekraftwerken (Daten entnommen aus [10])

	Lippendorf	TBK-Block (Konzept)
Max. Kapazität (MW)	≈ 920	≈ 675
Min. Kapazität (MW)	≈ 400	≈ 200
Minimallast (%/P _N)	≈ 43	≈ 30
Laständerungsgeschwindigkeit (MW/min)	+/- 28	+/- 34
Laständerungsgradient (%P _N /min)	+/- 3	+/- 5

Im Dampfwirbelschicht-Trocknungsverfahren wird Braunkohle, beispielsweise des Lausitzer Kohlreviers, von ihrem Ausgangswassergehalt auf einen Zielwassergehalt von rund 12 % getrocknet. Die Beheizung erfolgt indirekt über dicht gepackte, horizontal in die Wirbelschicht integrierte Heizrohrbündel, in denen Sattedampf kondensiert. Zu den Vorteilen der Wirbelschicht zählen die sehr gute Stoffdurchmischung, quasi-Isothermie und hohe erzielbare Wärmeübergangskoeffizienten. Der Trockner wird in nur leicht überhitzter, reiner Dampf Atmosphäre betrieben, wodurch eine isotherme Kondensation des verdampften Kohlewassers ermöglicht wird. Das bei der Trocknung verdampfte Kohlewasser verlässt nach einer Entstaubung den Trockner zur weiteren energetischen Nutzung, ein konstanter Massenstrom verbleibt als Fluidisierungsgas im System. Die Regelung des Zielwassergehaltes der Trockenbraunkohle kann gut mittels der Überhitzung der Wirbelschichttemperatur über die zum Wirbelschichtdruck gehörende Sattedampftemperatur erfolgen.

Neben der im nachfolgenden eingehend behandelten Dampfkondensation wird im Anhang 4 dieser Arbeit auf wissenschaftlich interessante Phänomene der DDWT-Technologie unter Verweis auf wesentliche Quellen eingegangen.

1.2 Einteilung von Wärmeübertragern und allgemeine Übersicht über Kondensationsvorgänge

Aufgrund der Irreversibilität aller makroskopischen Prozesse begleitet die Wärmeübertragung bewusst oder unbewusst alle täglich ablaufenden Prozesse. Leistungs- bzw. Arbeitskennzahlen zur alleinigen Erfassung der technologischen Wärmeübertragungskapazitäten können aufgrund des Umfangs und der oftmals mehrfachen Umwandlung nur über diskrete und eng begrenzte Bereiche aufgestellt werden. Über größere Bilanzräume werden die Dimensionen nur schwer vorstellbar. So lag in Deutschland der Prozesswärmebedarf der Industrie im Jahr 2014 bei rund 1.616 PJ (ca. 450 TWh) [11]. Ein großer moderner Kraftwerksblock mit einer Bruttoleistung von 800 MW_{el} hat eine Feuerungswärmeleistung von ca. 2.000 MW_{th}. Im übertragenen Sinne bedeutet dies, dass ca. 25,5 derartiger Kraftwerksblöcke jede Stunde im Jahr auf Volllast betrieben werden müssten, um allein den Prozesswärmebedarf bereitzustellen. Aufgrund mehrmaliger Wärmeübertragung bis hin zum Endverbraucher, wird die installierte Wärmeübertragerkapazität um ein vielfaches höher liegen. Wird der Kraftwerksblock im Hinblick auf seinen eigentlichen Zweck, die Stromerzeugung, betrachtet, hat dieser allein im Dampferzeuger eine Wärmeübertragerfläche von mehr als 100.000 m² [12]. Moderne und leistungsstarke Abhitzeessel verfügen sogar über Heizflächengrößen von mehr als 500.000 m² [13]. Miniaturpeltierelemente sind hingegen in Leistungsgrößen von weniger als ei-

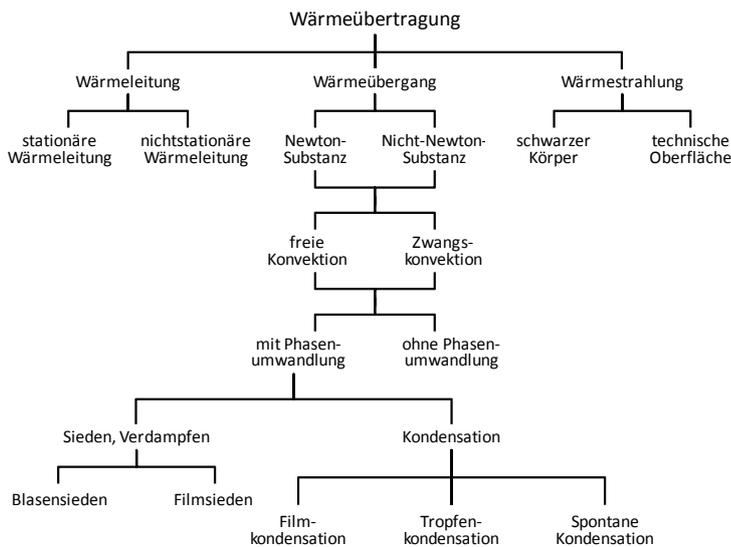


Abbildung 2: Unterteilung der drei Arten/Vorgänge der Wärmeübertragung, nach Köhler [14]

Die drei bekannten Arten der Wärmeübertragung (Wärmeleitung, Wärmeübergang, Wärmestrahlung) können dabei wie in Abbildung 2 dargestellt weiter unterteilt werden. Eine detaillierte Einteilung von technischen Wärmeübertragern ist z.B. in [15][16] zu finden. Demnach können Wärmeübertrager nach den in Abbildung 3 dargestellten Kriterien eingeteilt werden. Ausführliche Kapitel zur Einteilung von Wärmeübertragern beinhalten ebenfalls die Quellen [17][18]. Eine Übersicht der in Kraftwerken eingesetzten Wärmeübertrager-Bauarten ist z.B. in [19] zu finden.

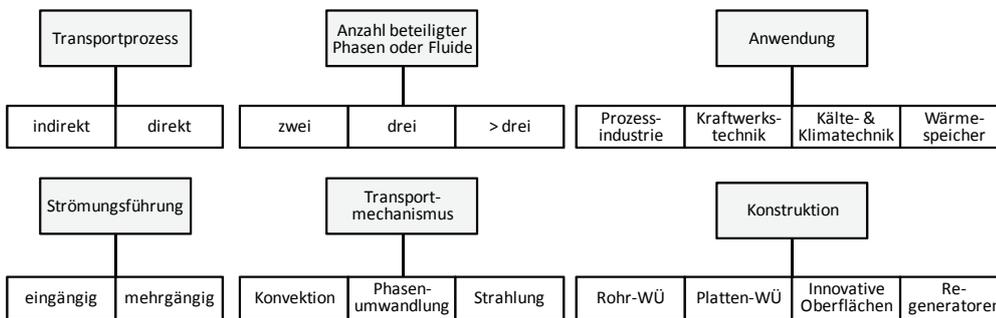


Abbildung 3: Einteilung von Wärmeübertragern nach verschiedenen Kriterien, nach [15][16] (erste & zweite Gliederungsebene)

Die Kondensation als Phasenumwandlungsprozess ist stets mit einem gekoppelten Wärme- und Stoffaustausch verbunden, wobei die Verdampfungswärme die übergehende Wärmemenge und das Kondensat den ausgetauschten Stoff darstellen. An einer gekühlten Wand lässt sich nach Grigull [20] der Übergang von der dampfförmigen in die flüssige Phase in mehrere, hintereinander geschaltete Teilvorgänge zerlegen, deren Anteil am gesamten Übertragungswiderstand sehr verschieden sein kann¹:

1. Der zu kondensierende Dampf muss durch molekularen oder molaren Transport an die Phasengrenzfläche (die Kondensatoberfläche) herangeschafft werden.
2. An der Phasengrenzfläche findet die eigentliche Kondensation statt.
3. Die dabei frei werdende Verdampfungswärme muss an die gekühlte Wand transportiert werden.

¹ Stephan [21] führt ebenfalls diese drei Übertragungswiderstände an und spricht 'möglicherweise auch ein Kontaktwiderstand zwischen Kondensatfilm und Kühlwand' einen Einfluss zu, geht jedoch nicht weiter auf diesen ein. In früherer Literatur wie Soennecken [22] wird der Wärmeübergang vom Wasser (Kondensat) an das Metall noch als fester Teilvorgang angesehen.

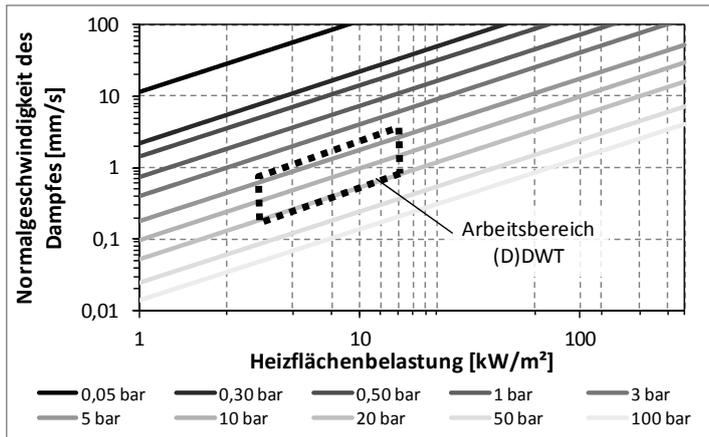


Abbildung 4: Normalgeschwindigkeit von Sattdampf zur Kondensationsfläche als Funktion der Heizflächenbelastung, nach Gl. (1.1)

Dampfes bei reinen Dämpfen den Gesamtprozess nicht beeinflussen sollte. Demgegenüber tritt bei der Kondensation von Dampf-Inertgas-Gemischen der Diffusionswiderstand hemmend hinzu, der dann allgemein nicht mehr vernachlässigt werden kann.

Der 2. Vorgang, der des eigentlichen Kondensationsprozesses, entzieht sich der Beschreibung durch die technische (phänomenologische) Thermodynamik. Hierfür wird auf eine der am meisten ausgebildeten und ältesten Disziplinen der statistischen (molekularkinetischen) Thermodynamik¹, der kinetischen Gastheorie, zurückgegriffen. Einer der Ersten, der das Phänomen des Phasenübergangs (Verdampfen) an einer Flüssigkeitsoberfläche auf dieser molekularkinetischen Betrachtungsweise beschrieb, war Clausius [24]. Grassmann [25] leitet die Anzahl der Moleküstöße auf eine Wand je Flächen- und Zeiteinheit unter Beachtung der maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung her und kommt damit auf die resultierende Wärmestromdichte²:

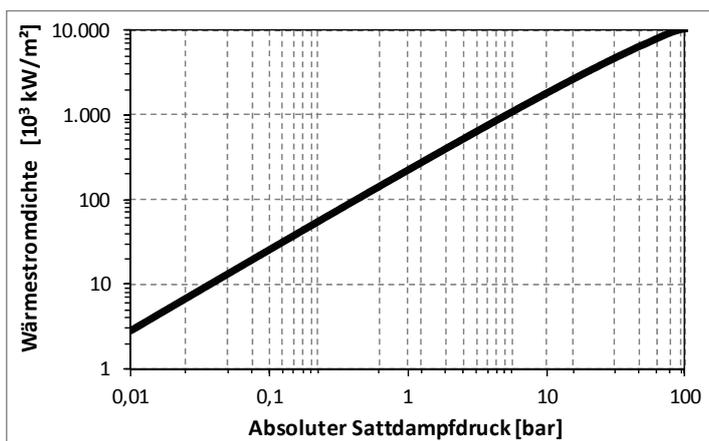


Abbildung 5: Wärmestromdichte von gesättigtem Wasserdampf bei Kondensation aller auf die Wand treffenden Moleküle, nach Grassmann [25] hier Gl. (1.2)

Das Ergebnis der Berechnung anhand von Gl. (1.2) ist in Abhängigkeit des Sattdampfdruckes in Abbildung 5 dargestellt und basiert auf der Annahme, dass alle Moleküle bei ihrem Wandkontakt kondensieren und somit ihre Verdampfungswärme abgeben. Da nicht sicher ist, dass alle auftreffenden Moleküle kondensieren, wird meist noch ein Kondensationskoeffizient f als Faktor eingeführt, siehe z.B. Grigull [27] und der neueren Zusammenstellung von Marek und Straub [28]. Auch wenn dieser Koeffizient den von Grigull mitgeteilten kleinsten Wert von $\approx 0,1$ annimmt, ist die durch den reinen Kondensationsprozess bereitgestellte Wärme (Abbildung 5) immer noch um mehrere Potenzen höher als die in Experimenten festgestellten Wärmestromdichten bei der Kondensation an metallischen Oberflächen. Grund hierfür ist die Limitierung durch den Widerstand, welchen das sich bildende Kondensat der Wärmeübertragung entgegenstellt. Womit wir beim 3. und letzten Punkt angelangt sind, dem die Untersuchungen dieser Arbeit gelten.

Für die Bewertung des 1. Vorgangs berechnet Grigull [20] die auf die Kühlfläche gerichtete Normalgeschwindigkeit des nachstömenden Dampfes:

$$u_n = \hat{q} / (\rho_G \cdot \Delta h_V) \quad (1.1)$$

Die mit Gl. (1.1) ermittelbaren Geschwindigkeiten sind in Abbildung 4 für verschiedene Sattdampfdrücke und Heizflächenbelastungen dargestellt. Wie bereits Grigull ausführte, sind die Geschwindigkeiten sehr klein gegenüber den üblichen Dampfgeschwindigkeiten, so dass die Nachlieferung des kondensierten

Dampfes an einer Flüssigkeitsoberfläche auf dieser molekularkinetischen Betrachtungsweise beschrieb, war Clausius [24]. Grassmann [25] leitet die Anzahl der Moleküstöße auf eine Wand je Flächen- und Zeiteinheit unter Beachtung der maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung her und kommt damit auf die resultierende Wärmestromdichte²:

$$\begin{aligned} \hat{q} &= \dot{n} \cdot \Delta h_V \cdot M_M \\ &= \frac{p \cdot T_0}{p_0 \cdot T \cdot v_M} \cdot \sqrt{\frac{R \cdot T}{2 \cdot \pi \cdot M_M}} \cdot \Delta h_V \cdot M_M \end{aligned} \quad (1.2)$$

¹ Zur Entwicklungsgeschichte der molekularkinetischen Wärmetheorie, siehe z.B. [23]

² Spezielle Literatur zum Thema des Kondensationsprozesses stellt z.B. Abraham [26] dar.

Die Kondensation als Wärmetransportmechanismus mit Phasenumwandlung kann auf unterschiedliche Art und Weise erfolgen. Grundlegend wird zwischen der Filmkondensation, bei der das Kondensat einen zusammenhängenden Film bildet, und der Tropfenkondensation, bei der dieser zusammenhängende Film nicht vorhanden ist, unterschieden, siehe Abbildung 6. Der Unterschied liegt demnach bei der vollständigen bzw. unvollständigen Benetzung der Wand und kann Differenzen bei den erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten um den Faktor 10 zu Gunsten der Tropfenkondensation ausmachen [29]. Den technisch relevanten Fall stellt jedoch die Filmkondensation dar, da bei nahezu allen technisch vorzufindenden Stoff- bzw. Materialpaarungen das Kondensat die Oberfläche vollständig benetzt.

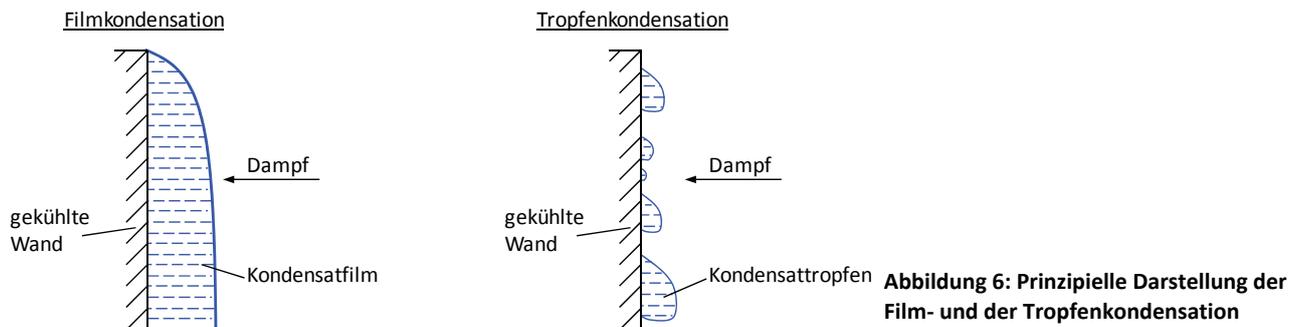


Abbildung 6: Prinzipielle Darstellung der Film- und der Tropfenkondensation

Der dieser Arbeit zugrunde liegende praktische Anwendungsfall ist ein indirekt mit Sattdampf beheizter Wirbelschichtapparat (Kap. 1.1). Prozessbedingt werden hierbei horizontale Rohrbündel zur Wärmeübertragung eingesetzt. Der Kondensationsvorgang im horizontalen Rohr nimmt aus hydrodynamischer Sicht eine Sonderstellung ein, da der Strömungsweg des Kondensats makroskopisch in zwei Raumdimensionen

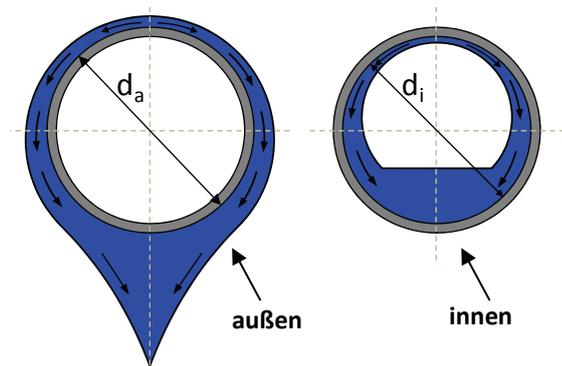


Abbildung 7: Kondensation am horizontalen Einzelrohr (links) und im horizontalen Rohr (rechts), nach [30]

und dabei auch in Richtung der wirkenden Schwerkraft direkt eingeschränkt wird. Zudem ist die Hauptströmungsrichtung des Dampfes senkrecht zur wirkenden Schwerkraft. Neben den üblichen Film- und Ringströmungen treten, diesen Tatsachen geschuldet, weitere Strömungsformen auf.

Eine Zweiphasenströmung von Gas und Flüssigkeit ist durch eine sich zeitlich und örtlich ändernde Phasengrenze und den Wechselwirkungskräften zwischen den beiden Phasen gekennzeichnet. Die dadurch vorliegenden komplizierten Vorgänge für die Strömung sowie den Wärme- und Stofftransport erschweren eine genaue analytische Behandlung. Die einzelnen Teilvorgänge, die bei der Zweiphasenströmung auftreten und oft in vielfältiger Weise voneinander abhängen, sind für die analytische Modellbildung genauer zu untersuchen [31].

Die einzelnen Teilvorgänge, die bei der Zweiphasenströmung auftreten und oft in vielfältiger Weise voneinander abhängen, sind für die analytische Modellbildung genauer zu untersuchen [31].

1.3 Motivation und Zielsetzung

In der Prozessindustrie und der Kraftwerkstechnik stellt die ressourcenschonende Prozessgestaltung in zugleich kompakten und damit wirtschaftlichen Apparaten eine zentrale Herausforderung dar. Einen wichtigen Beitrag kann dabei eine optimierte Wärmeintegration leisten. Aus energetischer Sicht können hierdurch treibende Temperaturdifferenzen bei der Wärmeübertragung minimiert werden, wodurch die Exergiebilanz verbessert und im Endeffekt ein effizienterer Prozessablauf gewährleistet wird. Die Verringerung des Primärenergieeinsatzes kann dabei zu einem wirtschaftlicheren Anlagenbetrieb führen. Eine pauschale Vergrößerung der Wärmeübertragungsflächen sollte dabei das Mittel zweiter Wahl darstellen, da dies zumeist mit größeren Apparatedimensionen und damit höheren Investitionskosten verbunden ist. Innovative Oberflächen zur Wärmeübertragung wie sie z.B. in [32][33][34][35] beschrieben sind, werden z.T. bereits heute als bessere Alternative angesehen. Als Grund hierfür sind auch je nach Anwendung die

optimierte Strömungsführung und damit die Intensivierung des Wärmeübergangs sowie eine geringere Verschmutzungsneigung zu nennen.

An dem Punkt der optimalen Wärmeintegration setzt die Überlegung zu den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen an. Als praktischer Ideengeber dient die am Lehrstuhl Kraftwerkstechnik der BTU vorhandene Technikumsanlage zur Druckaufgeladenen Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohle (DDWT). In den bisherigen F&E-Aktivitäten zur DDWT wurde bereits zahlreiches Optimierungspotential ergründet. In Bezug auf eine verbesserte Wärmeübertragung zwischen Heizdampf und Kohlewirbelschicht wurde dabei verstärkt auf die wärmeabnehmende Seite (Wirbelschicht) Augenmerk gelegt. Hier konnte z.B. durch die Umstellung von einer Grob- auf eine Feinkorntrocknung [36] oder durch die anlagentechnische Erweiterung mit einer Staubrückführung [37] eine deutliche Steigerung erzielt werden. Detailliertere Ausführungen darüber sind in [38][39] zu finden.

Die Seite der Dampfkondensation wurde bislang nicht gesondert betrachtet, da der Kondensationsprozess als deutlich intensiverer Wärmeübertragungsmechanismus gilt und damit dessen Einfluss auf die erzielbaren Wärmedurchgangskoeffizienten als unwesentlich erschien. Bei einer genaueren Betrachtung der vorhandenen Rohrbündelwärmeübertrager stellte sich jedoch die Frage, inwieweit sich eine serielle Schaltung der derzeit parallel geschalteten Heizrohre bemerkbar machen würde. In Summe besteht der Wärmeübertrager aus vier Heizflächenpaketen mit je elf parallel geschalteten Heizschlangen, welche über eine gestreckte Länge von jeweils ca. 2,48 m verfügen (Abbildung 8). Die Rohrabmessung beträgt 21,3 x 2,6 mm.

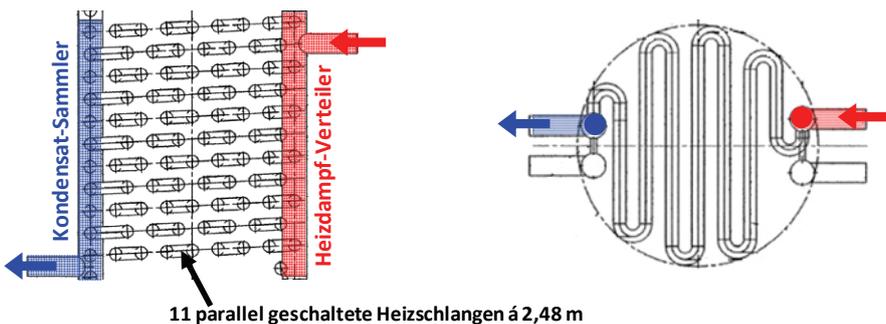


Abbildung 8: Ansicht eines Tauchheizflächenpaketes (links) und Draufsicht auf eine einzelne Heizschlange (rechts) des Technikumstrockners zur DDWT des Lehrstuhl Kraftwerkstechnik

Mit der seriellen Schaltung der Heizschlangen würde sich die Massenstromdichte des im Rohr kondensierenden Satttdampfes, ungeachtet der sich ändernden Wärmeübertragungsverhältnisse und Druckverluste, um den Faktor elf erhöhen. Die damit einhergehende Turbulenzerhöhung könnte theoretisch auf höhere Wärmeübergangskoeffizienten hindeuten. Bei derartigen nicht trivialen Problemstellungen empfiehlt es sich, den VDI Wärmetlas zur Quantifizierung des Wärmeübertragungsverhaltens und dessen Tendenzen bei Parameteränderungen heranzuziehen. So wird von dem darin aufgeführten Berechnungsmodell von Numrich und Müller [40] auch eine Steigerung der Wärmeübergangskoeffizienten bei der Dampfkondensation von über 200 % für das hier dargestellte Beispiel vorhergesagt (siehe auch [41][42] und die Ausführungen von [8]). Dies würde sich auf den praxisrelevanten Wärmedurchgangskoeffizienten mit einer Steigerung von ca. 15 % auswirken, was gleichbedeutend mit einer möglichen Heizflächenreduzierung um selbigen Betrag ist. Nach weiterer Literaturrecherche wird diese optimistische Stimmung jedoch getrübt, da man recht schnell zur Veröffentlichung von Renz [43] über die Maßnahmen zur Verbesserung des Wärmeübergangs bei der Kondensation gelangt. Diese stellt verschiedene Berechnungsvorschriften zusammen, deren Ergebnisse sich je nach Bereich des Massenstromes um Größenordnungen unterscheiden. Des Weiteren sind sämtliche theoretisch mögliche Tendenzen, beginnend von fallenden über massenstromunabhängigen bis hin zu stark steigenden Wärmeübergangskoeffizienten mit zunehmenden Massenstrom wiederzufinden¹ (siehe hierzu Anhang 1 im Abschnitt zu Chawla).

¹ Berechnungsvorschriften für die Kondensation im senkr. Rohr weisen ähnliche Diskrepanzen auf, siehe z.B. [44].

Tabelle 2: Versuche zum Wärmeübergang bei der Kondensation (Wasserdampf in waagerechten/gelegten Rohren, Kreisquerschnitt)

Autor Jahr	Geometrie	Wand- material	Winkel	t_s °C	Durchsatz- information
Jakob et al.* 1929	$d_i = 17$ mm $L = 0,46$ m	Messing		101	12,4...39,6 kg/m ² s 20...64 m/s
Konsetow 1960	$d_i = 10/24$ mm $L = 2$ bzw. 4 m		2°/15°	179...302	10...100 m/s
Miropolsky 1962	$d_i = 8$ mm $L = 0,03...1,0$ m	Kupfer, Stahl	0°/90°	165...373	400...2.000 kg/m ² s
Miropolsky 1974	$d_i = 2,85$ mm $D_i = 10$ mm	?	?	143,6...311** 165...233,9**	400...4.000 kg/m ² s 400...800 kg/m ² s
Hilding/Coogan 1964	$d_i = 4,83/13,97$ mm $L = 3,14/3,57$ m	Kupfer	0°	113,6...164,1**	120...288 m/s
Ananiev/Boyko/ Kruzhilin 1961	$d_i = 13$ mm $L = 12$ m	Edelstahl	1°	189...310	5,3...36,8 kg/m ² s 5,15...38,3 m/s
Boyko/Kruzhilin 1965	$d_i = 13$ mm $L_1 = 11,95$ m $L_2 = 4,945...10,625$ m	Edelstahl	1°	189...302	k.A.
Boyko/Kruzhilin 1967	$d_i = 10/13/17$ mm $L = 2,5/12$ m	Edelstahl	1°	189...302	k.A.
Coe et al. 1966	$d_i = 6,2$ mm $L = 3,05$ m	Edelstahl	0°	83,1...121,9	550...2.790 kg/m ² s
Kosky/Staub 1971	$d_i = 12,57$ mm $L = 2,21$ m	Kupfer	0°	60,3...111,7 (...115,6 [140])	2,71...149,2 kg/m ² s
Kutateladze 1969	$d_i = 10...38$ mm $L = 1,15...4,0$ m	Messing, Stahl, Edelstahl	0° (...10°)	108,2...139,8 226,8...305,1	0,19...13,54 m/s 1,8...48,6 m/s
Connell/Wood 1973/1974	$d_i = 38,1$ mm $L = 2,44$ m	Kupfer	0°	80,85 87,85	23,9 m/s 15,7 m/s
Rifert 1978 (Putilin et al. 1980)	$d_i = 20$ mm $L = 1,495$ m	Kupfer	0°	100/102,3 40...100 (Putilin et al.)	6...40 m/s (1,86...25,9 kg/m ² s [188])
Rifert 1988	$d_i = 18$ mm $L = 0,083$ m	Messing	0°	44...100	0,9...60 m/s
Rifert 2015	$d_i = 17$ mm $L = 0,11$ m	Messing	0°	101...106	6...54 m/s
Royal 1975	$d_i = 13,84$ mm $L = 4 \times 0,91$ m	Kupfer	-10/0/10°	131,9...156,3	180...565 kg/m ² s 63...309 m/s
Kindler 1970	$d_i = 60$ mm $L = 1,5$ m	Edelstahl		50...70	0,37...0,91 kg/m ² s 1,99...7,62 m/s
Seebach 1975	$d_i = 60$ mm $L = 1,5$ m	Edelstahl	0°	40...80	0,11...30,68 kg/m ² s 0,4...102,8 m/s
Ueda/Inoue 1977	$d_i = 14$ mm $L = 1,593$ m	Messing	0°	116,3	97,2...152,8 kg/m ² s 96,8...152,1 m/s
Schulenberg 1969	$d_i = 20$ mm $L = 2,60$ m	Kupfer, Glas	25/45 /60/75°	37,7...41,7	222...316 m/s
Vocino/Cabella 1980	$d_i = 18,5$ mm $L = 0,98$ m	n.a. finned tubes	0°	234...300	156,2...308,8 kg/m ² s
Razavi/Clutterbuck 1980	$d_i = 12,7...50,8$ mm $L = 1,22...4,88$ m	Kupfer	0°	111,85...143,85	1,94...45,2 kg/s (?)
Sardesai 1981	$d_i = 24,4$ mm $L = 2,92$ m	Edelstahl		k.A.	k.A.
Sernas et al. 1979	$d_i = 49$ mm $L = 2,4$ m	Kupfer-Nickel (90/10)	0,5°	48,9...126,7	1,8...12,0 kg/m ² s
Yun et al. 2016	$d_i = 22,6/44,8$ mm $L = 8,2$ m	Edelstahl	2,5/3/4	198...281	0,12...0,45 kg/s 126,2...552,4 kg/m ² s
Nie et al. 2017	$d_i = 19$ mm $L = 0,3$ m	Edelstahl	0°	250...311	400...1.000 kg/m ² s

* Angabe Sattedampf-Werte; Heißdampf-Versuche werden nicht mit aufgeführt

** berechnet aus Eintrittsdruck, Dampf teilweise überhitzt

Die in der Literatur vorzufindenden Versuche zum Wärmeübergang bei der Wasserdampfkondensation in horizontalen bzw. geneigten Rohren mit Kreisquerschnitt sind in der Tabelle 2 zusammengefasst. Eine umfangreiche Diskussion dieser experimentellen Arbeiten befindet sich unter Verweis auf die Quellen [60]...[187] im Anhang 1 dieser Arbeit. Aus der Sichtung der Quellen gehen z.T. widersprüchliche Abhängigkeiten des Wärmeübergangsverhaltens hervor, die sich –wie bereits besprochen– auch in den vorhandenen Berechnungsvorschriften wiederfinden. Weitere Herausforderungen, die im Umgang mit einer Vielzahl der aufgeführten Arbeiten zu beachten sind und eine durchgängige Übernahme der Messergebnisse als nicht sinnvoll erscheinen lassen, werden auf Seite 105 angeführt.

Der apparateauslegende Ingenieur steht heute nicht nur vor der Aufgabe der Auswahl einer geeigneten Berechnungsvorschrift, sondern auch vor dem hohen Rechenaufwand, welchen die meisten Wärmeübergangsmodelle mit sich bringen. Die experimentelle Datenlage, auf welcher die einzelnen Theorien aufbauen, sowie die dadurch festgelegten Anwendungsgrenzen sind ohne deutlichen Recherche-Mehraufwand meist nicht zugänglich. Oft werden überschlägige Annahmen bzw. Erfahrungswerte für die Auslegung zugrunde gelegt, was bei deutlich geringeren Wärmeübergangskoeffizienten auf der wärmeabnehmenden Seite auch durchaus zulässig ist. Das Bestreben zur Maximierung des Wärmeübergangs auf der wärmeabnehmenden Seite fordert jedoch ab einem gewissen Betrag auch die Wärmeübergangskoeffizienten bei der Dampfkondensation genauer einzuschätzen. Wird die übertragene Wärmemenge auf der Rohraußenseite darüber hinaus noch durch den Einsatz von Flossenrohren oder allgemein innovativen Rohroberflächen um Größenordnungen gesteigert, ist dieser Wert z.B. bei Gas-Feststoffwirbelschichten wie der DDWT längst überschritten.

Die aufgezeigten Umstände ließen es sinnvoll und logisch erscheinen, sich mit dem Thema der Wasserdampfkondensation in horizontalen bzw. leicht geneigten Rohren genauer auseinanderzusetzen. Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit soll es daher sein, die Auslegungsgrundlagen von Rohrbündelwärmeübertragern für die DDWT-Anwendung um den Vorgang der Wasserdampfkondensation im horizontalen Rohr zu erweitern. Der Anwendungsbereich der Untersuchungen soll jedoch nicht im Vorhinein auf diesen expliziten Anwendungsfall limitiert werden. In der Tabelle 3 sind weitere Anwendungsgebiete der Kondensation von Wasserdampf im horizontalen Rohr zusammengestellt.

Tabelle 3: Anwendungsgebiete der Kondensation von Wasserdampf im horizontalen bzw. leicht geneigten Rohr

	Chemische Industrie	Kraftwerkstechnik	Prozesstechnik	Schüttguttechnik
Anwendung	Heizrohbündel in Reboilern	Trockenkühltürme und luftgekühlte Kondensatoren	Multiple Effect Distillation (Meerwasserentsalzung)	Heizrohbündel in Schüttgutwärmeübertrager / -trockner
Prozesscharakteristik	Verdampfung von Flüssigkeit	Erzwungene bzw. freie Konvektion von Luft mit bzw. ohne Wasserbesprühung	Verdampfung von Riesel-filmen (Wasser)	- Gas-Feststoff Wirbelschichten - Mechanisch durchmischte Schüttungen
Wärmeübertragungsleistung	1 kW...30 MW [49]	<u>KW Medupi [54]</u> 6 x 1520 t/h ≅ ca. 6 x 1000 MW <u>Xinfa, China [55]</u> 1.500 MW _{th} (Bis 1.100 t/h bzw. bis 400 MW [53])	<u>Plant [56][57]</u> Bis 240.000 m ³ /d ≅ ca. 6.400 MW ^a <u>Unit [56][57]</u> Bis 36.000 m ³ /d ≅ ca. 960 MW ^a	Bis ca. 90 MW ^c
Heizfläche	0,1...2.500 m ² [50]		Bis ca. 20.000 m ² (Unit) ^b	Bis ca. 5.000 m ² ^d
Rohrdurchmesser	10...42 mm [50] 16...38 mm [51][52]		10...50 mm [56]	20...40 mm

^a Verdampfungsenthalpie mit 2.300 kJ/kg angenommen

^b Annahme: 50 kW/m² (nach Putilin et al. [58] sind höhere Wärmestromdichten nicht charakteristisch)

^c Basis WTA2 Niederaußem [59]: 100 t/h Wasserverdampfungsleistung x 3.200 MJ/t

^d 90 MW / 500W(m²K) / 35 K

Neben den in Tabelle 3 aufgeführten Anwendungsgebieten ist die Kälte- und Klimatechnik zu nennen. Die hier zum Einsatz kommenden Kältemittel werden meist in horizontalen Rohrbündelkondensatoren verflüssigt, unterscheiden sich in den Stoffeigenschaften jedoch deutlich von Wasser. Kondensatoren mit über 7,5 MW Verflüssigerleistung [45] und Rohrdurchmessern von bis zu 22 mm [46] sind hier vorzufinden. Die umfangreichen Untersuchungen zur Kondensation von Kältemitteln kommen bereits einem eigenen Forschungsweig gleich. In der Petrochemie werden ebenfalls Kohlenwasserstoffe, wie z.B. Propan, in Kaskadenkälteanlagen verflüssigt, um diese anschließend auf dem Seeweg als LNG (liquefied natural gas) zu transportieren [47]. Einen allgemeinen Überblick über luftgekühlte Wärmeübertrager in der Verfahrenstechnik gibt u.a. Schulenberg [48].

Die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit sollen explizit auf die experimentelle Ermittlung der erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten und die entstehenden Druckdifferenzen bei der Wasserdampfkondensation in horizontalen Rohren abzielen, wobei es in erster Linie gilt die Abhängigkeiten der Parameter Dampfdruck und Dampfeintrittsgeschwindigkeit zu untersuchen. Hierfür ist zunächst ein geeigneter Versuchstand zu entwickeln. Zur späteren Vermeidung von ungesicherten Extrapolationen der Messwerte sollen die Prozessparameter und Abmessungen der Versuchsanlage im Bereich der real vorzufindenden Verhältnisse des DDWT-Prozesses gewählt werden. Eine Literaturrecherche zu:

- bereits vorhandenen Experimenten zur Kondensation von Wasserdampf in horizontalen bzw. geneigten Rohren sowie
- entwickelten Modellvorstellungen zur Vorausberechnung der entstehenden Druckdifferenzen und des Wärmeübergangsverhaltens

schafft die Grundlage für die Untersuchungen und ergänzt diese schlussendlich selbst.

Aufbauend auf den experimentellen Ergebnissen werden Berechnungsvorschriften für die spezifischen Druckdifferenzen und den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten entwickelt, welche die Messergebnisse deutlich präziser als die bestehenden Modellvorstellungen abbilden.

1.4 Gliederung der vorliegenden Arbeit

Im bereits abgehandelten Kapitel 1 wurde auf den Hintergrund und die Motivation der Untersuchungen dieser Arbeit eingegangen. Ein Resultat aus der dafür durchgeführten Literaturrecherche ist ein tabellarischer Überblick über experimentelle Untersuchungen zur Wasserdampfkondensation in horizontalen und geneigten Rohren. Die angeführten Quellen werden im Anhang 1 im Hinblick auf die Versuchsanlagengestaltung sowie die erzielten Ergebnisse diskutiert.

Im Kapitel 2 werden die allgemeinen Grundlagen der Zweiphasenrohrströmung flüssig-gasförmig mit Fokus auf die Hydrodynamik wiedergegeben. Nach einem allgemeinen Überblick über Kondensationsvorgänge sowie der Definition wesentlicher Kennzahlen werden verschiedene Modelle zur Berechnung des volumetrischen Dampfgehaltes, der vorliegenden Strömungsform sowie des Reibungsdruckverlustes aufgeführt.

Das Kapitel 3 beinhaltet zunächst die Grundlagen zum Wärmeübergang bei der Dampfkondensation. Ausgehend von der Nußeltschen Wasserhauttheorie werden einzelne grundlegende Phänomene, wie die Wellenbildung auf der Filmoberfläche und der Einfluss der Scherbeanspruchung durch strömenden Dampf, diskutiert. Daran anschließend werden einige bekannte Berechnungsvorschriften und die damit verbundenen Modellvorstellungen zum Wärmeübergang im horizontalen bzw. geneigten Rohr aufgeführt. Abschließend werden diese Berechnungsvorschriften unter Variation der entscheidenden Einflussgrößen qualitativ und quantitativ verglichen.

Die im Rahmen dieser Arbeit geplante und errichtete Versuchsanlage wird im Kapitel 4 beschrieben. Dabei werden zu Beginn verschiedene aus der Literatur bekannte Anlagenvarianten vorgestellt und im Hinblick auf die Messfehler betrachtet. Hieraus resultiert schlussendlich auch das umgesetzte Anlagenkonzept. Zum Schluss dieses Kapitels werden anlagentechnische Besonderheiten aufgezeigt und diskutiert.

Im Kapitel 5 werden, nach einem kurzen Abriss zum allgemeinen Anlagenverhalten, das Versuchsprogramm und die experimentell gewonnenen Daten vorgestellt. Daran anschließend wird im Kapitel 6 der Rechengang zur Auswertung dieser Messdaten aufgezeigt. Die daraus resultierenden Verläufe der Wärmeübergangskoeffizienten werden dargestellt und diskutiert.

Der Vergleich der ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten und Druckverluste mit den vorhandenen Theorien erfolgt im Kapitel 7. Da es hier zu keiner zufriedenstellenden Übereinstimmung kommt, werden eigene Modelle zur Vorausberechnung von Druckverlust und Wärmeübergang entwickelt.

Das Kapitel 8 fasst die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick auf weiteren Forschungsbedarf sowie weitere Untersuchungsmöglichkeiten mit der vorhandenen Anlagenperipherie und ggf. deren Erweiterung. Die Arbeit wird anschließend mit der Nomenklatur, dem Literaturverzeichnis sowie dem Anhang abgeschlossen.

In dieser Arbeit werden sämtliche Stoffwerte von Wasser und Wasserdampf aus einer Stoffwertprogramm-bibliothek für die Industrie-Formulation IAPWS-IF97 entnommen.

2 Hydrodynamische Grundlagen zur Zweiphasenströmung im horizontalen Rohr

2.1 Allgemeine Kennzahldefinitionen und dimensionslose Größen

Die zur Beschreibung einer Zweiphasenströmung notwendigen Größen sind nach Huhn [31] mindestens die folgenden:

\dot{M}_G	Massenstrom der Gasphase	kg/s
\dot{M}_F	Massenstrom der Flüssigphase	kg/s
ρ_G	Dichte der Gasphase*	kg/m ³
ρ_F	Dichte der Flüssigphase*	kg/m ³
η_G	Dynamische Viskosität der Gasphase*	kg/(m·s)
η_F	Dynamische Viskosität der Flüssigphase*	kg/(m·s)
σ	Oberflächenspannung (der Flüssigphase)*	kg/s ²
d_R	Rohrdurchmesser (bzw. die Kanalabmessung)	m
γ	Rohrneigung	°
g	Erdbeschleunigung	m/s ²

Unter der Annahme, dass keine Überhitzung und keine Unterkühlung bei der Kondensation auftritt, sind die Stoffeigenschaften (*) der gasförmigen (Satttdampf) und der flüssigen Phase (siedende Flüssigkeit) einer Einkomponentenströmung direkt über den Satttdampfdruck bzw. der Satttdampftemperatur festgelegt. Ferner sei die Rohrrauigkeit R als Einflussgröße mit genannt. Diese bleibt im Rahmen von Wärmeübergangsbetrachtungen einphasiger Strömungen meist unberücksichtigt, da sich die meisten Untersuchungen auf glatte Rohre beziehen bzw. die spezifische Rauigkeit R/d_R bei den Ähnlichkeitsbetrachtungen als konstant angesehen wird (vgl. z.B. [72]). Gerade bei einem derart sensiblen Vorgang wie der Filmkondensation sollte die Oberflächenbeschaffenheit des Rohrmaterials allgemein mit betrachtet werden. Nachfolgend werden grundlegende Definitionen für die Zweiphasenströmung in Rohren wiedergegeben.

Der gesamte Massenstrom einer Zweiphasenströmung setzt sich aus dem Massenstrom der Gasphase und dem Massenstrom der Flüssigphase zusammen:

$$\dot{M} = \dot{M}_G + \dot{M}_F \quad (2.1)$$

Der gesamte Rohrquerschnitt wird dabei zu einem Teil von der Gasphase und zum anderen Teil von der Flüssigphase durchströmt:

$$A = A_G + A_F \quad (2.2)$$

Der auf die gesamte Rohrquerschnittsfläche bezogene Massenstrom wird als Massenstromdichte bezeichnet, wobei wiederum in die Massenstromdichte der Gas- und Flüssigphase unterschieden werden kann:

$$\dot{m} = \dot{M}/A \quad \dot{m}_G = \dot{M}_G/A \quad \dot{m}_F = \dot{M}_F/A \quad (2.3)$$

Der Anteil des Gasmassenstromes am Gesamtmassenstrom wird als Dampfmassestromanteil \dot{x} bezeichnet. Analog dazu bezeichnet der Dampfvolumenteil $\dot{\epsilon}$ den Anteil des Gasvolumenstromes am Gesamtvolumenstrom.

$$\dot{x} = \frac{\dot{M}_G}{\dot{M}_G + \dot{M}_F} \quad \dot{\epsilon} = \frac{\dot{V}_G}{\dot{V}_G + \dot{V}_F} \quad (2.4)$$

Wird ein Volumenelement des Strömungskanales betrachtet, ergibt sich der Gasmassenanteil x und der Gasvolumenanteil ϵ zu:

$$x = \frac{M_G}{M_G + M_F} \quad \epsilon = \frac{V_G}{V_G + V_F} = \frac{A_G}{A_G + A_F} \quad (2.5)$$

Der Gasvolumenanteil ε wird häufig auch als volumetrischer Dampfgehalt und im englischen als 'void fraction' bezeichnet. Diesem kommt eine besondere Bedeutung zu, da die vorliegenden Wärmeübergangsverhältnisse von dieser Verteilung bestimmt werden.

Des Weiteren sind die Geschwindigkeiten mit denen sich die beiden Phasen bewegen von Bedeutung. Die effektive Geschwindigkeit der jeweiligen Phase ergibt sich zu:

$$u_G = \frac{\dot{M}_G}{\rho_G \cdot A_G} \quad u_F = \frac{\dot{M}_F}{\rho_F \cdot A_F} \quad (2.6)$$

Die Differenz der effektiven Geschwindigkeiten wird als Relativgeschwindigkeit bezeichnet. Häufiger wird jedoch das Verhältnis der effektiven Geschwindigkeiten genutzt, welches als Schlupf S bezeichnet wird.

$$S = u_G / u_F \quad (2.7)$$

Da der Strömungsquerschnitt der einzelnen Phasen jedoch nicht ohne Weiteres zugänglich ist, werden oft die Leerrohrgeschwindigkeiten der beiden Phasen herangezogen:

$$u_{G,L} = \frac{\dot{M}_G}{\rho_G \cdot A} \quad u_{F,L} = \frac{\dot{M}_F}{\rho_F \cdot A} \quad (2.8)$$

Die Beschreibung von Strömungs- und Wärmeübertragungsphänomenen erfolgt üblicherweise mithilfe von dimensionslosen Kennzahlen. Bei der Zusammenstellung von dimensionslosen Kennzahlen werden die Gas- und Flüssigphase zumeist ebenfalls getrennt betrachtet, da eine Mittelwertbildung aus o.a. Größen sich als problematisch herausstellt. Zwischen einzelnen Veröffentlichungen unterscheiden sich die Definitionen der einzelnen Kennzahlen teilweise.

Die Reynolds-Zahl der Flüssigphase wird dabei mit der Filmdicke δ als charakteristische Länge gebildet. Die Flüssigkeitsströmung wird dabei als Ringströmung angenommen, sodass sich bei der Bildung der Reynolds-Zahl die Filmdicke selbst heraus kürzt (siehe hierzu auch Huhn [188]). Der in Gl. (2.9) verbliebene Filmdickenterm resultiert aus der Berechnung des Strömungsquerschnittes der angenommenen Ringströmung.

$$Re_F = \frac{\dot{M}_F}{\pi \cdot (d_R - \delta) \cdot \eta_F} \quad (2.9)$$

Oft wird die Filmdicke δ in Gl. (2.9) gegenüber dem Rohrdurchmesser d_R vernachlässigt.

Bei der Gasphase wird zur Bildung der Reynolds-Zahl der Rohrdurchmesser als charakteristische Länge herangezogen. Als Strömungsquerschnitt dient der gesamte Rohrquerschnitt.

$$Re_G = \frac{4 \cdot \dot{M}_G}{\pi \cdot d_R \cdot \eta_G} \quad (2.10)$$

Die Nusselt-Zahl als dimensionslose Kenngröße zur Beschreibung des Wärmeübergangs wird häufig mit einem Stoffwertausdruck als charakteristische Länge bzw. Bezugsgröße gebildet (siehe hierzu auch Kap. 3.1.1).

$$Nu = \frac{\alpha \cdot \mathcal{L}}{\lambda_F} \quad \text{mit:} \quad \mathcal{L} = \left(\frac{v_F^2}{g} \right)^{1/3} \quad (2.11)$$

Zur Charakterisierung der Strömungsform wird häufig die dimensionslose Dampfgeschwindigkeit j_G^* herangezogen, welche in der üblichen Form erstmals von Wallis [189] angeführt wurde. Diese wird oft auch als modifizierte Froude-Zahl bezeichnet.

$$j_G^* = \frac{\dot{x} \cdot \dot{m}}{(g \cdot d \cdot \rho_G \cdot (\rho_F - \rho_G))^{0,5}} \quad (2.12)$$

Weitere Definitionen der Zweiphasenströmung werden neben Huhn [31] u.a. auch von Schaffrath und Ringel [190] gegeben.

2.2 Modelle zum volumetrischen Dampfgehalt ϵ

Da die beiden Phasen in der Regel mit sehr unterschiedlichen Geschwindigkeiten strömen, ergeben sich unterschiedliche Werte für \dot{x} und x bzw. $\dot{\epsilon}$ und ϵ . Der Gasvolumenanteil ϵ charakterisiert die lokale Phasenverteilung. Da dessen Kenntnis für die strömungs- und wärmetechnische Betrachtung von grundlegender Bedeutung, jedoch nicht trivial zugänglich ist, wurden verschiedene Modelle zu dessen Berechnung entwickelt. Nach Huhn [31] können diese in:

- Empirische Ansätze
- Vereinfachte Modelle
- Analytische Methoden

unterteilt werden. An dieser Stelle soll nur kurz auf die zwei vereinfachten Modelle, das homogene Modell und das heterogene Modell bzw. Schlupfmodell eingegangen werden, da diese auch die bekanntesten Modelle sind.

Das homogene Modell (siehe z.B. auch [31][191][192]) geht davon aus, dass im Strömungskanal ein homogenes Fluid strömt. Die Eigenschaften der beiden Phasen werden gemittelt und über den Strömungsquerschnitt als konstant angesehen. Es wird von einer einheitlichen Strömungsgeschwindigkeit der beiden Phasen ausgegangen, sodass $\dot{x} = x$ und $\dot{\epsilon} = \epsilon$ gilt. Der volumetrische Dampfgehalt ergibt sich nach Gl. (2.13).

$$\epsilon_{\text{hom}} = \dot{\epsilon}_{\text{hom}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right) \cdot \frac{\rho_G}{\rho_F}} \quad (2.13)$$

Beim Schlupfmodell wird davon ausgegangen, dass die beiden Phasen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten getrennt nebeneinander im Kanal strömen. Für jede Phase wird mit mittleren Werten der Geschwindigkeit und mit konstanten Stoffwerten gerechnet. Das Verhältnis der Phasengeschwindigkeiten heißt Schlupf und ist gemäß Gl. (2.7) definiert. Der volumetrische Dampfgehalt ergibt sich demnach zu:

$$\epsilon_{\text{Schlupf}} = \frac{1}{1 + S \cdot \left(\frac{1-x}{x}\right) \cdot \frac{\rho_G}{\rho_F}} \quad (2.14)$$

Verschiedene Modelle zur Berechnung des Schlupfes werden z.B. von Huhn [31] oder Schaffrath [190] wiedergegeben.

Beide Modelle, das homogene und das Schlupfmodell, enthalten keine Information zur radialen Phasenverteilung sowie der Geschwindigkeitsprofile über den Strömungsquerschnitt. Hierzu wurden empirische Modelle entwickelt und zu sogenannten Drift-Flux-Modellen zusammengefasst. Schmidt [191] gibt für die Berechnung des volumetrischen Dampfgehaltes folgende Beziehung an:

$$\epsilon = \left(\frac{C_0}{\epsilon_{\text{hom}}} + \frac{\rho_G \cdot u_{gj}}{\dot{x} \cdot \dot{m}} \right)^{-1} \quad (2.15)$$

Darin ist C_0 ein Verteilungsfaktor und u_{gj} eine gewichtete mittlere Driftgeschwindigkeit. Zur Bestimmung dieser beiden Kenngrößen werden empirische Beziehungen herangezogen (siehe z.B. [190][191][192]).

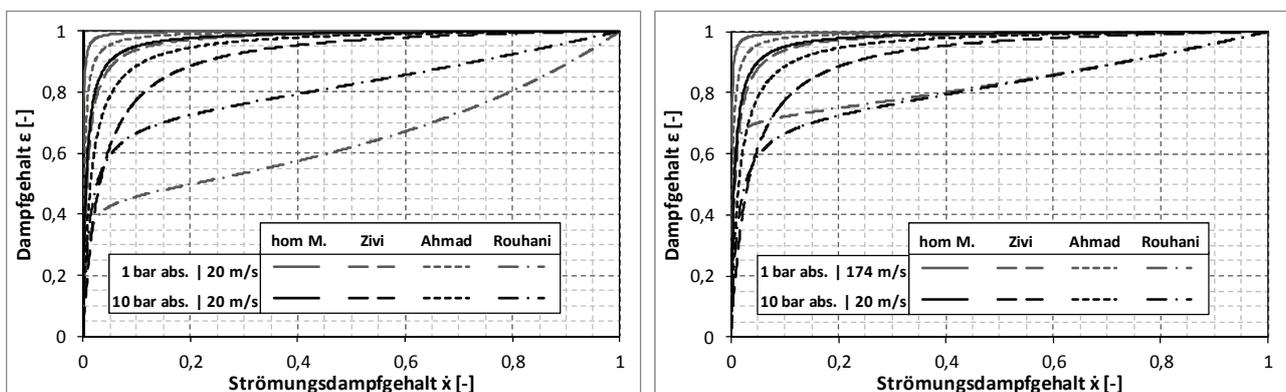


Abbildung 9: Volumetrischer Dampfgehalt ϵ als Funktion des Strömungsdampfgehaltes \dot{x} nach verschiedenen Modellen (Rohrdurchmesser: 20,5 mm; Medium: Wasser/-dampf). Links für zwei Drücke bei konstanter Dampfeintrittsgeschwindigkeit, rechts für beide Drücke mit konstanter Massenstromdichte. Zivi und Ahmad nach [21], Rouhani nach [191]

In der Abbildung 9 ist der volumetrische Dampfgehalt über verschiedene Beziehungen aus dem leicht zugänglichen Strömungsdampfgehalt für 1 und 10 bar abs. berechnet worden. Zivi und Ahmad stellen dabei Schlupfmodelle dar. Bei Zivi ist der Schlupf eine reine Stoffgröße der Form $S = (\rho_F/\rho_G)^{1/3}$, während bei Ahmad der Gesamtmassenstrom, der Strömungsquerschnitt sowie die Viskosität der Flüssigphase als schwache Potenzfunktion mit einbezogen werden. Rouhani stellt nach [191] die Berechnungsvorschriften für C_0 und u_{Gj} zur Verfügung und kann damit den Drift-Flux-Modellen zugeordnet werden. Die Anwendung des Modells von Rouhani wurde hier aus dem zulässigen Parameterbereich extrapoliert (Anwendung nach [191] ab $\dot{m} > 250 \text{ kg/m}^2\text{s}$). Ohne auf einzelne Abhängigkeiten weiter einzugehen, wird aus der Abbildung 9 deutlich, dass bei allen dargestellten Modellen und Parametern, mit Ausnahme Rouhani bei 1 bar abs. und 20 m/s, selbst bei einem Strömungsmassendampfgehalt von lediglich 5 % noch über 60 % des Strömungsquerschnittes mit Dampf gefüllt ist.

Einen umfassenden Vergleich verschiedener Modelle zur Bestimmung des volumetrischen Dampfgehaltes ist u.a. in [193][194][195] zu finden. Eine Übersicht bestehend aus 35 verschiedenen Modellen zur Bestimmung des Dampfgehaltes wird in [196] gegeben.

2.3 Strömungsformen und Strömungskarten

2.3.1 Allgemeines

Bei Zweiphasenströmungen treten je nach vorhandenen Volumenanteilen der Gas- und Flüssigkeitsphase, der geometrischen Eigenschaften des Strömungskanals sowie weiterer hydrodynamischer Kenngrößen verschiedene Strömungsformen auf. Bei der Kondensation kommt die Stoff- und Wärmeübergangsintensität als Einflussgröße hinzu. Der Kenntnis der Strömungsform wird häufig eine grundsätzliche Bedeutung zugesprochen, da eine geometrische Vorstellung der Phasenverteilung für die Berechnung von hydrodynamischen Kenngrößen sowie des Wärme- und Stofftransportes in den meisten Fällen notwendig ist. Bei der Darstellung der Strömungsformen in Strömungskarten wird an dieser Stelle, wie auch in der Literatur üblich (siehe z.B. [31][197]), eine Unterscheidung in adiabate und nicht-adiabate Systeme getroffen.

In der Literatur werden häufig Messungen unter adiabaten Bedingungen zur Aufstellung von Grenzkriterien der einzelnen Strömungsformen durchgeführt und verwendet. Grund hierfür ist die einfachere messtechnische Zugänglichkeit. Für die Ermittlung der Strömungsform bei nichtadiabater Strömung wird meist auf Methoden zurückgegriffen, die bei adiabaten Systemen Anwendung finden. Dabei ist jedoch zu beachten, dass sich eine nichtadiabate Zweiphasenströmung nie in einem hydrodynamischen Gleichgewicht befindet. Die Abweichungen werden mit steigenden Wärmestromdichten zunehmen [31].

Die Strömung im horizontalen bzw. schwach geneigten Rohr ist grundsätzlich von der Strömung in vertikalen Rohren, aufgrund des in Schwerkraftrichtung begrenzten Strömungsraumes, zu unterscheiden. Die Unterschiede zwischen vertikaler und horizontaler Strömungsführung sind dabei umso größer, je größer der Einfluss der Schwerkraft gegenüber dem der Phasenreibungskräfte ist. Typischerweise wird in die in Abbildung 10 aufgeführten Strömungsformen unterschieden.

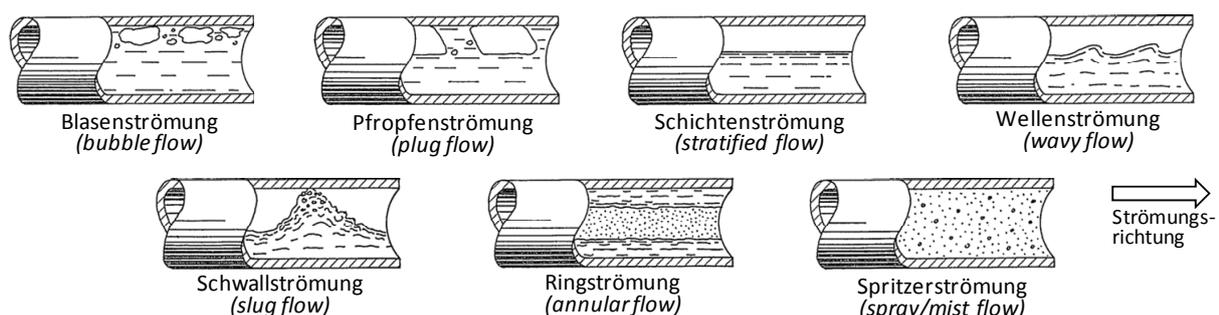


Abbildung 10: Strömungsformen im horizontalen Rohr (nach Grassmann [25])

Zur rechnerisch zugänglichen Abgrenzung und Einordnung der Strömungsformen werden Grenzkriterien definiert, die zumeist auf den Gas- und Flüssigkeitsmassenstrom und einiger Stoffeigenschaften der beiden Phasen basieren. Zur Darstellung der Grenzkriterien werden meist Diagramme bzw. Strömungskarten genutzt. In Tabelle 4 wird eine Auswahl an bekannten Strömungskarten für die Strömung in horizontalen Rohren gegeben.

Strömungskarte	Achsenparameter (x- y-Achse)	Primärquelle	Andere Quellen
<i>Adiabate Strömung</i>			
Baker (1954)	+ +	[198]	[31][199]
Taitel/Dukler (1976)	X_{LM} +	[200]	[21][197][199][201]
Mandhane et al. (1974)	$u_{G,L}$ $u_{F,L}$	[202]	
Weisman et al. (1979)	$u_{F,L}$ $u_{G,L}$	[203]	
Barnea (1987)	$u_{G,L}$ $u_{F,L}$	[204]	[205]
<i>Nichtadiabate Strömung (hier Kondensation)</i>			
Breber et al. (1980)	X_{LM} j_G^*	[206]	[197]
Sardesai (1981)	X_{LM} j_G^*	[164]	[197][30]
Tandon et al. (1982)	$(1-\epsilon)/\epsilon$ j_G^*	[207]	[201][21]
Rifert (1988)	+ +	[158]	[208]
El Hajal et al. (2003)	\dot{x} \dot{m}	[209]	[210]

Tabelle 4: Einige oft zitierte Strömungskarten für die horizontale Rohrrinnen-Strömung

+ komplexere Parameter, siehe Primärliteratur

Weitere Strömungskarten sowie Anmerkungen zu deren Entwicklung können zum Teil der in Tabelle 4 angeführten Primärliteratur sowie u.a. auch [181][196][205][211] entnommen werden.

Es sei ebenfalls auf die bereits im Jahr 1962 durchgeführten, systematischen Messungen und Beobachtungen sowie anschaulichen Beschreibungen der Strömungsformen von Schröter [212] hingewiesen. Darauf basierend entwickelte Schröter bereits eine Strömungskarte mit den Parametern Re_G und Re_F . Weisman et al. thematisieren bereits 1979 die Möglichkeit der Identifikation und Abgrenzung der Strömungsregime durch Druckfluktuationmessungen. Ebenfalls sei auf neuere Untersuchungen von Park et al. [213] aus dem Jahr 2015 hingewiesen, die auch einen Vergleich unterschiedlicher Strömungskarten und einen Vorschlag neuer Grenzkriterien beinhalten. Einen graphischen Vergleich der Grenzkriterien von Taitel/Dukler, Tandon et al. und Rifert wird von Rifert selbst in [208] gegeben.

Im Nachfolgenden sollen die Strömungskarten von Mandhane et al., Breber et al., Tandon et al. und Sardesai kurz erläutert werden. Die Strömungskarte von El Hajal et al. wird in Kap. 3.2 mit dem zugehörigen Wärmeübergangsmodell vorgestellt.

2.3.2 Strömungskarte von Mandhane et al.

Mandhane et al. [202] veröffentlichten 1974 eine Strömungskarte, die gegenüber der 20 Jahre zuvor veröffentlichten Strömungskarte von Baker an einer größeren Anzahl von Datenpunkten abgeglichen wurde. Als Achsenparameter wählten Mandhane et al. die Leerrohrgeschwindigkeit der Gasphase $u_{G,L}$ (x-Achse) und die Leerrohrgeschwindigkeit der Flüssigphase $u_{F,L}$ (y-Achse), wodurch die Strömungskarte einfach zu handhaben ist. Um den Einfluss der physikalischen Eigenschaften von verschiedenen Strömungsmedien abzubilden, werden Korrekturkorrelationen für die Grenzkriterien der Strömungsregime definiert. Deren Validierung zeigte jedoch einen vernachlässigbaren Effekt, sodass die Basis-Umschlagskoordinaten zur allgemeinen Anwendung empfohlen werden. Die Geschwindigkeitskoordinaten für die Strömungsumschläge werden von Mandhane et al. als konkrete Zahlenwerte angegeben und seien an dieser Stelle nicht explizit wiedergegeben.

Die Abbildung 11 zeigt die Strömungskarte mit den Zonenabgrenzungen als gestrichelte Linien. In der Abbildung sind ebenfalls drei Stömungspfade ($\dot{x} = 0,999\dots 0,001$) von Wasserdampf bei einem absoluten Dampfdruck von 10 bar und unterschiedlichen Massenstromdichten eingezeichnet.

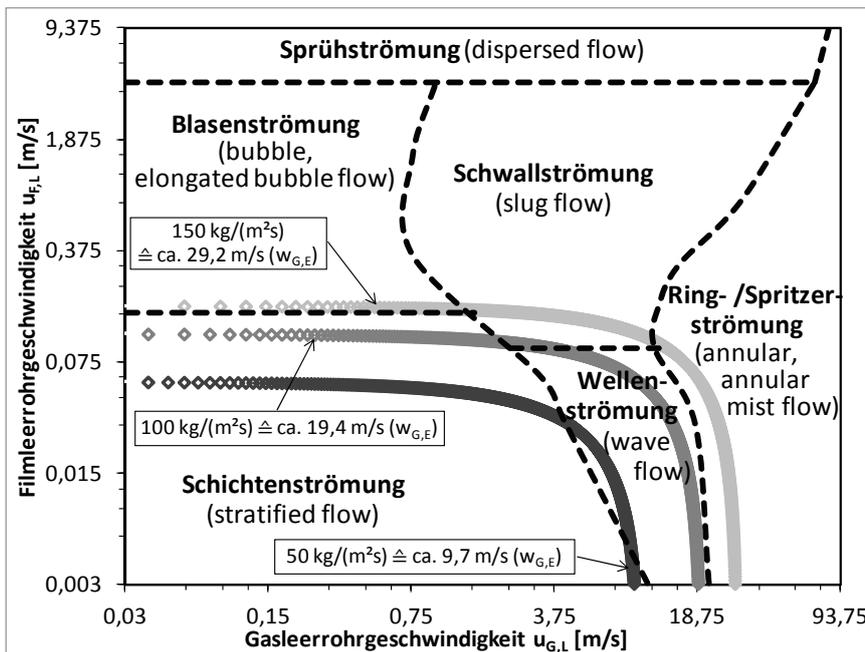


Abbildung 11: Strömungskarte nach Mandhane et al. [202] mit Einfluss der Massenstromdichte für Wasserdampf, absoluter Dampfdruck = 10 bar

2.3.3 Strömungskarte nach Breber et al.

Breber et al. [206] veröffentlichten 1980 eine Strömungskarte für die Einkomponentenkondensation in horizontalen Rohrleitungen. Hintergrund stellte die Notwendigkeit einer genauen Vorherbestimmung der Strömungsregime zur korrekten Anwendung der verschiedenen Wärmeübergangsbeziehungen (gravitations- oder schubspannungskontrolliert) dar. Als Basis diente die Strömungskarte bzw. die dafür getroffene Parameterwahl für adiabate Strömungen von Taitel und Dukler. Breber et al. machen zwei Faktoren bzw. Verhältnisse für die Änderung des Strömungsregimes aus:

1. Das Verhältnis von Schubspannung zu Gravitationseinfluss am Kondensatfilm verringert sich im Verlauf des Kondensationsprozesses.
2. Das Verhältnis Flüssig- zu Dampfvolumenteil steigt im Verlauf des Kondensationsprozesses.

Da 2. nicht für alle Strömungsregime theoretisch berechnet werden kann, wird hierzu der Lockhart/Martinelli-Parameter X_{LM} (Erläuterung siehe Kap. 2.4.2) genutzt und auf der Abszisse abgetragen. Dabei wird davon ausgegangen, dass beide Phasen turbulent strömen.

$$X_{LM} = \left[\frac{(\Delta p / \Delta x)_{R,F}}{(\Delta p / \Delta x)_{R,G}} \right]^{0,5} \cong \left(\frac{1-\dot{x}}{\dot{x}} \right)^{0,9} \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_F} \right)^{0,5} \cdot \left(\frac{\eta_F}{\eta_G} \right)^{0,1} \quad (2.16)$$

Auf der Ordinate wird zur Bewertung von 1. die dimensionslose Dampfgeschwindigkeit j_G^* nach Gl. (2.12) abgetragen.

Die so aufgestellte Strömungskarte wird nun in vier Bereiche bzw. Zonen unterteilt. Die Grenzkriterien der einzelnen Zonen sind in Tabelle 5 aufgeführt.

Tabelle 5: Einteilung der Strömungsformen nach Breber et al.

Zone	Strömungsform	j_G^*	X_{LM}	Bemerkung
I	Ring- und Spritzerströmung	> 1,5	< 1,0	schubspannungskontrolliert
II	Schichten- und Wellenströmung	< 0,5	< 1,0	gravitationskontrolliert
III	Schwall- und Pfropfenströmung	< 1,5	> 1,5	(schubspannungskontrolliert)
IV	Blasenströmung	> 1,5	> 1,5	schubspannungskontrolliert

Die Abbildung 12 zeigt die Strömungskarte mit den Zonenabgrenzungen als gestrichelte Linien. Zwischen den Zonen ist ein Übergangsbereich definiert, in dem die in [206] aufgeführten Wärmeübergangskorrelationen linear interpoliert werden sollen. In Abbildung 12 sind analog zur Abbildung 11 die drei Strömungspfade von Wasserdampf bei einem absoluten Dampfdruck von 10 bar und unterschiedlichen Massenstromdichten eingezeichnet. Der Lockhart/Martinelli-Parameter X_{LM} wird mit fortschreitender Kondensation (zunehmenden Kondensatanteil) größer, d.h. die Leserichtung des Diagramms ist von links nach rechts.

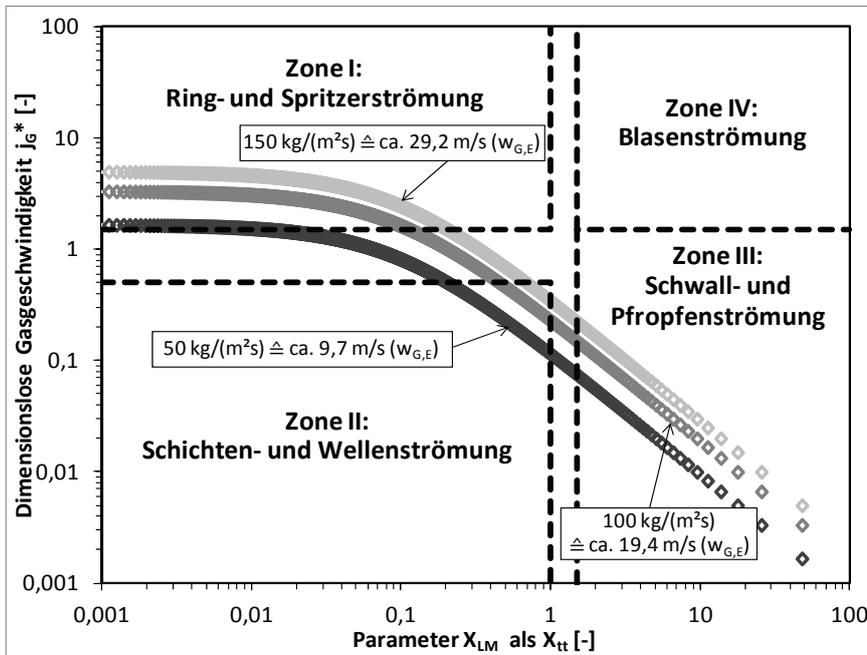


Abbildung 12: Strömungskarte nach Breber et al. [206] mit Einfluss der Massenstromdichte für Wasserdampf, absoluter Dampfdruck = 10 bar

2.3.4 Strömungskarte nach Tandon et al.

Tandon et al. [207] veröffentlichten 1982 und damit zwei Jahre nach Breber et al. eine Strömungskarte für die Kondensation im horizontalen Rohr. Ein Grund hierfür war, dass die Strömungskarte von Breber et al. im Vergleich zu Messwerten anderer Autoren zu einigen Fehlinterpretationen führte. Auf der Ordinate wird wie bei der Strömungskarte von Breber et al. die dimensionslose Dampfgeschwindigkeit j_G^* nach Gl. (2.12) abgetragen. Als Maß für den Flüssigkeitsanteil der Strömung wird der volumetrische Flüssigkeitsanteil $(1-\epsilon)$ ins Verhältnis zum volumetrischen Dampfanteil ϵ gesetzt und auf der Abszisse abgetragen. Die Berechnung von ϵ erfolgt anhand folgender Formel:

$$\epsilon = \left\{ 1 + \frac{\rho_G}{\rho_L} \cdot \frac{1-x}{x} \cdot \left[0,4 + 0,6 \cdot \left(\frac{\frac{\rho_G}{\rho_L} + 0,4 \cdot \frac{1-x}{x}}{1 + 0,4 \cdot \frac{1-x}{x}} \right)^{0,5} \right]^{-1} \right\} \quad (2.17)$$

Die in Tabelle 6 aufgeführten Strömungsformen und zugehörigen Grenzkriterien werden von Tandon et al. definiert.

Strömungsform	j_G^*	$(1-\epsilon)/\epsilon$
Wellenströmung	$\leq 1,0$	$\leq 0,5$
Ringströmung	$1,0 \leq j_G^* \leq 6,0$	$\leq 0,5$
Nebel-/Sprühströmung	$\geq 6,0$	$\leq 0,5$
Pfropfenströmung	$\leq 0,01$	$\geq 0,5$
Schwallströmung	$0,01 \leq j_G^* \leq 0,5$	$\geq 0,5$
Blasenströmung	$\geq 0,5$	$\geq 0,5$

Tabelle 6: Einteilung der Strömungsformen nach Tandon et al.

In der Abbildung 13 wird die Strömungskarte dargestellt, in der analog zu den vorhergehenden Karten die drei Strömungspfade eingezeichnet sind.

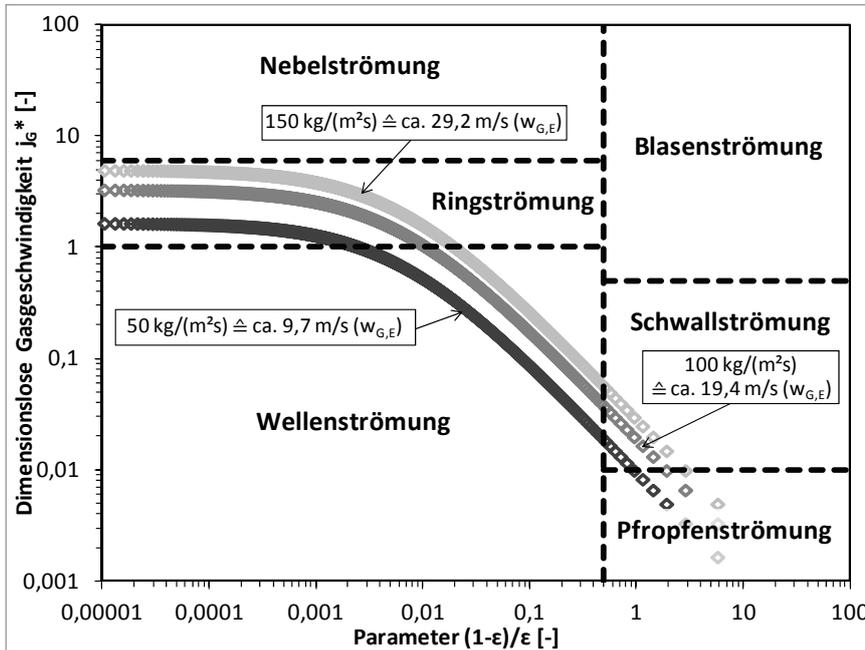


Abbildung 13: Strömungskarte nach Tandon et al. [207] mit Einfluss der Massenstromdichte für Wasserdampf, absoluter Dampfdruck = 10 bar

Der Verlauf des Kondensationspfades ist qualitativ der Gleiche, wie der in der Strömungskarte von Breber et al., da lediglich der auf der Abszisse abgetragene Parameter unterschiedlich, jedoch auf derselben Datenbasis berechnet wird. Die Grenzkriterien der einzelnen Strömungsformen werden qualitativ leicht anders gesetzt und von Tandon et al. weiter differenziert.

2.3.5 Strömungskarte nach Sardesai et al.

Sardesai et al. [164] veröffentlichten 1981 eine Strömungskarte für die Kondensation in horizontalen Rohren, welche auf der Strömungskarte von Taitel und Dukler [200] aufbaut. Als Koordinaten der Karte werden der Lockhart/Martinelli-Parameter X_{LM} (Abszisse) sowie die dimensionslose Dampfgeschwindigkeit j_G^* (Ordinate) genutzt. Letztere wird in der Primärquelle als Froude Zahl (F) bezeichnet. Als Grenzkriterium für den Umschlag von der Ringströmung zur Schichten-/Wellenströmung wird die von Taitel und Dukler überlieferte Kurve gefittet und um den Faktor 1,75 zu höheren dimensionslosen Dampfgeschwindigkeiten verschoben. Der analytische Ausdruck der Grenzkurve lautet wie folgt:

$$j_G^* = \frac{1,75}{0,7 \cdot X_{LM}^2 + 2 \cdot X_{LM} + 0,85} \quad (2.18)$$

Nach Sardesai et al. kann Gl. (2.18) auch gemäß Gl. (2.19) ausgedrückt werden. Die resultierenden Unterschiede sind gering.

$$j_G^* = \frac{1,75}{X_{LM}^2 + 2 \cdot X_{LM} + 1} \quad (2.19)$$

Der Bereich der Ringströmung wird gemäß Taitel und Dukler auf $X_{LM} \leq 1,6$ begrenzt. Bei darüber liegenden Werten liegt gemäß [200] Blasen- bzw. Schwallströmung vor. Von Sardesai et al. werden zu diesem Bereich keine Aussagen getroffen.

Sardesai et al. erarbeiten die Einteilung der Strömungsform ebenfalls vor dem Hintergrund der korrekten Anwendung verschiedener Wärmeübergangsbeziehungen (gravitations- und schubspannungskontrolliert). Cavallini et al. (Kap. 3.2.3) greift für die Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten ebenfalls auf diese Strömungskarte zurück.

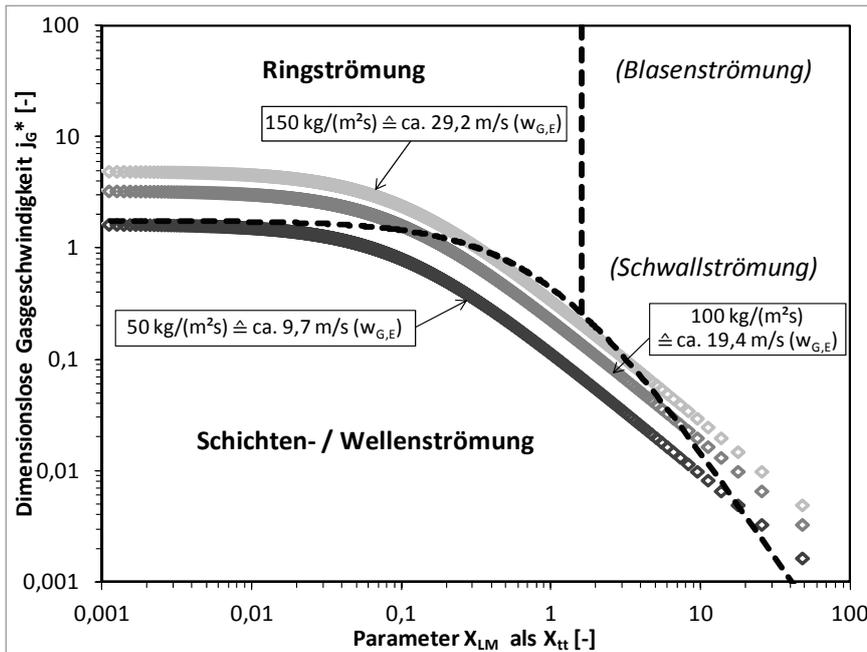


Abbildung 14: Strömungskarte nach Sardesai et al. [164] mit Einfluss der Massenstromdichte für Wasserdampf, absoluter Dampfdruck = 10 bar

Die Abbildung 14 zeigt die Strömungskarte mit der Zonenabgrenzung als gestrichelte Linien sowie die drei bereits oben aufgeführten Strömungspfade mit unterschiedlichen Massenstromdichten.

2.3.6 Vergleich der Strömungskarten

In der Abbildung 15 wird ein Vergleich der Grenzkriterien der Strömungskarten von Mandhane et al., Tandon et al. und Sardesai et al. gegeben. Die gewählten Achsenparameter entsprechen denen der Karte von Sardesai et al. Diese stimmen wiederum mit denen der, hier aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichneten, Karte von Breber et al. überein und ermöglichen damit auch den Vergleich zu deren Karte (Abbildung 12). Aus der Abbildung 15 gehen deutlich die sich überschneidenden Grenzlinien hervor, was die Unsicherheiten bei der Vorherbestimmung der Strömungsformen zum Ausdruck bringt.

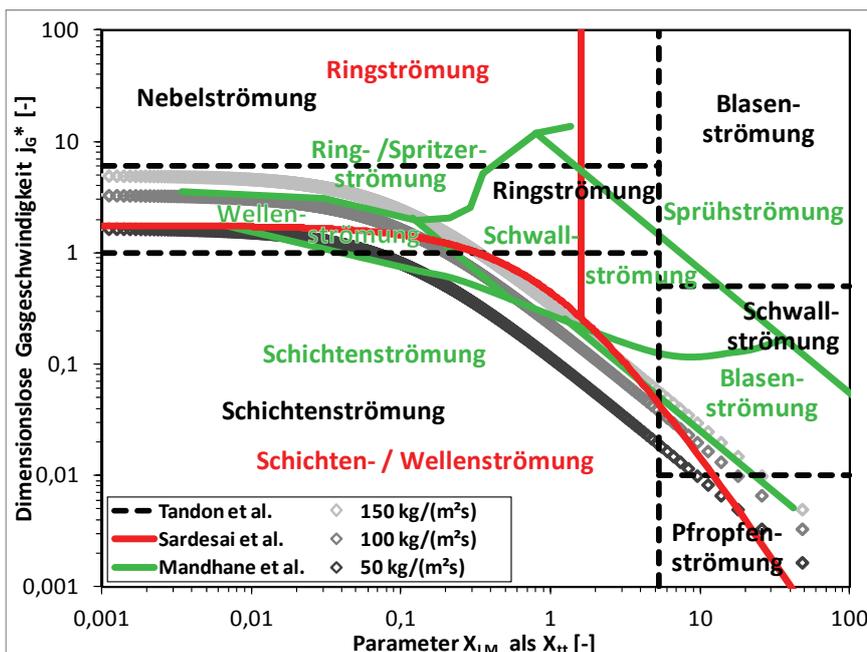


Abbildung 15: Vergleich der Strömungskarten von Mandhane et al., Tandon et al. und Sardesai et al.

2.4 Druckänderung von Zweiphasenströmungen

Neben den Wärmeübergangskoeffizienten ist der Druckverlust bei der Auslegung von technischen Apparaten von entscheidender Bedeutung. Bei der Kondensation kommt neben dem reinen Druckverlust und damit Energieaufwand zum Aufrechterhalten der Strömung die Abnahme der Satttdampf Temperatur und damit der treibenden Kraft für die Wärmeübertragung als auslegungsrelevante Größe hinzu.

Die Druckänderung einer Zweiphasenströmung setzt sich in einem Strömungskanal mit gleichbleibendem Querschnitt aus drei Anteilen zusammen [31]:

- Reibungsdruckverlust $(\Delta p/\Delta x)_R$, hervorgerufen durch die Wandreibung und die Reibung zwischen den Phasen,
- Beschleunigungsdruckdifferenz $(\Delta p/\Delta x)_B$, die durch die Beschleunigung der Phasen infolge von Druckverlust oder Phasenumwandlung zustande kommt,
- Druckänderung durch Höhenunterschiede $(\Delta p/\Delta x)_H$.

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_{ZP} = \left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_R + \left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_B + \left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_H \quad (2.20)$$

2.4.1 Geodätische Druckdifferenz und Beschleunigungsdruckdifferenz

Für die Druckdifferenz infolge von Höhenunterschied gilt Gleichung (2.21) [31][193].

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_H = \pm \rho_m \cdot g \cdot \sin \gamma \quad (2.21)$$

mit: $\rho_m = \varepsilon \cdot \rho_G + (1-\varepsilon) \cdot \rho_F$

Die Beschleunigungsdruckdifferenz resultiert in adiabaten Systemen, d.h. in Systemen ohne Stoffübergang an der Phasengrenze, aus dem Reibungsdruckverlust und der dadurch hervorgerufenen Druckabnahme längs des Strömungsweges. Hierdurch steigt die Strömungsgeschwindigkeit der kompressiblen Gasphase. Die damit verbundene Impulsänderung macht sich als Beschleunigungsdruckabfall bemerkbar. Wird die Dampfphase hingegen durch Wärmeentzug kondensiert, vermindert sich deren Volumen und damit Strömungsgeschwindigkeit. Hierdurch wird ein Druckrückgewinn verzeichnet.

Eine exakte Berechnung der Beschleunigungsdruckdifferenz ist bei Zweiphasenströmungen nicht möglich, da hierzu örtliche Phasengeschwindigkeiten oder Massenstromdichten bekannt sein müssen, die nur unvollkommen durch mittlere Phasengeschwindigkeiten angenähert werden können [193].

Bei der Annahme des homogenen Modells zur Beschreibung der beiden Phasen erhält man durch die Anwendung des Impulssatzes für die Strömung in einem Element des Strömungskanals [31][193]:

$$\Delta p_B = \dot{m}^2 \cdot \int_{x_1}^{x_2} \frac{d}{dx} \cdot \left(\dot{x} / \rho_G + (1-\dot{x}) / \rho_F \right) \cdot dx$$

und entsprechend: (2.22)

$$\left(p_1 - p_2\right)_B = \dot{m}^2 \cdot \left(\frac{\dot{x}_2}{\rho_{G,2}} - \frac{\dot{x}_1}{\rho_{G,1}} + \frac{1-\dot{x}_2}{\rho_{F,2}} - \frac{1-\dot{x}_1}{\rho_{F,1}} \right).$$

Nach Friedel [193] führt die Anwendung des homogenen Modells in der Mehrzahl der Fälle zu genaueren bzw. leicht konservativeren Vorhersagen gegenüber der Anwendung von heterogenen Modellen, wobei die überraschende Übereinstimmung dabei wahrscheinlich das Ergebnis von sich gegenseitig aufhebenden Fehlern ist.

2.4.2 Reibungsdruckverlust

Der Reibungsdruckabfall liefert im Allgemeinen den wichtigsten Beitrag zum gesamten Druckabfall. Die Berechnung ist aber noch immer recht ungenau, so dass viele Rohrleitungen, Strömungskanäle und Bauteile erheblich über- bzw. unterdimensioniert sind. Abweichungen in der Größenordnung von 30...100 % sind durchaus üblich [193].

Das wohl bekannteste Modell zur Ermittlung des Reibungsdruckverlustes in Gas-Flüssigkeitsströmungen ist das Modell von Lockhart und Martinelli [214], welches in den meisten Standardwerken zu Gas-Flüssigkeitsströmungen erläutert wird, siehe u.a. [31][199][214][215]. Lockhart und Martinelli gehen davon aus, dass der Druckverlust einer Zweiphasenströmung aus dem Druckverlust einer Einphasenströmung und einer Korrekturfunktion ϕ berechnet werden kann. Dabei kann von der Flüssigkeits- als auch von der Gasströmung ausgegangen werden, wobei sich die Korrekturfunktion auf die jeweilige Phase bezieht.

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_{R,ZP} = \phi_F^2 \cdot \left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_{R,F} = \phi_G^2 \cdot \left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_{R,G} \quad (2.23)$$

Aus Gl. (2.23) ergibt sich, dass das Verhältnis der Quadrate der beiden Korrekturfunktionen umgekehrt proportional dem Verhältnis der Druckverluste der beiden Einphasenströmungen ist. Lockhart und Martinelli geben deshalb die Korrekturfunktionen in Abhängigkeit des nach ihnen benannten Parameters X_{LM}^2 an.

$$X_{LM}^2 = \frac{(\Delta p/\Delta x)_{R,F}}{(\Delta p/\Delta x)_{R,G}} \quad (2.24)$$

Dieser wird nach [214] anhand folgender Gleichung bestimmt:

$$X_{LM}^2 = \frac{Re_{G,1Ph}^m}{Re_{F,1Ph}^n} \cdot \frac{C_F}{C_G} \cdot \left(\frac{M_F}{M_G}\right)^2 \cdot \frac{\rho_G}{\rho_F} \quad (2.25)$$

Die Exponenten m , n und die Konstanten C_F und C_G ergeben sich in Abhängigkeit der Strömungsregime von flüssiger und gasförmiger Phase nach Lockhart und Martinelli [214] gemäß Tabelle 7. Köhler [201] gibt ebenfalls das Berechnungsverfahren von Lockhart und Martinelli wieder. Er führt jedoch andere Zahlenwerte für die Exponenten und Konstanten bei turbulenter Strömung an und schließt diese direkt an den laminaren Bereich (ohne Übergangsbereich) an. Die Werte von Köhler werden in Tabelle 7 als Klammerausdrücke aufgeführt.

Tabelle 7: Werte der Exponenten m , n und der Konstanten C_F und C_G nach [214] (und [201] – Werte in Klammern)

Flüssigkeit	Dampf (Gas)	Indice	$Re_{F,1Ph}$	$Re_{G,1Ph}$	n	m	C_F	C_G
turbulent	turbulent	tt	> 2.000 (> 1.000)	> 2.000 (> 1.000)	0,2 (0,25)	0,2 (0,25)	0,046 (0,0791)	0,046 (0,0791)
laminar	turbulent	lt	< 1.000 (< 1.000)	> 2.000 (> 1.000)	1,0 (1,0)	0,2 (0,25)	16 (16)	0,046 (0,0791)
turbulent	laminar	tl	> 2.000 (> 1.000)	< 1.000 (< 1.000)	0,2 (0,25)	1,0 (1,0)	0,046 (0,0791)	16 (16)
laminar	laminar	ll	< 1.000 (< 1.000)	< 1.000 (< 1.000)	1,0 (1,0)	1,0 (1,0)	16 (16)	16 (16)

Die Re-Zahlen der einphasigen Strömung werden mit der Leerrohrgeschwindigkeit des jeweiligen Phasenteils gemäß Gl. (2.26) gebildet. Im Übergangsbereich $1.000 < Re < 2.000$ sollte aus Gründen der Sicherheit eine turbulente Strömung angenommen werden.

$$Re_{F,1Ph} = \frac{\dot{m}_F \cdot d}{\eta_F} \quad Re_{G,1Ph} = \frac{\dot{m}_G \cdot d}{\eta_G} \quad (2.26)$$

Durch konsequentes Einsetzen der Werte aus Tabelle 7 sowie Gl. (2.26) in Gl. (2.25) erhält man, für den in der Praxis häufig vorkommenden Fall turbulenter Gas- und Flüssigphase, die oft angeführte Gleichung des Parameters X_{LM} :

$$X_{LM} = X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_F}\right)^{0,5} \cdot \left(\frac{\eta_F}{\eta_G}\right)^{0,1} \quad (2.27)$$

siehe auch (2.16)

Für die so ausgedrückten Fälle X_{lt} , X_{tl} und X_{ll} sei auf die Primärliteratur [214] aber auch [216] verwiesen.

Lockhart und Martinelli geben in [214] für die Berechnung des Druckverlustes der einphasigen Strömung folgende Reibungsbeiwerte (aus der angegebenen Fanning-Form hier umgerechnet) an:

$$\zeta_{laminar} = \frac{64}{Re_{1Ph}} \quad (2.28)$$

$$\zeta_{\text{turbulent}} = \frac{0,184}{\text{Re}_{1\text{Ph}}^{0,2}} \quad (\text{wird auch von McAdams [101] zitiert}) \quad (2.29)$$

Der spezifische Druckverlust ist dann mit der üblichen (Darcy-Weisbach) Gleichung zu ermitteln, wobei die jeweilige Leerrohrgeschwindigkeit nach Gl. (2.8) anzuwenden ist:

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_{1\text{Ph}} = \zeta \cdot \frac{1}{d_i} \cdot \frac{\rho \cdot u^2}{2} \quad (2.30)$$

Durch den Vergleich mit Messwerten wurde von Lockhart und Martinelli [214] der Verlauf des Zweiphasenmultiplikators ϕ_G bzw. ϕ_F ermittelt und tabellarisch wiedergegeben. Am bekanntesten ist wohl das daraus resultierende Diagramm der Korrekturfaktoren als Funktion des Lockhart/Martinelli-Parameters, siehe Abbildung 16.

Der Beschleunigungsdruckabfall (durch Reibungsdruckverlust) wird von dem Berechnungsverfahren mit erfasst.

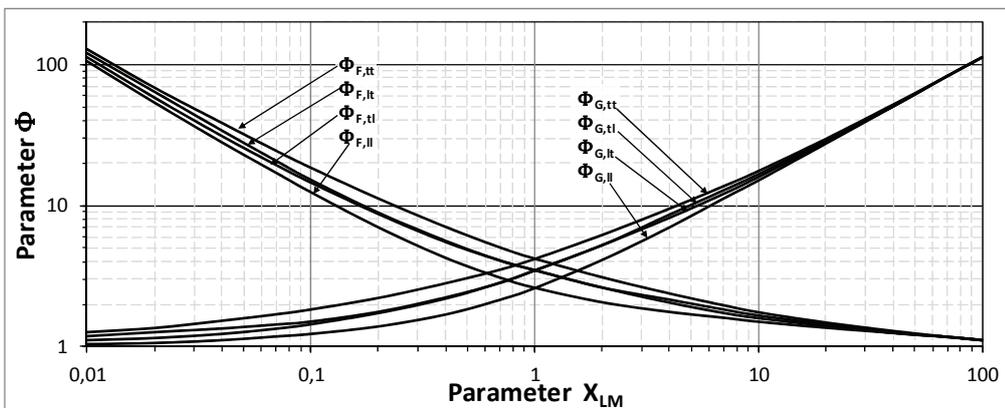


Abbildung 16: Abhängigkeit der von Lockhart und Martinelli eingeführten Korrekturfaktoren vom Druckverlustverhältnis X_{LM} für die verschiedenen Strömungszustände

Mayinger [199] und Kraume [217] schlagen jeweils Approximationen mit unterschiedlichen Grundfunktionen zur Berechnung der Korrekturfaktoren in Abhängigkeit von X_{LM} vor. Die maximalen Fehler (Mayinger: 18,1 %, Kraume: 13,6 %) und die durchschnittlichen Fehler (Mayinger: 7,0 %, Kraume: 5,3 %) sind dabei relativ groß. Glück [216] gibt eine genauere Approximation (Gl. (2.31)) für den turbulenten Fall von Gas- und Flüssigphase wieder. Der maximale Fehler gegenüber den von Lockhart und Martinelli mitgeteilten Werten beträgt 2,7 %. Der mittlere Fehler beträgt lediglich 0,72 %.

$$\phi_{F,tt} = \frac{4,2}{10^{0,51091 \cdot \lg X_{LM} - 0,1381 \cdot (X_{LM})^2 + 0,00113 \cdot (X_{LM})^3 + 0,00620 \cdot (X_{LM})^4}} \quad (2.31)$$

Friedel zitiert in [218] eine noch etwas genauere Approximation von Hewitt, auf die an dieser Stelle verwiesen sei.

Huhn stellt in [31] sechs weitere Modelle zur Berechnung des Reibungsdruckverlustes vor und verweist auf 23 zusätzliche Quellen. Friedel [193] zieht den Vergleich zwischen 14 Beziehungen und einer sehr umfangreichen experimentellen Datensammlung. In [219] stellt Friedel ein neues Berechnungsmodell vor, welches auch im VDI-Wärmeatlas [220] aufgeführt wird und an dieser Stelle wiedergegeben werden soll.

Friedel [219] definiert analog zu Lockhart und Martinelli einen Korrekturterm R , der das Verhältnis des Zweiphasendruckverlustes zum Druckverlust der einphasigen Flüssigkeitsströmung darstellt.

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_{R,ZP} = R \cdot \left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_{R,F} \quad (2.32)$$

Die angegebene Gleichung für R lautet:

$$R = A + 3,43 \cdot \dot{x}^{0,685} \cdot (1-\dot{x})^{0,24} \cdot \left(\frac{\rho_F}{\rho_G}\right)^{0,8} \cdot \left(\frac{\eta_G}{\eta_F}\right)^{0,22} \cdot \left(1 - \frac{\eta_G}{\eta_F}\right)^{0,89} \cdot \text{Fr}_F^{-0,047} \cdot \text{We}_F^{-0,0334} \quad (2.33)$$

mit

$$A = (1-\dot{x})^2 + \dot{x}^2 \cdot \frac{\rho_F}{\rho_G} \cdot \frac{\zeta_G}{\zeta_F} \quad (2.34)$$

$$Fr_F = \frac{16 \cdot \dot{M}_{ges}^2}{g \cdot d^5 \cdot \rho_F^2 \cdot \pi^2} \quad \text{zitiert nach [220]} \quad (2.35)$$

$$We_F = \frac{16 \cdot \dot{M}_{ges}^2}{\rho_F \cdot \sigma \cdot \pi^2 \cdot d^3} \quad \text{zitiert nach [220]} \quad (2.36)$$

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_{R,F} = \frac{\zeta_F \cdot \dot{m}_{ges}^2}{2 \cdot d \cdot \rho_F} \quad (2.37)$$

Die Einphasen-Druckverlustbeiwerte werden wie folgt ermittelt:

$$\zeta_{F/G} = \begin{cases} 64/Re_{F/G} & \text{für } Re_{F/G} \leq 1.055 \\ \left[0,86859 \cdot \ln\left\{Re_{F/G}/(1,964 \cdot \ln Re_{F/G} - 3,8215)\right\}\right]^{-2} & \text{für } Re_{F/G} > 1.055 \end{cases} \quad (2.38)$$

Bei der Berechnung der Reynolds-Zahl lässt Friedel in [219] ein wenig Interpretationsspielraum (Gl.(2.39)), da er für die Viskosität explizit das Indize für die Flüssigphase angibt, dies jedoch für die Massenstromdichte offen lässt. Es wird davon ausgegangen, dass die Reynolds-Zahl, analog zur Froude- und Weber-Zahl, mit der Leerrohrgeschwindigkeit der gesamten als flüssige bzw. gasförmige Phase gedachten Gemischmenge gebildet wird (Gl. (2.40)).

$$Re = \frac{\dot{m} \cdot d}{\eta_{F/G}} \quad (2.39)$$

$$Re_{F/G} = \frac{4 \cdot \dot{M}_{ges}}{\eta_{F/G} \cdot \pi \cdot d} \quad (2.40)$$

In der Abbildung 17 ist ein Vergleich der Verhältniszahl R für das Modell nach Friedel und Lockhart/Martinelli gegeben. Dabei wird vor allem die Zunahme von R mit abnehmendem Druck deutlich. Die Unterschiede zwischen den beiden Modellen erscheinen dagegen eher gering.

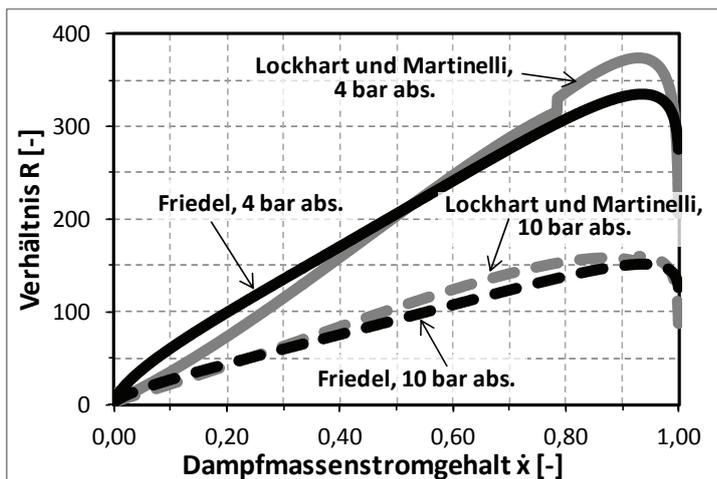


Abbildung 17: Verhältnis R des Zweiphasendruckverlustes zum Druckverlust der einphasigen Flüssigkeitsströmung nach Friedel sowie Lockhart und Martinelli für zwei Drücke bei 20 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit ($\dot{x} = 1$), Rohrdurchmesser 20,5 mm

Für die Ermittlung des Druckverlustes in Formstücken sei auf Huhn [31], Mayinger [199] sowie Wellenhofer und Muschelknautz [220] verwiesen. Ebenfalls sei auf die Zusammenstellung und den Vergleich von Druckverlustkorrelationen von z.B. Müller-Steinhagen und Heck [221], Spedding et al. [222], Kütükçüoğlu [223], Dalkilic et al. [224], García et al. [225], Shannak [226] und Thome [227] verwiesen.

2.5 Entrainment

Wie bereits aus dem Kapitel zu den Strömungsformen und –karten (Kap. 2.3) hervorgegangen ist, gibt es Strömungszustände, bei denen Kondensat in Form von Tröpfchen fein dispers in der Gas- bzw. Dampfphase verteilt vorliegt. In die Thematik des Tropfenmittisses (engl. Entrainment) soll an dieser Stelle nicht tiefer eingestiegen werden. Vielmehr sei dazu auf die Ausführungen von Huhn und Wolf [31], Kreuzer [197], Berkemeier [228], Gabriel [229], Numrich [230], Lips und Meyer [182] sowie der darin aufgeführten Primärliteratur verwiesen. Die angegebenen Gleichungen bzw. Grenzkriterien für den Beginn der Tropfenbeladung sind meist empirischer Natur und unterscheiden sich mitunter erheblich.

Eine wesentliche Stoffeigenschaft, die in Bezug auf die Tropfenentstehung und den Tropfenerhalt zu nennen ist, ist die Oberflächenspannung. Diese ist ein Maß für die Neigung einer Flüssigkeit Tropfen zu bilden und nimmt für reine, siedende Flüssigkeiten mit zunehmender Temperatur ab [231]. Die Weber-Zahl (We) bzw. deren modifizierte Variante (We^*) ist eine Kennzahl, welche die Oberflächenspannung (stabilisierende Kraft) mit der Trägheitskraft (destabilisierende Kraft) ins Verhältnis setzt und häufig zur Bewertung des Entrainmentaufkommens herangezogen wird. Die allgemeine Definition der We -Zahl mit L als charakteristischer Länge gibt Gl. (2.41) wieder.

$$We = \frac{\text{Trägheitskräfte}}{\text{Oberflächenkräfte}} = \frac{\rho_G \cdot u^2 \cdot L}{\sigma} \quad (2.41)$$

Als charakteristische Länge kommen je nach Autor und betrachtetem Phänomen die Filmdicke δ_F , der Rohrdurchmesser d_i oder auch der Tropfendurchmesser d_{Tropfen} zur Anwendung.

Im linken Diagramm der Abbildung 18 sind die Temperaturabhängigkeiten der Oberflächenspannung von Wasser und verschiedenen Kältemitteln dargestellt. Im rechten Diagramm ist analog der druckbeeinflusste Term der We -Zahl aufgetragen. Allgemein steigt dieser Term naturgemäß mit zunehmender Temperatur aufgrund der abnehmenden Oberflächenspannung und zunehmenden Sattdampfdichte. Qualitativ geht aus dem rechten Diagramm hervor, dass Wasser weniger zur Tropfenbildung neigt als die aufgeführten Kältemittel, was jedoch stark von der Einsatztemperatur abhängt.

Nach Huhn und Wolf [31] liegt die kritische Geschwindigkeit, ab der mit Entrainment zu rechnen ist, für Dampf/Wasser-Gemische in waagerechten Rohren bei Atmosphärendruck im Bereich von 10...20 m/s. Bei Drücken über 100 bar reduziert sich diese Geschwindigkeit bereits auf Werte meist kleiner als 2 m/s.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchzuführenden experimentellen Untersuchungen (Kap. 4) muss das Entrainment in folgenden Bereichen beachtet werden:

1. bei der Phasentrennung Dampf-Kondensat nach der Messstrecke
2. bei der Verbindung der einzelnen Wärmeübertrager, den damit verbundenen Turbulenzen und evtl. darauf basierender Tropfenablösung

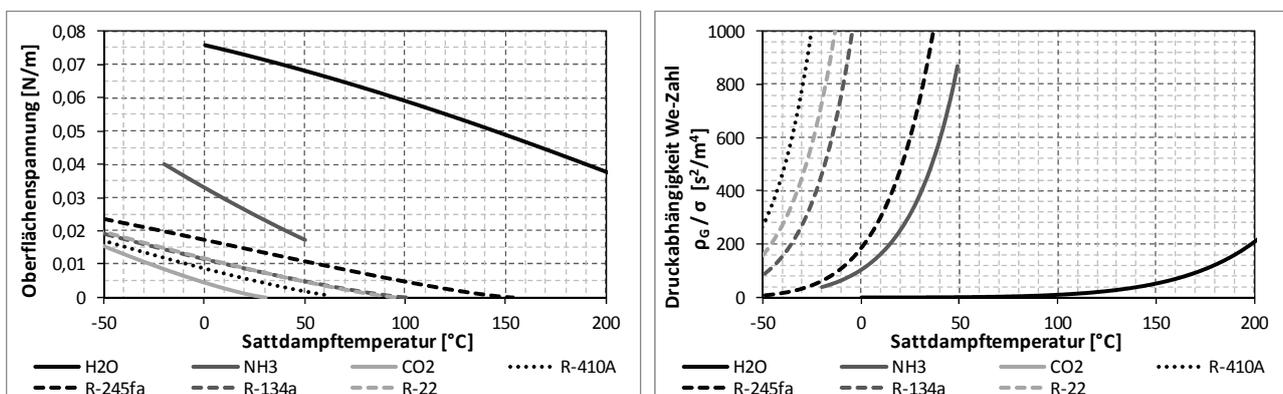


Abbildung 18: Oberflächenspannung von Wasser und verschiedenen Kältemitteln (links), druckabhängiger Term der We -Zahl für Wasser und verschiedene Kältemittel (rechts, CO_2 im angezeigten Temperaturbereich immer $> 1.000 \text{ s}^2/\text{m}^4$); Kältemittelstoffwerte entnommen aus [232]

3 Existierende Modelle zum Wärmeübergang bei der Kondensation im horizontalen Rohr

3.1 Grundlagen

3.1.1 Nußeltsche Wasserhauttheorie¹

Im Gegensatz zum Wärmeübergang bei der Verdampfung, bei dem es an einem rein theoretisch begründeten Ansatz mangelt, gibt es im Falle der Kondensation eine theoretische Grundlage, auf der fast alle weitergehenden Berechnungsverfahren fußen.

Der von Nußelt [60] im Jahre 1916 aufgestellten „Wasserhauttheorie“ liegt die Erkenntnis zugrunde, dass der Wärmeübergang kondensierender Dämpfe im Wesentlichen durch die Wärmeleitvorgänge in der flüssigen Kondensatschicht bestimmt wird. Nußelt ging von folgenden Überlegungen bei senkrecht stehender Kondensationsfläche aus:

1. Die vom Dampf abgegebene Wärme kann nur Kondensationswärme sein, weil die dem Dampf zugekehrte Flüssigkeitshautoberfläche die Dampftemperatur haben muss. Daher ist ein Wärmeübergang durch Konvektion und Strahlung nicht möglich.
2. Wegen der geringen Strömungsgeschwindigkeit und der geringen Stärke der Haut fließt sie laminar ab; daher kann sich die Wärme durch sie nur durch Leitung, nicht durch Konvektion fortpflanzen und ist durch das gewöhnliche Wärmeleitungsgesetz zu bestimmen.
3. Die Stärke der Haut ist an jeder Stelle durch die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und die Menge des durch den Hauptquerschnitt fließenden Kondensats bestimmt.
4. Die Geschwindigkeit der einzelnen Hautschichten ist bestimmt durch das Gleichgewicht der Reibungsschubkraft und des Gewichts der Haut.
5. Die Menge des Kondensats ist durch die übergegangene Wärme bestimmt.

Ziel der Überlegungen ist die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten. Aus den vorstehenden Punkten 1 und 2 folgt:

$$\alpha(x) = \frac{\lambda_F}{\delta(x)} \quad (3.1)$$

mit x als von oben nach unten zählende Längenkoordinate der Kühlfläche, in deren Verlauf die Dicke δ der Kondensathaut zunimmt (Abbildung 19).

Punkt 3 zeigt, wie $\delta(x)$ zu bestimmen ist. Die durch die Flächeneinheit des Hautquerschnitts in der Höhe x strömende Kondensatmenge ist gegeben durch:

$$\frac{\dot{M}_F(x)}{B \cdot \delta(x)} = \frac{\dot{m}_F(x)}{\delta(x)} = \rho_F \cdot \bar{u}_F(x) \quad (3.2)^2$$

mit $\bar{u}_F(x)$, der über den Hautquerschnitt gemittelten Geschwindigkeit des Kondensats. Der Kondensatstrom entsteht entsprechend Punkt 5 durch Abgabe der Kondensationswärme an die Kühlfläche:

$$\frac{d\dot{m}_F}{dx} = \frac{\hat{q}(x)}{\Delta h_v} \quad (3.3)$$

wobei \hat{q} den flächenbezogenen Wärmestrom durch die Wand darstellt. Es gilt nun:

$$\hat{q} = \alpha \cdot (t_s - t_w) \quad (3.4)$$

Damit kann α , \dot{M}_F und \hat{q} aus den Gl. (3.1), (3.2) und (3.4) in Gl. (3.3) eingesetzt werden. Man erhält folgende Differentialgleichung:

$$\rho_F \frac{d(\bar{u}_F \cdot \delta)}{dx} = \frac{\lambda_F \cdot (t_s - t_w)}{\Delta h_v \cdot \delta} \quad (3.5)$$

¹ Bis einschließlich Gleichung (3.20) hauptsächlich zitiert nach Schack [233] bzw. Stephan [21].

² Entgegen Gl. (2.3) ist \dot{m}_F hier nicht auf eine Fläche sondern auf eine Länge (B) bezogen.

Zur Lösung muss eine Beziehung zwischen den beiden von x abhängigen Größen \bar{u}_F und δ gefunden werden. Eine solche folgt aus dem vierten Punkt der genannten Voraussetzungen. Unter der Annahme einer stationären Strömung sind die von der Schubspannung ausgeübten Kräfte im Gleichgewicht mit der Schwerkraft.

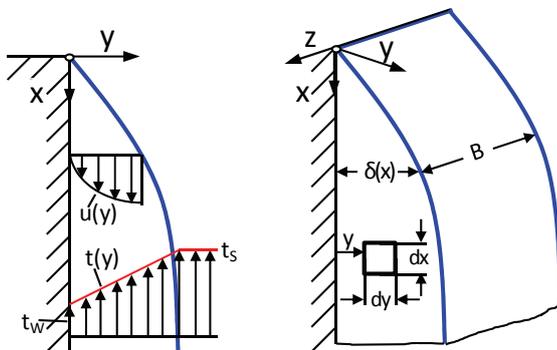


Abbildung 19: Laminarer Kondensatfilm an einer senkrechten Wand, Geschwindigkeits- und Temperaturprofil, Kräftebilanz (nach Stephan [21])

Aus der Kräftebilanz (Abbildung 19):

$$\rho_F \cdot g \cdot dV + \tau(y+dy) \cdot dx \cdot dz = \tau(y) \cdot dx \cdot dz \quad (3.6)$$

folgt mit $\tau(y+dy) - \tau(y) = (\partial\tau/\partial y) \cdot dy$ und $dV = dx \cdot dy \cdot dz$

$$\frac{\partial\tau}{\partial y} = -\rho_F \cdot g \quad (3.7)$$

Ist das Kondensat eine Newtonsche Flüssigkeit, so gilt:

$$\tau = \eta_F \cdot \frac{\partial u_F}{\partial y} \quad (3.8)$$

Unter der Annahme temperaturunabhängiger dynamischer Viskosität geht Gl. (3.7) über in:

$$\eta_F \frac{d^2 u_F}{dy^2} = -\rho_F \cdot g \quad (3.9)$$

Es ist u_F die Geschwindigkeit parallel zur Wand und y die Koordinate senkrecht zur Wand. Gl. (3.9) ist eine Differentialgleichung zweiter Ordnung, zu deren Lösung zwei Randbedingungen angegeben werden müssen. Die zähe Flüssigkeit haftet an der Wand. Es gilt also:

$$u_F = 0 \quad \text{bei} \quad y = 0$$

Die Annahme der Kondensation aus ruhendem Dampf führt zur zweiten Randbedingung mit δ als Dicke des Kondensatfilms:

$$\frac{du_F}{dy} = 0 \quad \text{bei} \quad y = \delta \quad (3.10)$$

Diese Bedingung bedeutet, dass keine Schubkräfte auf das Kondensat ausgeübt werden. Einmalige Integration von Gl. (3.9) ergibt:

$$\frac{du_F}{dy} = -\frac{\rho_F \cdot g}{\eta_F} \cdot (y - \delta) \quad (3.11)$$

wobei die Integrationskonstante sofort entsprechend der Randbedingung bei $y = \delta$ eingesetzt ist. Nochmalige Integration liefert:

$$u_F = \frac{\rho_F \cdot g}{\eta_F} \cdot y \cdot \left(\delta - \frac{y}{2} \right) \quad (3.12)$$

wobei die Konstante zu $C = 0$ aus der Randbedingung bei $y = 0$ folgt.

Gefordert ist aber der über den Querschnitt gemittelte Wert \bar{u}_F . Diesen erhält man durch Integration:

$$\bar{u}_F = \frac{1}{\delta} \cdot \int_0^\delta u(y) dy \quad (3.13)$$

und nach Einsetzen von u aus Gl. (3.12)

$$u_F = \frac{\rho_F \cdot g}{\eta_F} \cdot \frac{\delta^2}{3} \quad (3.14)$$

Hiermit gehen wir in Gl. (3.5) und erhalten so eine Differentialgleichung zur Bestimmung der Filmdicke δ :

$$\frac{\rho_F^2 \cdot g}{\eta_F} \cdot \delta^3 \frac{d\delta}{dx} = \frac{\lambda_F \cdot (t_s - t_w)}{\Delta h_v} \quad (3.15)$$

mit der Lösung:

$$\delta(x) = \sqrt[4]{\frac{4 \cdot \lambda_F \cdot (t_s - t_w) \cdot \eta_F \cdot x}{\Delta h_v \cdot \rho_F^2 \cdot g}} \quad (3.16)$$

Die Gl. (3.1) liefert nun den geforderten Wärmeübergangskoeffizienten:

$$\alpha(x) = \sqrt[4]{\frac{\lambda_F^3 \cdot \Delta h_v \cdot \rho_F^2 \cdot g}{4 \cdot (t_s - t_w) \cdot \eta_F \cdot x}} \quad (3.17)$$

Für praktische Rechnungen genügt meistens der über die Höhe der Kühlfläche gemittelte Wert:

$$\alpha_m = \frac{1}{H} \cdot \int_0^H \alpha(x) dx \quad (3.18)$$

mit dem Ergebnis

$$\alpha_m = \frac{4}{3} \cdot \sqrt[4]{\frac{\lambda_F^3 \cdot \Delta h_v \cdot \rho_F^2 \cdot g}{4 \cdot (t_s - t_w) \cdot \eta_F \cdot H}} \quad (3.19)$$

Da die Temperatur längs der Dicke der Kondensathaut von t_s auf t_w abfällt, sind streng genommen die Stoffwerte bei der mittleren Temperatur:

$$t_m = (t_s + t_w) / 2 \quad (3.20)^1$$

einzusetzen. Da die Wandtemperatur anfangs meistens nicht bekannt ist, wird oft die Satttdampf-temperatur t_s zugrunde gelegt. Bei nicht zu großen Wärmestromdichten bleibt der Fehler im Rahmen der ohnehin mit technischen Rechnungen verbundenen Ungenauigkeiten. Die Verdampfungswärme Δh_v ist natürlich für die Sättigungsbedingungen einzusetzen.

In einigen Arbeiten ist anstelle des Quadrates der Flüssigkeitsdichte ρ_F^2 der Ausdruck $\rho_F \cdot (\rho_F - \rho_G)$ zu finden, womit durch Druckgradienten bedingte Auftriebskräfte berücksichtigt werden [21].

Wird die Energiebilanz für die Fläche $(B \cdot H)$ aufgestellt, kann die Temperaturdifferenz $(t_s - t_w)$ aus Gl. (3.19) eliminiert werden.

Mit: $\dot{M} \cdot \Delta h_v = \alpha_m \cdot (t_s - t_w) \cdot (B \cdot H)$

$$\alpha_m = \left(\frac{4}{3}\right)^{4/3} \cdot \left(\frac{1}{4}\right)^{1/3} \cdot \sqrt[3]{\frac{\lambda_F^3 \cdot \rho_F^2 \cdot g \cdot B}{\eta_F \cdot \dot{M}}} = 0,924 \cdot \sqrt[3]{\frac{\lambda_F^3 \cdot \rho_F^2 \cdot g \cdot B}{\eta_F \cdot \dot{M}}} \quad (3.21)$$

Wird die Reynolds-Zahl für die Filmströmung Re_F mit der Filmdicke $\delta(x)$ nach Gl. (3.16) als charakteristische Länge und der Geschwindigkeit \bar{u}_F nach Gl. (3.14) gebildet, ergibt sich Gl. (3.22) als Ausdruck für die Filmdicke.

$$\delta(x) = (3 \cdot Re_F)^{1/3} \cdot \left(\frac{v_F^2}{g}\right)^{1/3} \quad (3.22)$$

Wird Gl. (3.22) in die von Nusselt definierte Bestimmungsgleichung (3.1) für den Wärmeübergangskoeffizienten eingesetzt und der Ausdruck $(v_F^2/g)^{1/3}$, der die Dimension einer Länge hat, als charakteristische

¹ Davon abweichende Definitionen der mittleren Kondensattemperatur sind u.a. in Grigull [20] und Glück [234] zu finden.

Länge angesehen, ergibt sich formal eine Nußelt-Zahl, die in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl ausgedrückt wird (vgl. auch [20][235]).

$$\text{Nu} = \frac{\alpha(x)}{\lambda_F} \cdot \left(\frac{v_F^2}{g}\right)^{1/3} = \left(\frac{1}{3 \cdot \text{Re}_F}\right)^{1/3} = \left(\frac{\Delta h_v \cdot \rho_F \cdot g}{4 \cdot \lambda_F \cdot (t_S - t_W) \cdot v_F \cdot x}\right)^{1/4} \quad (3.23)$$

Mit: $\text{Re} = \frac{1}{3} \cdot \frac{g}{v_F^2} \left(\frac{4 \cdot \lambda_F \cdot (t_S - t_W) \cdot v_F \cdot x}{\Delta h_v \cdot \rho_F \cdot g}\right)^{3/4}$

Für weitere dimensionslose Darstellungen sei auf Traubel [236] verwiesen.

3.1.2 Wellenbildung auf der Filmoberfläche

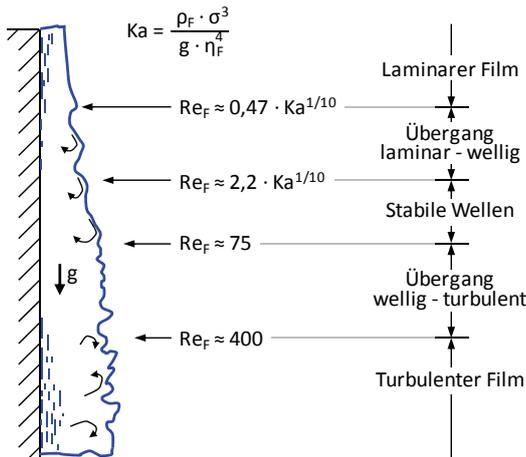


Abbildung 20: Strömungsbereiche in einem Rieselfilm (zitiert in [235])

Nußelts Theorie geht von einer gleichmäßigen Filmdicke der Wasserhaut aus. Grigull [20] verweist zu dieser Thematik auf die Untersuchungen weiterer Autoren, welche auf der Filmoberfläche Wellen ausmachten, die in der Größenordnung der mittleren Filmdicke lagen. Diese Wellen bedeuten eine Unsicherheit gegenüber der Theorie. Einige Autoren definieren aus diesem Grund einen „pseudo-laminaren“ Strömungszustand für $6 < \text{Re}_F < 375$ innerhalb dessen, infolge der Wellenbildung, $u_\delta / \bar{u}_F > 1,5$ ist [20]. Mitrović [235] stellt weitere fünf Re-Korrelationen von verschiedenen Autoren zusammen, die den Übergang zwischen glatter und welliger Filmoberfläche beschreiben. Dies sind allesamt Funktionen der Kapica-Zahl. Ebenfalls verweist Mitrović auf Beobachtungen, die im Resultat zu einer weiteren Unterteilung der Strömungsbereiche, aufgrund des Strömungsumschlages von laminar in turbulent mit steigender Re-Zahl, führen (siehe Abbildung 20). Weitere Literatur zum Thema stellt u.a. [237][238][239][240] dar.

3.1.3 Turbulent strömende Wasserhaut

Sowohl die Dicke der Kondensatschicht wie auch die mittlere Geschwindigkeit des abfließenden Kondensates nehmen mit der Strömungslänge x zu, so dass ab einer bestimmten Stelle mit dem Umschlag in die turbulente Strömungsform zu rechnen ist. Ab diesem Punkt ist die einfache Form der Nußeltschen Wasserhauttheorie nicht mehr anwendbar, da bei der Herleitung laminare Strömung vorausgesetzt wurde.

Grigull diskutiert das Thema des turbulenten Kondensatfilms ausführlich in [20][241][242] und gibt schlussendlich für den Umschlag von laminar in turbulent das Kriterium $\text{Re} \approx 350$ an, wobei Re wie folgt definiert ist:

$$\text{Re}_F = \frac{\bar{u}_F \cdot \delta}{v_F} \quad (3.24)$$

Für den Fall der Strömung mit turbulenter Wasserhaut gibt Grigull Gl. (3.25) für den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten an, wobei er aber auch auf differierende Exponenten zwischen einzelnen Autoren aufmerksam macht.

$$\alpha_m = 0,30 \cdot 10^{-2} \cdot \left(\frac{\lambda_F^3 \cdot \rho_F^2 \cdot g \cdot (t_S - t_W) \cdot H}{\eta_F^3 \cdot \Delta h_v}\right)^{1/2} \quad (3.25)$$

Als Basis der Ausführungen von Grigull dienten Messwerte die in einem entsprechenden Diagramm aufbereitet wurden (Anhang 2). Bei genauerer Betrachtung der eingezeichneten Messwerte fällt auf, dass es im laminaren Bereich fast ausschließlich Messwerte gibt, die mit Wasser gewonnen wurden. Bei sehr hohen Re-Zahlen sind indes keine Messwerte von Wasser vorhanden. Ebenfalls fällt bei ausschließlicher Betrachtung

tung der Messwerte mit Wasser kein Knickpunkt auf, der den Übergang von laminar zu turbulent ausmachen könnte. Vielmehr folgen die Werte von Wasser einer Potenzfunktion mit einem Exponenten der zwischen der Nußelt-Beziehung und der von Grigull angegebenen Beziehung liegt.

In den darauffolgenden Jahren wurde versucht den Impuls- und Energietransport quer durch den Film mithilfe der Differentialgleichungen zu beschreiben. Hierfür werden die molekularen Transportkoeffizienten um turbulente Glieder erweitert (siehe z.B. [188][235][243]). Es ergibt sich:

$$\tau(y) = (v + v_t) \cdot \rho \cdot \frac{du}{dy} \quad (3.26)$$

$$\hat{q}(y) = (\lambda + \lambda_t) \cdot \frac{dT}{dy} \quad (3.27)$$

Huhn [188] gibt an, dass dabei der turbulente Wärmeleitkoeffizient λ_t meist über die turbulente Prandtl-Zahl Pr_t aus den Werten von v_t berechnet wird.

$$Pr_t = \frac{c_p \cdot \rho \cdot v_t}{\lambda_t} \quad (3.28)$$

Für die Entwicklung, Einteilung und den Vergleich verschiedener Turbulenzansätze sei auf die Arbeit von Allan [244] verwiesen. Dass es deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Turbulenzmodellen gibt, zeigt Abbildung 21.

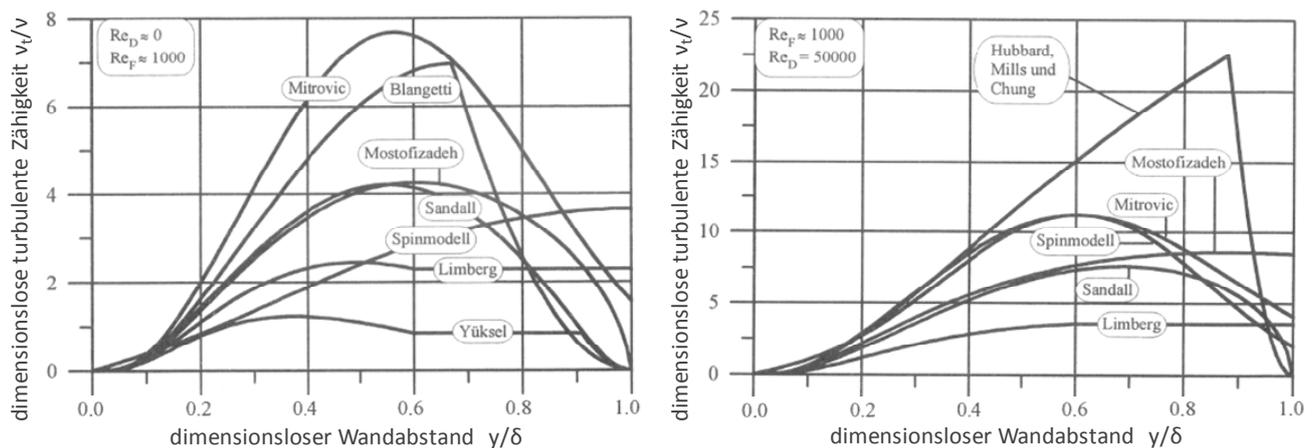


Abbildung 21: Vergleich verschiedener Modelle zur turbulenten Viskosität im vertikalen Film bei vernachlässigbarem Dampfströmungseinfluss (links) und mit Dampfströmungseinfluss (rechts) | nach Allan [244]

Für die Berechnung der lokalen Nußelt- bzw. Wärmeübergangszahl wird allgemein die Überlagerung der Berechnungsvorschrift des laminaren und turbulenten Falls in der Form von Gl. (3.29) gewählt, siehe [234][245][246]. Diese Vorgehensweise wird von Li [171] auch als Blangetti Methode [245] bezeichnet.

$$Nu_x = (Nu_{lam}^4 + Nu_{turb}^4)^{0,25} \quad \alpha_x = (\alpha_{lam}^4 + \alpha_{turb}^4)^{0,25} \quad (3.29)$$

3.1.4 Strömender Dampf – Scherfilm

Bereits Nußelt hatte seine Wasserhauttheorie auf den Fall erweitert, dass der am Kondensatfilm entlang strömende Dampf die Geschwindigkeitsverteilung in der Wasserhaut beeinflusst. Die Randbedingung zu Gl. (3.9) lautet dann nicht mehr $du_F/dy = 0$ für $y = \delta$. Das Geschwindigkeitsfeld endet mit endlicher Neigung auf der freien Filmoberfläche, entsprechend der vom strömenden Dampf ausgeübten Schubspannung [20]. Dies bedeutet, dass die Schubspannung an der Phasengrenze ungleich 0 ist.

Die Abbildung 22 zeigt ein Element des Kondensatfilms nach [188] mit der Länge dx auf einer geneigten Fläche. Die Vorgänge, welche sich in der angrenzenden Dampfströmung abspielen, äußern sich in der Abbildung als Randbedingungen an der Phasengrenzfläche. Die Impulsbilanz für das Element ergibt sich nach Gl. (3.30).

$$dF_P + dF_F + dF_{\dot{U}} - dF_W - \bar{A}_F \cdot dp = d(\dot{m}_F \cdot u_{F,m}) \quad (3.30)$$

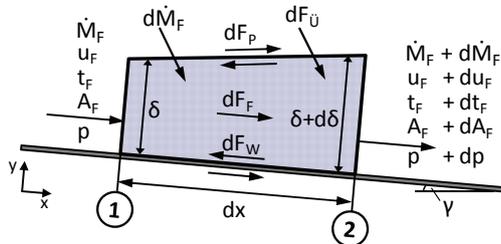


Abbildung 22: Filmelement auf geneigter Fläche nach [188]

Hierin bedeuten:

$$dF_P = \tau_P \cdot dA_P \quad \text{Phasenreibungskraft,} \quad (3.31)$$

$$dF_F = \rho_F \cdot g \cdot \sin \gamma \cdot \bar{A}_F \cdot dx \quad \text{Schwerkraft,} \quad (3.32)$$

$$dF_W = \tau_W \cdot dA_W \quad \text{Wandreibungskraft,} \quad (3.33)$$

$$dF_{\dot{U}} = u_P \cdot d\dot{m}_F \quad \text{übertragener Impuls durch den an der Phasengrenze übergehenden Stoff.} \quad (3.34)$$

Dabei gibt dA_P die Phasengrenzfläche, dA_W die Wandfläche, \bar{A}_F die mittlere Querschnittsfläche für das Filmelement und u_P die Geschwindigkeit des Films an der Phasengrenze an. Zur Kennzeichnung des Dampfströmungseinflusses wird häufig die dimensionslose Phasengrenzschubspannung τ_P^+ , als Verhältnis von Phasenreibungskraft zu Schwerkraft, herangezogen (vgl. u.a. Fratzscher et al. [148]). Damit ergibt sich für den allgemeinen Fall:

$$\tau_P^+ = \frac{dF_P}{dF_F} = \frac{\tau_P}{\rho_F \cdot g \cdot \delta \cdot \sin \gamma} \quad (3.35)$$

Der Ausdruck $\sin \gamma$ wird für den senkrechten Fall 1.

Die Phasengrenzschubspannung lässt sich wiederum über zwei Ansätze darstellen. Im ersten Fall wird die Schubspannung über den Reibungsdruckgradienten ermittelt. Für die Rohrströmung gilt allgemein nach Huhn [188]:

$$\tau_P = \frac{A_K}{B_P} \cdot \left(\frac{\Delta p}{\Delta x} \right)_R \quad (3.36)$$

Hierin stellt A_K die Querschnittsfläche der Kernströmung, d.h. der gas- bzw. dampfförmigen Phase, dar. B_P stellt den Umfang der Phasengrenze dar. Wird eine umfangsgemittelte Filmdicke $\bar{\delta}$ eingeführt, kann geschrieben werden:

$$\tau_P = \frac{d_i - 2\bar{\delta}}{4} \cdot \left(\frac{\Delta p}{\Delta x} \right)_R \quad (3.37)$$

Häufig wird die Filmdicke dabei auch vernachlässigt, siehe z.B. [148].

Wird die allgemeine Beziehung für den Druckverlust innerhalb eines Rohres herangezogen (Herleitung z.B. in Grassmann [25]):

$$\Delta p = \zeta \cdot \frac{\Delta x}{d_i} \cdot \frac{\rho \cdot u^2}{2} \quad (3.38)$$

kann Gl. (3.37) unter Vernachlässigung der Filmdicke auch geschrieben werden zu (zweiter Fall):

$$\tau_P = \frac{\zeta_{R,P}}{8} \cdot \rho_G \cdot (u_G - u_F)^2 \quad (3.39)$$

Nach Huhn [188] liegen für den Widerstandsbeiwert an der Phasengrenze jedoch nur wenige empirische Beziehungen vor.

Für die Strömungsquerschnitte der einzelnen Phasen ergeben sich folgende Beziehungen:

$$A_F = \pi \cdot \bar{\delta} \cdot (d_i - \bar{\delta}) \quad (3.40)$$

$$A_G = \frac{\pi}{4} \cdot (d_i - 2\bar{\delta})^2 \quad (3.41)$$

und damit der Gasvolumenanteil zu:

$$\varepsilon = \frac{A_G}{A} = \frac{(d_i - 2\delta)}{d_i^2} \quad (3.42)$$

Für die mittlere Geschwindigkeit des Flüssigkeitsfilmes in Rohrlängsrichtung gilt Gl. (2.6).

Aus diesen Betrachtungen wird ersichtlich, dass die Filmdicke bzw. der Gasvolumenanteil bedeutend für die Berechnung des Einflusses der Dampfströmung ist. Keine der Größen ist jedoch einfach zugänglich. Modelle zum volumetrischen Dampfgehalt wurden kurz unter Verweis auf weiterführende Quellen im Kap. 2.2 vorgestellt. Zur Messung der Kondensatfilmdicke sei auf Fratzscher et al. [148], Kreutzer [197] bzw. Würfel und Kreutzer [247], Kubosch [248] und Li [171] verwiesen. Für Berechnungsmodelle zur Berücksichtigung der Schubspannung an der Filmoberfläche sei an dieser Stelle auf die Arbeit von Numrich [249] und Allan [244], der wiederum einen zusammenfassenden Überblick gibt, hingewiesen.

Verwickelter wird der Fall nun in horizontalen bzw. geneigten Rohren, da hier die Auswirkung der Schwerkraft nicht allein in Dampfströmungsrichtung beachtet werden sollte. Der Schwerkrafteinfluss ändert sich hier auch in Abhängigkeit des Umfangswinkels und bewirkt, dass das Kondensat zum Rohrboden strömt. Die Filmdicke ändert sich nicht allein mit der Rohrlänge sondern auch über den Umfang des Rohres. Huhn [188][250] gibt hierfür die allgemeinen Beziehungen für die Schubspannungen in Umfangs- und Längsrichtung sowie für die Phasengrenze und an der Wand wieder. Verschiedene Ansätze für die turbulenten Austauschkoefizienten unter Einfluss der Dampfströmung vergleicht Allan [244], siehe Abbildung 21 rechts.

3.1.5 Wärmeübergang am und im waagerechten bzw. geneigten Rohr

Nußelt ermittelt in seiner Abhandlung [60] auch den Wärmeübergangskoeffizienten für die Kondensation auf der Außenseite eines waagrecht angeordneten Rohres. In der Gl. (3.43) ist anstelle des von Nußelt übermittelten Wertes ($0,8024 \cdot \sqrt[4]{2/3} \approx 0,725$) der von Stephan [21] korrigierte Wert 0,728 angeführt.

$$\alpha_m = 0,728 \cdot \sqrt[4]{\frac{\lambda_F^3 \cdot \Delta h_V \cdot \rho_F^2 \cdot g}{(t_S - t_W) \cdot \eta_F \cdot d_a}} \quad (3.43)$$

Auch hier kann analog zu Gl. (3.21) die Temperaturdifferenz eliminiert werden.

$$\begin{aligned} \text{Mit: } \dot{M} \cdot \Delta h_V &= \alpha_m \cdot (t_S - t_W) \cdot (\pi \cdot d \cdot L) & \text{oder} & \quad \hat{q} = \alpha_m \cdot (t_S - t_W) \\ \alpha_m &= 0,655 \cdot \sqrt[3]{\frac{\lambda_F^3 \cdot \rho_F^2 \cdot g \cdot \pi \cdot L}{\eta_F \cdot \dot{M}}} & \text{bzw.} & \quad \alpha_m = 0,655 \cdot \sqrt[3]{\frac{\lambda_F^3 \cdot \Delta h_V \cdot \rho_F^2 \cdot g}{\eta_F \cdot d_a \cdot \hat{q}}} \end{aligned} \quad (3.44)$$

Für die Kondensation im waagerechten Rohr werden ab Kap. 3.2 verschiedene Theorien vorgestellt. Geschichtliche Abrisse der Entwicklung sind u.a. in den Arbeiten von Royal [151], Schulenberg [133], Huhn [188], Dobson et al. [251] Kreutzer [197], Cavallini et al. [252] und Jassim et al. [253] zu finden.

An dieser Stelle sei nur kurz darauf hingewiesen, dass nach Huhn [250] (siehe auch Elsner [246]) die Gleichung (3.43) auch für die vollständige Kondensation in waagerechten Rohren verwendet werden kann, wobei als charakteristische Abmessung der innere Rohrdurchmesser verwendet und zur Berücksichtigung des Sumpfes am Rohrboden das Ergebnis mit den Faktor 0,84 multipliziert werden muss. Aus den Betrachtungen von Huhn [188][250] gehen ferner nachfolgend dargestellte Abhängigkeiten vom Neigungswinkel γ (Abbildung 23) sowie von der Dampfeintrittsgeschwindigkeit (Abbildung 24) hervor. Neuere numerische Simulationen (z.B. Marchuk et al. [254]) bestätigen qualitativ die von Huhn gefundene Abhängigkeit vom Neigungswinkel.

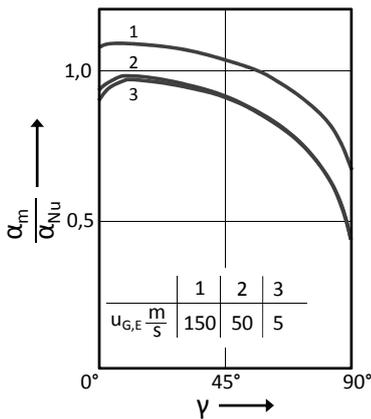


Abbildung 23: Mittlerer Wärmeübergangskoeffizient bei vollständiger Kondensation von Wasserdampf in Abhängigkeit der Rohrreinigung (hier keine exakte Darstellung) nach [250]

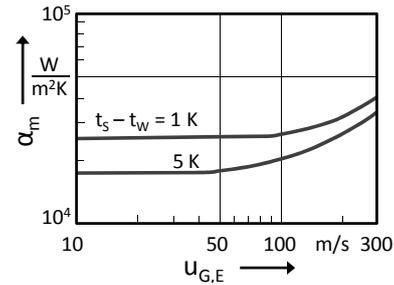


Abbildung 24: Mittlerer Wärmeübergangskoeffizient bei vollständiger Kondensation von Wasserdampf in Abhängigkeit der Dampfeintrittsgeschwindigkeit (hier keine exakte Darstellung) nach [250]

Neben der senkrechten Platte und dem waagerechten Rohr sind noch andere Geometrien denkbar. Hierzu sei auf Schaflinger [255] verwiesen. Eine Zusammenstellung von Nu-Zahl Korrelationen für verschiedenste Geometrien wird von Wong [256] gegeben.

3.1.6 Zusammenstellung verschiedener Korrelationen

Seitdem sich Nußelt der Thematik des Wärmeübergangs bei der Kondensation widmete, sind eine Vielzahl darauf aufbauender sowie davon abweichender bzw. neuer Korrelationen entstanden.

An dieser Stelle sei nochmals die Arbeit von Mitrović [235] angeführt, die sich theoretisch mit dem Wärmeübergang bei der Filmkondensation reiner gesättigter Dämpfe an senkrechten Kühlflächen beschäftigt und dabei sehr umfangreiche Zusammenstellungen von Korrelationen zu verschiedenen Teilaspekten liefert. Darunter sind:

- Turbulente Viskosität im Rieselfilm: 19 Autoren,
- Turbulente Viskosität im Scherfilm: 6 Autoren,
- Filmdicke bei Rieselfilmen: 28 Autoren,
- Filmdicke bei Scherfilmen: 6 Autoren,
- Widerstandsbeiwert bei abwärts gerichteten Zweiphasen-Ringströmungen: 8 Autoren,
- Nu-Zahl bei der Kondensation ruhender Dämpfe im laminaren und laminar-welligen Bereich: 19 Autoren,
- Nu-Zahl bei der Kondensation ruhender Dämpfe im turbulenten Bereich: 20 Autoren,
- Nu-Zahl bei der Kondensation strömender Dämpfe an senkrechten Kühlflächen: 12 Autoren.

Ebenfalls sei nochmals die Dissertation von Royal [151] aus dem Jahr 1975 angeführt. Darin werden die bis dato bekannten Korrelationen für die Kondensation in Rohren mit den entsprechenden Autoren und Berechnungsgleichungen aufgeführt und wie folgt eingeteilt:

- Laminare Film-Korrelationen: 11 Autoren,
- Dimensionsanalytische Korrelationen: 4 Autoren,
- Ähnlichkeitstheoretische (Einphasen-)Korrelationen: 6 Autoren,
- Turbulente-Grenzschicht (1-Zonen-Modelle) 2 Autoren,
- Turbulente-Grenzschicht (2-Zonen-Modelle) 2 Autoren,
- Turbulente-Grenzschicht (3-Zonen-Modelle) 5 Autoren,
- Sonstige Korrelationen: 3 Autoren.

Des Weiteren ist in der Arbeit von Royal eine sehr ausführliche Auflistung und Einteilung von Literatur zur Verbesserung des Wärmeübergangs bei der Filmkondensation zu finden.

Weiter Zusammenstellungen finden sich unter anderem in Li [171]. Huhn [188] gibt einen Überblick über die bis 1984 entwickelten Berechnungsvorschriften für die Kondensation in geneigten Rohren. Neuere und aktuellere Berechnungsvorschriften für die Kondensation in horizontalen bzw. geneigten Rohren werden nachfolgend wiedergegeben.

3.2 Aktuell verfügbare Modelle

3.2.1 Modell nach Thome

Thome et al. [179] veröffentlichten 2003 ihre Modellvorstellung zur Dampfkondensation in horizontalen Rohren. Diese basiert auf den bekannten Beziehungen von Nußelt für den schwerkraftdominierten und schubspannungskontrollierten Bereich. Der Abgleich des Modells erfolgte an experimentellen Daten von 15 Fluiden. Wasserdampf war hier nicht dabei. Folgende Parameterbereiche wurden bei der Validierung abgedeckt:

- Massenstromdichte: 24...1.022 kg/(m²s)
- Rohr-Innendurchmesser: 3,1...21,4 mm
- Dampfmassestromanteil: 0,03...0,97
- Reduzierter Druck: 0,02...0,8 ($p_r = p_s/p_{\text{kritisch}}$)

Neu am Modell von Thome et al. ist die Geometrievorstellung der Zweiphasenströmung sowie die Einteilung und Abgrenzung der Strömungsformen. Für letztere wurde eine spezielle Strömungskarte entwickelt. Diese Strömungskarte wird im ersten Teil der Veröffentlichung [209] erläutert und stellt eine Modifizierung der Strömungskarte von Kattan et al. [257] dar. Zur Berechnung der Grenzbereiche zwischen den einzelnen Strömungszuständen wird der volumetrische Dampfgehalt herangezogen. Dieser wird nach einem neu definierten Modell berechnet, welches die beste Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten aus der Datenbank von Cavallini et al. [258] und den berechneten Wärmeübergangskoeffizienten nach Kattan et al. [259] wiedergibt. Hierzu wird ein logarithmischer Mittelwert aus dem homogenen Modell (ϵ_h) und dem Modell nach Steiner [260] als horizontale Version des Drift-Flux-Modells von Rouhani-Axelsson (ϵ_{ra}) angegeben:

$$\epsilon = \frac{\epsilon_h - \epsilon_{ra}}{\ln\left(\frac{\epsilon_h}{\epsilon_{ra}}\right)} \quad (3.45)$$

mit ϵ_h nach Gl. (2.13) und

$$\epsilon_{ra} = \frac{\dot{x}}{\rho_G} \left(\left[1 + 0,12 \cdot (1-\dot{x}) \right] \left[\frac{\dot{x}}{\rho_G} + \frac{1-\dot{x}}{\rho_F} \right] + \frac{1,18 \cdot (1-\dot{x}) \cdot [g \cdot \sigma \cdot (\rho_F - \rho_G)]^{0,25}}{\dot{m} \cdot \rho_F^{0,5}} \right)^{-1} \quad (3.46)$$

Für die Schichtenströmung definieren Thome et al. ausgehend von der Geometrie (Abbildung 25) vier dimensionslose Variablen, Gl. (3.47). Die in einem Querschnitt vorliegenden Flächenanteile der Dampfphase

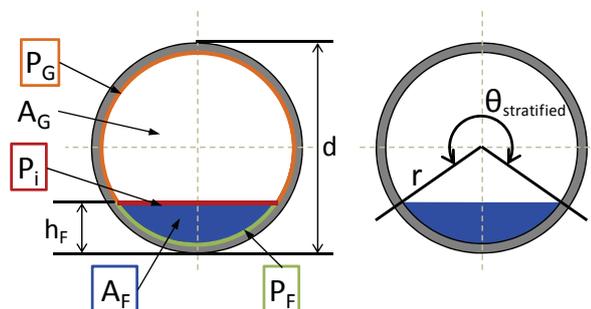


Abbildung 25: Geometrische Parameter der Zweiphasenströmung nach [209]

(A_G) und der Flüssigphase (A_F) werden über den Gasvolumenanteil ϵ berechnet. Davon ausgehend gibt Thome Berechnungsgleichungen für $\theta_{\text{stratified}}$ an. Dieser macht anschließend die Berechnung der noch fehlenden dimensionslosen Kenngrößen h_{Fd} und P_{id} möglich. Die einzelnen Berechnungsgleichungen seien an dieser Stelle nicht weiter aufgeführt, ebenso nicht die Berechnung der einzelnen Grenzkriterien für die unterschiedlichen Strömungsformen. Hierfür sei auf die ausführliche Darstellung in El Hajal et al. [209] verwiesen.

$$h_{Fd} = \frac{h_F}{d}, \quad P_{id} = \frac{P_i}{d}, \quad A_{Fd} = \frac{A_F}{d^2}, \quad A_{Gd} = \frac{A_G}{d^2} \quad (3.47)$$

Neben den aufgeführten dimensionslosen Kenngrößen und dem Winkel $\theta_{\text{stratified}}$ fließen die Stoffdaten des Fluides, die Erdbeschleunigung sowie das Verhältnis aus Weber-Zahl und Froude-Zahl der Flüssigphase in

die Berechnung der Grenzkriterien mit ein. Anders als bei der Verdampfung ist die Wärmestromdichte bei der Kondensation kein unmittelbarer Parameter.

In Tabelle 8 sind die Strömungsformen, die unterschieden werden, aufgeführt.

Index	Bezeichnung (engl.)	Bezeichnung (deutsch)
S	fully-stratified flow	Schichtenströmung
SW	stratified-wavy flow	Schicht-Wellenströmung
I	intermittent flow	Schwallströmung
A	annular flow	Ringströmung
MF	mist flow	Spritzerströmung
B	bubbly flow	Blasenströmung

Tabelle 8: Strömungsformen nach El Hajal / Thome / Cavallini [209]

In der Abbildung 26 ist die Strömungskarte für drei verschiedene Massenstromdichten von Wasserdampf mit einem absoluten Dampfdruck von 10 bar sowie einem Rohrrinnendurchmesser von 20,5 mm dargestellt. Die Grenzkurven verschieben sich in Abhängigkeit der Massenstromdichte, da der Gasvolumenanteil ϵ_{ra} und damit das zugrundegelegte ϵ eine Funktion der Massenstromdichte selbst ist. Aus der Abbildung 26 geht hervor, dass bei einer Sattdampfeintrittsgeschwindigkeit von ca. 20 m/s von keiner Ringströmung zu Beginn des Kondensationsvorganges ausgegangen wird. Diese wird erst bei einer Massenstromdichte von 128,9...133,8 kg/m²s und damit 25...26 m/s erreicht. Um in den Bereich der Spritzerströmung zu gelangen müssten gar Dampfgeschwindigkeiten von > 95 m/s erreicht werden. Der Bereich der Blasenströmung liegt oberhalb des mist flow Bereiches und ist in der Abbildung 26 nicht mehr dargestellt.

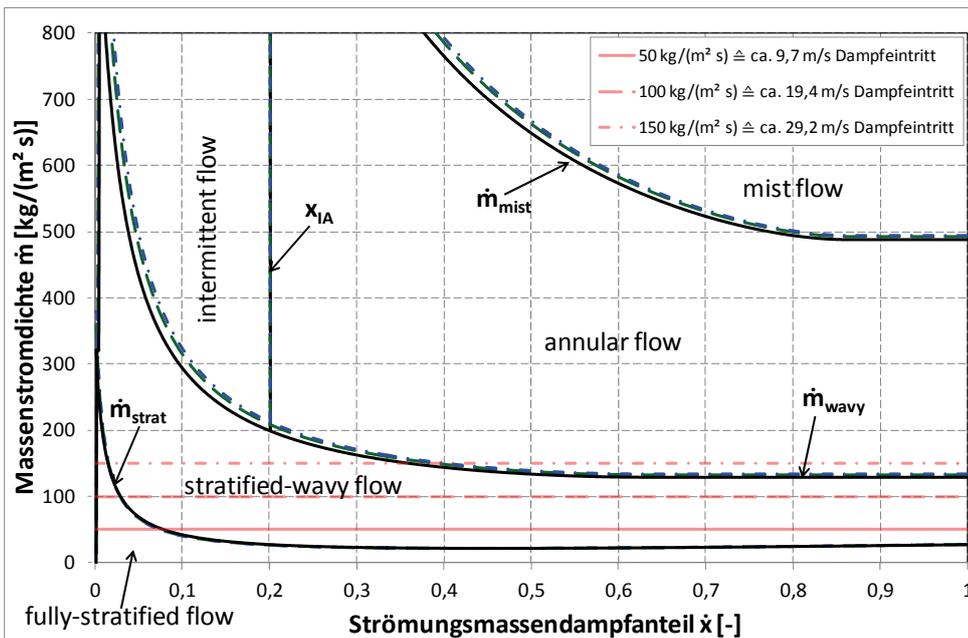


Abbildung 26: Strömungskarte nach El Hajal et al. [209] mit Einfluss der Massenstromdichte für Wasserdampf, Rohrrinnendurchmesser = 20,5 mm, absoluter Dampfdruck = 10 bar

Bei der geometrischen Abbildung der Schichtenströmung gehen Thome et al. davon aus, dass der in der Praxis als Kreissegmentquerschnitt vorliegende Kondensatsumpf als abgeschnittener Kreisring mit konstanter Dicke δ und gleicher Querschnittsfläche sowie gleichem Winkel $\theta_{stratified}$ vorliegt (siehe Abbildung 27 oben). Bei der Ringströmung wird ein Film mit konstanter Dicke über den gesamten Rohrumfang angenommen. Die Berechnung der Filmdicke δ folgt anhand von Gl. (3.48). Dabei wird die Filmdicke bei geometrisch sinnwidrigen Rechengrößen von $\delta > d/2$ zu $\delta = d/2$ gesetzt.

$$A_F = \frac{(2 \cdot \pi \cdot \theta)}{8} \cdot [d^2 - (d - 2 \cdot \delta)^2] \tag{3.48}$$

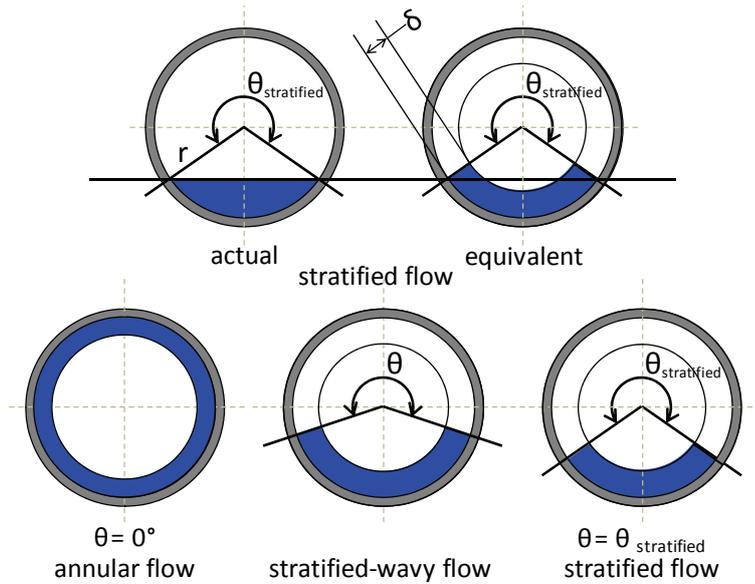


Abbildung 27: Vereinfachte geometrische Vorstellung der Strömungsformen nach Thome [179]

Der Winkel θ wird für die Ring-, Schwall- und die Spritzerströmung zu $\theta = 0$ gesetzt. Für die Schichtenströmung wird $\theta = \theta_{\text{stratified}}$ und um iterative Rechengänge zu umgehen, gemäß Gl. (3.50) berechnet.

Im Bereich der Schicht-Wellenströmung wird θ durch eine quadratische Interpolation zwischen dem Maximalwert von $\theta_{\text{stratified}}$ bei G_{strat} und dem Minimalwert von 0 bei G_{wavy} gemäß Gl. (3.49) ermittelt.

$$\theta = \theta_{\text{strat}} \cdot \left[\frac{(\dot{m}_{\text{wavy}} - \dot{m})}{(\dot{m}_{\text{wavy}} - \dot{m}_{\text{strat}})} \right]^{0,5} \quad (3.49)$$

$$\theta_{\text{strat}} = 2 \cdot \pi \cdot 2 \cdot \left\{ \begin{array}{l} \pi \cdot (1 - \epsilon) + \left(\frac{3 \cdot \pi}{2} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left[1 - 2 \cdot (1 - \epsilon) + (1 - \epsilon)^{\frac{1}{3}} - \epsilon^{\frac{1}{3}} \right] \\ - \frac{1}{200} (1 - \epsilon) \cdot \epsilon \cdot [1 - 2 \cdot (1 - \epsilon)] \cdot [1 + 4 \cdot ((1 - \epsilon)^2 + \epsilon^2)] \end{array} \right\} \quad (3.50)$$

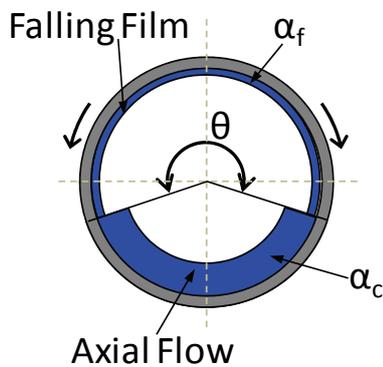


Abbildung 28: Verteilung des konvektiven Wärmeübergangs und des Fallfilmwärmübergangs über den Rohrquerschnitt

Bei der Berechnung des Wärmeübergangs gehen Thome et al. [179] von zwei räumlich getrennt vorliegenden Mechanismen aus (Abbildung 28). Der als turbulent angenommene, konvektive Wärmeübergang α_c liegt im vom längsströmenden Flüssigkeitsfilm benetzten Anteil des Rohres vor. Bei der Ring-, Schwall- und Spritzerströmung wird dabei der gesamte Rohrumfang angenommen.

Bei der Schichten- und welligen Schichtenströmung wird neben diesem Mechanismus auch von einem Anteil laminarer Filmkondensation α_f ausgegangen. Dieser liegt auf dem Umfang, der bei adiabater Zweiphasenströmung nicht benetzt wäre, vor.

Die herangezogene Berechnungsgleichung für α_c entspricht dem Aufbau der von Kattan et al. [259] angegebenen Formel zur Berechnung des konvektiven Wärmeübergangs bei der ringförmigen Filmverdampfung.

Die Exponenten und Konstanten wurden lediglich an experimentelle Daten angepasst und ein Faktor zur Berücksichtigung der Grenzflächenrauigkeit f_i eingeführt:

$$\alpha_c = c \cdot \text{Re}_F^n \cdot \text{Pr}_F^m \cdot \frac{\lambda_F}{\delta} \cdot f_i \quad (3.51)$$

mit

$$\text{Re}_F = \frac{4 \cdot \dot{m} \cdot (1 - \dot{x}) \cdot \delta}{(1 - \epsilon) \cdot \eta_F} \quad (3.52)$$

und

$$\text{Pr}_F = \frac{c_{pF} \cdot \eta_F}{\lambda_F} \quad (3.53)$$

Die empirischen Konstanten c , n und m wurden unter Abgleich der experimentellen Datenbasis ermittelt. Im statistischen Mittel wurden mit $m = 0,5$; $c = 0,003$ und $n = 0,74$ die besten Ergebnisse erzielt.

Die Grenzflächenrauigkeit wird durch den Faktor f_i berücksichtigt und führt zu einer Verbesserung des Wärmeübergangskoeffizienten. Hierfür führen Thome et al. verschiedene Gründe bzw. Mechanismen an. Zum einen wird die Oberfläche des Films vergrößert und steht für die Kondensation zur Verfügung. Zum anderen führt Thome an, dass hervorgerufene Wellen nicht sinusoidal sind und daher dazu neigen die Filmdicke zu reduzieren. Dem Film wird überdies Entrainment entrissen, wodurch dieser ebenfalls in seiner Dicke reduziert wird. Schlussendlich werden dem Film auch Wirbel induziert, die den Wärmeübergang verbessern. Bei der Herleitung von f_i geht Thome davon aus, dass die Grenzflächenrauigkeit proportional zur Zwischenphasenschubspannung ist, welche wiederum proportional dem Schlupf u_G/u_F ist. Des Weiteren bezieht Thome die Taylor Instabilität (Kelvin-Helmholtz- und Rayleigh-Taylor-Instabilität siehe z.B. auch [261]) für den Flüssigkeitsfilm im oberen Rohrabschnitt mit ein. Der Faktor f_i ergibt sich nach Gl. (3.54), wobei die Exponenten wiederum empirisch bestimmt wurden.

$$f_i = 1 + \left(\frac{u_G}{u_F}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{(\rho_F - \rho_G) \cdot g \cdot \delta^2}{\sigma}\right)^{1/4} \quad (3.54)$$

Im Bereich der Schichtenströmung fügt Thome einen Dämpfungsterm $\dot{m}/\dot{m}_{\text{strat}}$ gemäß Gl. (3.55) hinzu.

$$f_i = 1 + \left(\frac{u_G}{u_F}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{(\rho_F - \rho_G) \cdot g \cdot \delta^2}{\sigma}\right)^{1/4} \cdot \left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{strat}}}\right) \quad (3.55)$$

Es werden die effektiven Geschwindigkeiten der beiden Phasen gemäß Gl. (3.56) verwendet (vgl. dazu auch Kap. 2.1 und [190]).

$$u_F = \frac{\dot{m} \cdot (1 - \bar{x})}{\rho_F \cdot (1 - \bar{\epsilon})} \quad u_G = \frac{\dot{m} \cdot \bar{x}}{\rho_G \cdot \bar{\epsilon}} \quad (3.56)$$

Zur Berechnung von α_f für die laminare Filmkondensation wird die Nußeltsche Wasserhauttheorie in folgender Form herangezogen:

$$\alpha_f = 0,655 \cdot \left[\frac{\rho_F \cdot (\rho_F - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_V \cdot \lambda_F^3}{\eta_F \cdot d \cdot \dot{q}} \right]^{1/3} \quad (3.57)$$

Die beiden Anteile α_c und α_f werden zur Generierung eines über der Rohrquerschnittsfläche gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten gemäß Abbildung 28 und nachfolgender Gleichung zusammengeführt.

$$\alpha_{\text{tp}} = \frac{\alpha_f \cdot r \cdot \theta + (2 \cdot \pi - \theta) \cdot r \cdot \alpha_c}{2 \cdot \pi \cdot r} \quad (3.58)$$

Thome et al. geben bei ihrer Vorschrift zur Berechnung des Wärmeübergangs keine Beschreibung des entstehenden Druckverlustes wieder.

3.2.2 Modell nach Shah

Shah [262] veröffentlichte im Jahr 1979 seine Korrelation zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation in Rohren, welche aus der Anpassung seiner eigenen Korrelation zur Vorherbestimmung des Wärmeübergangsverhaltens bei der Verdampfung entstammt. Abgeglichen wurde die Berechnungsmethode anhand experimenteller Daten verschiedener Fluide, die in horizontalen, vertikalen und geneigten Rohren kondensiert wurden. Wasser war als Fluid auch vertreten. Im Jahr 2009 stellte er eine verbesserte und erweiterte Korrelation vor [263]. Hier wird bereits eine Einteilung in vertikale bzw. geneigte/horizontale Rohrführung vorgenommen und in verschiedene Strömungszustände unterschieden. Shah entwickelte auch diese Korrelation weiter [264] und stellte letztendlich im Jahr 2014 [265] eine nochmals weiter modifizierte Berechnungsvorschrift allein für die Kondensation in horizontalen Rohren auf. Folgende Parameterbereiche wurden bei der Validierung abgedeckt:

- Massenstromdichte: 13...820 kg/(m²s)
- Rohr-Innendurchmesser: 2...49 mm
- Reynoldszahl Flüssigphase: 1.012...84.827
- Reduzierter Druck: 0,0023...0,95 ($p_r = p_s/p_{\text{kritisch}}$)

Dabei sei angemerkt, dass von den insgesamt über 1.500 zur Validierung einbezogenen Datenpunkten verschiedener Autoren lediglich 4 Datenpunkte aus einer Quelle stammen, bei der das Testfluid Wasser war. Diese sind bei dem hier angegebenen maximalen Rohrinne Durchmesser von 49 mm und minimalem reduzierten Druck von 0,0023 ermittelt worden.

Zur Abgrenzung der Strömungsregime zieht Shah [263] die dimensionslose Dampfgeschwindigkeit nach Gl. (2.12) heran. Dabei wird wie folgt in 3 Strömungsregime unterteilt:

$$j_G^* \geq 0,98 \cdot (Z + 0,263)^{-0,62} \quad \text{Regime I} \quad (3.59)$$

$$j_G^* \leq 0,95 \cdot (1,254 + 2,27 \cdot Z^{1,249})^{-1} \quad \text{Regime III} \quad (3.60)$$

Zwischen den beiden aufgeführten Regimen liegt das Regime II. Der Parameter Z wurde bereits 1979 von Shah [262] eingeführt und beinhaltet mit p_r den reduzierten Druck.

$$Z = \left(\frac{1}{x} - 1\right)^{0,8} \cdot p_r^{0,4} \quad (3.61)$$

Für die Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten werden die zwei Korrelationen (3.62) und (3.63) herangezogen. Die Gleichung (3.63) stellt dabei die Beziehung von Nußelt für die Kondensation in vertikalen Rohren dar. Der Faktor wurde unter Verweis auf experimentelle Daten aus der Literatur angepasst.

$$\alpha_l = \alpha_{F,1Ph} \cdot \left(1 + \frac{3,8}{Z^{0,95}}\right) \cdot \left(\frac{\eta_F}{14 \cdot \eta_G}\right)^{(0,0058 + 0,557 \cdot p_r)} \quad (3.62)$$

$$\text{mit } \alpha_{F,1Ph} = 0,023 \cdot \text{Re}_{F,1Ph}^{0,8} \cdot \text{Pr}_F^{0,4} \cdot \frac{\lambda_F}{d}$$

$$\alpha_{Nu} = 1,32 \cdot \text{Re}_{F,1Ph}^{-1/3} \cdot \left[\frac{\rho_F \cdot (\rho_F - \rho_G) \cdot g \cdot \lambda_F^3}{\eta_F^2}\right]^{1/3} \quad (3.63)$$

$$\text{mit } \text{Re}_{F,1Ph} = \frac{\dot{m} \cdot (1-x) \cdot d}{\eta_F}$$

Die in [263] definierten Strömungsregime setzt Shah [265] in Abgleich mit der Strömungskarte von El Hajal/Thome (siehe Kap. 3.2) den nachfolgend aufgeführten Strömungsformen gleich. Die zugewiesenen Korrelationen zur Ermittlung der querschnittsgemittelten Wärmeübergangskoeffizienten sind ebenfalls nachfolgend angeführt.

Regime I intermittent, annular or mist flow (nach Strömungskarte von El Hajal/Thome)

$$\alpha_{tp} = \alpha_l \quad (3.64)$$

Regime II stratified-wavy flow (nach Strömungskarte von El Hajal/Thome)

$$\alpha_{tp} = \alpha_l + \alpha_{Nu} \quad (3.65)$$

Regime III stratified flow (nach Strömungskarte von El Hajal/Thome)

$$\alpha_{tp} = \alpha_{Nu} \quad (3.66)$$

In [265] diskutiert Shah die von ihm herangezogene Versuchsreihe, in der Wasserdampf als Testfluid genutzt wurde, und kommt zu dem Ergebnis, dass für Wasserdampf bei niedrigen Drücken die von Baker

[198] (siehe Kap. 2.3.1) entwickelte Strömungskarte herangezogen werden sollte. Inwieweit die Grenzen des „niedrigen Druckes“ gefasst sind, lässt Shah offen. Der Abgleich erfolgte, wie bereits aufgeführt, an einer Versuchsreihe (Sernas/Varma [161], $d = 49 \text{ mm}$, $p \approx 0,5 \text{ bar abs.}$).

Shah merkt an, dass der reduzierte Druck bei der Kondensation von entscheidender Bedeutung ist, im Gegensatz zum Dichteverhältnis beider Phasen beim Prozess der Verdampfung.

Eine Berechnungsvorschrift zur Ermittlung des Druckverlustes bei der Kondensation im horizontalen Rohr gibt Shah nicht an.

3.2.3 Modell nach Cavallini et al.

Cavallini et al. [178] veröffentlichten 2006 ein Modell zur Kondensation in horizontalen Rohren, die einen Durchmesser $> 3 \text{ mm}$ besitzen. In ihren Ausführungen bewerten Cavallini et al. ihr eigens 2002 veröffentlichtes Modell [252] sowie das Modell von Thome (siehe Kap. 3.2) kritisch und weisen darauf hin, dass beide Modelle streng gesehen nur für halogenhaltige Fluorkohlenwasserstoffe (HFC) gültig sind. Diese Messwerte werden zwar durch beide Modelle mit einer hohen Genauigkeit wiedergegeben, jedoch ist die Modellstruktur sehr kompliziert und damit der Rechenaufwand und die damit verbundene Rechen- bzw. Programmierzeit sehr hoch.

In ihrem neuen Modell werden neuere in der Klima- und Kältetechnik zum Einsatz kommende Fluide berücksichtigt. Ebenfalls soll die Modellstruktur so einfach wie möglich gehalten werden, auch wenn es dadurch zur Vernachlässigung einiger theoretischer Überlegungen kommt.

Cavallini et al. gehen nicht wie üblich von den Strömungsformen aus, sondern berufen sich auf die den Wärmeübergangskoeffizienten beeinflussenden Parameter. Diese sind für ein gegebenes Fluid in ihrem Modell:

- Massenstromdichte \dot{m} ,
- Satttdampftemperatur T_s ,
- Dampfmassenstromanteil \dot{x} ,
- Geometrie des Strömungskanals,
- Temperaturdifferenz $\Delta T = T_s - T_w$, im schwerkraftdominierenden Bereich.

Da die Temperaturdifferenz ΔT im schubspannungsdominierten Bereich keinen Einfluss besitzt, wird in einen ΔT -abhängigen und einen ΔT -unabhängigen Bereich unterschieden. Als Übergangskriterium wird die modifizierte Froude-Zahl j_G^* gemäß Gl. (2.12) herangezogen. Folgendes Grenzkriterium wird definiert:

$$j_G^{*T} = \left\{ \left[7,5 / (4,3 \cdot X_{tt}^{1,111} + 1) \right]^3 + C_T^{-3} \right\}^{-1/3} \quad X_{tt} \text{ nach (2.27)} \quad (3.67)$$

mit $C_T = 1,6$ für Kohlenwasserstoffe
 $C_T = 2,6$ für andere Kältemittel

Im nachfolgenden Diagramm ist das Grenzkriterium j_G^{*T} über den Lockhart–Martinelli Parameter X_{tt} aufgetragen. Die Koordinatenachsen entsprechen damit denen der Strömungskarte von Sardesai (Kap. 2.3.5). Wasser wird zu „anderen Kältemitteln“ in Gl. (3.67) gezählt.

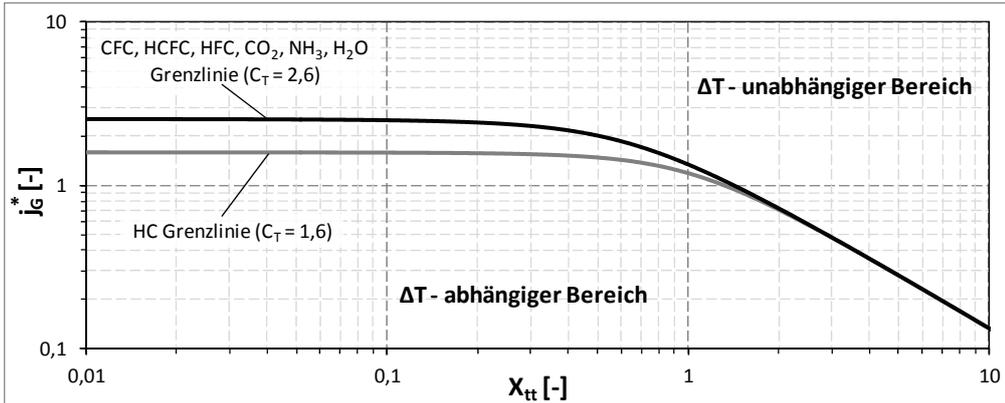


Abbildung 29: Abgrenzung von ΔT -abhängigem und ΔT -unabhängigem Strömungsbereich nach Gl. (3.67)

Nachfolgend sind die Berechnungsgleichungen für den Wärmeübergangskoeffizienten in den beiden Bereichen aufgeführt.

ΔT -unabhängiger Strömungsbereich ($j_G^* > j_G^{*T}$)

$$\alpha_A = \alpha_{F,1Ph} \cdot \left[1 + 1,128 \cdot \dot{x}^{0,8170} \cdot (\rho_F / \rho_G)^{0,3685} \cdot (\eta_F / \eta_G)^{0,2363} \cdot (1 - \eta_G / \eta_F)^{2,144} \cdot Pr_F^{-0,100} \right]$$

mit $\alpha_{F,1Ph} = 0,023 \cdot Re_{F,1Ph}^{0,8} \cdot Pr_F^{0,4} \cdot \frac{\lambda_F}{d}$ (3.68)

und $Re_{F,1Ph}$ nach Gl. (2.26)

ΔT -abhängiger Strömungsbereich ($j_G^* \leq j_G^{*T}$)

$$\alpha_D = \left[\alpha_A \cdot (j_G^{*T} / j_G^*)^{0,8} - \alpha_{STRAT} \right] \cdot (j_G^* / j_G^{*T}) + \alpha_{STRAT}$$

mit $\alpha_{STRAT} = 0,725 \cdot \left\{ 1 + 0,741 \cdot \left[(1 - \dot{x}) / \dot{x} \right]^{0,3321} \right\}^{-1}$ (3.69)

$$\times \left[\lambda_F^3 \cdot \rho_F \cdot (\rho_F - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_V / (\eta_F \cdot d \cdot \Delta T) \right]^{0,25} + (1 - \dot{x}^{0,087}) \cdot \alpha_{F,1Ph}$$

Für den Druckverlust geben Cavallini et al. in [252] eine auf Friedel (siehe Kap. 2.4.2) beruhende Berechnungsvorschrift, mit zum Teil angepassten Koeffizienten, an. In [178] wird die Druckverlustberechnung nicht thematisiert.

3.2.4 Modell nach Numrich und Müller

Das Modell von Numrich und Müller [40] zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten wurde 1997 in den VDI-Wärmeatlas aufgenommen und ersetzte damit das Modell von Blangetti/Krebs [30]. Blangetti [245], Krebs [266] und Müller [267] promovierten zu Kondensationsvorgängen in bzw. an vertikalen Rohren am Institut für Verfahrenstechnik der Universität Karlsruhe unter Herrn Prof. E. U. Schlünder. Numrich [230] promovierte an der Universität Paderborn ebenfalls zum Thema Kondensation im senkrechten Rohr bei Drücken bis 21 bar. Später folgte seine Habilitationsschrift [243] zum Stoff-, Wärme- und Impulsaustausch bei Kondensationsvorgängen. Das Modell von Numrich/Müller findet sich auch in Böckh [268] wieder. Primär zielt das Modell auf die Kondensation am senkrechten Rohr und der Kondensation am horizontalen Rohr ab, da dies die klassischen Anordnungen von Kondensationsapparaten darstellen [40]. Es wird jedoch auch eine modifizierte Berechnungsvorschrift für die Kondensation in waagerechten Rohren wiedergegeben.

Numrich und Müller gehen grundsätzlich von zwei Strömungsbereichen aus, laminar und turbulent.

$$\text{Nu}_{F,l} = 0,693 \cdot \left[\frac{1 - \rho_G / \rho_F}{\text{Re}_F} \right]^{1/3} \quad (3.70)$$

$$\text{Nu}_{F,t} = \frac{0,0283 \cdot \text{Re}_F^{7/24} \cdot \text{Pr}_F^{1/3}}{1 + 9,66 \cdot \text{Re}_F^{-3/8} \cdot \text{Pr}_F^{-1/6}} \quad (3.71)$$

Hierbei wird die Nußelt-Zahl mit der charakteristischen Länge (Gl. (2.11)) aus der Filmtheorie gebildet und die Reynolds-Zahl gemäß Gl. (2.9) unter Vernachlässigung der Filmstärke berechnet.

Die Welligkeit der laminaren Filmströmung und die dadurch hervorgerufene Verbesserung des Wärmeübergangs bei Film-Reynoldszahlen ≥ 1 wird über einen Faktor f_{well} berücksichtigt.

$$f_{\text{well}} = \frac{\text{Nu}_{F,l,\text{well}}}{\text{Nu}_{F,l}} = \begin{cases} 1 & \text{für } \text{Re}_F < 1 \\ \text{Re}_F^{0,04} & \text{für } \text{Re}_F \geq 1 \end{cases} \quad (3.72)$$

Des Weiteren wird ein Korrekturfaktor f_η , der die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte berücksichtigt, angegeben.

$$f_\eta = \left(\frac{\eta_{F,S}}{\eta_{F,W}} \right)^{1/4} \quad (3.73)$$

Die angeführten Gleichungen werden nun wie folgt quadratisch überlagert:

$$\text{Nu}_F = \sqrt{(f_{\text{well}} \cdot \text{Nu}_{F,l})^2 \cdot \text{Nu}_{F,t}^2 \cdot f_\eta} \quad (3.74)$$

Folgende Gültigkeitsbereiche werden für Gl. (3.74) angegeben:

$$0,2 < \eta_{F,S} / \eta_{F,W} < 5 \quad 0,5 < \text{Pr}_F < 500 \quad \text{Re}_F < 10.000$$

Das Viskositätskriterium kann bei Wasserdampf nur bei technisch unrealistischen Temperaturgefällen im Kondensatfilm von $> 90 \text{ K}$ verletzt werden. Zwischen Absolutdrücken von 50 mbar und 208 bar wird auch in jedem Fall das Prandtl-Zahl Kriterium bei Wasser eingehalten. Für das Reynolds-Zahl Kriterium ist in Abbildung 30 die maximale Sattdampfgeschwindigkeit am Rohreintritt in Abhängigkeit des absoluten Dampfdruckes bei verschiedenen Rohrdurchmessern aufgetragen. Wird diese Geschwindigkeit überschritten wird das Kriterium am Rohraustritt ($x = 0$) verletzt. Ist aus praxisrelevanten Gesichtspunkten zusätzlich eine maximale Dampfgeschwindigkeit definiert (Rohrschädigung durch Tropfenmitriss), kann für einen bestimmten Rohrdurchmesser der maximale Dampfdruck ermittelt werden, für den das Reynolds-Zahl Kriterium eingehalten wird.

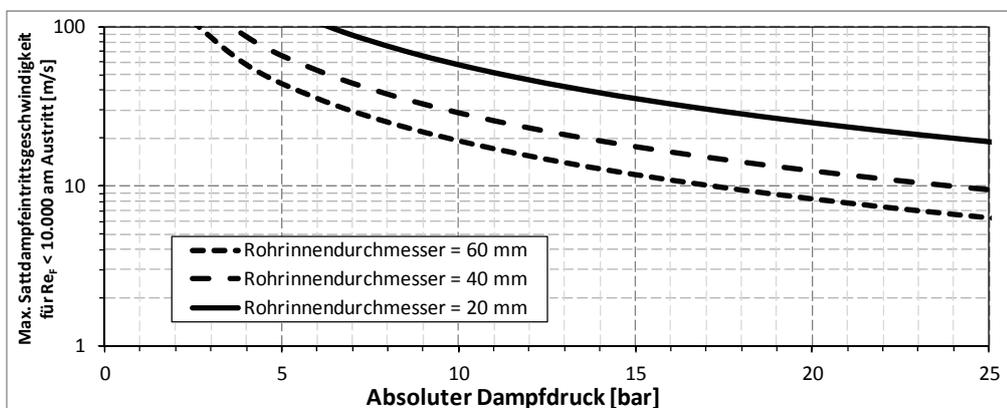


Abbildung 30: Maximale Sattdampfeintrittsgeschwindigkeiten zur Einhaltung von $\text{Re}_F < 10.000$ am Rohraustritt

Bei strömendem Dampf wird im Modell von Numrich/Müller der Einfluss der Schubspannung über Korrekturterme, zum einen für die wandnahe Schicht K_w (Gl. (3.75)) und zum anderen für die Phasengrenzfläche K_{ph} (Gl. (3.78) und (3.79)), berücksichtigt.

Der Korrekturterm für die wandnahe Schicht wird für beide Bereiche (laminar und turbulent), gleich angesetzt (siehe Gl. (3.80)).

$$K_w = \tau_G^*{}^{1/3} \quad (3.75)$$

Die vom Dampf (Gasphase) auf den Film ausgeübte Schubspannung wird dabei ins Verhältnis mit der vergleichbaren Schwerkraftbeanspruchung im senkrechten Fall gesetzt und somit entdimensioniert. Dies bedeutet, dass der Wärmeübergang verbessert wird sobald die Schubspannungsbeanspruchung größer als die vergleichbare Schwerkraftbeanspruchung wird.

$$\tau_G^* = \frac{\tau_G}{\rho_F \cdot g \cdot \delta_A^+} \quad (3.76)$$

Die umfangsgemittelte Filmdicke δ_A^+ wird im gesamten Bereich gemäß Näherungsgleichung (3.77) berechnet. Der hierdurch gemachte Fehler ist gering, siehe Abbildung 31.

$$\delta_A^+ = \frac{1-\varepsilon}{4} \cdot d \quad (3.77)$$

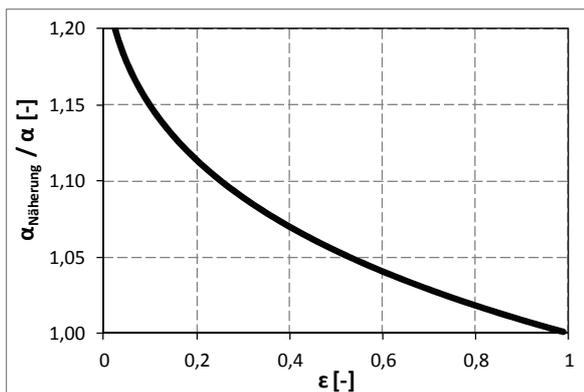


Abbildung 31: Fehler des endgültigen Wärmeübergangskoeffizienten durch Näherungsgleichung (3.77)

Bei der Beschreibung des Einflusses der Schubspannung an der Phasengrenzfläche wird in einen laminaren und turbulenten Bereich unterschieden.¹

$$K_{ph,l} = 1 + (\text{Pr}_F^{0,56} - 1) \cdot \tanh \tau_G^* \quad (3.78)$$

$$K_{ph,t} = 1 + (\text{Pr}_F^{0,08} - 1) \cdot \tanh \tau_G^* \quad (3.79)$$

Damit lautet der Ansatz zur Berechnung der örtlichen Nußelt-Zahl wie folgt:

$$\text{Nu}_F = \sqrt{\left[(K_{ph,l} \cdot K_w \cdot \text{Nu}_{F,l})^2 + (K_{ph,t} \cdot K_w \cdot \text{Nu}_{F,t})^2 \right]} \quad (3.80)$$

Die zur Lösung des Gleichungssystems noch benötigte Schubspannung wird ausgehend von einer adiabaten Ringströmung gemäß nachfolgender Gleichung ermittelt.

$$\tau_G = \frac{\zeta_r}{8} \cdot \rho_G \cdot \bar{u}_{G-F}^2 \quad (3.81)$$

Der Widerstandsbeiwert ζ_r ergibt sich zu:

$$\zeta_r = \zeta_g \cdot (1 + 850 \cdot F) \quad (3.82)$$

mit

$$\zeta_g = 0,184 \cdot \text{Re}_{G-F}^{-0,2} \quad (3.83)$$

Die mittlere Relativgeschwindigkeit \bar{u}_{G-F} in Gl.(3.81) wird in erster Näherung als mittlere Dampfgeschwindigkeit betrachtet:

$$u_G = \frac{4 \cdot \dot{M}_G}{\rho_G \cdot \pi \cdot (d - 2 \cdot \delta_A^+)} \quad (3.84)$$

¹ Für siedende Flüssigkeit (Wasser) ist die $\text{Pr} < 1$ bei absoluten Drücken zwischen ca. 9...100 bar. Der Tangens hyperbolicus (\tanh) ist für positive Argumente stets < 1 .

Zur Bildung von Re_{G-F} wird ebenfalls die mittlere Dampfgeschwindigkeit, jedoch bezogen auf den Leerrohrquerschnitt, herangezogen:

$$Re_G = \frac{4 \cdot \dot{M}_G}{\pi \cdot d \cdot \eta_G} \quad (3.85)$$

In der Gleichung (3.82) ist F ein Strömungsparameter:

$$F = \frac{\max\{(2 \cdot Re_F)^{0,5}; 0,132 \cdot Re_F^{0,9}\}}{Re_{G-F}^{0,9}} \cdot \frac{\eta_F}{\eta_G} \cdot \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_F}} \quad (3.86)$$

mit Re_F nach Gl. (2.9) unter Vernachlässigung der Filmdicke δ .

Für die Berechnung des Druckverlustes je Längenabschnitt gehen Numrich und Müller von einer adiabaten Ringströmung aus:

$$\left(\frac{dp}{dx}\right) = -\tau_G \cdot \frac{4}{d - 2 \cdot \delta_A^+}, \quad (3.87)$$

wobei die zwischen den jeweiligen Stützstellen berechneten Mittelwerte einzusetzen sind.

3.2.5 Modell nach Huhn

Huhn stellt in seiner 1984 veröffentlichten Dissertation [188] ein numerisches Modell zur Berechnung der Filmdicke und des Wärmeübergangskoeffizienten in waagerechten und geneigten Rohren bei beliebiger Dampfgeschwindigkeit vor. Dieses berücksichtigt stets gleichzeitig die Phasenreibungskraft und die Schwerkraft. Huhn schreibt die gültigen Bilanz- und Transportgleichungen als dimensionslose Differentialgleichungen. Für die numerische Lösung des Gleichungssystems werden empirische Ansätze lediglich für die turbulenten Austauschkoefizienten ν_t und λ_t benötigt und eingepflegt. Damit kann die Filmströmung in einem sehr großen Parameterbereich behandelt werden. Der Einfluss von temperaturabhängigen Stoffwerten und der Rohrkrümmung wird ebenfalls erfasst. Die Verteilung des Films über den Rohrumfang wird durch die Lösung von Energie-, Masse- und Impulserhaltung ermittelt. Hierdurch bedarf das Modell keiner Vorausbestimmung der Strömungsform anhand von Strömungskarten.

Huhn legt bei seiner Modellvorstellung folgende Voraussetzungen fest:

- Der Film wird als eine Grenzschichtströmung betrachtet, wobei die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Wand gegenüber der Geschwindigkeitskomponente längs der Wand vernachlässigt werden kann. Der Druck senkrecht zur Wand sei konstant. Der Druck über der Lauflänge wird dem Film von außen aufgeprägt und sei bekannt.
- Der Film wird als glatt angenommen.
- Es wird stets stationärer Zustand sowie hydrodynamisch und thermisch ausgebildete Strömung betrachtet.
- Oberflächenkräfte an der Phasengrenze werden nicht berücksichtigt.
- Im Dampfkern werden keine Flüssigkeitstropfen transportiert.

Das Modell beruht darauf, die innere Rohroberfläche in ein Netz von Flächenelementen (1-2-3-4 in Abbildung 32) aufzuteilen. Die Geschwindigkeit des dort vorhandenen Filmelements wird in eine Längskomponente ($u_{F,L,m}$) und eine Umfangskomponente ($u_{F,U,m}$) aufgeteilt. Der Winkel ω wird zwischen Längs- und Strömungsrichtung definiert. Dabei wird eine eindimensionale Strömung in der ω -Ebene angenommen, was eine Näherung darstellt, da an der Phasengrenze die Schubspannung in Umfangsrichtung $\tau_U = 0$ und somit die Flüssigkeit in Längsrichtung strömt. An der Wand hingegen hat τ_U seinen größten Wert und wird dort am stärksten in Umfangsrichtung strömen. Erreicht die Filmdicke am Boden des Rohres die Höhe der Flüs-

sigkeit am benachbarten Gitterpunkt (in Umfangsrichtung gesehen), wird für die am Boden des Rohres strömende Flüssigkeit eine separate Berechnungsvorschrift, das Sumpffmodell, angewandt.

Folgende Parameterabhängigkeiten für die Kondensation im horizontalen und beliebig geneigten Rohr wurden von der Modellrechnung für Wasserdampf bei einem absoluten Dampfdruck von 1 bar und $t_s - t_w = 1 \text{ K}$ vorhergesagt (siehe auch Abbildung 23 und Abbildung 24):

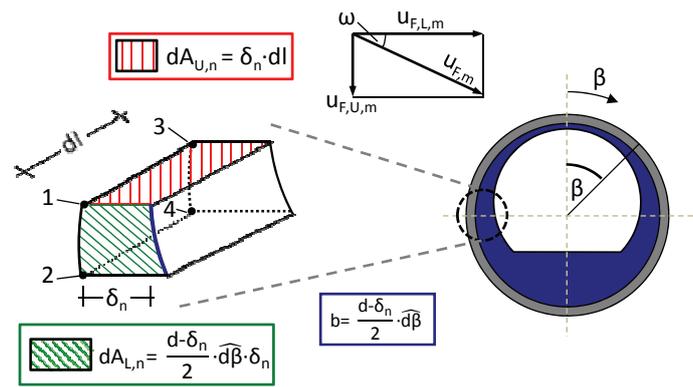


Abbildung 32: Flächen- und Kondensatfilmelement nach dem Modell von Huhn [188]

- Bei senkrechter Rohrführung kommen die geringsten mittleren Wärmeübergangskoeffizienten zustande, da laut Huhn für diesen Fall die Filmdicke über dem Rohrumfang im Mittel am größten ist.
- Bei einer Rohrneigung von 10–15° gegenüber der Horizontalen zeigt sich ein Maximum der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten.
- Bei kleineren Dampfgeschwindigkeiten (in Huhns Modellrechnung auch noch bei 50 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit für Wasserdampf) liegt dieses Maximum bei ca. $0,98 \alpha_{Nu}^1$.

Anhand der numerischen Ergebnisse stellt Huhn folgende Näherungsgleichung für den örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten auf:

$$\alpha_x = [\alpha_{x,L}^4 + (f \cdot \alpha_{Nu})^4]^{1/4} \quad (3.88)$$

mit $f = 0,98 \cdot [\cos(10^\circ - \gamma)]^{10}$ für $0^\circ \leq \gamma \leq 10^\circ$,
 $f = 0,984 \cdot [\cos \gamma]^{1/4}$ für $10^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$.

Die Beziehungen zur Ermittlung von $\alpha_{x,L}$ und α_{Nu} ergeben sich nach [250][269] zu:

$$\alpha_{Nu} = 0,7261 \cdot \left[\frac{\lambda_F^3 \cdot \Delta h_V \cdot \rho_F^2 \cdot g}{(t_s - t_w) \cdot \eta_F \cdot d} \right]^{1/4} \quad (3.89)$$

Der Wärmeübergang bei Einfluss der Schwerkraft und Phasenreibungskraft α_x :

$$\alpha_{x,L} = (\alpha_{x,0}^{2,5} + \alpha_{x,1}^{2,5})^{0,4} \quad (3.90)$$

Der Wärmeübergang beim Rieselfilm $\alpha_{x,0}$ (keine Phasenreibungskraft):

$$\alpha_{x,0} = Nu_{x,0}^* \cdot \frac{\lambda_F}{L}, \quad Nu_{x,0}^* = (Nu_{x,1}^{*4} + Nu_{x,t}^{*4})^{1/4}, \quad Nu_{x,t}^* = 0,013 \cdot Re_F^{1/3} \cdot Pr_F^{1/2} \cdot (\sin \gamma)^{1/3} \quad (3.91)$$

$$Nu_{x,1}^* = \left(\frac{\sin \gamma}{3 \cdot Re_F} \right)^{1/3} \quad \text{für } Re_F < 5,67, \quad Nu_{x,1}^* = 0,64 \cdot \frac{(\sin \gamma)^{1/3}}{Re_F^{1/4}} \quad \text{für } Re_F \geq 5,67$$

Der Wärmeübergang bei Vernachlässigung der Schwerkraft $\alpha_{x,1}$:

$$\alpha_{x,1} = Nu_{x,1}^+ \cdot \frac{\lambda_F}{u_F} \cdot \sqrt{\tau_P / \rho_F}, \quad Nu_{x,1}^+ = (Nu_{x,1}^{+4} + Nu_{x,t}^{+4})^{1/4} \quad (3.92)$$

$$Nu_{x,1}^+ = (2 \cdot Re_F)^{-1/2}, \quad Nu_{x,t}^+ = 0,083 \cdot Re_F^n \cdot Pr_F^{0,3}, \quad n = \frac{0,152}{1 + Pr_F}$$

Die Reynolds-Zahl des Films Re_F wird nach Gl. (2.9) unter Vernachlässigung der Filmdicke δ berechnet.

¹ mittlerer Wärmeübergangskoeffizient bei laminarer Filmkondensation auf der Außenseite von Rohren bei ruhendem Dampf nach [60]

Die Schubspannung an der Phasengrenze τ_p wird für alle Stoffe außer Freon nach [250] wie folgt ermittelt:

$$\tau_p = \frac{d}{4} \cdot \left(\frac{\Delta p}{\Delta x} \right)_{R,ZP} \quad (3.93)$$

Der Reibungsdruckverlust der Zweiphasenströmung $(\Delta p/\Delta x)_{R,ZP}$ wird nach Lockhart/Martinelli (Kap. 2.4.2 oder Wallis (siehe z.B. [31]) berechnet.

3.2.6 Weitere Modelle

Ein weiteres sehr bekanntes Modell entstammt der Arbeit von Dobson und Chato [270]. Dieses Modell wurde in der Primärquelle jedoch lediglich mit Messergebnissen von Rohrdurchmessern zwischen 3,14 und 7,04 mm validiert. Der Gleichungsapparat soll an dieser Stelle nicht wiedergegeben werden. Die Rechenergebnisse werden jedoch in dem nachfolgenden Kapitel mit angeführt. Das Modell wird auch von Bejan und Kraus [112] wiedergegeben.

Bandenhauer et al. [271] stellen ebenfalls ein Modell zur Ermittlung der Wärmeübergangskoeffizienten vor. Dieses ist jedoch für noch kleinere Rohrdurchmesser, den sogenannten Microchannels, vorgesehen und validiert (0,506...1,524 mm). Aufgrund eines umfangreichen Literaturreviews eignet sich diese Quelle als Einstieg in die spezielle Thematik der Microchannels.

Die Primärquellen zu den in Abbildung 117 (Anhang 1, S. 136) aufgeführten Modellen sind in der Arbeit von Bell et al. [146] zu finden. Ebenfalls sei nochmals auf die unter Kap. 3.1.6 angeführten Quellen verwiesen.

3.3 Vergleich der Modelle unter Variation entscheidender Einflussparameter

Die im Kapitel 3.2 beschriebenen Wärmeübergangsmodelle wurden auf Basis lokaler Werte berechnet. D.h. entlang der Axialkoordinate wurden an den gesetzten Stützstellen die zur Berechnung notwendigen Stoff- und Prozessparameter unter Berücksichtigung der aufkommenden Druckverluste jeweils aktualisiert (siehe auch [40][272]). Die Berechnungen wurden jeweils mit 999 Stützstellen im gleichmäßigen Abstand des Strömungsdampfgehaltes \dot{x} (d.h. von 0,999...0,001) durchgeführt. Der unter Einbezug der Kühlmittelseite an jeder Stützstelle ermittelte Wärmedurchgangskoeffizient (k_x) wird zur Berechnung der benötigten Wärmeübertragungsfläche $\Delta A_{x...(x+1)}$ und damit Rohrlänge $\Delta l_{x...(x+1)}$ für jeden Sprung zwischen den Stützstellen herangezogen (Gl. (3.94)).

$$\Delta A_{x...(x+1)} = \frac{\Delta h_{v,x} \cdot \Delta \dot{M}_F}{k_x \cdot (T_S - T_{KM})_x} \tag{3.94}$$

Der über die gesamte Rohrlänge gemittelte Wärmeübergangskoeffizient wird nach Gl. (3.95) berechnet.

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum (\alpha_x \cdot \Delta l_{x...(x+1)})}{\sum \Delta l_x} \tag{3.95}$$

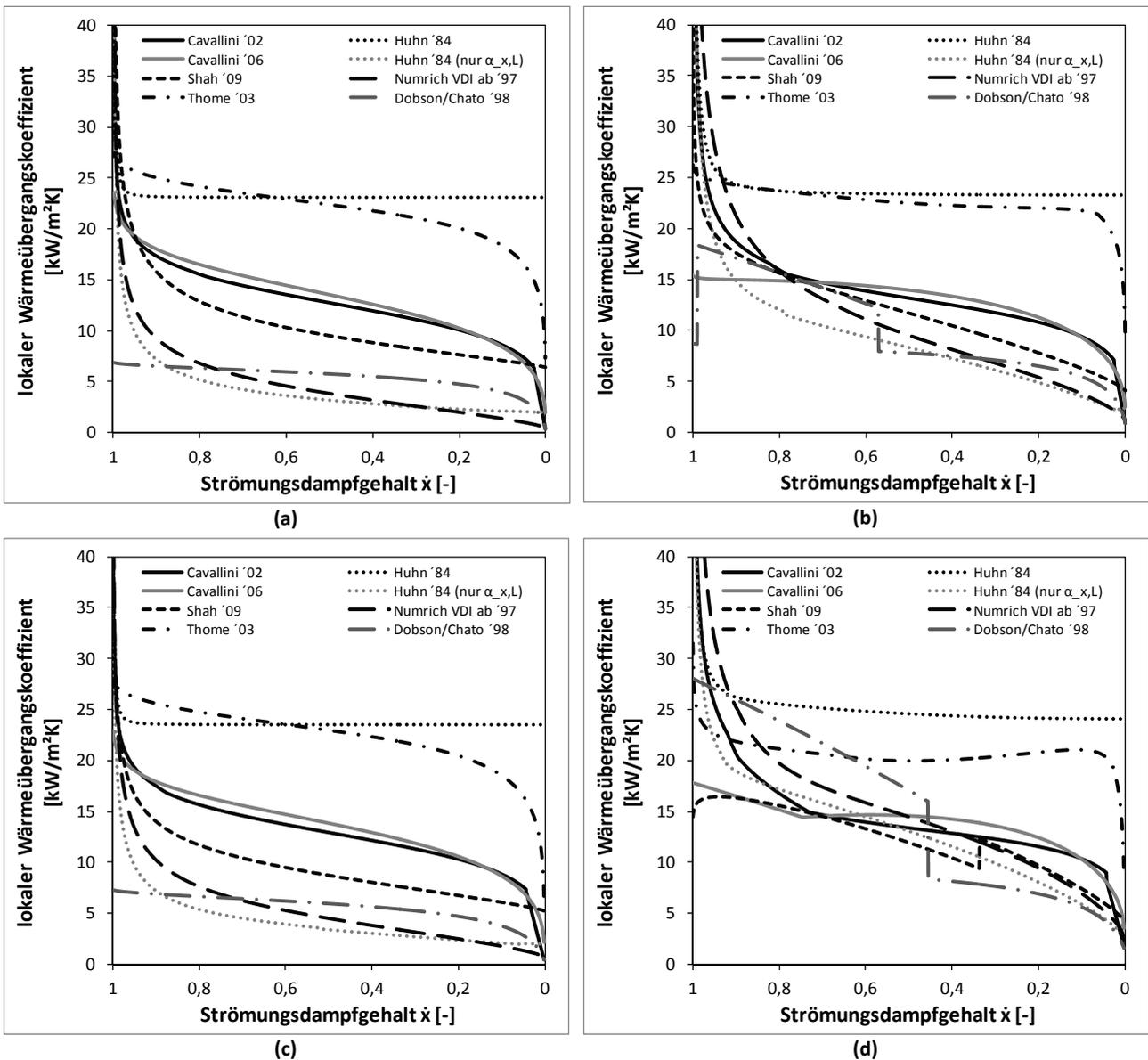


Abbildung 33: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten α_x nach verschiedenen Modellen, Rohrabmessung 26,9 x 3,2 mm, Wärmeleitfähigkeit Rohr $\lambda_R = 50 \text{ W/mK}$, Wärmeübergangskoeffizient Wärmesenke (α_a) = 500 $\text{W/m}^2\text{K}$

- (a) $p_{G,\text{Ein}} = 4 \text{ bar abs.}$, $T_{\text{KM}} = 113,61 \text{ }^\circ\text{C}$ (konstant), $u_{G,\text{Ein}} = 3 \text{ m/s}$
- (c) $p_{G,\text{Ein}} = 10 \text{ bar abs.}$, $T_{\text{KM}} = 149,89 \text{ }^\circ\text{C}$ (konstant), $u_{G,\text{Ein}} = 3 \text{ m/s}$

- (b) wie (a) aber $u_{G,\text{Ein}} = 20 \text{ m/s}$
- (d) wie (c) aber $u_{G,\text{Ein}} = 20 \text{ m/s}$

In der Abbildung 33 sind die Berechnungsergebnisse für den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten α_x für zwei Druckstufen, einer Temperaturdifferenz zwischen Satttdampf am Rohreintritt und der Kühlmittelseite von 30 K sowie einem Wärmeübergangskoeffizienten auf der Seite der Wärmesenke von $500 \text{ W/m}^2\text{K}$ dargestellt. Diese Parameter entsprechen realistischen Bedingungen, wie sie bei der Dampfzirkelschicht-Trocknung (Kap. 1.1) auftreten. Die Dampfeintrittsgeschwindigkeit wurde bei den beiden dargestellten Druckstufen jeweils mit 3 und 20 m/s gewählt. Die Modelle nach Shah, Thome et al. sowie Dobson und Chato geben keine Berechnungsvorschriften für den Druckverlust an. Bei diesen Modellen wurde im Rahmen dieser Arbeit der Druckverlust nach Numrich und Müller berechnet und berücksichtigt. Im vereinfachten Modell von Cavallini et al. aus dem Jahr 2006 wurde die Druckverlustberechnung nach dem ausführlichen Modell von 2002 angewandt. Neben dem im Kapitel 3.2.3 aufgezeigten, vereinfachten Modell von Cavallini ist auch dessen komplexeres Modell aus dem Jahre 2002 mit eingetragen. Beim Modell nach Huhn wurde neben der Gl. (3.88)¹, welche die unsymmetrische Filmverteilung berücksichtigt, zum Vergleich auch Gl. (3.90)² mit dargestellt. In Gleichung (3.90) ist die Geschwindigkeitskomponente des Films in Umfangrichtung gleich Null, d.h. es wird eine symmetrische Filmverteilung unterstellt. Beim Vergleich der beiden Rechenergebnisse werden die deutlich höheren Wärmeübergangskoeffizienten zugunsten der unsymmetrischen Filmverteilung, sprich horizontalen Rohranordnung, deutlich. Beim Modell nach Huhn wurde jeweils mit einem Rohrneigungswinkel von 1° gerechnet. Das Modell nach Huhn Gl. (3.90) gibt einen ähnlichen Verlauf wie das Modell von Numrich und Müller aus dem Wärmetlas wieder. Die Modelle von Shah und auch von Cavallini geben ebenfalls einen ähnlichen Kurvenverlauf wieder. Beide letztgenannten Modelle sagen jedoch bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten deutlich höhere Wärmeübergangskoeffizienten vorher. Bei hohen Dampfgeschwindigkeiten und der 10 bar Druckstufe werden bei den Modellen nach Shah, Cavallini und auch Dobson unetstetige Kurvenverläufe deutlich, die aus den verschiedenen Berechnungsvorschriften für die einzelnen Strömungsregime resultieren. Das Modell nach Thome zeigt wie das Modell nach Huhn Gl. (3.88) deutlich höhere Wärmeübergangskoeffizienten als die restlichen Modelle. Beim Vergleich der beiden Druckstufen treten bei der geringen Dampfeintrittsgeschwindigkeit (3 m/s) bei den einzelnen Modellen nur sehr geringfügige Unterschiede auf. Bei der hier dargestellten hohen Eintrittsgeschwindigkeit (20 m/s) werden hingegen deutliche Unterschiede erkennbar.

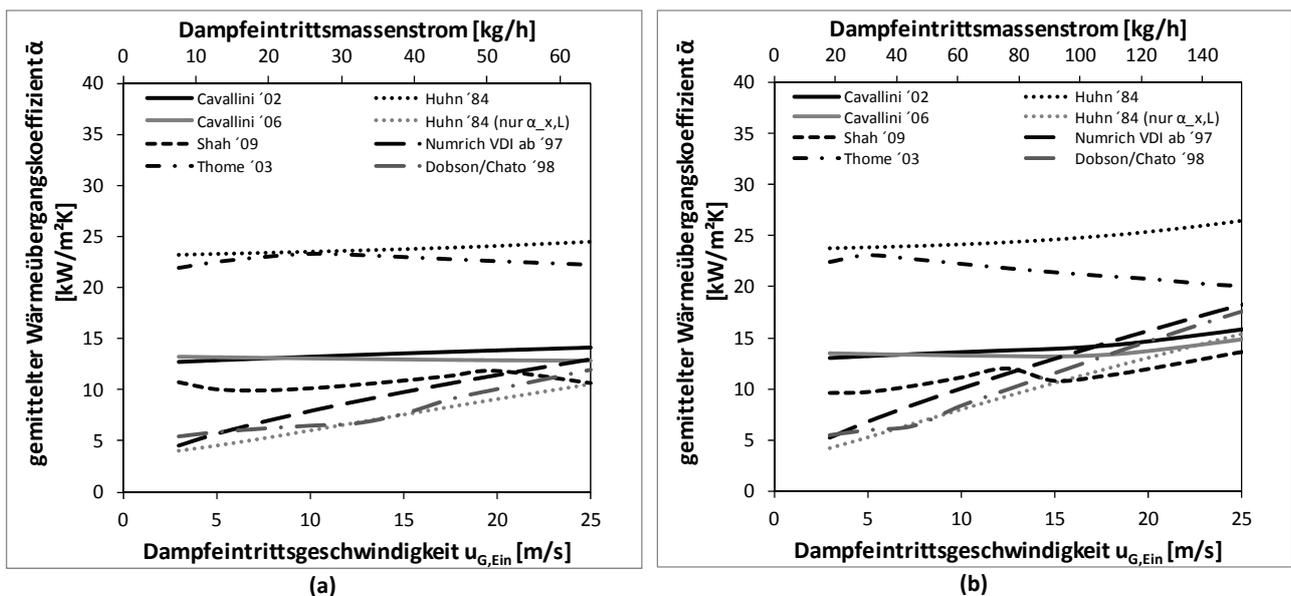


Abbildung 34: Rohrlängengemittelte Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}$ als Funktion der Dampfeintrittsgeschwindigkeit nach verschiedenen Modellen, Rohrabmessung $26,9 \times 3,2 \text{ mm}$, Wärmeleitfähigkeit Rohr $50 \text{ W/m}^2\text{K}$, Wärmesenke mit $500 \text{ W/m}^2\text{K}$

(a) $p_{G, \text{Ein}} = 4 \text{ bar abs.}$, $T_{\text{KM}} = 113,61 \text{ }^\circ\text{C}$ (konstant)

(b) $p_{G, \text{Ein}} = 10 \text{ bar abs.}$, $T_{\text{KM}} = 149,89 \text{ }^\circ\text{C}$ (konstant)

¹ Legendenbeschriftung im Diagramm: Huhn '84

² Legendenbeschriftung im Diagramm: Huhn '84 (nur $\alpha_{x,L}$)

In der Abbildung 34 sind die nach Gl. (3.95) gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion der Dampfeintrittsgeschwindigkeit dargestellt. Die Modelle von Numrich und Müller, Dobson und Chato sowie Huhn Gl. (3.90) zeigen monoton steigende Abhängigkeiten mit zunehmender Geschwindigkeit. Die Modell-ergebnisse von Cavallini (ausführliches Modell) sowie von Huhn (Gl. (3.88)) steigen auch stetig, jedoch im viel geringeren Maße. Während bei der 4 bar Druckstufe die Steigerung zwischen 3 und 25 m/s bei Numrich und Müller 185 % bezogen auf den Wert bei 3 m/s beträgt, liegt die Steigerung bei Cavallini lediglich bei 10,8 % und bei Huhn bei 5,1 %. Die absolute Steigerung ist hier bei Cavallini et al. und Huhn mit 1.157 bzw. 1.192 W/m²K annähernd identisch. Bei der 10 bar Druckstufe beträgt die Steigerung bei dem Modell von Numrich und Müller nahezu 250 %. Bei Cavallini et al. (14,9 %) sowie Huhn (11,6 %) nimmt die Steigerung ebenfalls zu. Der zunehmende Anstieg wird bei Cavallini et al. und Huhn ab einer Geschwindigkeit von ca. 17,5 m/s deutlich. Bei Numrich und Müller bleibt der Anstieg über den dargestellten Geschwindigkeitsbereich in etwa konstant. Das Modell nach Thome zeigt bei der 10 bar Druckstufe sogar fallende Wärmeübergangskoeffizienten mit zunehmender Geschwindigkeit. Bei dem Modell nach Shah liegt bei der 10 bar Druckstufe ein lokales Maximum bei ca. 12,5 m/s, gefolgt von einem lokalen Minimum bei ca. 15 m/s.

In der Abbildung 35 sind die Druckabhängigkeiten der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten dargestellt. Dabei wurde auf der linken Seite die Geschwindigkeit und auf der rechten Seite die Massenstromdichte des Dampfes am Rohreintritt konstant gehalten. Auch hier zeigen sich wieder bei den Modellen von Numrich und Müller sowie Dobson und Chato die größten Steigerungen. Im Fall konstanter Eintrittsgeschwindigkeit (linkes Diagramm) beträgt die Steigerung von Numrich und Müller ca. 90 %, die von Dobson und Chato sogar 124 %. Die Steigerung von Cavallini beträgt hingegen lediglich 20 % und von Huhn (Gl. (3.88)) aufgrund der höheren absoluten Werte nur 16,7 %. Bei den vier Modellen verläuft die Steigerung degressiv (Ausnahme Dobson und Chato von 1 auf 2 bar). Das Modell nach Thome zeigt im Fall konstanter Eintrittsgeschwindigkeit ein lokales Maximum bei ca. 2 bar. Shah zeigt hier wiederum ein lokales Maximum bei ca. 4 bar gefolgt von einem lokalen Minimum bei ca. 6 bar.

Im Fall konstanter Massenstromdichte (rechtes Diagramm) zeigen Numrich und Müller sowie Dobson und Chato einen degressiven Abfall mit zunehmender Druckstufe, während die anderen Modelle auf nahezu konstantem Niveau bleiben.

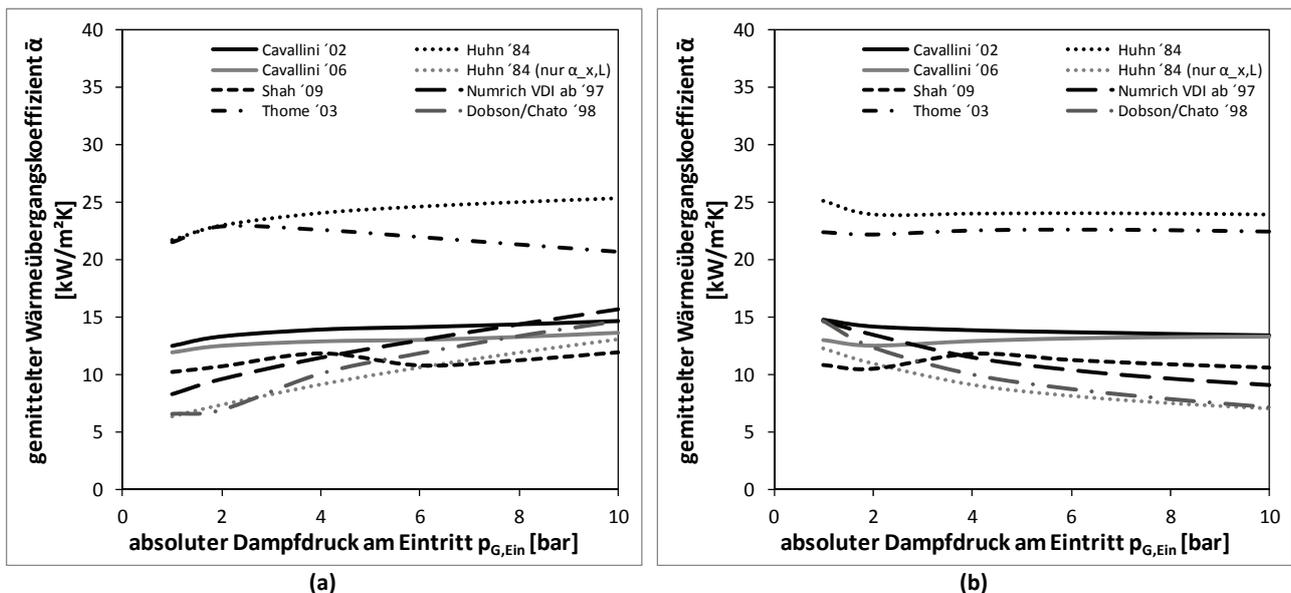


Abbildung 35: Rohrlängengemittelte Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}$ als Funktion des Dampfdrucks am Rohreintritt nach verschiedenen Modellen, Rohrabmessung 26,9 x 3,2 mm, Wärmeleitfähigkeit Rohr 50 W/m²K, Wärmesenke mit 500 W/m²K

(a) $u_{G, Ein} = 20$ m/s, $T_{S, Ein} - T_{KM} = 30$ K, $T_{KM} = \text{konstant}$

(b) $\dot{M}_{G, Ein} = 51,39$ kg/h ($\hat{=} 20$ m/s bei 4 bar abs.), $T_{S, Ein} - T_{KM} = 30$ K, $T_{KM} = \text{konstant}$

4 Versuchsanlage

4.1 Konzeptfindung und Auslegungsgrundlagen

Für die Findung des Anlagenkonzepts war die Frage nach dem Bilanzierungsverfahren für die Wärmeübergangskoeffizienten von entscheidender Bedeutung. Die Bilanzierungsgleichung lautet allgemein:

$$\alpha = \frac{\dot{Q}}{A \cdot (t_s - t_w)} \quad (4.1)$$

Hierin stellt \dot{Q} den Wärmestrom, A die dazugehörige wärmeübertragende Fläche, t_s die Satttdampf- und t_w die Rohrwandinnentemperatur dar.

Im Rahmen der Literaturrecherche (Tabelle 2 und Anhang 1) konnten prinzipiell zwei verschiedene Verfahren zur Bilanzierung ausgemacht werden. Die benötigte Rohrwandinnentemperatur t_w wird bei beiden Verfahren über Thermoelemente ermittelt, die in irgendeiner Weise in die Rohrwand eingebracht bzw. angebracht wurden.

Entscheidend ist und wird die Bilanzierung des Wärmestromes. Eine elegante Lösung wird im ersten Verfahren durch die Anwendung des Fourierschen Erfahrungsgesetzes der Wärmeleitung gefunden. Wird der Temperaturabfall über der Rohrwand gemessen, kann daraus der lokale Wärmestrom bzw. die lokale Wärmestromdichte gemäß Gl. (4.2) ermittelt werden.

$$\frac{\dot{Q}_\lambda}{A} = \hat{q} = \frac{\lambda_R}{r_i} \cdot \frac{|t_{w,i} - t_{w,a}|}{\ln \frac{r_a}{r_i}} \quad (4.2)$$

Der Vorteil dieser Variante ist die lokale Bilanzierung. Nachteilig ist, dass die Wärmeleitfähigkeit des Rohrwandmaterials sowie deren Temperaturabhängigkeit genauestens bekannt sein müssen. Ebenfalls müssen die Temperaturen sehr genau gemessen werden, um in einem akzeptablen Fehlerbereich zu liegen (siehe dazu auch Abbildung 36 bis Abbildung 38). Dafür ist es neben der reinen Temperaturmessung auch notwendig die Temperaturegeber sehr positionsgenau in die Rohrwand einzubringen, da je nach Rohrwandgeometrie und –material kleine Positionsabweichungen große Fehler aufprägen können.

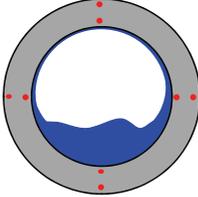
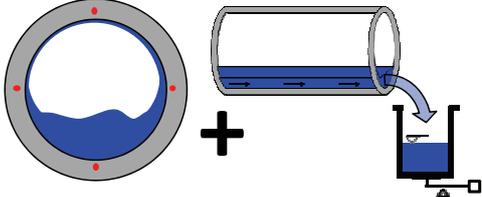
In der zweiten Variante wird der Wärmestrom über das anfallende Kondensat ermittelt. Dieses muss dazu entsprechend abgeschieden und mengenmäßig bilanziert werden. Ebenfalls muss die Temperatur des Kondensates bzw. dessen Satttdampfdruck unmittelbar vor der Abscheidung bekannt sein. Wird von keiner Überhitzung des eintretenden Satttdampfes und keiner Unterkühlung des Kondensates ausgegangen, lautet die Bilanzierungsgleichung:

$$\dot{Q} = \dot{M}_{\text{Kond}} \cdot (h_E'' - h_A') \quad (4.3)$$

Ein Vorteil dieser Variante ist, dass der Fehler bei der Rohrwandtemperaturmessung nicht in dem Maße (wie bei der ersten Variante) ins Gewicht fällt. Die Kondensatbilanzierung stellt allgemein eine verlässliche, gut erfassbare Größe zur Ermittlung der übertragenen Wärme sowie des Wärmestromes dar. Daraus wird jedoch auch die Herausforderung dieser Variante ersichtlich. Die Kondensatbilanzierung funktioniert problemlos bei globalen Bilanzen, d.h. wenn im Wärmeübertrager der komplette Dampf niedergeschlagen und bevorzugt mit einem Schwimmer-Kondensatableiter abgeschieden wird. Ein Anspruch an die Anlage ist es jedoch, möglichst lokale Aussagen zum Wärmeübergang zu erhalten, also den Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit des Kondensationsfortschrittes zu ermitteln. Daraus ergibt sich, dass das Kondensat an einer möglichst beliebigen Stelle x vom Dampfstrom getrennt, abgeschieden und bilanziert werden muss. Die saubere Trennung von Dampf und Kondensat in einem breiten Parameterbereich des Gesamtmassenstromes sowie des vorliegenden Kondensatanteils stellt eine Herausforderung dar (siehe Kap. 4.6.7).

In der Tabelle 9 sind die beiden Bilanzierungsvarianten noch einmal gegenübergestellt.

Tabelle 9: Gegenüberstellung der betrachteten Bilanzierungsvarianten

	Variante 1	Variante 2
Prinzipdarstellung		
Wärmestrom (-dichte)	über stationäre Wärmeleitung	über Kondensatmassenbilanzierung oder Kühlwasserbilanz
Vorteile	<ul style="list-style-type: none"> – Keinerlei Eingriff ins Strömungsregime – Lokale Bilanzierung des Wärmeübergangs 	<ul style="list-style-type: none"> – Geringerer Aufwand zur Einbringung der Temperaturgeber – Robuster gegenüber Unsicherheiten bei der Temperaturmessung (Rohrwand)
Nachteile	<ul style="list-style-type: none"> – Hoher Aufwand zur genauen Einbringung der Temperaturgeber – Sensibel gegenüber Unsicherheiten bei der Temperaturmessung (Rohrwand) – Wärmeleitfähigkeit des Rohrwandmaterials sollte genau bekannt sein 	<ul style="list-style-type: none"> – Integrale Bilanzierung des Kondensatanfalls und damit des Wärmeübergangs über ein Messstreckensegment

Für die Auswahl einer Variante wurde zunächst eine Fehlerbetrachtung im Hinblick auf die Genauigkeiten der Informationen zur Messposition, des Messwertes an sich und zur Wärmeleitfähigkeit des Rohrwerkstoffes durchgeführt. Es wurden verschiedene, Rohrgeometrien und –werkstoffe für Variante 1 sowie eine Variante 2 betrachtet. Die Tabelle 10 gibt die wesentlichen Randbedingungen der Fehlerbetrachtung wieder.

Tabelle 10: Randbedingungen der Fehlerbetrachtung (Abbildung 36 und Abbildung 37)

	Variante 1a	Variante 1b	Variante 1c	Variante 2
Rohrwerkstoff	Nickel	Edelstahl	Stahl	Stahl
Rohrabmessungen [mm]	32,5 x 6	26,9 x 3,2	26,9 x 3,2	26,9 x 3,2
Wärmeleitfähigkeit [W/m·K]	80	15	50	50
Abstand Temperaturgeber von Rohrwand [mm]*	je 2,0	je 1,0	je 1,5	1,5 (von r_i)
Temperaturdifferenz Fluid im Rohr zu Fluid außerhalb Rohr [K]	<< 10 >>			
Wärmeübergangskoeffizient rohraußen [W/m ² K]	<< 8.700 >> (ungefährer Wert nach Wärmetlas bei $p_{KW} = 15 \text{ bar}$, $T_{KW} = 150 \text{ °C}$)			

*unter Beachtung zulässiger Werkstoffbeanspruchung bei Betriebsdrücken bis 16 bar und Temperaturen bis 200 °C

Die Ergebnisse der Betrachtung sind in der Abbildung 36 bis Abbildung 38 für jeweils zwei verschiedene Wärmeübergangskoeffizienten beim Kondensationsprozess wiedergegeben.

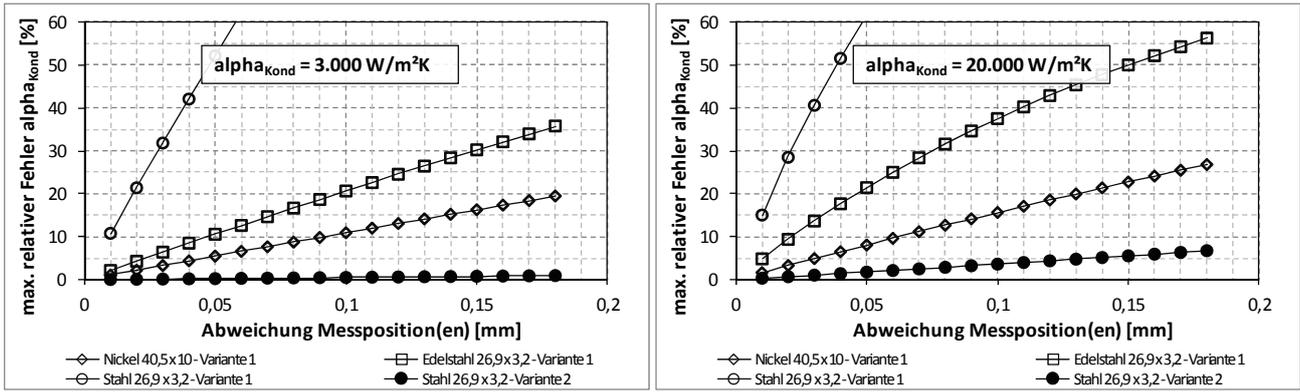


Abbildung 36: Maximal auftretender relativer Fehler (positionsbedingt) für verschiedene Rohrmaterialien/-geometrien als Funktion der Positionsgenauigkeit für $\alpha_{Kond} = 3.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ (links) und $\alpha_{Kond} = 20.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ (rechts)

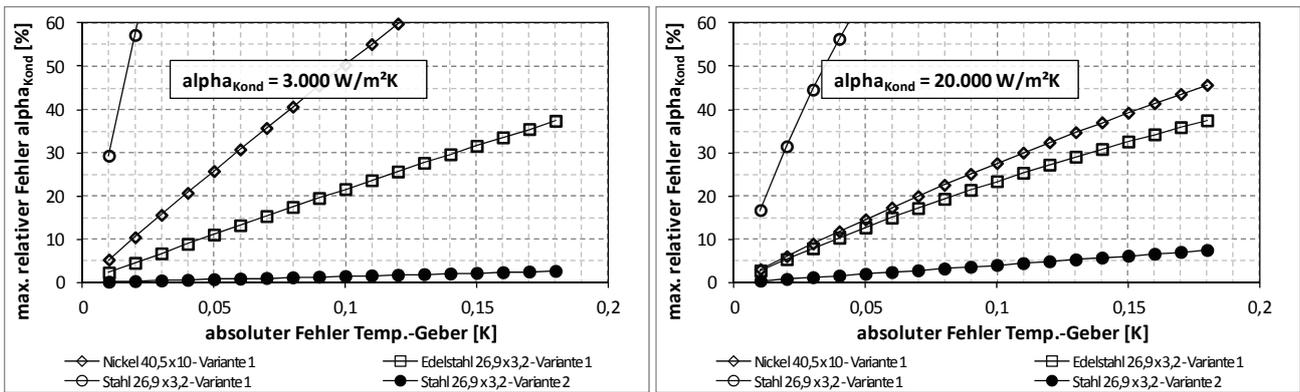


Abbildung 37: Maximal auftretender relativer Fehler (geberbedingt) für verschiedene Rohrmaterialien/-geometrien als Funktion des absoluten Fehlers der Temperaturgeber für $\alpha_{Kond} = 3.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ (links) und $\alpha_{Kond} = 20.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ (rechts)

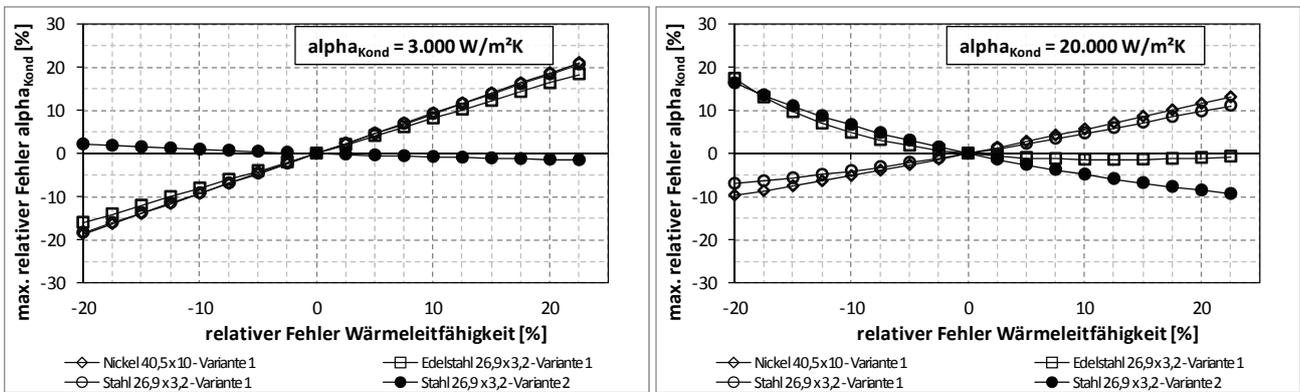


Abbildung 38: Maximal auftretender relativer Fehler (konduktionsbedingt) für verschiedene Rohrmaterialien/-geometrien als Funktion des rel. Fehlers der Wärmeleitfähigkeitsannahme (Rohrwand) für $\alpha_{Kond} = 3.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ (links) und $\alpha_{Kond} = 20.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ (rechts)

Aus der Betrachtung werden die Vorteile von Variante 2 deutlich. Geringe Fehler bei der Temperaturmessung und -ermittlung haben unter den betrachteten Varianten minimale und tolerierbare Fehlerwerte bei der Ermittlung der Wärmeübergangskoeffizienten zur Folge. Gemäß Gl. (4.3) kommt jedoch noch der Fehler aus der Kondensatmassenstrombilanzierung hinzu. Die Herausforderung wird wie bereits weiter oben ausgeführt nicht bei der reinen Bilanzierung, sondern bei der sauberen Trennung von Dampf und Kondensat liegen. Der Fehler geht linear in die Wärmeübergangsbilanzierung ein (Gl. (4.1) und (4.3)). Da größere Fehler bei der Phasentrennung nicht ausgeschlossen werden können, muss als Alternative die Bilanzierung des Wärmestroms über die Kühlwasserseite betrachtet werden. Die Bilanzgleichung zeigt Gl. (4.4). Der maximale Fehler kann aus den partiellen Ableitungen der beschreibenden Größen gebildet werden.

$$\dot{Q}_{MS, KW} = \dot{M}_{KW} \cdot c_{p, KW} \cdot (T_{KW, aus} - T_{KW, ein}) \quad (4.4)$$

Vereinfacht ausgedrückt summieren sich die absoluten Fehler bei Summen und Differenzen. Bei Produkten und Quotienten addieren sich die relativen Fehler. Wird weiterhin angenommen, dass die Berechnung der spezifischen Wärmekapazität und der Dichte (Umrechnung von Bm^3/h in kg/h) nicht fehlerbehaftet ist, kann der relative Fehler des Wärmestromes wie folgt ausgedrückt werden.

$$\frac{\Delta \dot{Q}_{MS, KW}}{\dot{Q}_{MS, KW}} = \frac{\Delta T_{KW, aus} + \Delta T_{KW, ein}}{T_{KW, aus} - T_{KW, ein}} + \frac{\Delta \dot{V}_{KW}}{\dot{V}_{KW}} \quad (4.5)$$

Damit wird der Fehler stark von der gemessenen Temperaturdifferenz zwischen Kühlwasserein- und Kühlwasseraustritt aus der Messstrecke abhängig. Die Abbildung 39 zeigt die zu erwartenden maximalen Fehler bei der Wärmestrombilanz über die Kühlwasserseite. Wird der Kühlwassermassenstrom nicht zu hoch (und damit die Temperaturerhöhung des Kühlwassers nicht zu gering) gewählt und die Temperaturegeber entsprechend kalibriert, sind die zu erwartenden Fehler immer noch günstiger als die bei Variante 1 zu erwartenden (vgl. Abbildung 36 bis Abbildung 38).

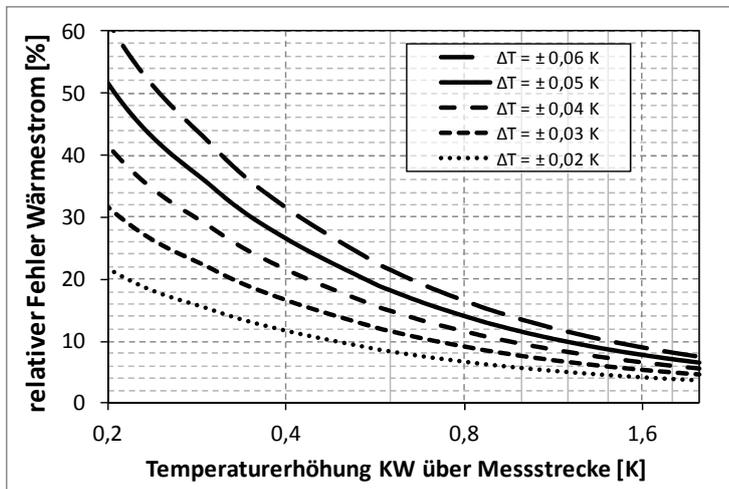


Abbildung 39: Relativer Fehler bei der Ermittlung des Wärmestroms über die Kühlwasserbilanz, bei einem relativen Fehler im Kühlwasservolumenstrom von 1,6 % und verschiedenen absoluten Fehlern der Kühlwassertemperaturmessung

Auf Grundlage dieser Betrachtung wurde sich für die Umsetzung der Variante 2 entschieden. Der positive und nicht unbedeutende Nebeneffekt an dieser Variante ist, dass auch ein weiterer Anspruch an den Versuchsstand erfüllt werden kann. Das Rohrmaterial sowie –herstellungsverfahren sollte dem des zugrunde liegenden Anwendungsfalls (DDWT) gleichen. Hintergrund dieser Forderung war der nicht auszuschließende Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit des Kondensationsrohres (vgl. Anhang 1, Miropolsky). Am Versuchstrockner des Lehrstuhls Kraftwerkstechnik kommen nahtlose Rohre aus warmfesten Druckbehälterstahl (P235GH) zum Einsatz.

Deren Einsatz wurde als Randbedingung festgelegt und präzisiert damit das Konzept der Versuchsanlage.

Nun galt es die üblichen Ansprüche an eine Versuchsanlage (Abdeckung maximaler Parameterbereiche) zu erfüllen. Die technisch relevanten Parameter stellen der Sattdampfdruck, die Sattdampfeintrittsgeschwindigkeit und damit die Massenstromdichte, die Wärmestromdichte sowie der Rohrneigungswinkel dar. Ebenfalls wäre es aus Sicht der Ergebnisverwertung wünschenswert den Rohrdurchmesser variabel zu gestalten. Dies hätte jedoch spezielle und damit kostenintensive Konstruktionen erfordert, sodass im Hinblick auf großtechnische Trocknereinheiten zunächst ein Rohr der Nennweite DN 20 angesetzt wurde.

Des Weiteren sollte eine maximale Messwertdichte bei der Ermittlung des Verlaufes des Wärmeübergangskoeffizienten ($\alpha = f(\epsilon)$) erreicht werden. Damit stand, nachdem die Frage des Bilanzierungsverfahrens geklärt war, die Frage nach dem endgültigen Anlagenkonzept aus. Wesentlich war dabei die technische Lösung für die Einstellung eines variablen aber definierten Strömungsdampfgehaltes in der Messstrecke. In der Literatur sind hierzu häufig Vorkondensatoren mit einem separaten Kühlkreislauf genutzt worden. Es wurde sich jedoch für ein Anlagenschema entschieden, bei dem die Vorkondensatoren mit der eigentlichen Messstrecke kühlwasserseitig in Reihe geschaltet sind, da der Regelungsaufwand hier als einfacher und die Regelpräzision als genauer eingeschätzt wurde.

Der genaue Aufbau des Versuchsstandes sowie das zugrundeliegende Messverfahren werden in den nachfolgenden Kapiteln besprochen.

4.2 Aufbau des Versuchsstandes

Die errichtete Versuchsanlage erlaubt experimentelle Untersuchungen zur Kondensation von gesättigtem Wasserdampf im horizontalen und leicht geneigten Rohr. Das Anlagenkonzept ermöglicht die Generierung von quasilokalen Informationen zum Wärmeübergangsverhalten. Die Kondensation findet im Innenrohr von Doppelrohrwärmeübertragern statt. Das Kühlwasser strömt im Gegenstrom zum Dampf im Ringspalt. In Tabelle 11 sind die abgedeckten Parameterbereiche und weitere allgemeine Anlagenparameter aufgelistet. Die Wärmestromdichte kann bei festgelegtem Sattdampfdruck und festgelegter Anzahl an Wärmeübertragern über die Kühlwassertemperatur variiert werden. In der Abbildung 40 wird der Aufstellungsplan des Versuchsstandes gegeben. Die Abbildung 41 zeigt das R&I-Fließbild.

Tabelle 11: Allgemeine Prozess- und Anlagenparameter des Kondensationsversuchsstandes

Parameter	Einheit	Wertebereich
Absoluter Sattdampfdruck	bar	4...10
Sattdampftemperatur	°C	143,6...179,9
Eintrittsgeschwindigkeit Sattdampf	m/s	3...25
Kühlwassertemperatur	°C	113...176 (4...30 K unter Sattdampf-temp.)
Kühlwassergeschwindigkeit	m/s	ca. 1,1
Nenn-Abmessungen Kondensationsrohr	mm	26,9 x 3,2
Nenn-Abmessungen des Kühlmantelrohres	mm	60,3 x 2,9
Gekühlte Rohrleitungslänge	m	2...16 (8 DRWÜ á 2 m)
Neigungswinkel gegen Horizontale	°	0...5

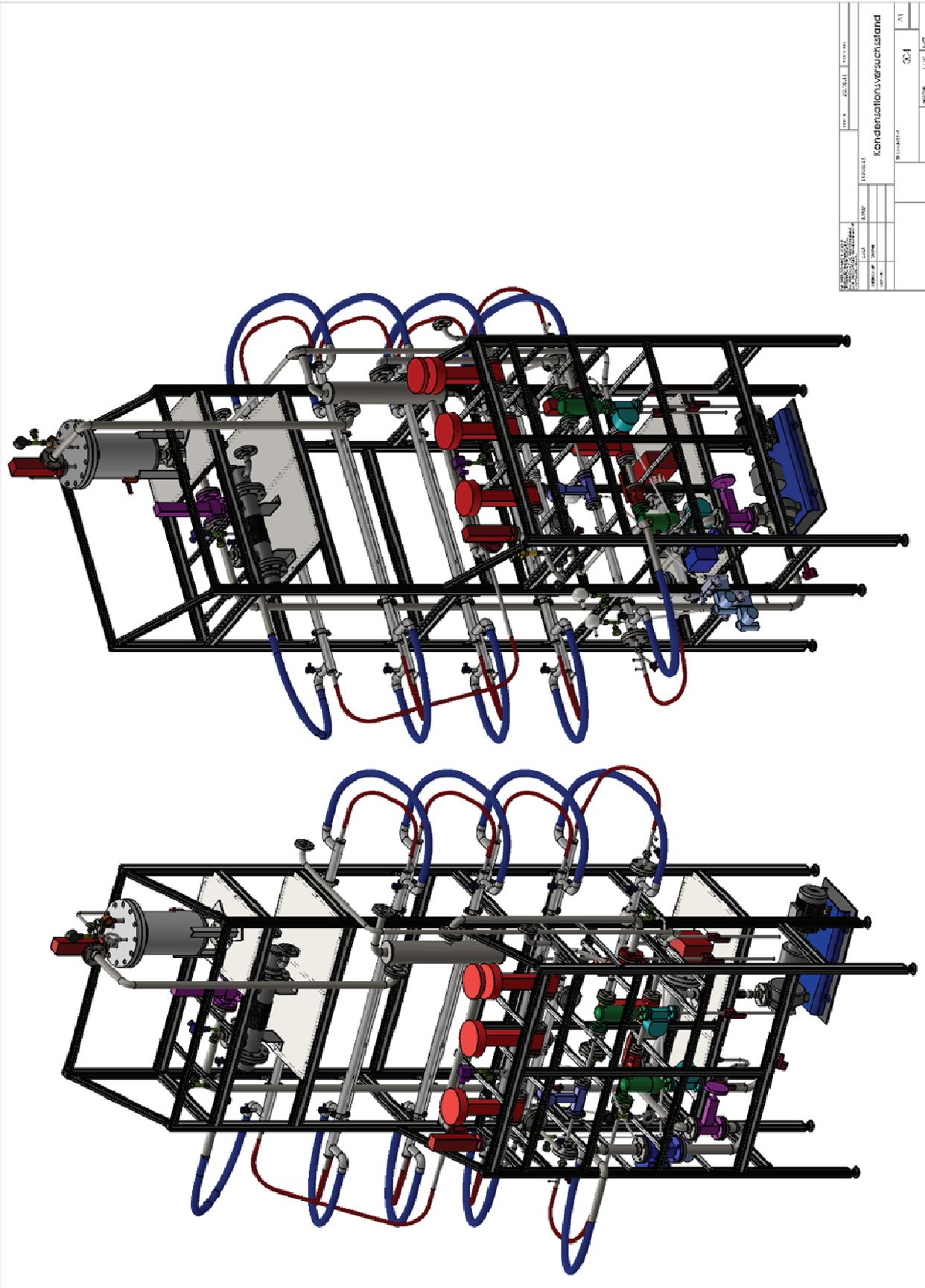


Abbildung 40: Ansichten des Kondensationsversuchsstandes (ohne Schaltstränge und Kondensatkühler)

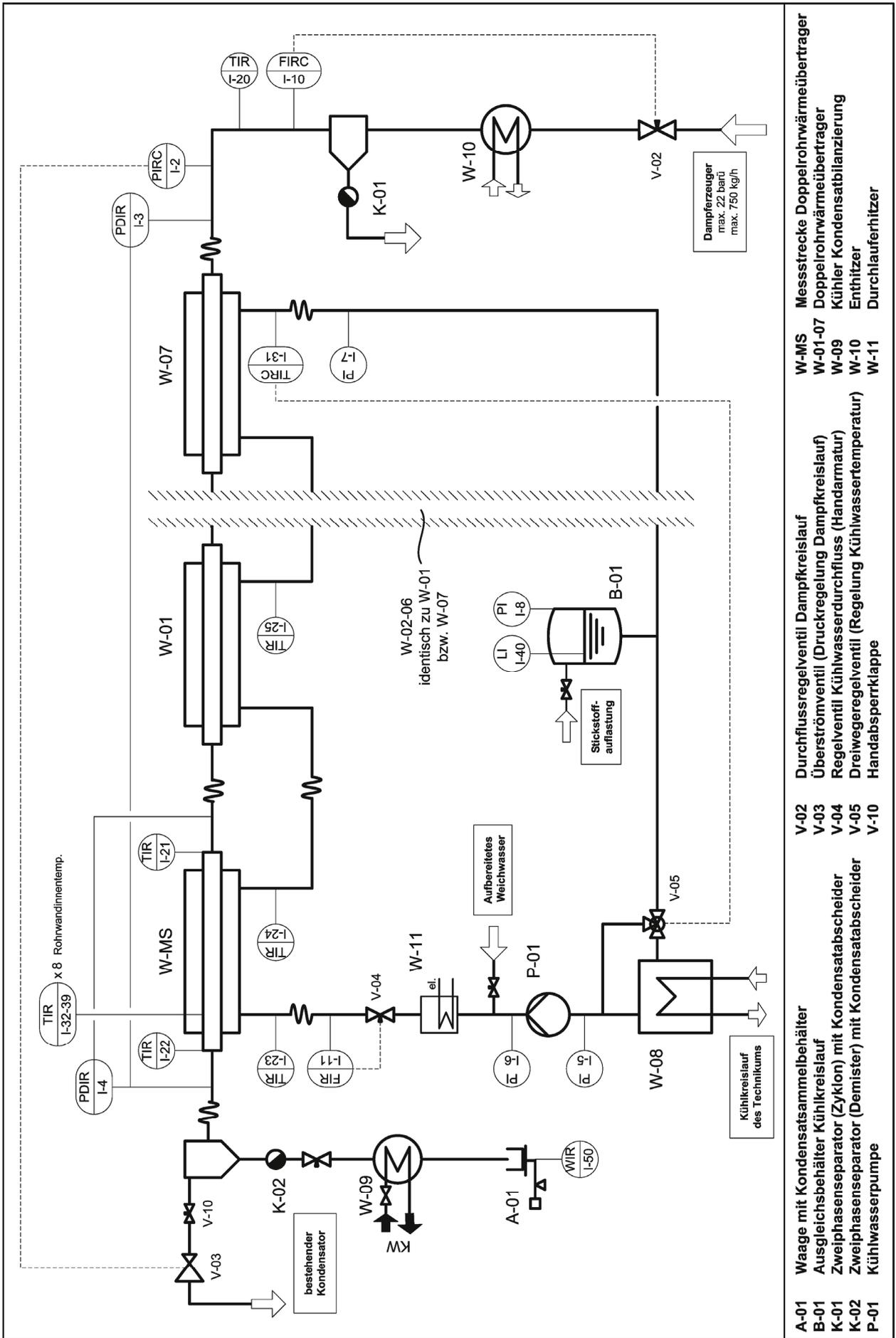


Abbildung 41: R&I-Fließbild des Kondensationsversuchsstandes mit Bezeichnung der Hauptkomponenten

Niedrigere Satttdampfdrücke als die in Tabelle 11 angegebenen 4 bar abs. sind auch möglich. Die Kühlfläche des Rohrbündelwärmeübertragers (W-08) sowie die Kühlwassertemperatur des externen Kühlkreislaufes wirken hier jedoch evtl. begrenzend auf die dabei realisierbaren Kühlwassertemperaturen des Druckkühlkreislaufes. Ebenfalls sind höhere Neigungswinkel als 5° praktisch realisierbar. Da die Bauhöhe des Trägerrahmens jedoch begrenzt ist, muss entsprechend die maximale Anzahl an DRWÜ dabei reduziert werden. Sämtliche Rohrleitungen, die im wärmetechnischen Bilanzierungsgebiet liegen, sind als nahtlose Rohre in der Stahlsorte P235GH (warmfester Druckbehälterstahl) ausgeführt. Damit sind die Stahlsorte und einhergehend deren Materialeigenschaften (Oberflächenbeschaffenheit etc.) identisch mit der bei DDWT-Anlagen zum Einsatz kommenden.

Die Medienversorgung des Versuchstandes erfolgt über entsprechende Versorgungskreisläufe bzw. Komponenten des Technikums.

Die angestrebten Untersuchungen bei verschiedenen Rohrneigungen machten eine entsprechende Verschiebbarkeit der Doppelrohrwärmeübertrager inklusive der Messstrecke notwendig. Die Anordnung erfolgte daher in einem speziellen Trägerrahmen. Die Verbindung der Wärmeübertrager untereinander sowie zu ansonsten stationär angeordneten Komponenten des Kühlkreislaufes und der Dampfversorgungs- und Kondensatbilanzierungseinheiten erfolgt über flexible Hochdruckschläuche mit speziellen Kupplungen. Der Versuchstand erstreckt sich in Summe über eine Höhe von ca. 5,60 m, eine Breite von ca. 3,00 m und eine Tiefe von ca. 1,50 m (ohne Kondensatkühler).

Der Versuchstand wurde mit einem eigenständigen Automatisierungs- und Visualisierungssystem ausgestattet, um den Versuchsbetrieb unabhängig von den anderen im Technikum vorhandenen Versuchsanlagen zu gestalten. Hierfür befinden sich zwei Schaltschränke am Trägergerüst des Versuchstandes. In einem der beiden Schaltschränke ist allein ein Modul zur hochauflösenden Messwerterfassung für die Thermoelemente der Messstrecke angeordnet, sodass dies minimal durch andere Komponenten und deren Wärmeabgabe beeinflusst wird.

Die Abbildung 42 vermittelt einen Überblick über die Versuchsanlage.

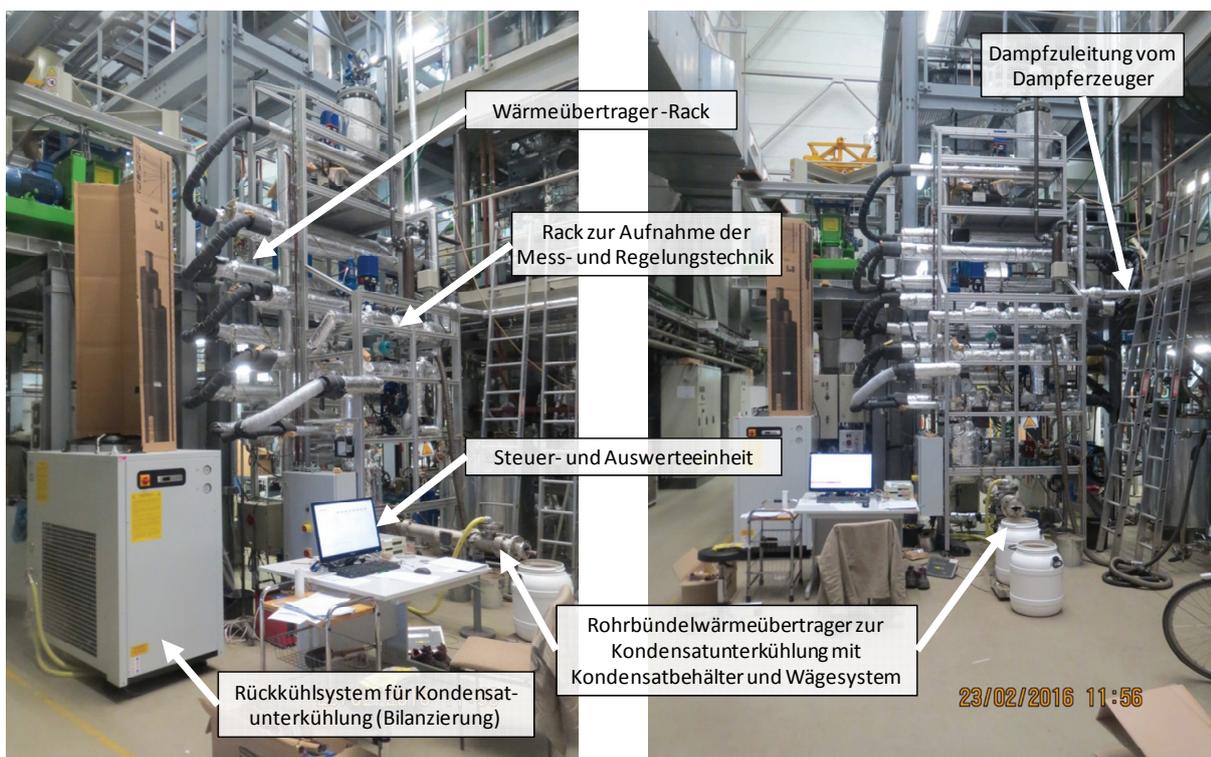


Abbildung 42: Ansichten der Versuchsanlage mit Bezeichnung der Hauptkomponenten

Kühlkreisläufe

Aufgrund der maximalen Temperaturen von 180 °C im Kondensationsrohr (siehe Tabelle 11) musste der Kühlkreislauf unter Druck gesetzt werden. Hierfür wurde ein geschlossener Kühlkreislauf am Versuchsstand vorgesehen. Eine Kreiselpumpe (P-01) fördert ca. 7 m³/h Kühlwasser bei Drücken von bis zu 16 bar abs. und Temperaturen bis zu 175 °C. Der Kühlwasserdurchsatz wird über einen Schwebekörperdurchflussmesser (I-11) mit elektrischem Signalausgang erfasst und auf das Prozessleitsystem geschaltet. Die Einstellung des Durchsatzes erfolgt über ein Handventil (V-04). Das Kühlwasser durchströmt die Doppelrohrwärmeübertrager inkl. Messstrecke und flexiblen Schlauchverbindungen im Gegenstrom zur Dampfströmungsrichtung. Die dabei aufgenommene Wärme wird in einem Rohrbündelwärmeübertrager (W-08) auf den externen, zum Technikum gehörenden Kühlkreislauf übertragen. Die Regelung der zu übertragenden Wärmemenge erfolgt über ein Dreiwegeregelventil (V-05), welches das interne Druckkühlwasser den Rohrbündelwärmeübertrager im Bypassbetrieb durchströmen lässt. Auf diese Weise strömt nur eine geregelte Menge des zu kühlenden Druckkühlwassers durch den Rohrbündelwärmeübertrager. Den Temperatursollwert bildet die Kühlwassertemperatur nach dem letzten in die Bilanz fallenden Doppelrohrwärmeübertrager (I-24...I-31, je nach Dampfinspeisung).

Aufgrund der hohen Kühlwassertemperaturen des Druckkühlkreislaufes ließen sich Wärmeverluste nicht gänzlich vermeiden. Um dennoch den Versuchsstand in jedem Versuchspunkt mit genügend Regelreserve temperieren zu können, wurde ein elektrischer Durchlauferhitzer (W-11) mit einer Leistung von 22 kW vorgesehen. Dieser wurde zum Anfahren der Anlage und bei Bedarf zu den Versuchsmessungen zugeschaltet. Neben der Regelung der Kühlbedingungen entlang der Kondensationsstrecke muss das zur Bilanzierung aus der druckaufgeladenen Dampf-/Kondensatstrecke ausgeschleuste Kondensat gekühlt werden, um einer Nachverdampfung und damit Verfälschung der Bilanzierung entgegenzuwirken. Hierfür wurde ein separater Rohrbündelwärmeübertrager (W-09) nach dem Kondensatabscheider (K-02) installiert. Das Kühlwasser wird von einem separaten Rückkühlsystem mit 20 kW Kühlleistung bei bis zu 4 °C bereitgestellt (Abbildung 42). Damit wird eine zuverlässige Kühlung des Kondensates auf < 60°C gewährleistet.

Dampfbereitstellung und –entsorgung

Der Versuchsstand wird mit Dampf aus einem im Technikum vorhandenen erdgasbefeuerten Dampferzeuger versorgt. Dieser ist während der Versuche auf einen Solldruck von 14 bar abs. eingestellt. Da der Dampferzeuger und dessen Feuerung für eine Dampfleistung von 750 kg/h ausgelegt ist, regelt dieser bei der max. Abnahmemenge des Versuchsstandes von 150 kg/h intermittierend, d.h. der Dampfdruck vor Eintritt in den Versuchsstand schwankt im zeitlichen Verlauf um bis zu +/- 0,5 bar. Diese Schwankungen werden über die Dampfdruck- und Dampfdruckregelung des Versuchsstandes ausgeglichen.

Um zu gewährleisten, dass am Anfang der Kondensationsstrecke reiner Sattdampf vorliegt, ist zwischen Dampfmenge messung (I-10) und Dampfmenge regelventil (V-02) am Eingang des Versuchsstandes ein zusätzlicher Doppelrohrwärmeübertrager (W-10) mit nachgelagertem Zweiphasenseparator (K-01) angeordnet. Durch diese Konstellation wird es ermöglicht, den Dampf von evtl. auftretender Überhitzung (durch die Entspannung des Sattdampfes auf den Dampfdruck des jeweiligen Versuchspunktes) bzw. vom mitgeführten Kondensat zu befreien.

Nach der Messstrecke, d.h. am Ende der Kondensationsstrecke, wird das anfallende Kondensat zur mengenmäßigen Bilanzierung ausgeschleust. Der überschüssige Dampf wird über das Druckhalte- und Regelventil (V-03) entspannt und in einem bereits vorhandenen Kühler vollständig kondensiert.

Messstrecke (W-MS)

Die Messstrecke stellt eine Sonderkonstruktion dar und ist als ziehbarer Doppelrohrwärmeübertrager ausgeführt. Die Rohrabmessungen und Anordnung der Kühlwasserstutzen sind identisch mit denen der anderen 7 Doppelrohrwärmeübertrager. Folgende Besonderheiten sind bei der Messstrecke vorzufinden:

- Erfassung der Rohrwandinnentemperatur über acht um 30° versetzte, tangentielle Bohrungen, welche mit 0,5 mm Thermoelementen bestückt sind,¹
- separate Differenzdruckmessung der Dampf-/Kondensatströmung über der Messstrecke,
- Dampf-/Kondensattemperaturmessung am Ein- und Austritt,
- Kühlwasserein- und Kühlwasseraustrittstemperaturmessung.

Bei den weiteren DRWÜ ist jeweils nur eine Kühlwasseraustrittstemperaturmessung vorgesehen.

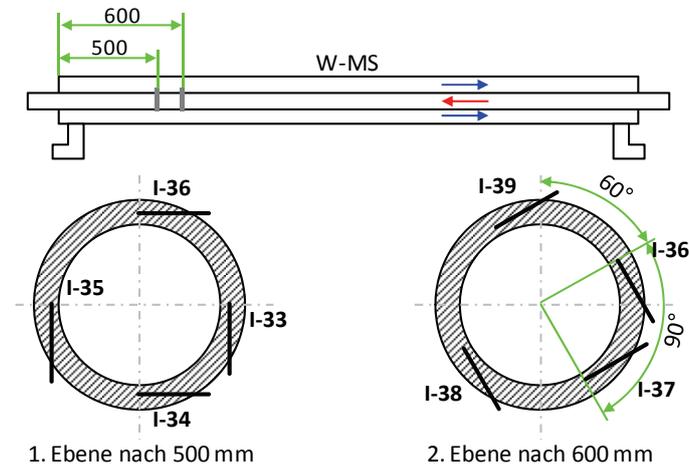


Abbildung 43: Anordnung der Thermoelemente in zwei Messebenen des Innenrohres der Messstrecke

Die Abbildung 43 zeigt die prinzipielle Anordnung der Thermoelemente zur Erfassung der Rohrwandinnentemperatur des Kondensationsrohres der Messstrecke. Die Einbringung der Thermoelemente in die Rohrwand entspricht in etwa der bereits von Numrich [230] gewählten. Jedoch betrug die Rohrwandstärke in [230] mit 10 mm mehr als das Dreifache der hier vorliegenden. Die Thermoelemente haben, wie bereits erwähnt, einen Durchmesser von 0,5 mm. Der Mittelpunkt der Thermoelementspitze hat einen Abstand von ca. 1,8 mm zur Rohrwand. Ein Verlöten der Thermoelemente war aufgrund der hohen Passgenauigkeit der erodierten Bohrungen nicht nötig. Eine leichte Fixierung mit Hochtemperatursilikon war ausreichend. Die Thermoelemente wurden in Strömungsrichtung des Kühlwassers druckdicht aus dem Mantelrohr der Messstrecke geführt.

Die Thermoelemente wurden in Strömungsrichtung des Kühlwassers druckdicht aus dem Mantelrohr der Messstrecke geführt.

4.3 Messverfahren

Die Dampfeinspeisung konnte über einen Dampfschlauch variabel in jeden der 8 Doppelrohrwärmeübertrager erfolgen, sodass eine indirekte Ermittlung der Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit des Kondensationsfortschrittes nach jedem Wärmeübertrager erfolgen konnte. Das Messprinzip wird anhand der Abbildung 44 und nachfolgender Beschreibung verdeutlicht.

1. Vorgabe des zu untersuchenden Dampfmassenstromes (bzw. Dampfgeschwindigkeit), der Druckstufe und der Rohrleitungslänge (steuert Wärmestromdichte)
2. Vollständige Kondensation (V2-geschlossen) des Dampfmassenstromes bei der vorgegebenen Rohrleitungslänge und Druckstufe. Die Regelung des Druckes erfolgt über die Kühlwasseraustrittstemperatur. → *Versuchspunkt 1*
3. *Versuchspunkt 2*: Einspeisung des auf identische Parameter geregelten Sattdampfes in den nachgelagerten Doppelrohrwärmeübertrager bei gleicher Kühlwasseraustrittstemperatur wie im Versuchspunkt 1. Die Messstrecke wird hierdurch indirekt eine Wärmeübertragerposition, also 2 m gekühlte Rohrleitungslänge, hin zu höheren Dampfgehalten verschoben. Die Druckregelung des Sattdampfes erfolgt über das Überströmventil nach Messstrecke.
4. Wiederholung von Versuchspunkt 2 bis der letzte Doppelrohrwärmeübertrager (Messstrecke) erreicht ist.

¹ Im durchgeführten und im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten Versuchsprogramm wurde die Messstrecke zunächst nur mit 4 Thermoelementen (2. Ebene in Abbildung 43) zur Erfassung der Rohrwandtemperatur bestückt.

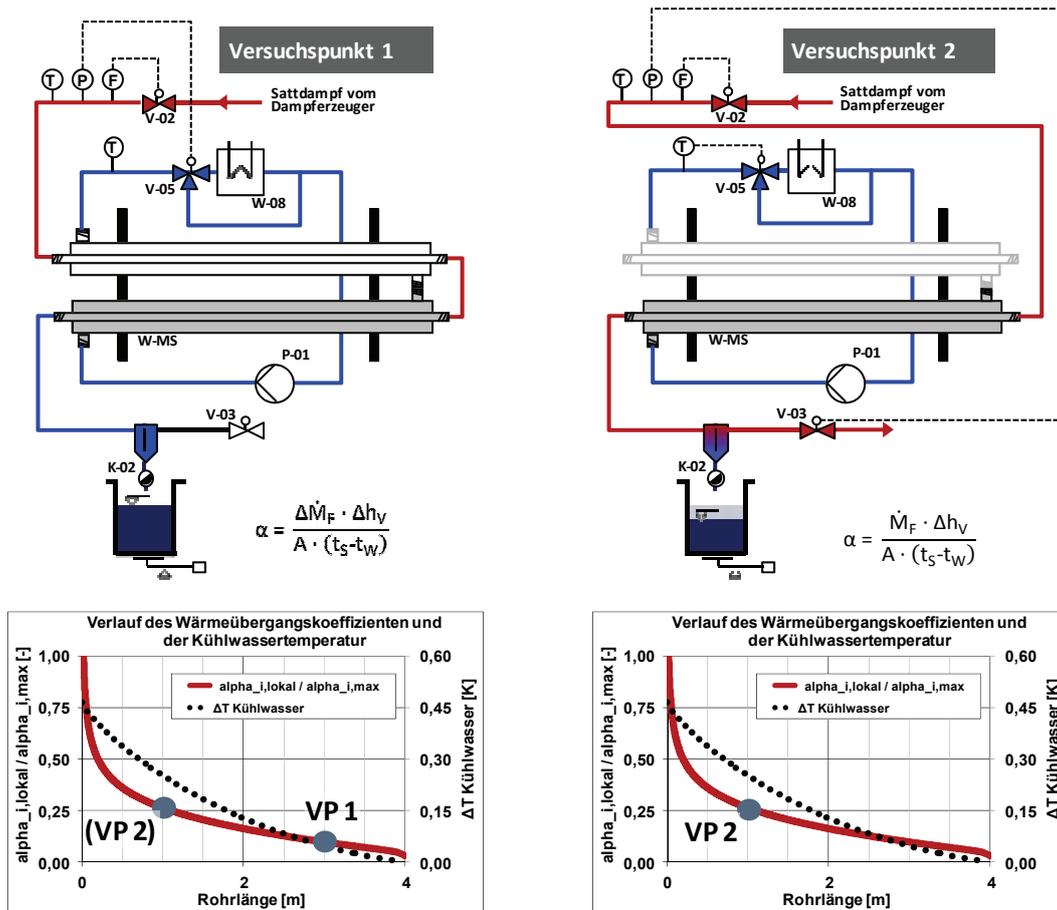


Abbildung 44: Graphische Erläuterung zum indirekten Messprinzip (roter Kurvenverlauf in den Diagrammen als prinzipieller Wärmeübergangsverlauf)

Als Messwerte erhält man für die vorgegebenen Dampfeintritts- und Kühlbedingungen:

- Kondensatmassenstrom \dot{m}_F ,
- den Druckverlust über der Messstrecke Δp_{MS} ,
- den Druckverlust über der gesamten vom Dampf durchströmten Strecke Δp_{DS} ,
- die Dampf-/Kondensatgemisch-Temperaturen vor und nach Messstrecke $T_{G,MS,E}$, $T_{G,MS,A}$ und
- die Wandtemperaturen des Kondensationsrohres der Messstrecke $T_{W,MS}$ (8x)
- Kühlwassertemperaturen und -durchsatz T_{KW} , \dot{V}_{KW}

als Funktion der gekühlten Rohrlänge x .

4.4 Mess- und Regelungstechnik

Die für die Versuchsanlage verwendeten Messtechnikkomponenten sind in Tabelle 12 aufgelistet.

Tabelle 12: Messtechnikkomponenten der Versuchsanlage

Messgröße	Einsatz	Prinzip	Messbereich	Genauigkeit
Druck	Dampfstrecke vor Eintritt DRWÜ	Piezoresistiver Absolutdruck-Sensor	0...30 bar	0,42 % der eingestellten Messspanne
Druck	Kühlkreislauf	Rohrfeder-Manometer	0...25 bar	Genauigkeitsklasse 0,6
Differenzdruck	Gesamte Dampfstrecke	Piezoresistiver Differenzdruck-Sensor	0...1,6 bar	0,065 % der eingestellten Messspanne
Differenzdruck	Nur Messstrecke	Piezoresistiver Differenzdruck-Sensor	0...60 mbar	0,075 % der eingestellten Messspanne

Messgröße	Einsatz	Prinzip	Messbereich	Genauigkeit
Durchfluss	Dampfstrecke vor Eintritt DRWÜ	Vortex Wirbelfrequenz-Durchflussmessgerät	(2,2)...32 m ³ /h (@ 9 bar ü) (3,4)...32 m ³ /h (@ 4 bar ü)	1 % v. MW bei > 4,2 m ³ /h 1 % v. MW bei > 7,2 m ³ /h
Durchfluss	Kühlkreislauf	Schwebekörper-Durchflussmessgerät	1...10 m ³ /h	Genauigkeitsklasse 1,6 (VDI/VDE 3513, Bl. 2)
Temperatur	Kühlwasser, Dampf direkt ohne Schutzrohr	Pt 100, 4-Leiter	-30...300 °C	F0,15 nach DIN EN 60751 ± 0,05 K*
Temperatur	Innenrohr Messstrecke direkt ohne Schutzrohr	Mantelthermoelement Typ E	-40...800°C	Kl. 1 nach DIN EN 60584 ± 0,05 K*

*kalibriert im Temperaturbereich 120-180 °C inkl. gesamter Messkette

Die Genauigkeit der Temperaturegeber wird hier mit 0,05 K angegeben. Die Kalibrierung erfolgte in einem Trockenblockkalibrator (Fabrikat: SIKA®; Gerätetyp: TP 38650) mit externem Referenzfühler (Typ: TFEE) bei 120°C und 180°C. Die Abweichungen der Temperaturegeber von der Referenzstelle wurden im Prozessleitsystem hinterlegt und damit korrigiert. Der Referenzfühler weist im hier kalibrierten Temperaturbereich eine Toleranz von ± 0,05 K auf [273]. Die Anzeigegenauigkeit des Kalibrators beträgt 0,01 K. Nach der Inbetriebnahme der Versuchsanlage und Durchführung des Versuchsprogramms wurden die Pt 100 Temperaturegeber erneut mit dem Kalibrator vermessen (ca. 6 Monate nach Kalibrierung). Die Abweichungen zur Kalibrierung vor Inbetriebnahme betragen maximal 0,02 K.

Zur Überwachung, Bedienung, Alarmierung, Konfiguration sowie zur Abfrage und Speicherung der Messdaten ist ein Messdatenerfassungs- und Automatisierungssystem mit nachfolgend aufgelisteten Merkmalen vorgesehen.

- SPS: Beckhoff CX8090
- Prozessvisualisierung über iFIX
- Gantner Q.bloxx zur hochauflösenden Temperaturefassung der Thermoelemente (Rohrwandtemperatur)
- Logginginterval: 200 ms

Wie bereits in Abbildung 44 verdeutlicht, sind 3 Stellventile für die Regelung des Versuchsstandes zuständig. Da die Regelkreise nicht unabhängig voneinander wirken und zusätzlich eine hohe Regelgüte gefordert ist, war die Parametrierung der Stellventile eine zentrale Aufgabe der Anlageninbetriebnahme. Um die Regelcharakteristik bei Bedarf auch zwischen den einzelnen Versuchspunkten bequem anpassen zu können, wurden die Reglerkennwerte (Verstärkung Kp, Nachstellzeit Tn etc.) in ein entsprechendes Bedienfenster aufgenommen. Die Abbildung 45 zeigt beispielsweise ein solches Bedienfenster.

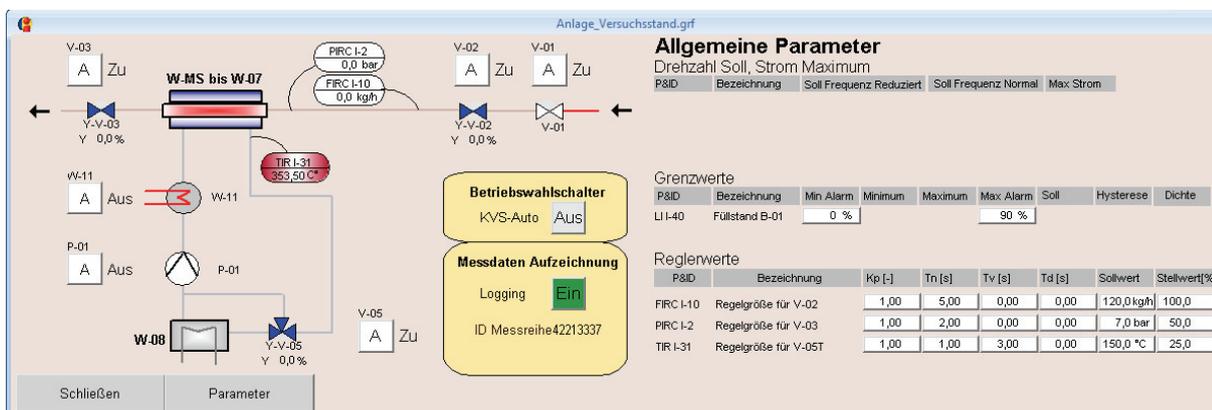


Abbildung 45: Anlagenübersicht des Bedien- und Beobachtungssystems

4.5 Ermittlung der genauen Rohrgeometrie

Die technischen Lieferbedingungen der verbauten Rohre sind in der Norm DIN EN 10216-2 [274] festgehalten. Demnach gelten für das Innenrohr (26,9 x 3,2) folgende Grenzabmessungen:

- Außendurchmesser: $\pm 0,5$ mm,
- Innendurchmesser: $\pm 2,0$ mm,
- Wandstärke: $\pm 0,4$ mm.

Die Grenzabweichung des Innendurchmessers wirkt sich bei der gewählten Rohrabmessung bereits um nahezu 10 % auf die Rohrrinnenoberfläche, welche die Bezugsgröße für die experimentelle Zielgröße – den Wärmeübergangskoeffizienten – darstellt, aus. Um diese Fehlerquelle zu vermeiden, wurde an einem Rohrstück der verbauten Charge der Innen- und Außenradius mit einem Koordinatenmessgerät (Zeiss Prismo 7 S-ACC VAST) abgefahren¹. Der Rohrquerschnitt kann hierdurch hochauflösend wiedergegeben werden. Die Messung erfolgte an vier Positionen ($x = 20/50/131/142$ mm) eines 200 mm langen Rohrstückes.

In der Abbildung 46 ist der Verlauf des Rohrrinnen- und Rohraußenradius als Funktion des Zentriwinkels für die vier Messpositionen dargestellt.

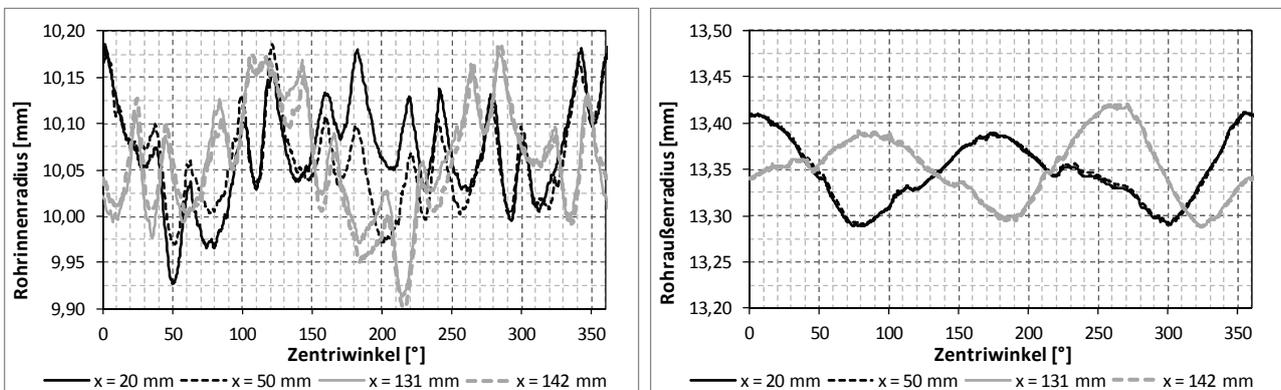


Abbildung 46: Rohrrinnenradius (links) und Rohraußenradius (rechts) in Abhängigkeit des Zentriwinkels für die 4 Messpositionen

Deutlich erkennbar sind die vom Mittelwert häufigeren und auch stärkeren Abweichungen des Rohrrinnenradius gegenüber des Rohraußenradius. Während die Rohrrinnenfläche einem Sechseck mit eingebaulten Ecken gleicht, zeichnet der Rohraußenradius eher ein Oval (zwei Maximas, zwei Minimas).

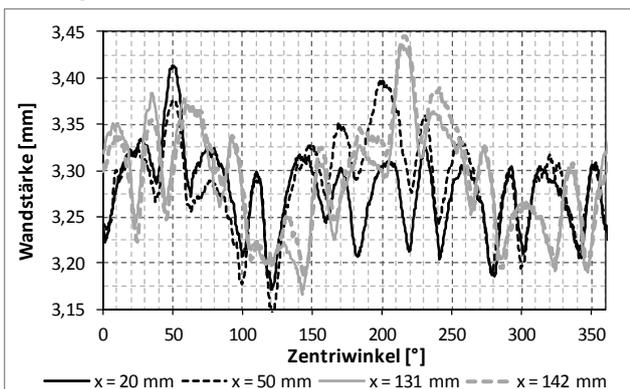


Abbildung 47: Wandstärke in Abhängigkeit des Zentriwinkels für die 4 Messpositionen

Aus den 4 Messungen ergeben sich folgende Mittelwerte:

- Außendurchmesser: 26,70 mm,
- Innendurchmesser: 20,12 mm,
- Wandstärke: 3,29 mm.

Bei den nachfolgenden Aufführungen und Berechnungen werden jeweils diese Werte für das Innenrohr zugrunde gelegt.

Die Abbildung 47 gibt den berechneten Verlauf der Wandstärke für die vier Messpositionen wieder.

¹ Die Messungen wurden vom Fraunhofer-Institut für Werkzeugmaschinen und Umformtechnik IWU in Chemnitz durchgeführt.

4.6 Spezifika im Versuchsaufbau und der Versuchsdurchführung

Nachfolgend werden die wesentlichsten Spezifika des Versuchsaufbaus sowie der Versuchsdurchführung diskutiert. Zu diesen zählen:

- Die adiabate Einlaufstrecke der Dampf-/Kondensatströmung in die DRWÜ.
- Die Umlenkung der Dampf-Kondensatströmung zwischen den einzelnen DRWÜ (Druckverlust etc.).
- Einlaufstrecke des Dampfes in den ersten DRWÜ.
- Die Temperaturmessung der Rohrwand des Innenrohres sowie die Berücksichtigung der Wärmeleitung der Rohrwand.
- Die Einlaufeffekte des Kühlwassers in die DRWÜ.
- Phasentrennung nach Messstrecke und Bilanzierung der übertragenen Wärmemenge.

4.6.1 Adiabate Einlaufstrecken in die Doppelrohrwärmeübertrager

In der Abbildung 48 wird eine Maßzeichnung der Doppelrohrwärmeübertrager (W-01...W-07) gegeben. Die adiabate Einlaufstrecke beträgt jeweils 110 mm. Bei einem Rohrrinnendurchmesser von 20,12 mm macht dies eine Einlaufstrecke von ca. $5,5 \cdot d_i$ aus. Davor kann aufgrund der Umlenkungen und Querschnittsunterschiede von einer vollständigen Verwirbelung der ausgebildeten Strömung ausgegangen werden.

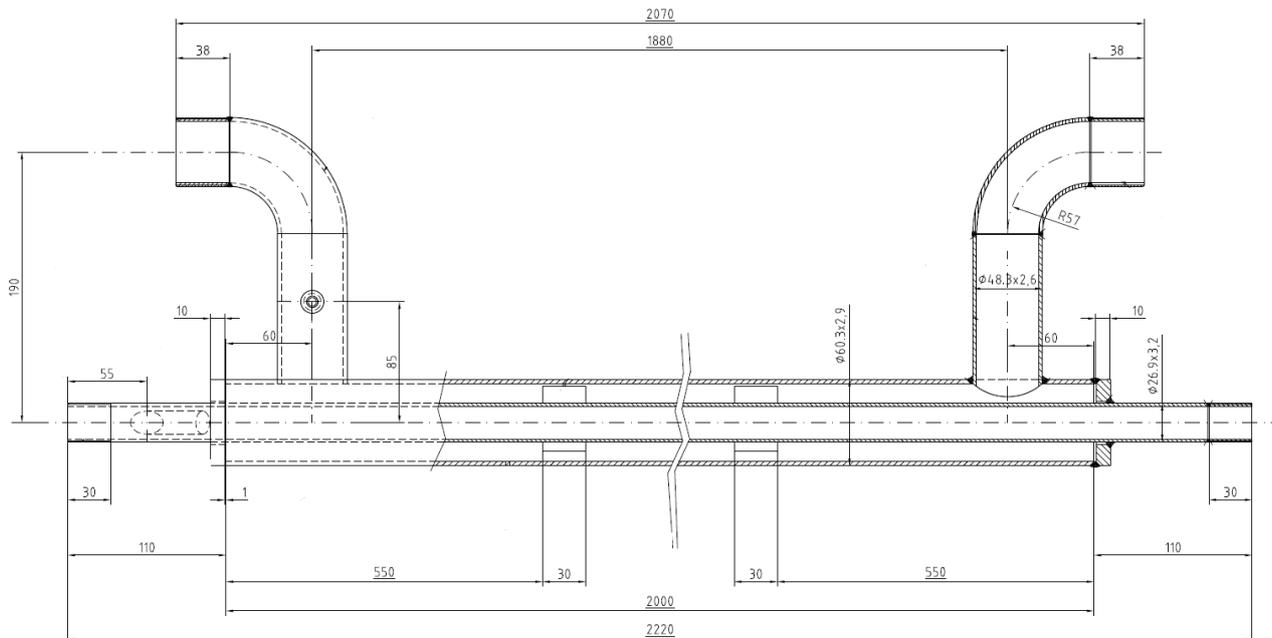


Abbildung 48: Gestaltung eines Doppelrohrwärmeübertragers (nicht W-MS)

Nach Huhn [31] liegen in der Einlaufstrecke die Werte für den Druckverlust sowie für die Wärme- und Stoffübergänge höher als in der ausgebildeten Strömung. Bei experimentellen Untersuchungen sollte daher auf eine genügend große Einlaufstrecke geachtet werden. Huhn gibt dabei Werte von maximal $100...150 \cdot d_i$ und damit um den Faktor 20 höhere Werte als im Versuchsstand realisiert an. Kreuzer [197] gibt sogar noch größere Werte ($200...500 \cdot d_i$) an und verweist auch auf experimentelle Ergebnisse anderer Autoren. Etwas kontroverser wird das Thema von Schicht [275] diskutiert, der auch auf zahlreiche Veröffentlichungen zum Thema hinweist. Im Endeffekt stellt Schicht den Sinn eines endlichen Zahlenwertes für die Anlaufstrecke bei Zweiphasenströmungen, aufgrund der hohen Druckverluste, an sich in Frage. Claus [276] berechnet für seine Untersuchungen in einem senkrechten Rohr mit 30 mm Innendurchmesser die erforderliche hydrodynamische Einlauflänge eines laminar angenommenen Rieselfilmes. Er verweist auf entsprechende Primärliteratur und gibt an, dass sich bei turbulenter Strömung infolge des intensiveren Impulsaustausches die Einlaufstrecke beträchtlich verkürzen müsste. Im Ergebnis trifft er die Aussage, dass unter

seinen Versuchsbedingungen (beinhalten Wasser bei bis zu 10 bar) eine hydrodynamische Einlaufänge von 0,1 m, d.h. $3,3 \cdot d_i$, nicht überschritten wurde.

Nach Auffassung des Autors der vorliegenden Arbeit wird die Strömungsform und deren Ausbildung viel mehr durch die Wirkung des Impulsstromes und des Stoffübergangs in der Kondensationsstrecke geprägt,

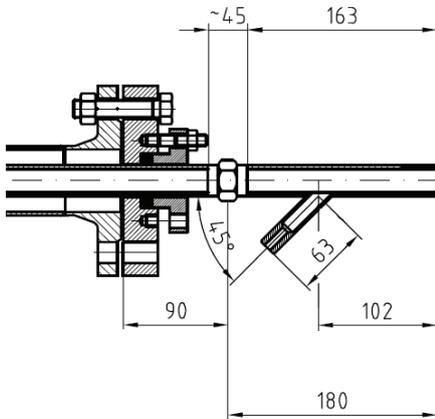


Abbildung 49: Eintritssegment der Messstrecke (W-MS)

sodass eine lange Einlaufstrecke und die damit verbundenen Druckverluste nicht zielführend bei der Untersuchung von Kondensationsphänomenen sind. Unbestritten ist, dass die Strömung zu Beginn der gekühlten Rohrlänge nicht identisch mit der beim Austritt aus dem vorhergehenden Wärmeübertrager ist. Jedoch wird sich nach relativ kurzer Strömung unter Wärmeabgabe wieder das Ausgangsströmungsprofil einstellen. Des Weiteren muss auf die thermischen Einlaufeffekte hingewiesen werden, die entgegen der hydrodynamischen Einlaufeffekte (ohne Wärmetransport) nicht vermieden werden können. Claus [276] führte hierzu ebenfalls unter Verweis auf die entsprechende Primärliteratur Berechnungen durch. Bei den maximal auftretenden Kondensatmengen der nachfolgend dargestellten Untersuchungen (Kap. 5.2) würden sich nach Claus maximale thermische Einlaufängen von $< 0,14$ m ergeben, was $< 7\%$ der Länge der Doppelrohrwärmeübertrager und damit der Wärmeübertragungsfläche entspricht. Als Anhaltswert für die Erhöhung des Wärmestromes bezogen auf den Wärmestrom bei ausgebildeten Profil gibt Claus 22 % an und verweist dabei auf die Untersuchungen von Blangetti [245].

Die Wärmeübertrager besitzen mit Ausnahme der Messstrecke die gleichen geometrischen Eintrittsbedingungen. Der Fehler durch die Einlaufeffekte wird demnach nur durch den vorliegenden Kondensatanteil und der Massenstromdichte geprägt sein. Die ermittelten Kurvenverläufe der Wärmeübergangskoeffizienten sollten aufgrund des thermischen Einlaufes maximal 1,5 % zu hoch ausfallen.

Das Eintritssegment der Messstrecke (W-MS) ist in Abbildung 49 dargestellt. Aufgrund der Forderung nach einem ziehbaren Innenrohr kommt hier eine zusätzliche Verschraubung zum Einsatz.

Das Eintritssegment der Messstrecke (W-MS) ist in Abbildung 49 dargestellt. Aufgrund der Forderung nach einem ziehbaren Innenrohr kommt hier eine zusätzliche Verschraubung zum Einsatz.

4.6.2 Umlenkung der Dampf-Kondensatströmung zwischen den einzelnen DRWÜ

Die Verbindung der einzelnen Wärmeübertrager erfolgt mittels Gummischläuchen gemäß DIN EN ISO 6134 Typ 2A [277]. Der Innendurchmesser der Dampf-/Kondensatschläuche beträgt 19 mm. Der minimale Biegeradius bei dieser Schlauchabmessung beträgt 190 mm. Bei 0° Neigungswinkel beträgt der realisierte Biegeradius ca. 235 mm bei einer Schlauchlänge von 900 mm. Die Verbindung zu den Wärmeübertragerrohren erfolgt über Schlaucharmaturen gemäß DIN EN 14423 Typ G [278].

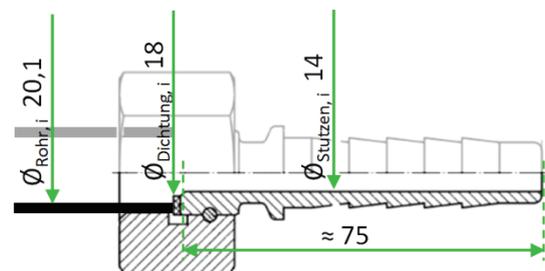


Abbildung 50: Übergang Innenrohr – Schlauchstutzen

Bei den Dampf-/Kondensatschläuchen verringert sich der Strömungsquerschnitt durch den Schlauchstutzen auf einer Länge von ca. 75 mm auf ca. 14 mm. Beim Übergang Wärmeübertragerinnenrohr – Schlauchverbindung ist zunächst eine un stetige Querschnittsreduzierung auf 18 mm (Innendurchmesser Flachdichtung) und anschließend eine abgefaste Reduzierung auf 14 mm vorhanden

(Abbildung 50) und umgekehrt beim Übergang Schlauch – Wärmeübertragerinnenrohr. Der Strömungsradius wird im erst genannten Fall um 3 mm reduziert, sodass es bei einem Neigungswinkel der Wärmeübertrager von 0° und geringer Dampfschubspannung zu einem Rückstau des Kondensats und damit

Verfälschung des Dampfvolumentanteils kommen könnte. Bei einem Neigungswinkel von bereits 1° würde sich der Kondensatsumpf maximal über eine Länge von 170 mm erstrecken und damit nahezu vollständig in der adiabaten Auslaufstrecke (110 mm, Abbildung 48) abgebaut werden.

Die nächstgrößere Schlauchabmessung nach [277] wäre ein Innendurchmesser von 25 mm mit einem minimalen Biegeradius von 250 mm. Mit dieser Schlauchabmessung wären auch die Schlaucharmaturen nach [278] eine Nennweite größer zu wählen gewesen ($\varnothing_{\text{Dichtung,i}} = 23 \text{ mm}$), womit ebenfalls entsprechende Reduzierstücke einzusetzen gewesen wären. Der Vorteil wäre der geringere Druckverlust über den Schläuchen inkl. Verbindungen gewesen. Als Nachteile wären jedoch die größeren Gesamtabmaße des Versuchstandes sowie die höheren Wärmeverluste durch die größere äußere Oberfläche zu benennen. Aufgrund dieser Nachteile wurde sich für die kleinere Schlauchabmessung entschieden.

4.6.3 Druckverlust und resultierende Überhitzung vor Eintritt in den ersten Wärmeübertrager

In der Abbildung 51 ist die Strecke zwischen Sattdampfbereitstellung und ersten in die Bilanz fallenden Wärmeübertrager dargestellt (siehe auch Abbildung 41). Nach dem Regelventil V-02 wird der Dampf enthitzt (W-10) und entfeuchtet (K-01). Über der Messstelle für den Dampfdruck (I-10) wird der Sattdampf isenthalp entspannt und geht demnach von der Sattdampflinie in das Gebiet des überhitzten Dampfes über.

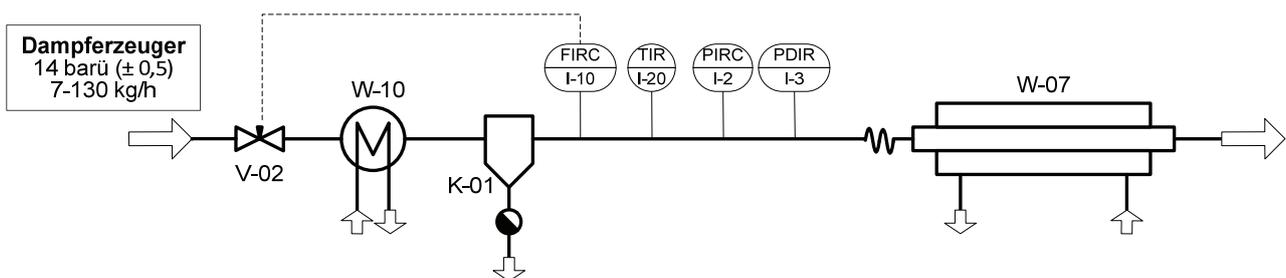


Abbildung 51: Apparate und MSR-Technik vor Eintritt in den ersten Bilanz-Wärmeübertrager

Um die Überhitzung abzuschätzen, wurden die Herstellerangaben zu den Druckverlusten zugrunde gelegt. Die Abbildung 52 zeigt im linken Diagramm die resultierende Überhitzung. Im rechten Diagramm wird diese Überhitzung als Wärmestrom ausgedrückt.

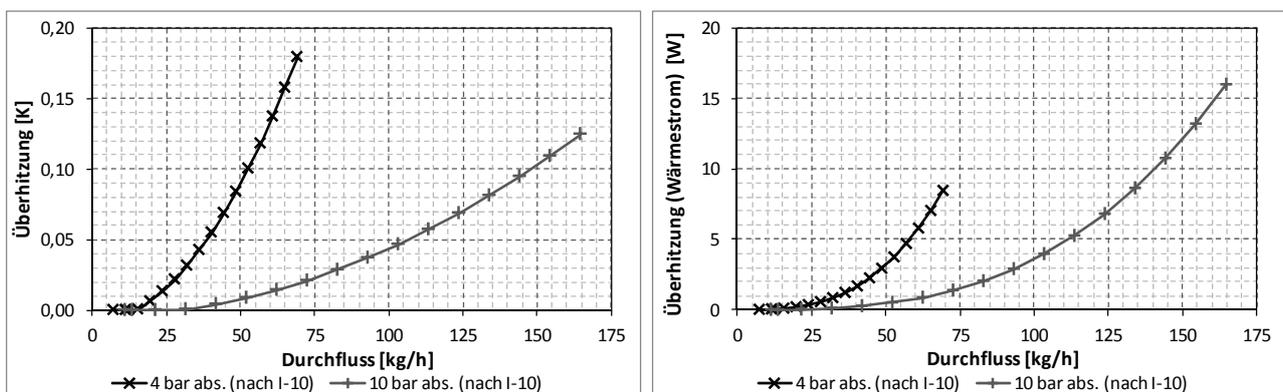


Abbildung 52: Überhitzung des Dampfes durch isenthalpe Entspannung über den Durchsatzmesser (links in Kelvin, rechts als Wärmestrom)

Nach dem Durchflussmesser (I-10) strömt der parametrisierte Dampf entlang der in Abbildung 53 dargestellten Strecke, bevor er schließlich in den ersten Doppelrohrwärmeübertrager eingespeist wird. Die Rohrstrecke sowie der flexible Schlauch wurden entsprechend gut gedämmt, um die Wärmeverluste gering zuhal-

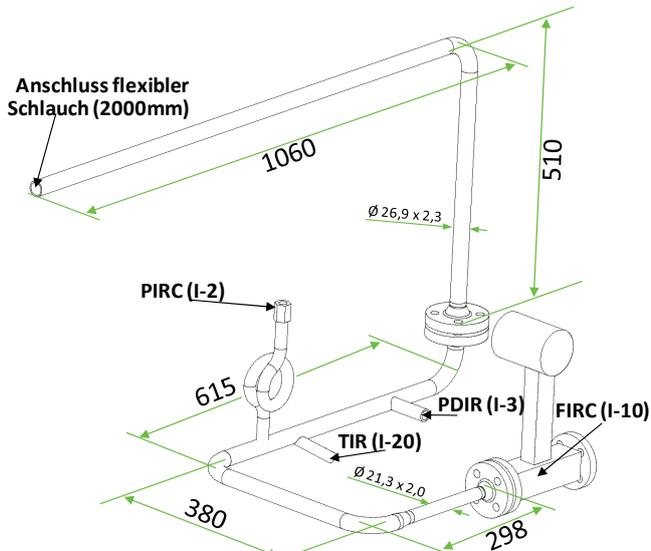


Abbildung 53: Rohrstrecke von I-10 bis Anschlussschlauch der Doppelrohrwärmeübertrager

Eintritt in den ersten Doppelrohrwärmeübertrager. Bei den minimalen Dampfdurchsätzen ergeben sich geringfügig kleinere Werte als 0,98 für \dot{x} . Zu höheren Dampfdurchsätzen hin nähert sich die Kurve asymptotisch dem Wert 1 an.

ten. Um die tatsächlichen Eintrittsparameter des Dampfes in den ersten Doppelrohrwärmeübertrager abzuschätzen, wurden die Wärmeverluste überschlägig gemäß VDI-Wärmeatlas berechnet. Die Rohrstrecke zwischen Kondensatabscheider (K-01) und Durchflussmesser (I-10) von 400 mm Länge wurde dabei ebenfalls berücksichtigt. Im Resultat ergeben sich relativ unabhängig vom Durchsatz Wärmeverluste von ca. 80 W bei 4 bar abs. und ca. 107 W bei 10 bar abs. Sattdampfdruck. Wird mit einem Zuschlag von 20 % für die Wärmeverluste über die ebenfalls gut gedämmten Armaturen und Anschlüsse gerechnet, ergeben sich, in Abhängigkeit des Dampfdurchsatzes, die in Abbildung 54 dargestellten realen Strömungsmassendampfgehalte (\dot{x}) beim

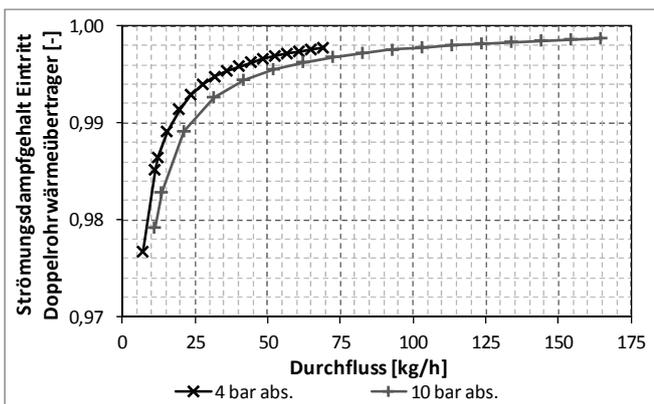


Abbildung 54: Strömungsmassendampfgehalt bei Eintritt in den ersten Doppelrohrwärmeübertrager

4.6.4 Fehler durch die Rückwirkung der Thermolemente auf die Rohrwandtemperatur

Zur Messung der Rohrwandtemperatur sind Thermolemente gemäß Abbildung 43 (und den dazugehörigen Ausführungen) in das Innenrohr der Messstrecke eingebracht. Bei derartigen Temperaturmessungen in Festkörpern ist mit Rückwirkungen des Sensors auf die Temperatur des Messobjekts sowie zusätzlichen Temperaturgradienten und Wärmeströmen zu rechnen. Die daraus resultierenden thermischen Messfehler können, z.B. nach [279], abgeschätzt werden.

Im Fall von eingebetteten Temperatursensoren ohne thermische Kopplung zur Umgebung ist nach [279] die Sensortemperatur bei ausreichend tief eingebetteten Gebern gleich der tatsächlichen (ungestörten) Messobjekttemperatur. Als ‚ausreichend tief‘ wird das Verhältnis von Tiefe der Einbettung (h) zum Radius des Gebers (r_s) mit $h/r_s > 10 \dots 20$ definiert. Im vorliegenden Fall des Kondensationsversuchsstandes beträgt die Tiefe der Einbettung ca. 6,2 mm bei einem Geberadius von 0,25 mm. Dies entspricht einem Mindestverhältnis von 24, welches größer als das geforderte Verhältnis ist.

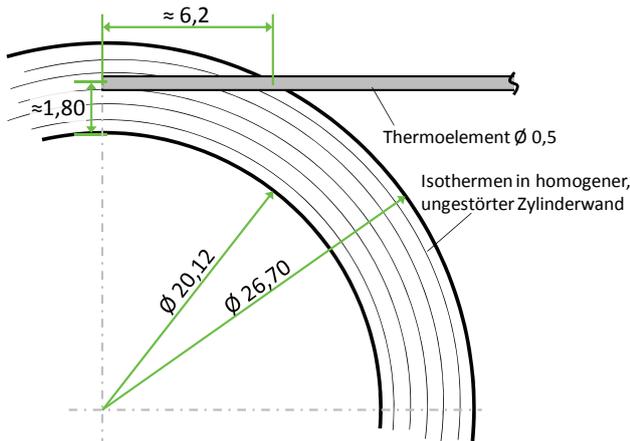


Abbildung 55: Ausschnitt des Innenrohrquerschnitts mit Position eines Thermoelementes (in etwa maßstäblich)

und dem umgebenden Medium bestimmt. Dieser Fehler liegt im Fall des Versuchsstandes auch bei ungünstig angenommenen Bedingungen im Bereich von $< 10^{-5}$ K.

Der zweite Fehleranteil ΔT_G hängt wesentlich vom Temperaturgradienten im Messobjekt ab. Während der Versuche trat ein maximaler, radialer (!) Temperaturgradient von ca. 400 K/m über der Rohrwandstärke auf. Aufgrund der tangentialen Einbringung der Thermoelemente in die Rohrwand (Abbildung 43 und Abbildung 55) verschwindet der Temperaturgradient jedoch im Bereich der Messspitze. Des Weiteren hängt

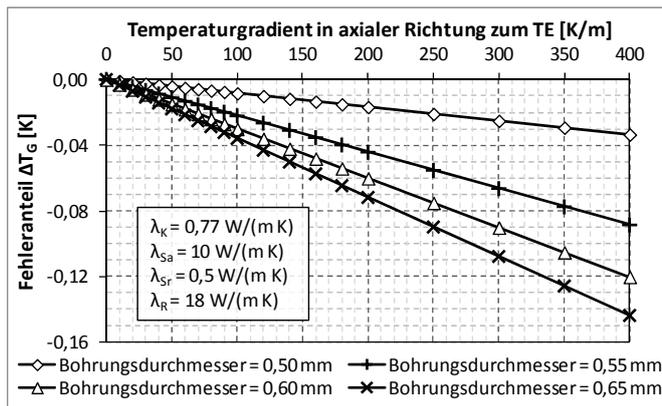


Abbildung 56: Fehleranteil ΔT_G als Funktion des Temperaturgradienten in axialer Richtung des Thermoelementes

der Fehleranteil ΔT_G von der Spaltbreite zwischen Thermoelement und Bohrwand sowie der Wärmeleitfähigkeit des Mediums in diesem Spalt ab. Bei der Einbringung der Thermoelemente in die Bohrung wurde wärmeleitendes Silikonfett zur Ausfüllung des Spaltes genutzt. Die Bohrungen für die Thermoelemente waren zudem relativ passgenau, sodass die Thermoelemente straff in der Bohrung sitzen und der Spalt sehr klein ist. In der Abbildung 56 ist der nach [279] berechnete Fehleranteil ΔT_G als Funktion des Temperaturgradienten für verschiedene Passgenauigkeiten des

Thermoelementes in der Bohrung dargestellt. Wie bereits erwähnt verschwindet der Fehler aufgrund der tangentialen Einbringung der Thermoelemente und den damit verschwindenden Temperaturgradienten. Zum Einbau von Temperaturegebern für die Messung in festen Körpern sei auch auf Petruchow [280] sowie die VDI/VDE 3511 Blatt 5 [281] verwiesen.

4.6.5 Temperaturabfall von der Rohrwand zur Messposition der Thermoelemente

In den Wärmeübertragerrohren existiert ein radiales Temperaturgefälle von der dampfberührten Innenseite zur gekühlten Außenseite. Damit entspricht die von den Thermoelementen gemessene Temperatur nicht der Rohrintemperatur. Der Temperaturunterschied zwischen Messposition und Rohrwand kann über die stationäre Wärmeleitung in einer Zylinderwand berechnet werden. Hierfür ist die Information bezüglich der Höhe des Wärmestromes notwendig.

Ausgehend von der gemessenen Temperatur kann die Rohrwandinnentemperatur gemäß Gl. (4.7) bestimmt werden.

$$T_{W,i} = T_{W,TE} + \frac{\dot{Q}_{MS}}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_W \cdot L_{MS}} \cdot \ln \left(\frac{r_{W,TE}}{r_{W,i}} \right) \quad (4.7)$$

Beim Versuchsstand besteht jedoch eine thermische Kopplung zwischen dem aus dem Rohr herausgeführten Thermoelementmantel und dem Kühlwasser. Ebenfalls existieren Temperaturgradienten im Messobjekt, sodass die Modellrechnung nach [279] Abschnitt 4.1.3.2 herangezogen werden muss. Demnach setzt sich der thermische Messfehler aus zwei Anteilen zusammen:

$$\Delta T = \Delta T_L + \Delta T_G \quad (4.6)$$

Der Fehleranteil ΔT_L wird wesentlich von der Einbettungslänge des Temperaturegebers und der Temperaturdifferenz zwischen Körperoberfläche und dem umgebenden Medium bestimmt.

Der Fehleranteil ΔT_G von der Spaltbreite zwischen Thermoelement und Bohrwand sowie der Wärmeleitfähigkeit des Mediums in diesem Spalt ab. Bei der Einbringung der Thermoelemente in die Bohrung wurde wärmeleitendes Silikonfett zur Ausfüllung des Spaltes genutzt. Die Bohrungen für die Thermoelemente waren zudem relativ passgenau, sodass die Thermoelemente straff in der Bohrung sitzen und der Spalt sehr klein ist. In der Abbildung 56 ist der nach [279] berechnete Fehleranteil ΔT_G als Funktion des Temperaturgradienten für verschiedene Passgenauigkeiten des

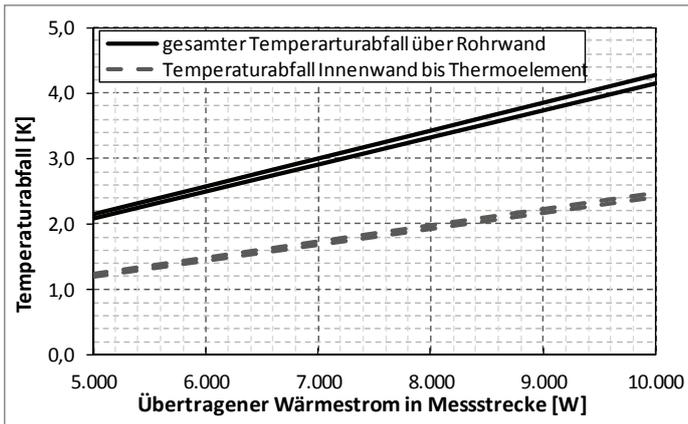


Abbildung 57: Temperaturabfall im Innenrohr der Messstrecke (Kurven jeweils dargestellt für $\lambda_R = 52,6/54,2 \text{ W/mK}$ ($\pm 140/180 \text{ }^\circ\text{C}$))

Die Wärmeleitfähigkeit des Stahls (λ_R) ist von der Temperatur abhängig. Die Stahlart P 235 GH (Werkstoffnummer 1.0345) ist im Wärmeatlas [282] aufgelistet. Demnach beträgt die Wärmeleitfähigkeit¹ 55 W/(m K) bei 100 °C und 51 W/(m K) bei 200 °C. Im dazwischenliegenden Bereich wird die Wärmeleitfähigkeit im Rahmen dieser Arbeit interpoliert. Der Rohrwandinnenradius ($r_{W,i}$) und der Radius bei dem die Thermoelemente sitzen ($r_{W,TE}$), sind, ebenso wie die gemessene Temperatur des Thermoelementes ($T_{W,TE}$), bekannt. Die Gleichung (4.7) kann im ersten Schritt natürlich

nur eine überschlägige Betrachtung darstellen, da der Wärmestrom \dot{Q} eine Funktion der Rohrlängskoordinate der Messstrecke sowie des Rohrzentrivinkels darstellt. Der lokale, auf die Rohrlänge bezogene Wärmestrom \hat{Q}_x kann auch iterativ aus der gemessenen Temperatur ermittelt werden:

$$\hat{Q}_x = \alpha \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_i \cdot (T_S - T_{W,i}) \quad (4.8)$$

mit α im ersten Schritt zu:

$$\alpha = \frac{\dot{Q}_{MS}}{2 \cdot \pi \cdot r_i \cdot L_{MS} \cdot (T_S - T_{W,TE})} \quad (4.9)$$

Der Temperaturabfall von der Messposition der Thermoelemente zur Rohrinne wand kann nicht vernachlässigt werden und wird bei der späteren Auswertung der Versuchsdaten berücksichtigt, siehe Kap. 6.

4.6.6 Kühlwasserkreislauf – Einlaufeffekte und Temperaturmessung

Im Bereich des Kühlwasserkreislaufes sollen an dieser Stelle zwei Fragen diskutiert werden. Zum einen sind dies die Einlaufeffekte, sprich die Wirbelbildung und damit quasi undefinierten Wärmeübergangsbedingungen, beim Ein- und Austritt des Kühlwassers in die Doppelrohrwärmeübertrager. Zum anderen die Temperaturmessung des Kühlwassers als Rohrströmung bei der einige Dinge zu beachten sind.

Die Abbildung 48 zeigt den Aufbau der Doppelrohrwärmeübertrager W-01...W-07. Die Messstrecke W-MS besitzt die gleichen geometrischen Abmessungen für die Kühlwasserströmung. Der Durchsatz des Kühlwassers beträgt ca. 7 m³/h. Die Reynolds-Zahlen im Kreisquerschnitt der Kühlwasserzu- bzw. Kühlwasserabführung liegen damit je nach Kühlwassertemperatur ≥ 250.000 . Im konzentrischen Ringspalt, der eigentlichen Wärmeübertragungsfläche (hydraulischer Durchmesser 27,8 mm), betragen die Reynolds-Zahlen, ebenfalls von der Temperatur abhängig, ≥ 130.000 .

Die Kühlwassereintritts- und Kühlwasseraustrittsstutzen sind im rechten Winkel mit dem eigentlichen Doppelrohr verschweißt. Dementsprechend ist hier eine Stömungsumlenkung vorzufinden. Für die hydrodynamische Einlauflänge turbulenter Strömungen werden von verschiedenen Autoren auch verschiedene Angaben gemacht. Elsner et al. [246] gibt z.B. eine Einlauflänge $l_{E,h} = 15 \cdot d$ an. Mascheck [105] leitet die Einlauflänge aus einem Widerstandsgesetz turbulenter Strömungen ab und erhält mit $l_E = 1,46 \cdot Re^{1/4} \cdot d$ neben dem Durchmesser auch eine funktionale Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl. Nach seinen Angaben stimmen die Ergebnisse bei Reynolds-Zahlen $>10^5$ ($Re = 10^5$ entspricht $l_E \approx 26 \cdot d$) auch mit der tatsächlichen Einlauflänge

¹ Es sei auf den geringfügigen Unterschied der Wärmeleitfähigkeitswerte bei 20 °C zwischen Wärmeatlas [282] - 55 W/(m K) und dem Werkstoffdatenblatt eines Herstellers [283] - 57,5 W/(m K) hingewiesen.

überein. Nach Baehr und Stephan [115] genügt es zur Berechnung des Wärme- und Stoffübergangs, die turbulente Strömung schon nach einer Einlauflänge von $l_E = 10 \cdot d$ als hydrodynamisch ausgebildet anzusehen.

Wird die minimale Angabe der Einlauflänge von $10 \cdot d$ unter Verwendung des hydraulischen Durchmessers angenommen, ergibt sich eine Einlauflänge von ca. 28 cm. Unter Hinzunahme der Totzone von 6 cm (Abstand Einlaufstutzen von Stirnwand des Doppelrohrs) sowie der Annahme gleicher Verhältnisse beim Rohrauslauf ergibt sich eine beeinflusste Zone von ca. 68 cm. Dies stellt einen bedeutenden Teil der gesamten Wärmeübertragerlänge dar. Aus diesem Grund kamen auch bei einigen Versuchsanlagen spezielle Kühlwasseraufgabevorrichtungen zum Einsatz, siehe z.B. [138][284]. Aufgrund des identischen Aufbaus der verwendeten Wärmeübertrager sowie des gewählten Messprinzips (Kap. 4.3) wurde im Rahmen des hiesigen Versuchsaufbaus auf derartige, konstruktiv aufwendige Aufgabevorrichtungen verzichtet.

Die Messung der Kühlwassertemperaturen erfolgt im geraden Rohrstück der Kühlwasseraustrittsstutzen (Abbildung 48, linker Stutzen) mittels 3 mm Pt100 Temperaturegeber. Der reine Messwiderstand an der Spitze des Fühlers hat eine Länge von ca. 20 mm und wurde in etwa mittig des Rohrquerschnitts positioniert. Der Einbau erfolgte ohne Schutzrohr.

Auch bei sehr turbulenten Strömungen wird sich ein Geschwindigkeits- und Temperaturprofil über den Strömungsquerschnitt ausbilden (siehe z.B. [76][246]), wodurch auch verschiedene mittlere Temperaturen definiert werden können. Die interessierende mittlere Flüssigkeitstemperatur erhält man, indem unmittelbar vor der Temperaturmessstelle für eine gründliche Durchmischung gesorgt wird [76]. Von dieser Durchmischung kann hier, durch die kurz vor der Messstelle stattfindende scharfe Umlenkung der Strömung, ausgegangen werden.

4.6.7 Phasentrennung nach Messstrecke und Bilanzierung der übertragenen Wärmemenge

Einen wesentlichen Vorgang für die Bilanzierung der Wärmeübergangskoeffizienten stellt die saubere Phasentrennung des Dampf-/Kondensatgemisches nach der Messstrecke dar. Für die Trennung stehen prinzipiell verschiedene Systeme zur Verfügung. Im Wärmetatlas [285] werden Schwerkraftabscheider (mit und ohne Drahtgestrick), Zyklon- und Lamellentropfenabscheider vorgestellt. Umfangreichere Ausführungen zum Thema können auch der VDI 3679 Blatt 3 [286] entnommen werden.

Im Versuchsstand kam zunächst ein Dampftrockner/Wasserabscheider nach dem Zentrifugalsystem, wie er in [287] beschrieben ist, zum Einsatz. Die bilanzierten Kondensatmassenströme waren jedoch unplausibel und die Abscheideleistung damit nicht zufriedenstellend. Im durchgeführten Versuchsprogramm, welches in den nachfolgenden Kapiteln vorgestellt und ausgewertet wird, musste daher auf die kühlwasserseitige Bilanzierung der übertragenen Wärmemenge zurückgegriffen werden. Hierdurch wird zwangsläufig ein größerer Fehler auf das Zwischenmessergebnis, dem Wärmestrom über der Messstrecke, aufgeprägt. Die Fehlerbetrachtung mit den zugrunde liegenden Gleichungen und Abhängigkeiten wurde bereits in Kap. 4.1 dargestellt (Gl. (4.4), (4.5) und Abbildung 39).

Der relative Fehler im Kühlwasservolumenstrom beträgt 1,6 %. Der absolute Fehler der beiden Temperaturmessungen ($T_{KW, \text{ein}}$ und $T_{KW, \text{aus}}$) beträgt jeweils 0,05 K (vgl. Tabelle 12). Der Vorstellung des Versuchsprogramms vorausgegriffen, seien in Tabelle 13 die in jeder

Tabelle 13: Temperaturerhöhung des Kühlwassers über der Messstrecke

$T_{KW, \text{ein}} - T_{KW, \text{aus}}$ [K]	4 bar	7 bar	10 bar
Minimal	0,495	0,793	1,067
Maximal	0,593	0,896	1,233
Durchschnitt	0,564	0,850	1,149

Druckstufe ermittelten minimalen, maximalen sowie durchschnittlichen Temperaturdifferenzen dargestellt. Die Funktion des relativen Fehlers im Wärmestrom $\Delta\dot{Q}_{MS, KW} / \dot{Q}_{MS, KW}$ ist in Abbildung 58 mit den expliziten Werten für die durchschnittlichen Temperaturdifferenzen nach Tabelle 13 dargestellt. Der sich ergebende Fehler wird bei der 4 bar Messreihe aufgrund der geringsten Temperaturerhöhung des Kühlwassers mit knapp unter 20 % am größten. Bei den 10 bar Versuchsreihen reduziert sich der Fehler auf ca. 10 %.

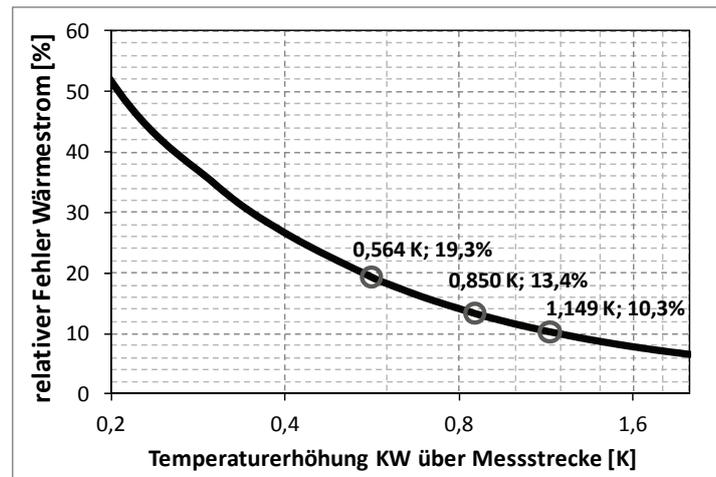


Abbildung 58: Relativer Fehler im ermittelten Wärmestrom

Wie beschrieben, handelt es sich hierbei um die maximalen Fehler.

Fehler.

Die Wärmeverluste der Messstrecke (Kühlwasser) an die Umgebung betragen aufgrund der guten Wärmedämmung der DRWÜ in jedem Fall weniger als 2 % der vom Dampf auf das Kühlwasser übertragenen Wärmeleistung.

5 Versuchsprogramm und Messergebnisse

5.1 Allgemeines Anlagen- und Temperaturverhalten

Nach Errichtung der Anlage wurden zunächst einige Versuche zur Überprüfung und Parametrierung der Mess- und Regelungstechnik durchgeführt. Dabei wurden zugleich Erfahrungen zum Handling der Anlage gesammelt. Es konnte eine sehr gute Messwertkonstanz in den stationären Betriebspunkten erreicht werden. Die gesetzten Parameterbereiche können vollständig abgedeckt werden. Auch die automatisierte Regelung der Anlage und die Einstellung der gewünschten Versuchspunkte erfolgt reibungsfrei. In Abbildung 59 ist beispielhaft der Messwertverlauf einer Versuchskampagne dargestellt (offline-Auswertung).

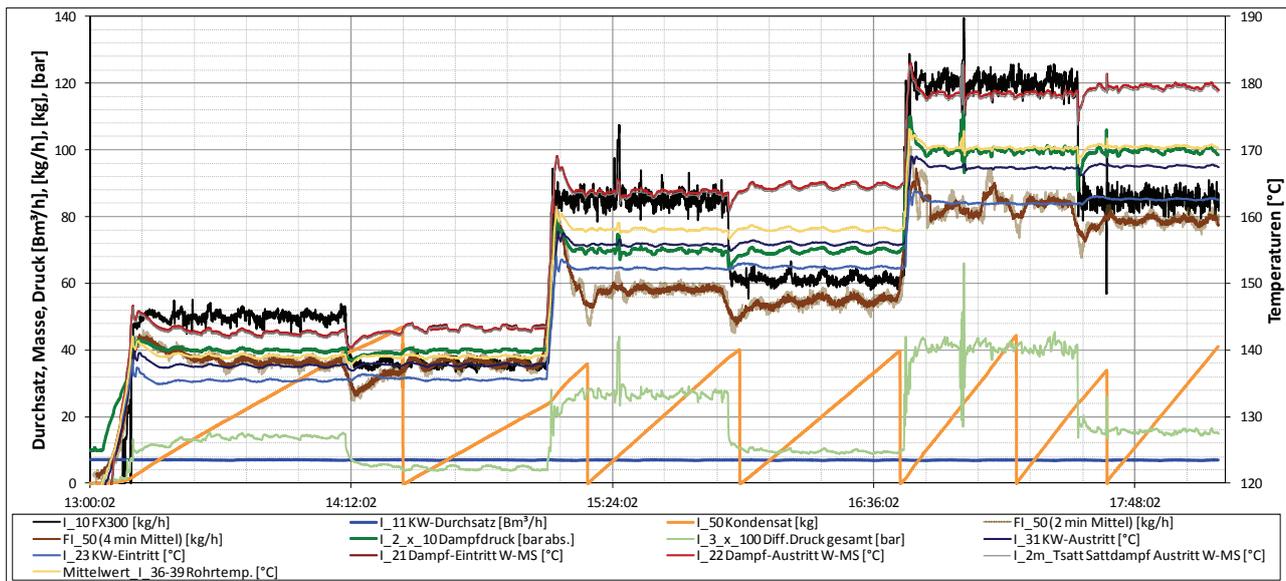


Abbildung 59: Überblick Messwertverlauf

In der Abbildung 60 sind die Temperaturverläufe innerhalb des Bilanzierungsraumes eines einzelnen Versuchspunktes dargestellt. Die maximalen Schwankungen treten bei der Sattdampf Temperatur am Eintritt in den ersten DRWÜ auf (I-20). Minimale Änderungen im Sattdampfdruck aufgrund der Regeleinriffe von V-02 wirken sich hier direkt auf die Temperatur aus. Die Temperaturkonstanz liegt aber hier dennoch gut im Rahmen von $\pm 0,5$ K. Die Temperaturen I-21 und I-22 (nahezu identisch, daher im Diagramm nicht zu unterscheiden) stellen die Nassdampf Temperaturen direkt vor und nach der Messstrecke dar und liegen aufgrund des Druckverlustes unterhalb der Temperatur I-20. Die Temperaturen I-2m und I-2mm stellen die über die Druck- und Differenzdruckmessung ermittelten Sattdampf Temperaturen dar.

Deutlich erkennbar ist auch die Steigerung der Kühlwassertemperatur durch die Aufnahme der Kondensationswärme des Sattdampfes (I-23 bis I-29). Die Einspeisung des parametrierten Sattdampfes erfolgte in diesem Versuchspunkt in den dritten DRWÜ, d.h. die obersten beiden DRWÜ wurden nicht vom Dampf durchströmt. Aufgrund der fehlenden Wärmeaufnahme liegen die Kühlwassertemperaturen I-30 und I-31 in etwa gleichauf mit der Temperatur I-29 (Kühlwassertemperatur Austritt 3. DRWÜ). Die Temperaturen I-36 bis I-39 stellen die Rohrwandtemperaturen des Kondensationsrohres der Messstrecke dar und liegen in diesem Versuchspunkt deutlich unterhalb der Sattdampf Temperatur, aber auch deutlich oberhalb der Kühlwassertemperatur in der Messstrecke (I-23 und I-24). Die damit einhergehenden hohen Temperaturdifferenzen zwischen Rohrwand und Sattdampf wirken sich positiv auf die Bilanzierungsgenauigkeit der vorherrschenden Wärmeübergangskoeffizienten aus. Die Temperaturunterschiede zwischen I-36 und I-39 (Position -30° und 60° vom oberen Rohrscheitel) gegenüber I-37 und I-38 (Position -120° und 150° vom oberen Rohrscheitel) liegen begründet in der Ausbildung des Kondensatsumpfes im Rohr.

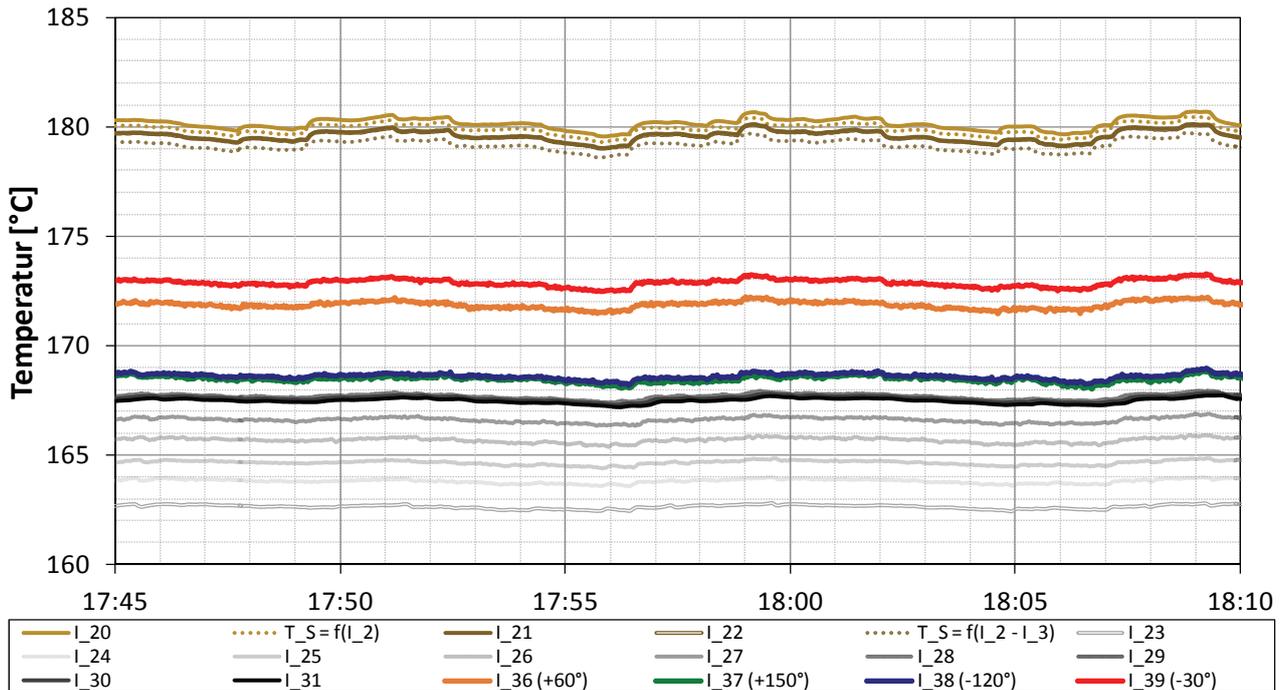


Abbildung 60: Messwertkonstanz am Beispiel eines Versuchspunktes

Die Ausbildung des Kondensatsumpfes bei fortschreitender Kondensation kann bei der Variation der Kühlwassertemperaturen und konstant gesetzten Dampfdruck und –massenstrom gut nachvollzogen werden. In der Abbildung 61 sind die Temperaturverläufe einer Versuchskampagne dargestellt, bei der die Kühlwassertemperatur schrittweise in Richtung Sattdampf­temperatur der Innenrohrströmung angehoben wurde. Die übertragene Wärmemenge reduziert sich damit, was gut an den geringer werdenden Kühlwassertemperaturgradienten nachvollzogen werden kann. Ebenfalls wird die Temperaturspreizung zwischen I-39 bzw. I-36 und I-37 bzw. I-38 immer geringer. Grund hierfür ist die geringer werdende Kondensat- und damit Sumpfbildung.

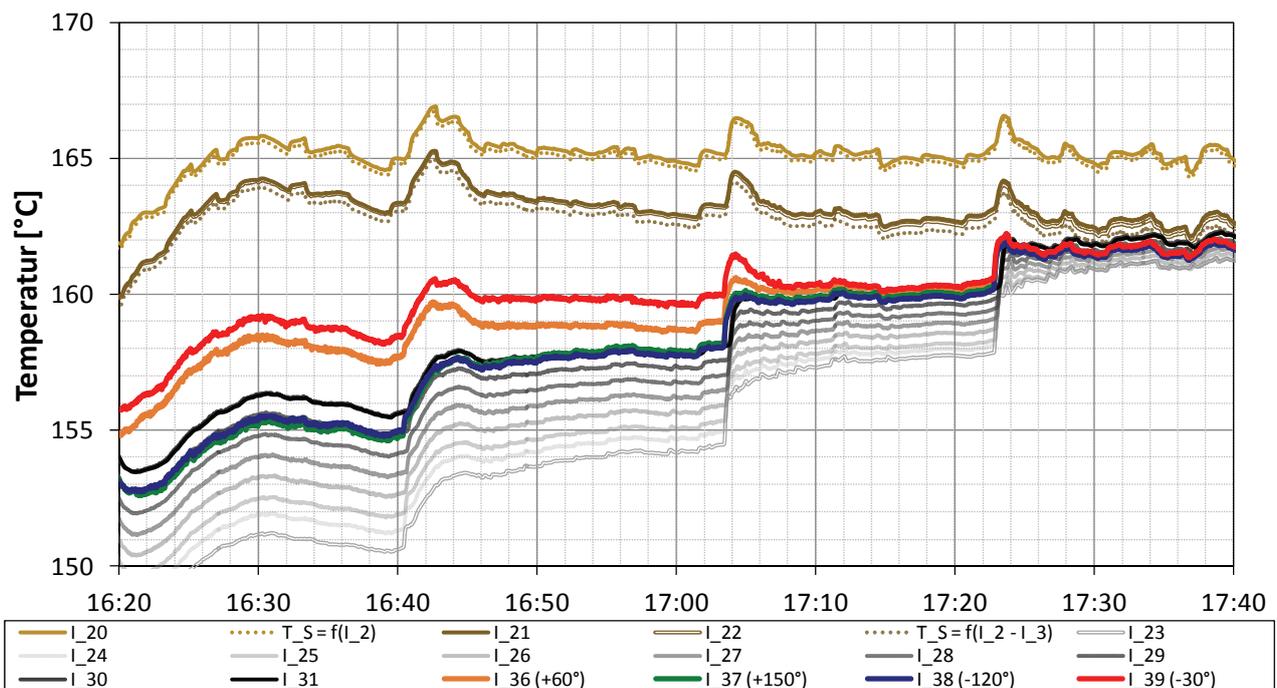
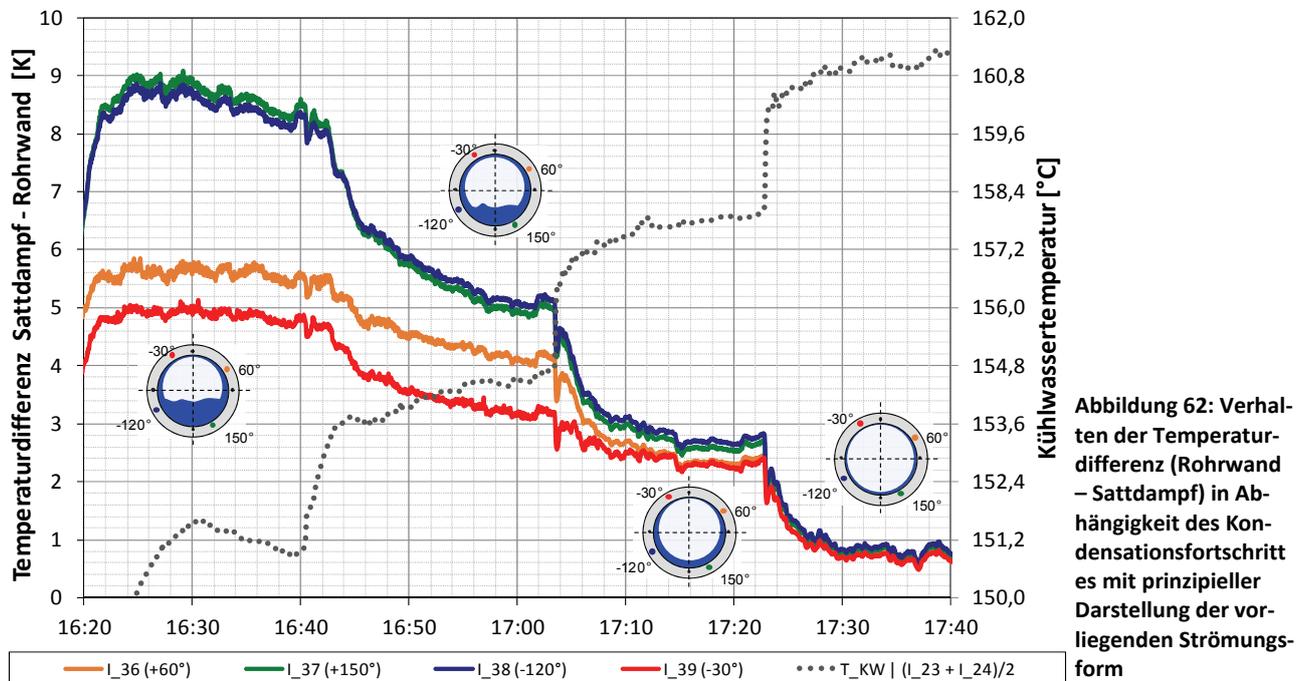


Abbildung 61: Verhalten der Rohrwandtemperatur in Abhängigkeit des Kondensationsfortschrittes

In der Abbildung 62 sind die Messwerte aus Abbildung 61 als Temperaturdifferenz (Rohrwandinnentemperaturen – Sattedampftemperatur) aufgetragen. Die graphischen Darstellungen sollen darin die aus den Temperatur(-differenzen) geschlussfolgerten Strömungsformen andeuten, die jedoch nicht direkt erfasst wurden. In den Rohrquerschnitten sind ebenfalls die farblich zugeordneten Messpositionen der Rohrwandtemperaturen angegeben.



5.2 Versuchsprogramm

Bei der Aufstellung des Versuchsprogramms bestand zunächst das Bestreben nach einer maximalen Messwertdichte, sodass alle acht DRWÜ einbezogen werden sollten. Als Randbedingung wurde ebenfalls festgelegt, dass die maximale Sattedampfgeschwindigkeit am Eintritt in den ersten DRWÜ etwa 20 m/s betragen soll (Literaturwerte für max. Sattedampfgeschwindigkeiten streuen zw. 20...40 m/s, in [288] z.B. 25...30 m/s als Richtwert). Es wurden zunächst die Sattedampfdruckstufen 4/7 und 10 bar abs. untersucht, um den Druckeinfluss zu hinterfragen. Um den Sattedampfmassenstrom als Führungsgröße einen runden Zahlenwert zu geben, wurden 50 kg/h bei 4 bar abs. (entspricht 20,20 m/s), 85 kg/h bei 7 bar abs. (entspricht 20,26 m/s) und 120 kg/h bei 10 bar abs. (entspricht 20,38 m/s) bei maximaler DRWÜ-Anzahl festgelegt. Die zu regelnde Kühlwassertemperatur (I-31) ergibt sich bei den festgelegten Parametern eindeutig aus den sich einstellenden Wärmeübertragungsverhältnissen. Zur Generierung der Wärmeübergangsverläufe bei niedrigeren Sattedampfeintrittsgeschwindigkeiten sollte als Randbedingung gelten, dass die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz (kondensierender Sattedampf – Druckkühlwasser) annähernd konstant bleibt. Demzufolge musste für geringere Sattedampfeintrittsgeschwindigkeiten die Anzahl der DRWÜ reduziert werden. Der eintretende Sattedampfmassenstrom ergibt sich damit aus den Wärmeübertragungsverhältnissen. Bei den Experimenten musste sich hier herangetastet werden.

Die in Tabelle 14 dargestellte Versuchsmatrix zeigt die variierten Parameter und die Anzahl zugehöriger Versuchspunkte (entspricht Anzahl DRWÜ). Dass die logarithmische Temperaturdifferenz nicht auf das 10tel Kelvin konstant gehalten werden konnte, resultiert aus der gegenseitigen Beeinflussung der Kühlwassertemperatur und des Dampfdruckes sowie der großzügig gewährten aber dennoch begrenzten Zeit für deren Einstellung und Einregelung. In Tabelle 14 sind des Weiteren die Bereiche der erzielten mittleren Wärmestromdichten der einzelnen Versuchspunkte angegeben.

Anzahl Versuchspunkte bzw. DRWÜ		Dampfdruck in bar abs.		
		4	7	10
Dampfgeschwindigkeit in m/s	3,0	1	1	1
	5,0	2	2	2
	10,5	4	4	4
	16,0	6	6	6
	21,5	8	8	8
ΔT_{\log} in K	6,32...6,87	10,48...10,88	14,63...15,48	
\hat{q} in kW/m ²	30,4...37,1	48,4...55,0	64,1...74,2	

Tabelle 14: Versuchsmatrix der Kondensationsexperimente bei einem Neigungswinkel von 0° gegenüber der Horizontalen

In der Tabelle 14 finden sich die eingangs erwähnten maximalen Geschwindigkeiten nicht direkt wieder. Die maximale Geschwindigkeit ist hier mit 21,5 m/s angegeben. Der Unterschied resultiert aus der Abweichung des über den Vortex-Durchflussmesser am Dampfeintritt (I-10) geregelten Durchsatzes und den über die Kondensatbilanzierung (I-50) bei vollständiger Kondensation (V-10 geschlossen) ermittelten Durchsatz. Hier wurden deutlich höhere Abweichungen gegenüber den in Tabelle 12 aufgeführten Herstellerangaben registriert. Die Kondensatbilanzierung wird als genaueres Messverfahren angesehen und hier zur Berechnung der Eintrittsgeschwindigkeiten zugrunde gelegt. Die Verhältnisse zwischen beiden Messstellen (I-10 und I-50) bei geschlossenem Ventil V-10 sind im linken Diagramm der Abbildung 63 dargestellt. Die auf der Abszisse abgetragenen Dampfeintrittsgeschwindigkeiten wurden aus der Kondensatbilanz und dem Eintrittsdruck I-2 berechnet. Die Abweichungen betragen in jedem Fall > 5 %. Bei den abgetragenen Werten mit dem Verhältnis 1,00 sind keine Vortex-Messungen (I-10) hinterlegt, da hier bereits der tatsächliche Minimaldurchsatz des Gebers unterschritten war und die Messstelle ausfiel. Hier konnten ebenfalls nicht die Herstellerangaben (vgl. Tabelle 12) realisiert werden. Die Regelung der Anlage erfolgte hier per Hand über die Einstellung des Ventilhubes (V-02). Die in Abbildung 63 in etwa bei gleicher Geschwindigkeit liegenden Werte der drei Druckstufen wurden in der Tabelle 14 zu den fünf Geschwindigkeiten zusammengefasst dargestellt.

Im rechten Diagramm der Abbildung 63 sind die Abweichungen der über den jeweiligen Bilanzzeitraum gemittelten Eintrittsdrücke vom Zieldruck (4/7/10 bar) für dieselben Versuchspunkte wie im linken Diagramm dargestellt. Die Abweichungen sehen aufgrund der Ordinatoreinteilung zwar beachtlich aus, in Bezug auf den absoluten Satttdampfdruck liegen die Abweichungen bei der 7 und 10 bar Druckstufe jedoch bei < 0,4 %, mit Ausnahme des Wertes bei 7 bar und 3 m/s. Bei der 4 bar Druckstufe liegt die maximale Abweichung bei < 1,4 %. Die Abweichungen in Relation zum Absolutdruck entsprechen in etwa auch den Abweichungen der Satttdampfdichte zur Satttdampfdichte beim Zieldruck.

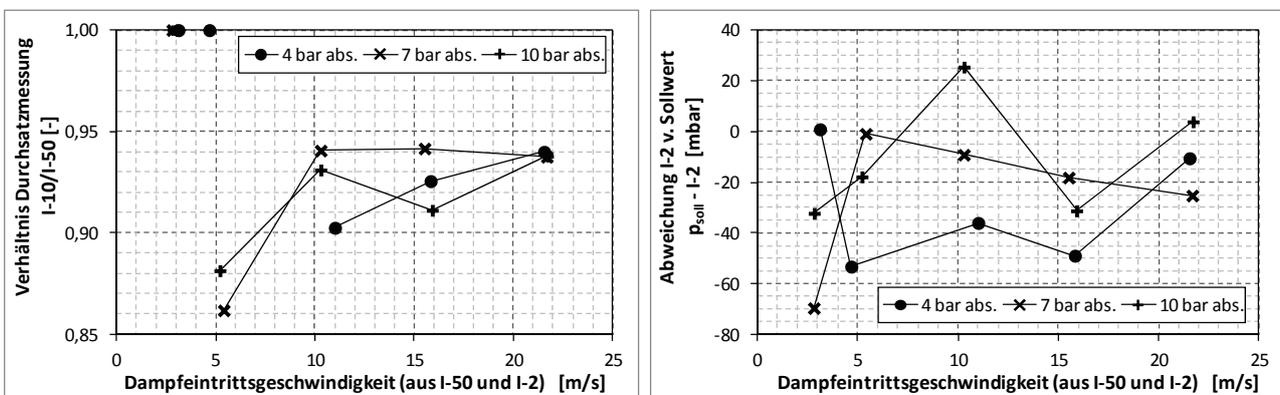


Abbildung 63: Verhältnis der Durchsatzmessung Vortex am Dampfeintritt (I-10) zur Kondensatmengenbilanz (I-50) und Abweichung des tatsächlich eingeregulierten Eintrittsdrucks (I-2) vom Sollwert (rechtes Diagramm)

5.3 Temperaturmesswerte und Wärmeströme

Die während der einzelnen Versuchspunkte (Tabelle 14) ermittelten Temperaturen der Rohrwand, der Dampf-/Kondensatströmung sowie des Kühlwassers am Ein- und Austritt der Messstrecke sind in Abbildung 64 bis Abbildung 66 dargestellt. Ein Versuchspunkt bei 7 bar und 10,5 m/s wurde nicht angefahren.

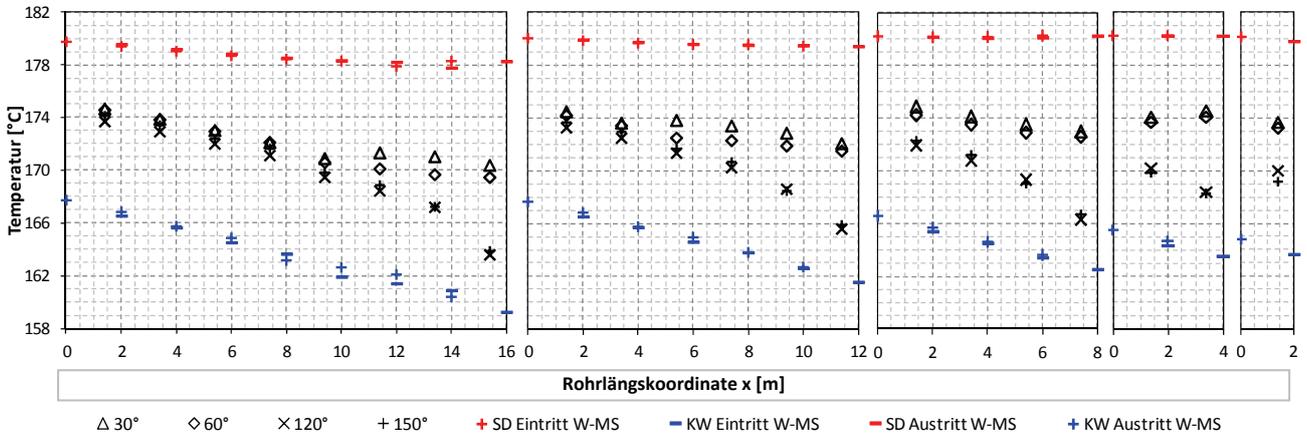


Abbildung 64: Gemessene Temperaturen (Rohrwand, Sattdampf, Kühlwasser) der 10 bar Versuchsreihen gemäß Tabelle 14. V.l.n.r.: 21,5-16,0-10,5-5,0-3,0 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit.

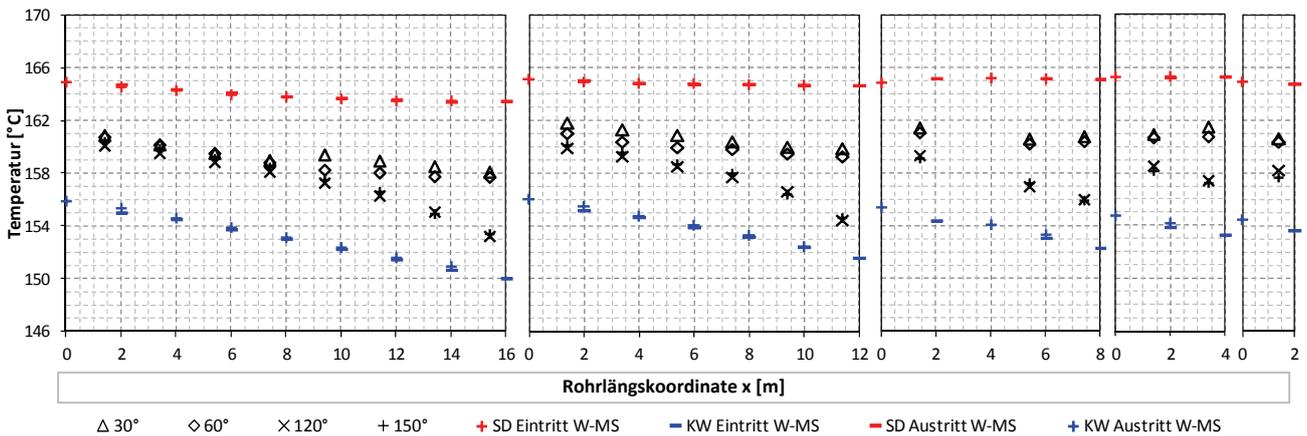


Abbildung 65: Gemessene Temperaturen (Rohrwand, Sattdampf, Kühlwasser) der 7 bar Versuchsreihen gemäß Tabelle 14. V.l.n.r.: 21,5-16,0-10,5-5,0-3,0 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit.

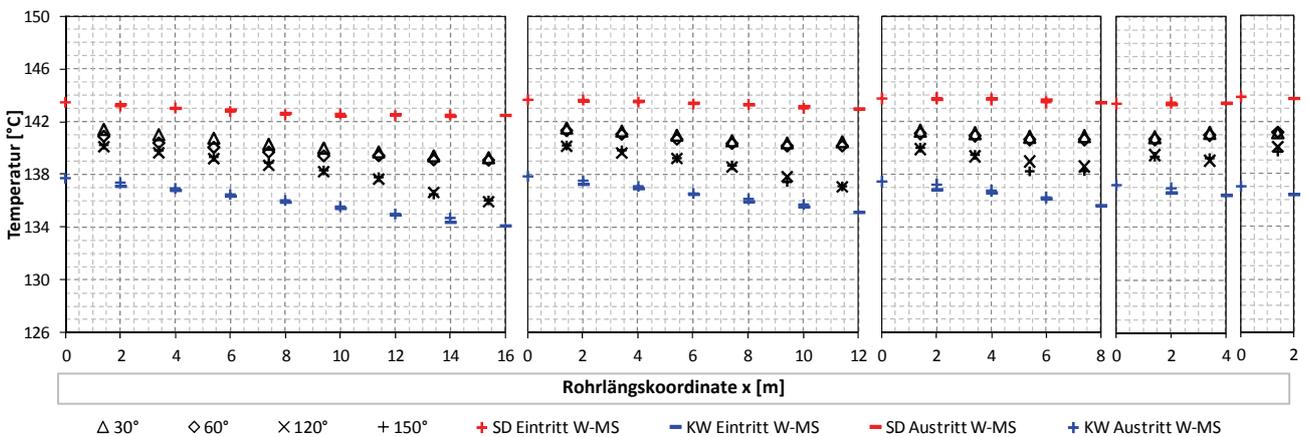


Abbildung 66: Gemessene Temperaturen (Rohrwand, Sattdampf, Kühlwasser) der 4 bar Versuchsreihen gemäß Tabelle 14. V.l.n.r.: 21,5-16,0-10,5-5,0-3,0 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit.

Die dargestellten Dampf-/Kondensattemperaturen sind die mit den Pt100 Temperaturegebern (I-21 und I-22) gemessenen Temperaturen. Lediglich der Temperaturmesswert nach Messstrecke beim jeweils letzten Versuchspunkt, d.h. bei einem theoretischen Dampfanteil nach Messstrecke von $x = \dot{x} = 0$ wurde gleich mit

dem Temperaturmesswert am Eintritt in die Messstrecke gesetzt. Grund dafür ist, dass hier, bis auf die Versuchsreihen mit 3 m/s Eintrittsgeschwindigkeit, bereits eine deutliche Unterkühlung der Dampf-/Kondensatströmung gemessen wurde.

In der Abbildung 67 sind die Abweichungen der gemessenen Temperaturen nach Messstrecke (I-22) zu den über den Sattedampfdruck am Ende der Messstrecke ermittelten Sattedampftemperaturen T_s (I-2 – I-3) dargestellt. Bei den 7 und 10 bar Versuchsreihen liegen die über den Druck ermittelten Temperaturen um ca. 0,3...0,4 K tiefer als die mittels Pt100 gemessenen Temperaturen, bei den 4 bar Versuchsreihen um ca. 0,2...0,3 K. Die gefüllten Symbole stellen dabei die Beträge der Temperaturabweichung aufgrund der geschilderten Unterkühlung bei einem theoretischen Dampfanteil von 0 dar. Beim Eintritt in die Messstrecke wurde in keinem Versuchspunkt eine derartige Unterkühlung festgestellt. Die Temperaturabweichungen sind hier ansonsten bis auf einige Hundertstel Kelvin identisch mit denen nach Messstrecke (Abbildung 67).

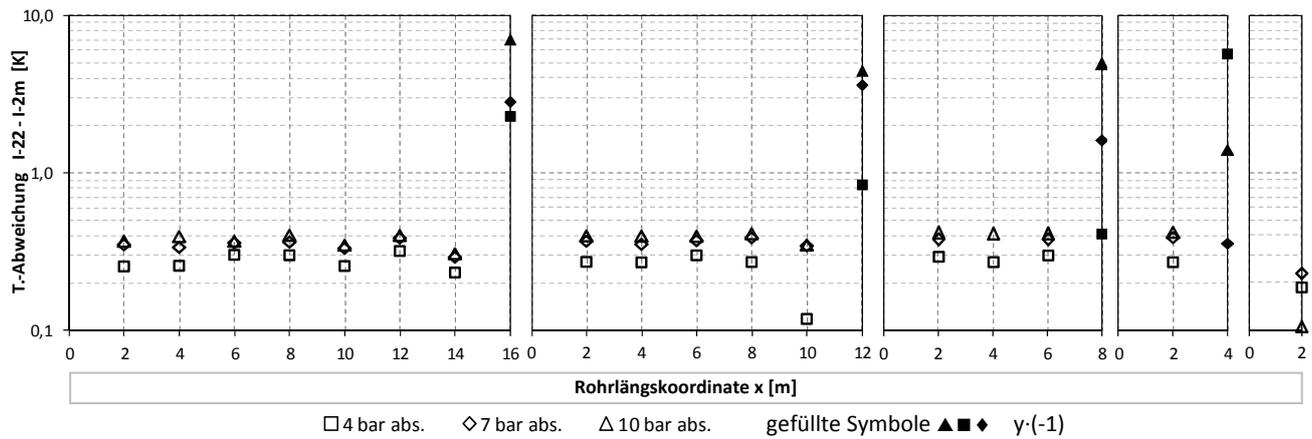


Abbildung 67: Temperaturabweichung zwischen gemessener Temperatur nach Messstrecke (I-22) und aus dem Dampfdruck ermittelter Sattedampftemperatur $T_s = f(I-2 – I-3)$ hier I-2mm

In der Abbildung 68 sind die übertragenen Wärmeströme in der Messstrecke W-MS dargestellt. Die Bilanzierung erfolgte über die Kühlwasserseite (siehe Kap. 4.6.7). Der mit * gekennzeichnete Wert stellt den nicht angefahrenen Versuchspunkt dar. Dieser wurde als Mittelwert der drei anderen Werte dieser Versuchsreihe eingefügt.

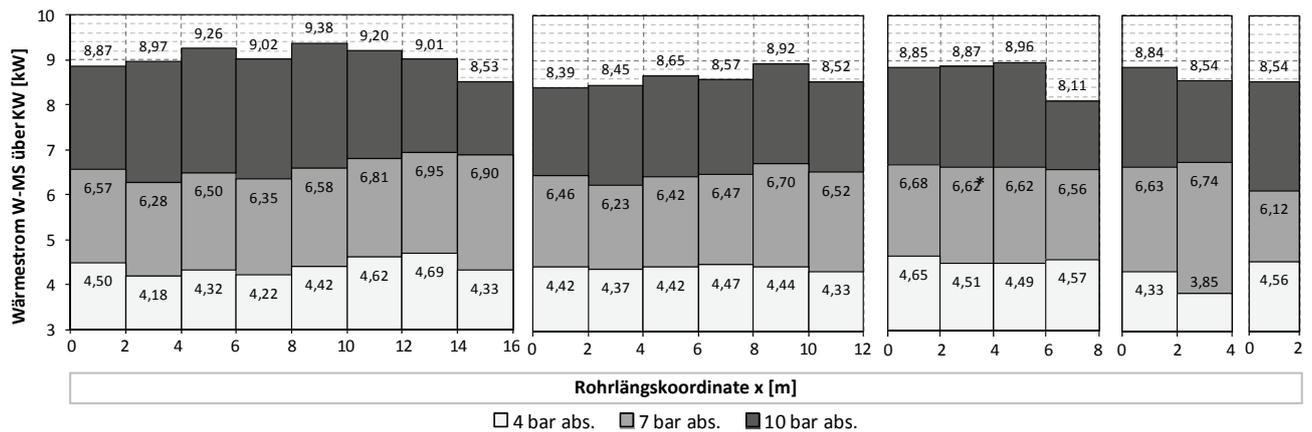


Abbildung 68: In der Messstrecke W-MS übertragener Wärmestrom ermittelt aus der Kühlwasserbilanz (I-11, I-23, I-24, I-6)

Die Wärmeströme liegen damit lediglich integral über der Messstrecke vor. Die lokalen Wärmestromdichten (kW/m^2) an der Querschnittsebene der Rohrwandtemperaturmessung können daraus nicht abgeleitet werden. Ebenfalls liegen die Messpositionen der Rohrwand- sowie der Kühlwasser- und Sattedampf-/Kondensattemperatur (Abbildung 64 bis Abbildung 66) nicht in einer Ebene. Für die spätere Ermittlung der Wärmeübergangskoeffizienten (Kap. 6) empfiehlt es sich daher die gemessenen Temperaturen jeweils auf

die Mitte der Messstrecke umzurechnen bzw. zu interpolieren¹. Ebenfalls werden die fehlenden Rohrwandtemperaturen bei den Umfangswinkeln von 0°, +/- 90° und 180° wie folgt ergänzt:

$$T_{TE,0^\circ} = T_{TE,30^\circ} + 0,5 \cdot (T_{TE,30^\circ} - T_{TE,60^\circ}) \qquad T_{TE,180^\circ} = T_{TE,150^\circ} \qquad (5.1)$$

$$T_{TE,90^\circ} = 0,5 \cdot (T_{TE,60^\circ} + T_{TE,120^\circ}) \qquad (5.2)$$

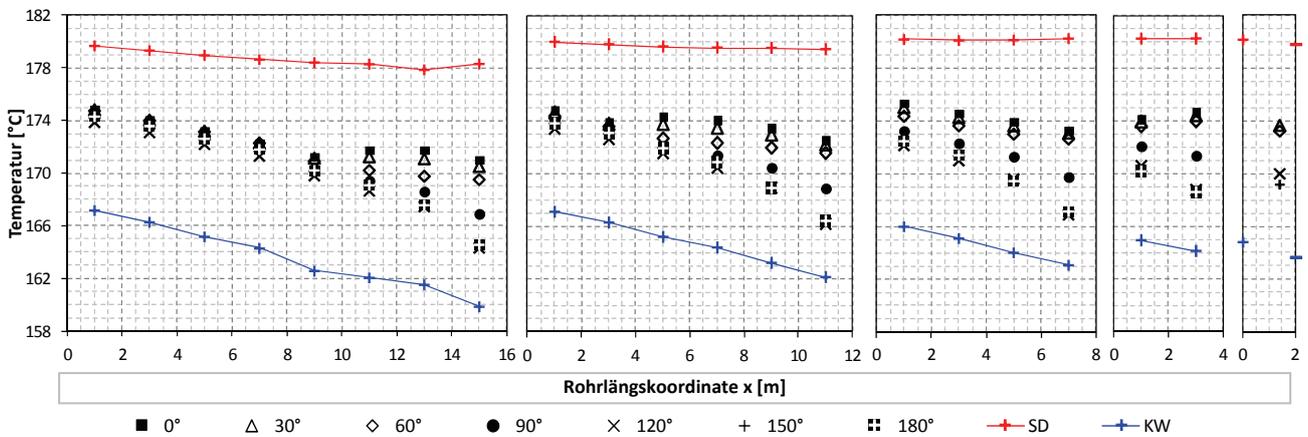


Abbildung 69: Interpolierte Temperaturen (Rohrwand, Sattdampf, Kühlwasser) der 10 bar Versuchsreihen gemäß Tabelle 14. V.l.n.r.: 21,5-16,0-10,5-5,0-3,0 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit.

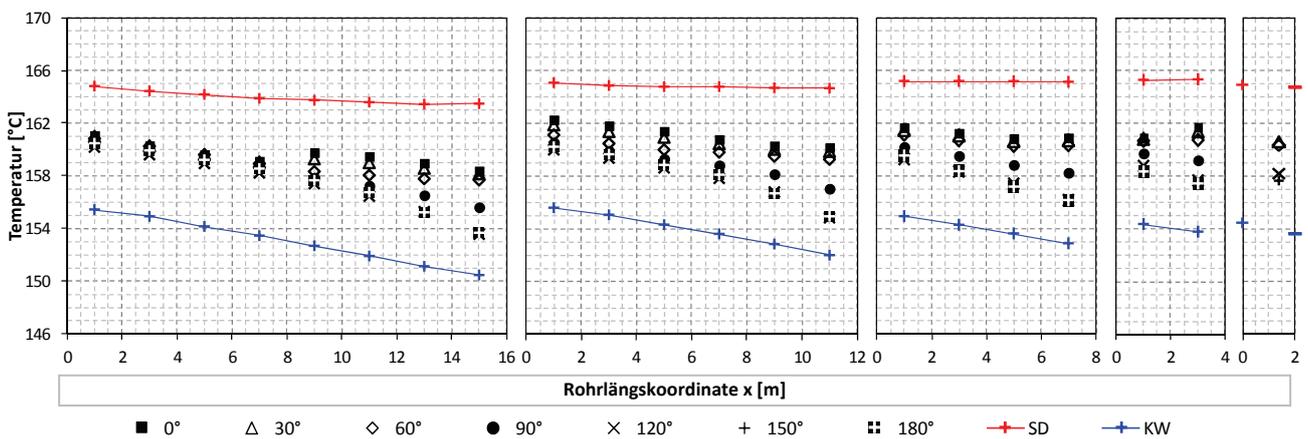


Abbildung 70: Interpolierte Temperaturen (Rohrwand, Sattdampf, Kühlwasser) der 7 bar Versuchsreihen gemäß Tabelle 14. V.l.n.r.: 21,5-16,0-10,5-5,0-3,0 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit.

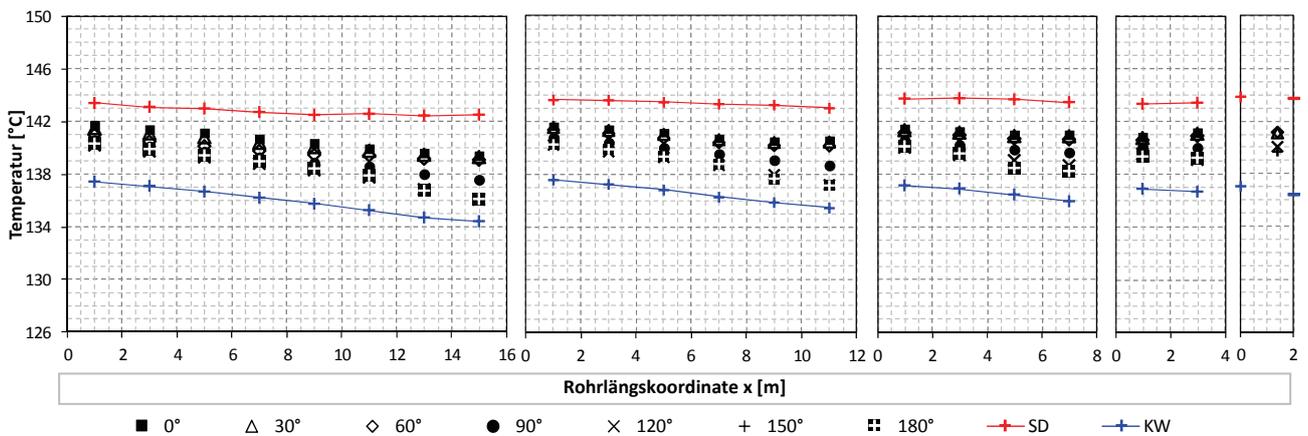


Abbildung 71: Interpolierte Temperaturen (Rohrwand, Sattdampf, Kühlwasser) der 4 bar Versuchsreihen gemäß Tabelle 14. V.l.n.r.: 21,5-16,0-10,5-5,0-3,0 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit.

¹ Die Rohrwandtemperaturen wurden linear interpoliert, wobei beim ersten Messwert extrapoliert werden musste. Hierzu wurde der Temperaturanstieg zwischen ersten und zweiten Messwert zugrunde gelegt. Bei der Sattdampf- und Kühlwassertemperatur wurde jeweils der Mittelwert zwischen Eintritt und Austritt aus der Messstrecke zugrunde gelegt.

In der Abbildung 69 bis Abbildung 71 sind die interpolierten Temperaturen abgetragen. Das jeweils rechte Diagramm, d.h. die Versuchsreihe bei der lediglich die Messstrecke zum Einsatz kam, wurde vorerst nicht verändert. Des Weiteren wurden die Werte des fehlenden Versuchspunktes bei der 7 bar und 10,5 m/s Versuchsreihe durch lineare Interpolation ergänzt.

Bei den Diagrammen wurde die Ordinatenenteilung mit 14 K jeweils bei allen drei Druckstufen gleich gewählt, wodurch ein einfacherer Vergleich erlaubt wird. Deutlich wird die zunehmende Grädigkeit zwischen Satttdampf und Kühlwasser von den 4 bar zu den 10 bar Versuchsreihen. Grund hierfür ist der höhere Dampfmassenstrom, welcher in der gleichen Rohrlänge kondensiert werden muss. Bei den 10 bar Versuchsreihen mit 21,5 und 16,0 m/s Satttdampfeintrittsgeschwindigkeit, sowie der 7 bar Versuchsreihe mit 21,5 m/s Eintrittsgeschwindigkeit ist ein Wiederanstieg der Rohrwandtemperaturen bei den Umfangswinkeln 0° , 30° und 60° (oberes Drittel des Rohrumfanges) erkennbar. Dies deutet auf einen Strömungsumschlag hin.

Die Unterschiede der einzelnen Rohrwandtemperaturmesswerte sind in der Abbildung 72 für die Temperaturen bei -30° und 60° sowie der Abbildung 73 für die Temperaturen bei -120° und 150° genauer dargestellt.

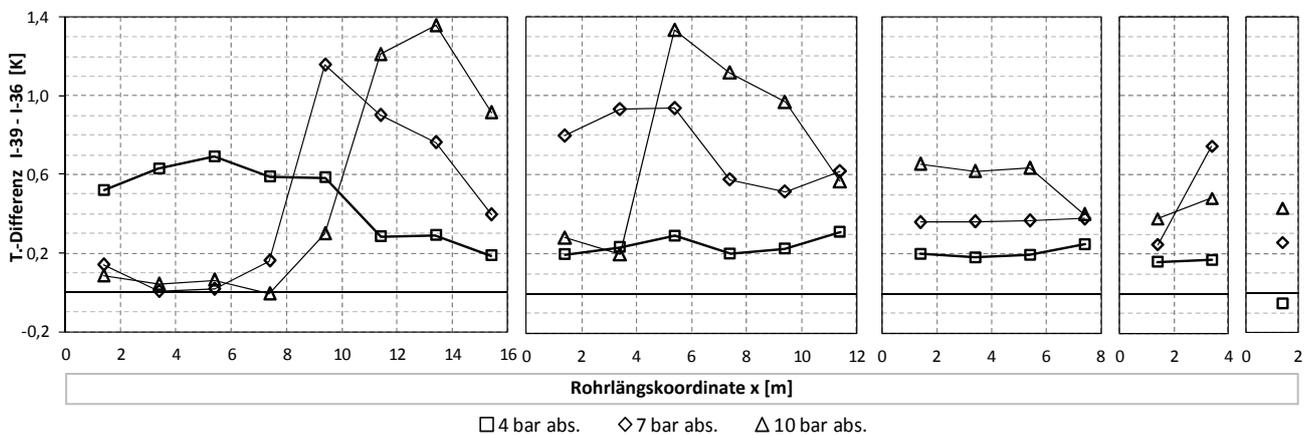


Abbildung 72: Temperaturunterschiede zwischen I-39 (-30°) und I-36 (60°) für die einzelnen Versuchspunkte

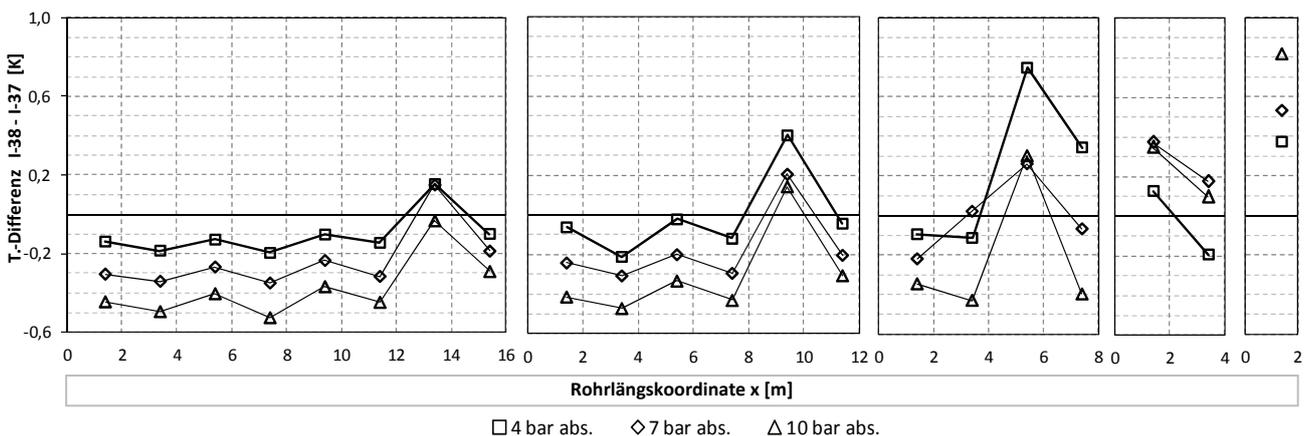


Abbildung 73: Temperaturunterschiede zwischen I-38 (-120°) und I-37 (150°) für die einzelnen Versuchspunkte

Auffällig sind die relativ konstanten, negativen Werte in den beiden linken Diagrammen der Abbildung 73. Diese bedeuten, dass in fortschreitender Umfangsrichtung ($120^\circ \rightarrow 150^\circ$) hin zum unteren Rohrscheitel höhere Temperaturen gemessen werden. Da auch bei dominierendem Schubspannungseinfluss die Schwerkraft zu einem, wenn auch minimal, dickeren Film in Richtung unteren Rohrscheitelpunkt führen müsste, scheinen diese Werte unplausibel. In Anbetracht der Temperaturdifferenz zwischen Rohrwandtemperatur und Kühlwassertemperatur machen die erwähnten negativen Temperaturunterschiede jedoch lediglich 4...7 % aus. Mögliche Gründe für diese Differenz werden im Kapitel 6.2 gegeben.

5.4 Differenzdrücke

Die Abbildung 74 zeigt die während der einzelnen Versuchspunkte ermittelten Differenzdrücke über der Messstrecke. Die Analyse und Auswertung erfolgt im Kapitel 7.1.

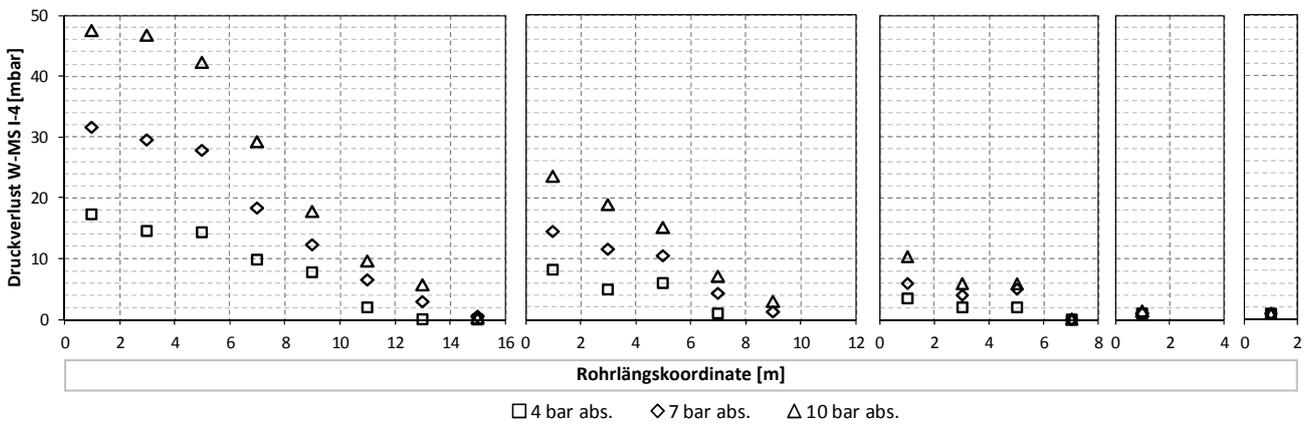


Abbildung 74: Druckverlust der Dampf-/Kondensatströmung über der Messstrecke W-MS (I-4). V.l.n.r.: 21,5-16,0-10,5-5,0-3,0 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit

Die Differenzdrücke über den gesamten vom Dampf durchströmten Rohrleitungen inkl. Schlauchverbindungen sind in Abbildung 76 dargestellt.

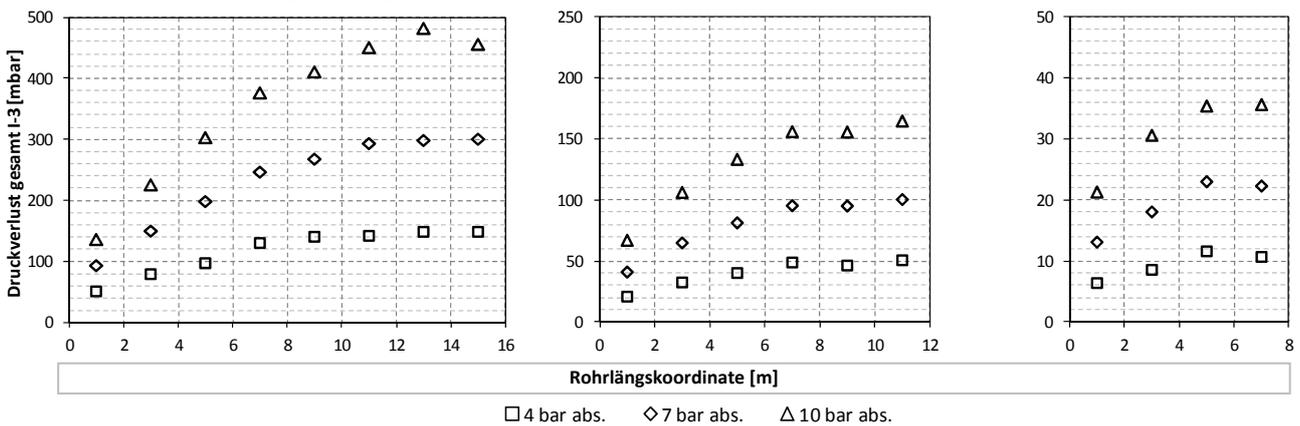


Abbildung 76: Druckverlust der gesamten Dampf-/Kondensatströmung (I-3). V.l.n.r.: 21,5-16,0-10,5 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit

Neben den Differenzdrücken in den geraden Rohrlängen der DRWÜ liegen weitere Differenzdrücke in den Schlauchverbindungen zwischen den einzelnen DRWÜ sowie der Rohrstrecke hin zum ersten in die Bilanz fallenden DRWÜ (siehe Abbildung 51) vor. Letztere können aus dem jeweiligen Versuchspunkt einer Messreihe ermittelt werden, bei dem lediglich die Messstrecke vom Dampf durchströmt wird. Der Differenzdruck in der Zuführungsleitung ergibt sich bei diesem Versuchspunkt aus der Differenz des gesamten Differenzdruckes (I-3) und des Differenzdruckes über der Messstrecke (I-4). Die Ergebnisse sind in der Abbildung 75 dargestellt und sollten bei den anderen Versuchspunkten der jeweiligen Messreihen, abgesehen von der Veränderung der statischen Drucksäule durch die Umverlegung der Schlauchleitung, identisch sein.

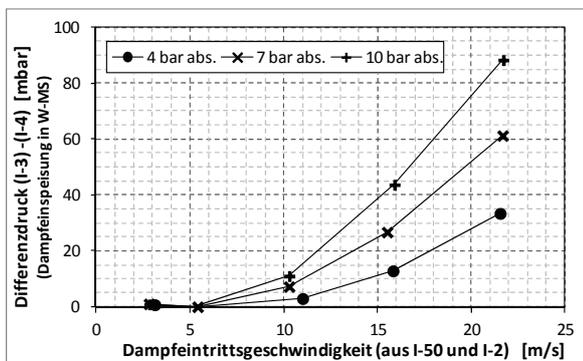


Abbildung 75: Differenzdruck der Dampfzuführungsleitung

Die Differenzdrücke über den Schlauchverbindungen zwischen den einzelnen DRWÜ können ebenfalls indirekt aus den einzelnen Versuchspunkten einer Versuchsreihe ermittelt werden und sind in Abbildung 77 dargestellt.

Die Ergebnisse sind in der Abbildung 75 dargestellt und sollten bei den anderen Versuchspunkten der jeweiligen Messreihen, abgesehen von der Veränderung der statischen Drucksäule durch die Umverlegung der Schlauchleitung, identisch sein.

Die Differenzdrücke über den Schlauchverbindungen zwischen den einzelnen DRWÜ können ebenfalls indirekt aus den einzelnen Versuchspunkten einer Versuchsreihe ermittelt werden und sind in Abbildung 77 dargestellt.

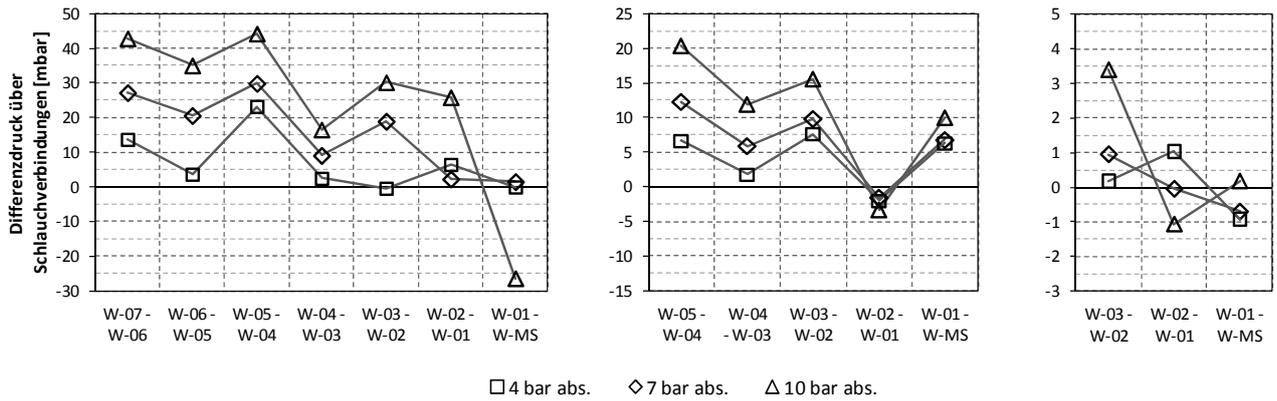


Abbildung 77: Differenzdrücke über den Schlauchverbindungen zwischen den einzelnen DRWÜ. V.l.n.r.: 21,5-16,0-10,5 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit

Die Differenzdrücke über den Verbindungsleitungen zeigen eine Art sprunghaftes Verhalten. Die Ursache hierfür kann nicht genau bestimmt werden. Möglich wäre, dass sich durch das An- und Abschrauben einzelner Schläuche zwischen den einzelnen Versuchspunkten die Widerstände gerade in den Schlauchkuppelungen etwas geändert haben. Die Schläuche sind jedoch auch in erster Näherung als adiabatisch anzusehen. Durch die unvermeidliche Vermischung von Dampf- und Kondensatphase in den Schläuchen wird, je nach Kondensatanteil ($1-x$) und Unterkühlung des Kondensates, ein gewisser Teil des Dampfes in den Schläuchen kondensieren. Hierdurch wird eine Beschleunigungsdruckdifferenz hervorgerufen, die sich als Druckrückgewinn äußert (siehe auch Kap. 2.4.1).

6 Auswertung und Interpretation der Messergebnisse

6.1 Vorgehensweise zur Ermittlung der Wärmeübergangsverläufe in Rohrfumfangsrichtung

Die gemessenen bzw. interpolierten Rohrwandtemperaturen zeigen eine deutliche Abhängigkeit vom Kondensationsfortschritt (\dot{x}) sowie vom Rohrfumfang (Zentriwinkel). Um aus den gemessenen bzw. ermittelten Rohrwandtemperaturen die Wärmeübergangskoeffizienten zu bestimmen, muss die Wärmeleitung in der Rohrwand sowie der Wärmeübergangswiderstand zum Kühlwasser berücksichtigt werden. Hierzu wird der Rohrquerschnitt wie in Abbildung 78 dargestellt, in 12 Segmente á 30°, eingeteilt.

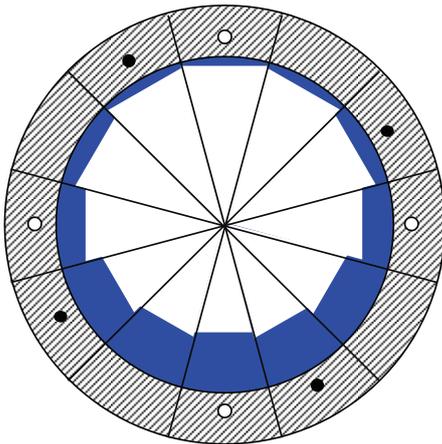


Abbildung 78: Segmentierter Rohrquerschnitt
(Temperaturen: ● gemessen; ○ ermittelt über Gl. (5.1) bzw. (5.2))

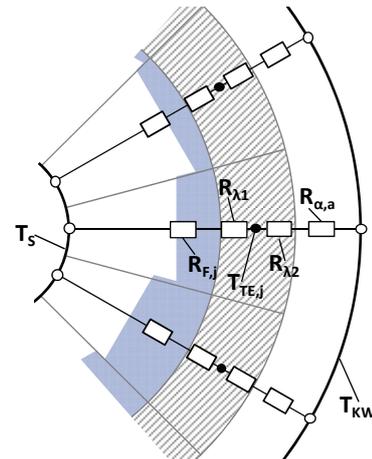


Abbildung 79: Ersatzschaltbild der Wärmeübergangs- und Wärmeleitwiderstände (Ausschnitt)

Es werden zunächst folgende Annahmen getroffen:

- Die Segmente werden als thermisch voneinander entkoppelt angesehen, d.h. Wärmeleitung in der Rohrwand und konvektive Transportvorgänge im Film erfolgen nur in radialer Richtung.
- Des Weiteren wird Spiegelsymmetrie zur vertikalen Querschnittsachse unterstellt, wodurch jedem Segment eine gemessene bzw. ermittelte Rohrwandtemperatur zugeordnet werden kann.
- Die Satttdampf Temperatur T_S im Rohrrinneren ist ebenfalls für jedes Segment gleich und durch die Messwerte gegeben.
- Die Satttdampf Temperatur T_S wird der Temperatur an der Filmoberfläche, d.h. der Temperatur an der Phasengrenze Dampf-Kondensat, gleichgesetzt. Damit gilt $T_S = T_{Ph}$.
- Die Kühlwassertemperatur T_{KW} ist in ausreichendem Abstand von der Rohroberfläche um den Rohrfumfang konstant und ebenfalls durch die Messwerte gegeben.
- Der Wärmeübergangskoeffizient und damit der –widerstand $R_{\alpha, a}$ vom Rohr an das Kühlwasser ist um den Rohrfumfang konstant.

Mit diesen Annahmen kann das Problem als eine Parallelschaltung von zwölf Wärmedurchgangswiderständen, bestehend aus jeweils vier in Reihe geschalteten Einzelwiderständen, aufgefasst werden. Das Ersatzschaltbild hierfür ist ausschnittsweise in der Abbildung 79 dargestellt.

Es wird von der Definition des Wärmeübergangskoeffizienten gemäß Wärmetlas [40]:

$$\alpha_{F, x} = \frac{\hat{q}_x}{T_{Ph} - T_{W, x}} = \frac{\hat{q}_x}{T_S - T_{W, x}} = \frac{1}{R_{F, x} \cdot A_i} \quad (6.1)$$

mit \hat{q}_x der lokalen Wärmestromdichte und $T_{W, x}$ der lokalen Wandtemperatur ausgegangen. Aufgrund der Zylindergeometrie und den damit verbundenen unterschiedlichen vom Wärmestrom durchdrungenen (mittleren) Flächen sowie der lokalen Berechnung in Längsrichtung x empfiehlt es sich, den Wärmestrom und damit die Widerstände zunächst unabhängig von der Rohrlänge darzustellen.

$$\frac{\dot{Q}}{dL} = \hat{q}_x \cdot \pi \cdot d_i \triangleq \hat{Q}_x \quad (6.2)$$

\hat{Q}_x sei nachfolgend als ‚längenbezogener Wärmestrom‘ bezeichnet. Aufgrund der Übersichtlichkeit wird nachfolgend ebenfalls das Indice ‚x‘ zur Beschreibung der Abhängigkeit in Rohrlängsrichtung weggelassen. Der Wärmedurchgangswiderstand R_k eines Segmentes j setzt sich gemäß Abbildung 79 aus den 4 Einzelwiderständen zusammen¹.

$$R_{k,j} = R_{F,j} + R_{\lambda 1} + R_{\lambda 2} + R_{\alpha,a} \quad (6.3)$$

Die Wärmeleitwiderstände $R_{\lambda 1}$ und $R_{\lambda 2}$ sind von der lokalen Temperatur abhängig (vgl. Kap. 4.6.5) und müssten demzufolge auch das Indice ‚j‘ tragen. Die Wärmeleitfähigkeitsunterschiede aufgrund der Temperaturunterschiede (max. 7 K, siehe Abbildung 69) innerhalb eines Querschnittes sind jedoch sehr gering ($\leq 0,6\%$) und werden daher vernachlässigt. Innerhalb eines Rohrquerschnittes wird die Wärmeleitfähigkeit jeweils mit dem arithmetischen Mittelwert der Rohrwandtemperaturen ($T_{TE,j}$) berechnet.

Der längenbezogene Wärmestrom durch ein Segment kann durch Gleichung (6.4) bis (6.6) ausgedrückt werden (siehe hierzu Abbildung 79). Durch diese Definition werden auch die Widerstände R mit der Dimension [m] behaftet.

$$\hat{Q}_j = \frac{T_S - T_{TE,j}}{R_{F,j} + R_{\lambda 1}} \quad (6.4)$$

$$\hat{Q}_j = \frac{T_S - T_{KW}}{R_{F,j} + R_{\lambda 1} + R_{\lambda 2} + R_{\alpha,a}} = \frac{T_S - T_{KW}}{R_{k,j}} \quad (6.5)$$

$$\hat{Q}_j = \frac{T_{TE,j} - T_{KW}}{R_{\lambda 2} + R_{\alpha,a}} \quad (6.6)$$

Aus der Parallelschaltung aller 12 Wärmedurchgangswiderstände ergibt sich der Gesamtwärmedurchgangswiderstand R_{ges} zu:

$$\frac{1}{R_{ges}} = \sum_{j=1}^{j=n=12} \frac{1}{R_{k,j}} \quad (6.7)$$

Der längenbezogene Gesamtwärmestrom \hat{Q}_{ges} ergibt sich als Summe der längenbezogenen Teilwärmeströme aller $j = 12$ Segmente. Ebenfalls ergibt er sich aus Gleichung (6.9).

$$\hat{Q}_{ges} = \sum_{j=1}^{j=n=12} \hat{Q}_j \quad (6.8)$$

$$\hat{Q}_{ges} = \frac{T_S - T_{KW}}{R_{ges}} \quad (6.9)$$

\hat{Q}_{ges} ist des Weiteren durch die Messwerte (Abbildung 68) gegeben, wenn diese auf einen Meter bezogen werden.

Durch Gleichsetzung von Gl. (6.4) und (6.5) kann der Filmwiderstand $R_{F,j}$ explizit ausgedrückt werden.

$$R_{F,j} = \frac{R_{\lambda 1} + R_{\lambda 2} + R_{\alpha,a} - \frac{T_S - T_{KW}}{T_S - T_{TE,j}} \cdot R_{\lambda 1}}{\frac{T_S - T_{KW}}{T_S - T_{TE,j}} - 1} \quad (6.10)$$

¹ Zur allgemeinen Darstellung des Wärmetransports mithilfe von Wärmeleit-, Wärmeübergangs- und daraus resultierenden Wärmedurchgangswiderständen siehe z.B. Kretzschmar/Kraft [289]

$R_{\alpha,a}$ lässt sich explizit durch Einsetzen von Gleichung (6.6) in Gleichung (6.8) ermitteln. Daraus ergibt sich zunächst der längenbezogene Gesamtwärmestrom nach Gleichung (6.11)

$$\hat{Q}_{\text{ges}} = \frac{\frac{\sum_{j=1}^n T_{\text{TE},j} - T_{\text{KW}}}{n}}{\frac{R_{\lambda 2} + R_{\alpha,a}}{n}} \quad (6.11)$$

und damit $R_{\alpha,a}$ durch Umstellen zu:

$$R_{\alpha,a} = \frac{\bar{T}_{\text{TE}} - T_{\text{KW}}}{\hat{Q}_{\text{ges}}/n} \cdot R_{\lambda 2} \quad \bar{T}_{\text{TE}} = \frac{\sum_{j=1}^n T_{\text{TE},j}}{n} \quad (6.12)$$

mit \bar{T}_{TE} , dem arithmetischen Mittel der 12 bekannten Rohrwandtemperaturen.

Die beiden Wärmeleitwiderstände ergeben sich zu:

$$R_{\lambda 1} = \frac{\ln\left(\frac{r_{\text{TE}}}{r_i}\right) \cdot n}{\lambda_R \cdot \pi \cdot 2} \quad (6.13)$$

$$R_{\lambda 2} = \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_{\text{TE}}}\right) \cdot n}{\lambda_R \cdot \pi \cdot 2} \quad (6.14)$$

Der lokale Wärmeübergangskoeffizient für die Kondensation im Innenrohr ergibt sich schlussendlich aus der Definitionsgleichung des Wärmeübergangswiderstandes zu:

$$\alpha_{F,j} = \frac{n}{R_{F,j} \cdot \pi \cdot d_i} \quad (6.15)$$

und analog der Wärmeübergangskoeffizient vom Innenrohr zum Kühlwasser:

$$\alpha_a = \frac{n}{R_{\alpha,a} \cdot \pi \cdot d_a} \quad (6.16)$$

6.2 Wärmeübergangsverläufe in Rohrumfangsrichtung – Darstellung und Diskussion

Die mit dem in Kap. 6.1 vorgestellten Gleichungssystem ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{F,j}$ sind in der Abbildung 80 bis Abbildung 82 dargestellt. In den linken Diagrammen sind die $\alpha_{F,j}$ -Werte jeweils über den Umfangswinkel abgetragen, wodurch diese Abhängigkeiten gut zum Ausdruck kommen und untereinander verglichen werden können. Auch wenn keine Informationen dadurch hinzukommen, sind auch die gespiegelten Werte $> 180^\circ$ mit eingezeichnet. In den rechten Diagrammen sind die gleichen Werte über den Strömungsdampfgehalt abgetragen, um diese Abhängigkeiten besser zu veranschaulichen. Zur Ermittlung der lokalen Strömungsdampfgehalte siehe Kap. 7.1.

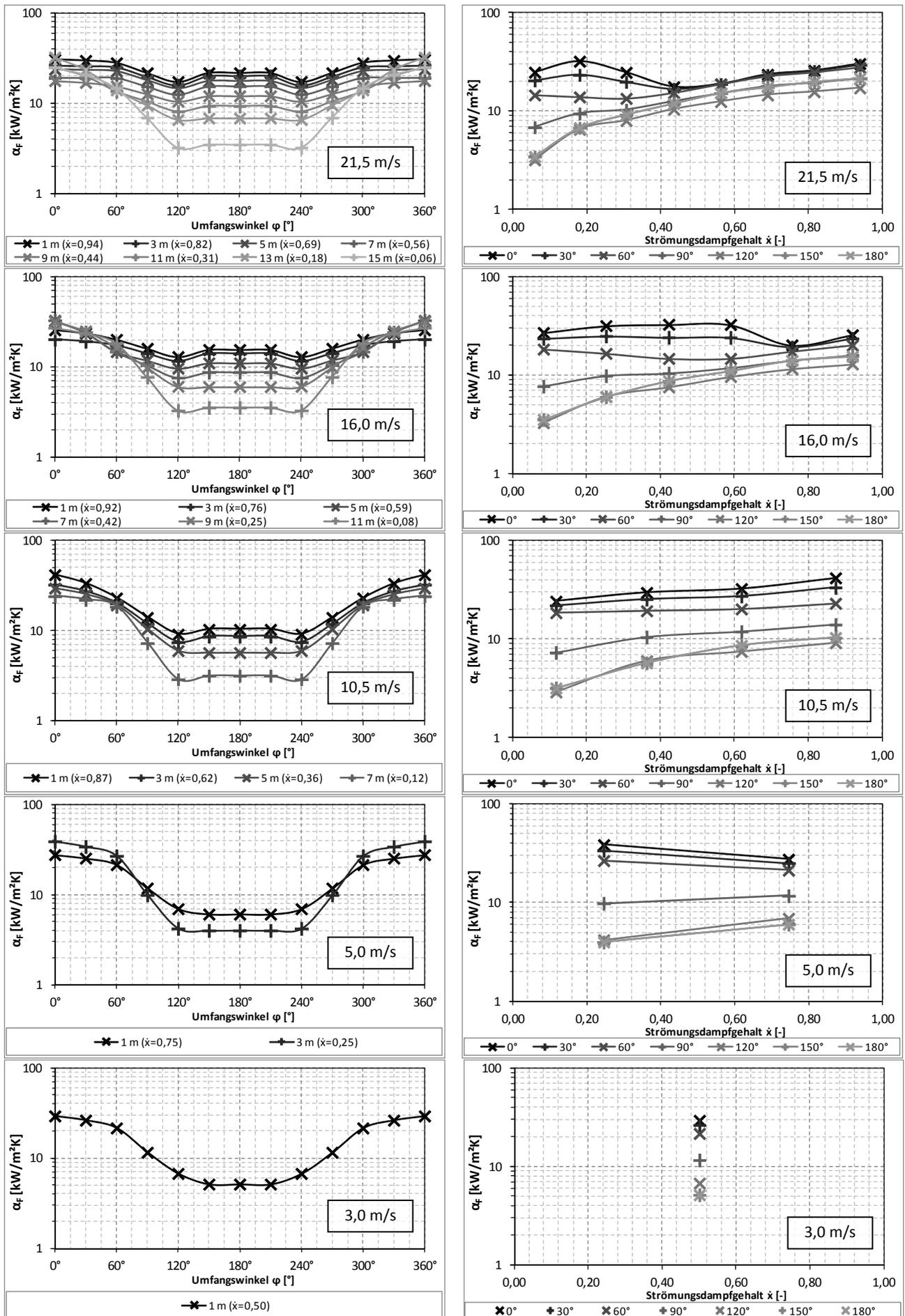


Abbildung 80: α_f -Werte in Abhängigkeit des Umfangswinkels und des Dampfmassestromanteils für die 10 bar Versuchsreihen

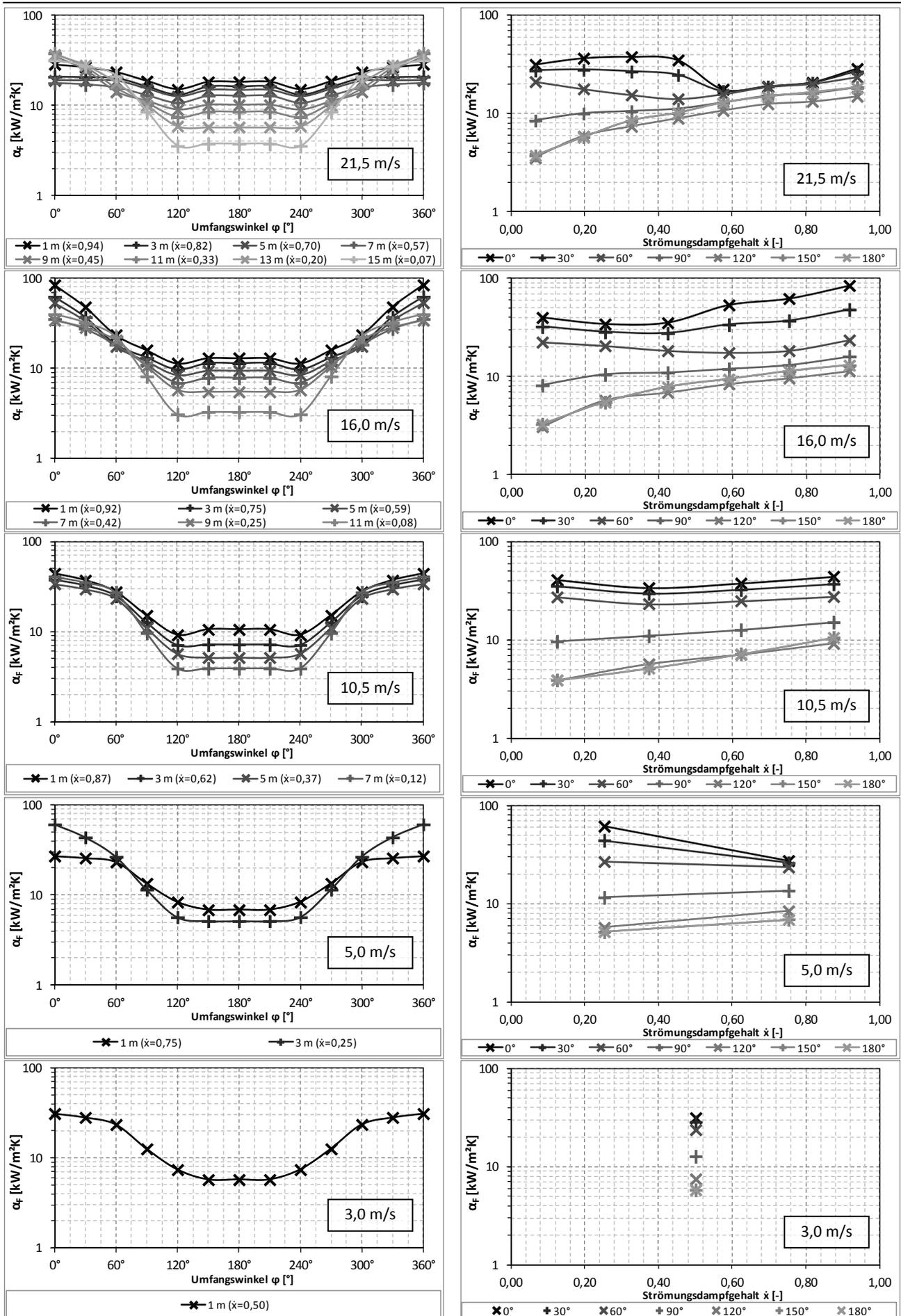


Abbildung 81: α_f -Werte in Abhängigkeit des Umfangswinkels und des Dampfmassestromanteils für die 7 bar Versuchsreihen

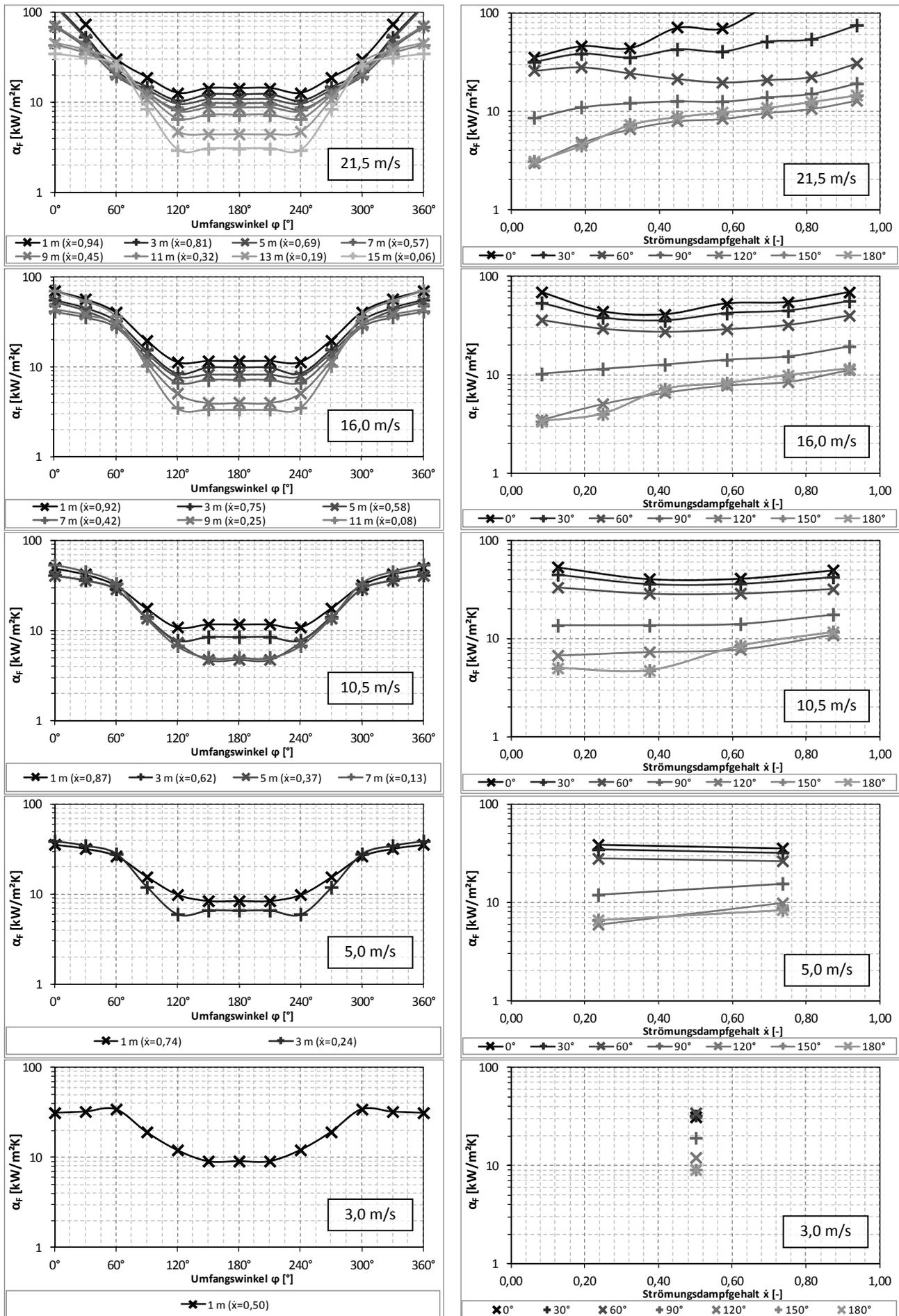


Abbildung 82: α_f -Werte in Abhängigkeit des Umfangswinkels und des Dampfmassenstromanteils für die 4 bar Versuchsreihen

Bei den 10 bar Kurvenverläufen mit 21,5 und 16,0 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit sowie dem 7 bar und 21,5 m/s Versuch sind die bereits im Kapitel 5.3 angedeuteten Strömungsumschläge erkennbar. Die hohe Schubspannung zu Beginn des Kondensationsvorgangs führt zur Ausbildung einer Ringströmung und lässt ein Anwachsen der Filmdicke auch in der oberen Rohrhälfte zu. Mit fortschreitender Kondensation reicht die Schubspannung ab einem bestimmten Punkt nicht mehr aus, um das Kondensat gegenüber der Schwerkraft zu halten, wodurch dieses zum unteren Rohrscheitel abfließt und woraus schlussendlich wieder höhere Wärmeübergangskoeffizienten in der oberen Rohrhälfte resultieren. Bei den 4 bar Versuchen wird auch bei der maximalen Dampfeintrittsgeschwindigkeit kein Strömungsumschlag festgestellt. Grund hierfür ist die geringere Dampf- bzw. Massenstromdichte und damit geringere Schubspannung (Gl.(3.39)). Die experimentell ermittelten Abhängigkeiten stimmen damit im Bezug auf den Strömungsumschlag qualitativ mit dem bisherigen Kenntnisstand überein. Zur Veranschaulichung der möglichen Zusammenhänge ist in Abbildung 83 die Vorstellung des Kondensatfilmes nach Sernas et al. [161] widergegeben, wobei ein ausgeprägtes Mischregime in den hier vorgestellten Experimenten nicht festgestellt werden konnte. Im hier festgestellten Bereich der Ringströmung sind gegenüber dem Bereich der Schichtenströmung zwar geringere aber dennoch deutliche Unterschiede der Wärmeübergangskoeffizienten zwischen oberem und unterem Rohrscheitel vorhanden. Derartige Unterschiede wurden auch von Rifert (vgl. Abbildung 118, Seite 138) festgestellt.

Im Bereich der Schichtenströmung wurden im unteren Rohrscheitel minimale Wärmeübergangskoeffizienten von ca. $3.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ ermittelt. Wird die Nußeltsche Definitionsgleichung (Gl. (3.1)) für den Wärmeübergangskoeffizienten bei laminarer Strömung herangezogen, ergeben sich damit maximale Kondensatfilmdicken von 0,23 mm.

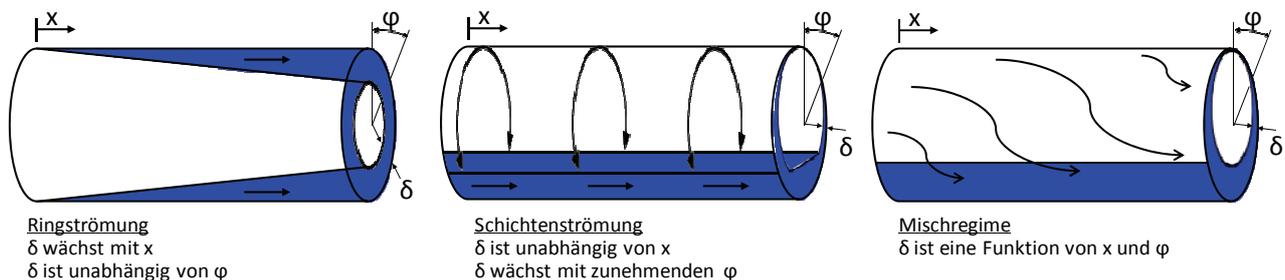


Abbildung 83: Vorstellung des Kondensatfilmes nach Sernas et al. [161] (Filmdicke ist übertrieben dargestellt. Pfeile stellen Richtung der Kondensatströmung dar)

Wie bereits bei der Auswertung der Temperaturmesswerte (Kapitel 5.3, zur Abbildung 73) angemerkt, wurde bei hohen Strömungsdampfgehalten und hohen Massenstromdichten ein Wiederanstieg der Rohrwandtemperaturen zwischen 120° und 150° registriert. Dieser äußert sich bei den Wärmeübergangsverläufen ebenfalls durch einen zunächst unplausiblen Wiederanstieg der Wärmeübergangskoeffizienten in diesem Bereich. Als mögliche Ursachen dieses Phänomens können angeführt werden:

- Strömungswinkel und –geschwindigkeit des Filmes: Die Berechnungen von Huhn [188] ergaben, dass der Film bei einem Umfangswinkel von ca. 120° am steilsten nach unten fließt. Connel et al. [149][150], die ebenfalls einen Wiederanstieg der Wärmeübergangskoeffizienten beobachteten, führte dies auf turbulente Transporterscheinungen zurück, welche unter Schubspannungseinfluss auch bei sehr dünnen Filmen vorhanden sind.
- lokale Strömungsphänomene (Wirbelbildung etc.), siehe z.B. Jaster und Kosky [140]
- unsymmetrische Filmbildung und/oder geringe Unterschiede im Abstand der Thermolemente zur Rohrwand aufgrund der nicht vollkommen kreisrunden Rohrgeometrie (Kap. 4.5)

Im Anhang 3 sind ferner die sich ergebenden Rohrwandinnen- und Rohrwandaußentemperaturen des Kondensationsrohres dargestellt.

6.3 Wärmeübergangskoeffizienten auf der Rohraußenseite

Die äußeren Wärmeübergangskoeffizienten nach Gl. (6.16) sind zusammengefasst in Abbildung 84 dargestellt. Die Wärmeübergangszahlen liegen allesamt in einem engen Band zwischen ca. 9.000...11.000 W/m²K. Den einzigen Ausreißer stellt der Wert bei 4 bar und 5,0 m/s dar. Dieser Versuchspunkt war dadurch gekennzeichnet, dass hier bereits die Dampfdurchsatzmessung (I-10) ausfiel (vgl. auch Abbildung 63, linkes Diagramm). Das Regelventil (V-02) wurde daher auf konstanten Hub gestellt, wodurch es aufgrund des schwankenden Vordruckes zu größeren Regelabweichungen im Dampfdruck kam.

Mit steigendem Sattdampfdruck und damit auch steigender Kühlwassertemperatur ist tendenziell ein Abfall der Wärmeübergangskoeffizienten α_a zu verzeichnen. Nach der Theorie von Gnielinski [290] wird hier qualitativ ein Anstieg vorausgesagt. Die absoluten Wärmeübergangszahlen aus Abbildung 84 liegen bei 10 bar um ca. 5 %, bei 7 bar um ca. 10 % und bei 4 bar um ca. 20 % höher als die nach der Theorie von Gnielinski.

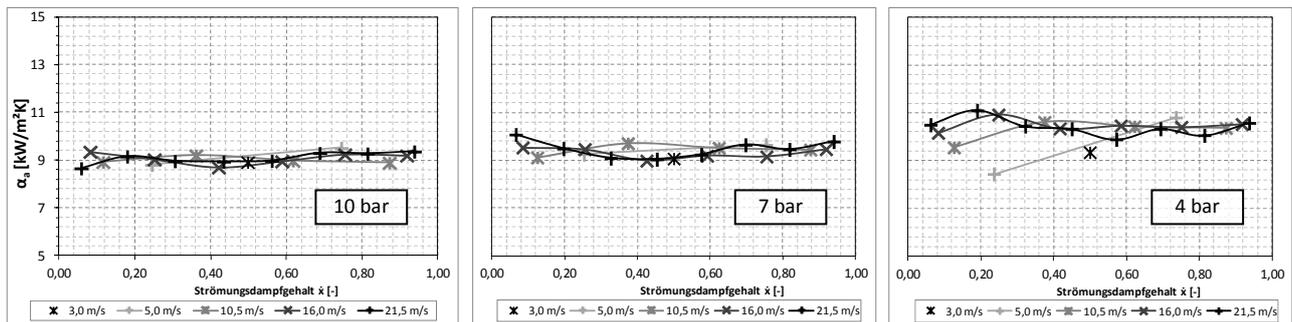


Abbildung 84: Wärmeübergangskoeffizienten Innenrohr – Kühlwasser, berechnet nach Gl. (6.16)

6.4 Mittlere Wärmeübergangskoeffizienten

Zur Berechnung der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten der jeweiligen Querschnittsflächen wird zunächst der Wärmedurchgangskoeffizient jedes Segments (Abbildung 79) gemäß Formel (6.17) gebildet.

$$k_j = \left(\frac{1}{\alpha_{F,j}} + \frac{r_i}{\lambda_R} \cdot \ln \left(\frac{r_a}{r_i} \right) + \frac{r_i}{r_a \cdot \alpha_a} \right)^{-1} \quad (6.17)$$

Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient $\bar{\alpha}_F$ an der Stelle x wird aus den mittleren k -Wert \bar{k}_j an der Stelle x gemäß Gl. (6.18) gebildet. Die entsprechenden Ergebnisse sind in der Abbildung 85 dargestellt.

$$\bar{\alpha}_F = \left(\frac{1}{\bar{k}_j} - \frac{r_i}{\lambda_R} \cdot \ln \left(\frac{r_a}{r_i} \right) - \frac{r_i}{r_a \cdot \alpha_a} \right)^{-1} \quad \text{mit} \quad \bar{k}_j = \frac{\sum_{j=1}^n k_j}{n} \quad \text{und} \quad \lambda_R(\bar{T}_{TE}) \quad (6.18)$$

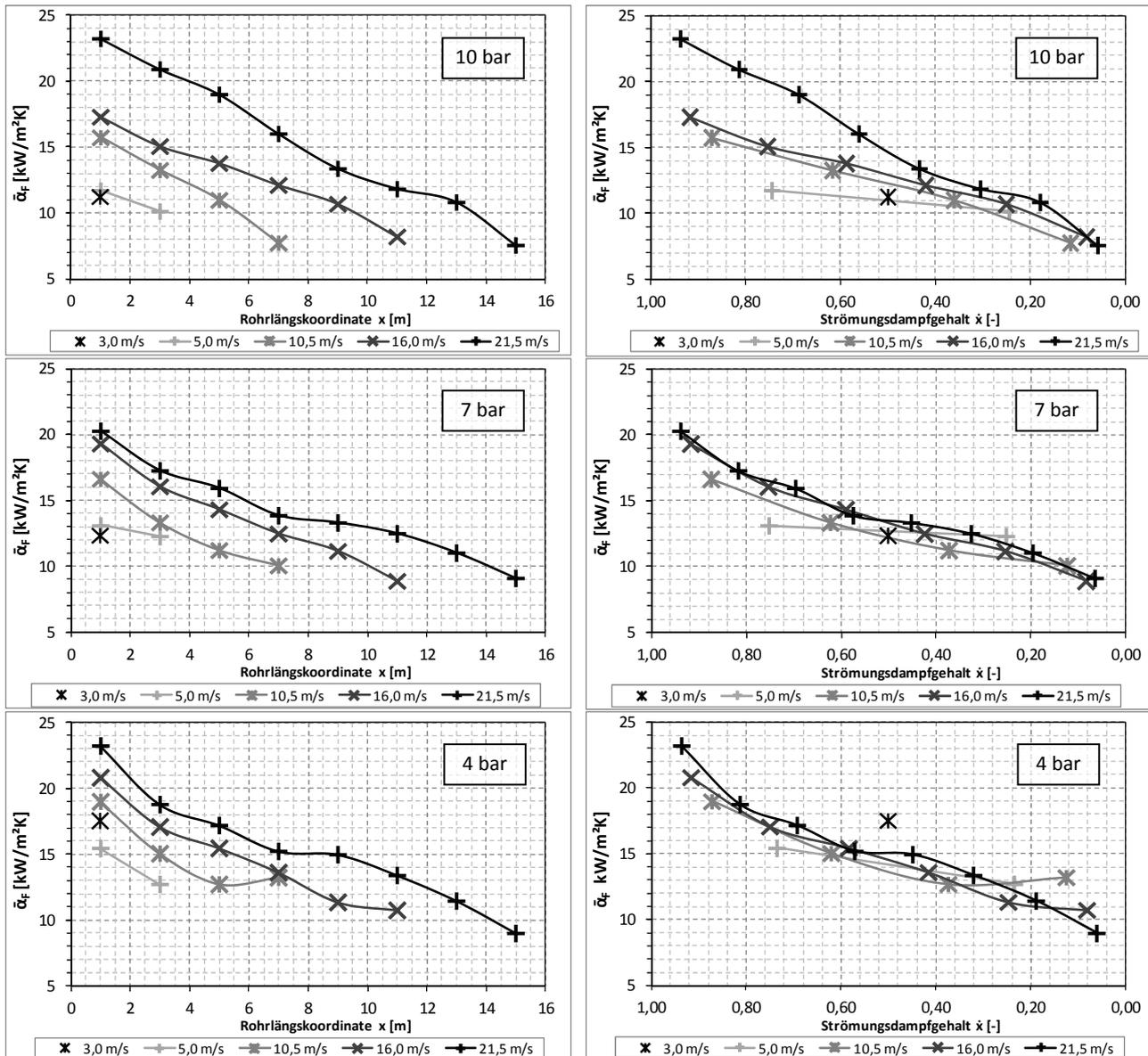


Abbildung 85: Mittlere Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}_F$ nach Gl. (6.18) über der Rohrlängskoordinate (links) und über den Strömungsdampfgehalt (rechts)

Die Ergebnisse zeigen einen deutlichen Abfall der Wärmeübergangskoeffizienten mit fortschreitender Kondensation (geringer werdendem Strömungsdampfgehalt \dot{x}). Bei der 10 bar und 21,5 m/s Versuchsreihe ist bei hohen Strömungsdampfgehalten eine deutliche Steigerung der Wärmeübergangskoeffizienten erzielt worden. Ein Versuchspunkt (4 bar; 10,5 m/s, $\dot{x} \approx 0,12$) zeigt ein unerwartetes Verhalten.

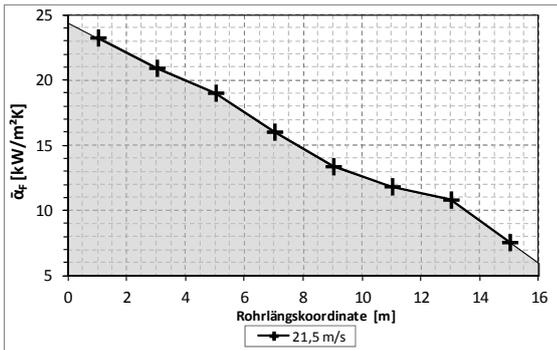


Abbildung 86: Zur Ermittlung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten einer Versuchsreihe am Beispiel der Versuchsreihe 10 bar; 21,5 m/s

Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient einer Versuchsreihe wird durch einfache Integration der Kurvenverläufe über der Rohrlängskoordinate (linke Diagramme in Abbildung 85) und anschließender Division durch die Gesamtröhrlänge ermittelt. Da die Werte für die Wärmeübergangskoeffizienten bei der Rohrlängskoordinate von $x = 0$ m sowie der Endlänge nicht bekannt sind, wird hier der Anstieg des letzten Segmentes auf diese Punkte extrapoliert, siehe hierzu Abbildung 86.

Bei dem bereits weiter oben erwähnten Versuchspunkt (4 bar; 10,5 m/s, $\dot{x} \approx 0,12$) wird der unerwartet positive Anstieg nicht extrapoliert. Es wird hier der Wert bei $\dot{x} \approx 0,375$ beibehalten.

Die Ergebnisse der Mittelwertbildung sind in Abbildung 87 dargestellt. Die Werte für 3 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit sind losgelöst von den anderen aufgeführt. Der Fehler ist hier aufgrund des einzelnen Versuchspunktes und des daher unbekanntes Kurvenverlaufs $\bar{\alpha}_F(\dot{x})$ am größten. Die 10 bar Kurve zeigt zwischen 5...16 m/s einen nahezu konstanten Anstieg. Daran anschließend wird die Steigung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten zu 21,5 m/s größer. Bei der 7 bar und 4 bar Kurve verläuft der Anstieg nicht so eindeutig und ist über den Bereich von 5 bis 21,5 m/s geringer als bei der 10 bar Kurve. Das lokale Maximum der 4 bar Kurve bei 10,5 m/s ist dem bereits mehrfach erwähnten Ausreißer verschuldet.

Die Ergebnisse der Mittelwertbildung sind in Abbildung 87 dargestellt. Die Werte für 3 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit sind losgelöst von den anderen aufgeführt. Der Fehler ist hier aufgrund des einzelnen Versuchspunktes und des daher unbekanntes Kurvenverlaufs $\bar{\alpha}_F(\dot{x})$ am größten. Die 10 bar Kurve zeigt zwischen 5...16 m/s einen nahezu konstanten Anstieg. Daran anschließend wird die Steigung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten zu 21,5 m/s größer. Bei der 7 bar und 4 bar Kurve verläuft der Anstieg nicht so eindeutig und ist über den Bereich von 5 bis 21,5 m/s geringer als bei der 10 bar Kurve. Das lokale Maximum der 4 bar Kurve bei 10,5 m/s ist dem bereits mehrfach erwähnten Ausreißer verschuldet.

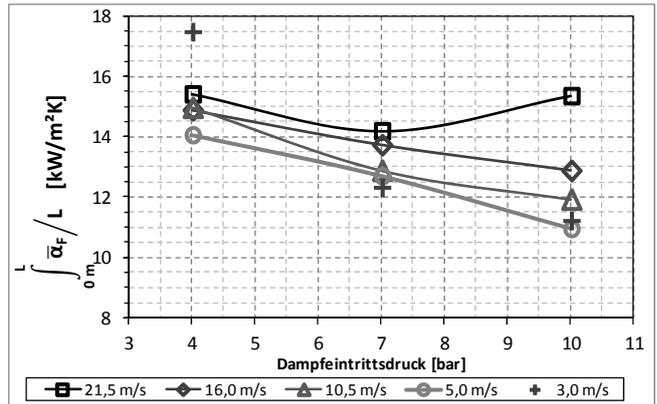
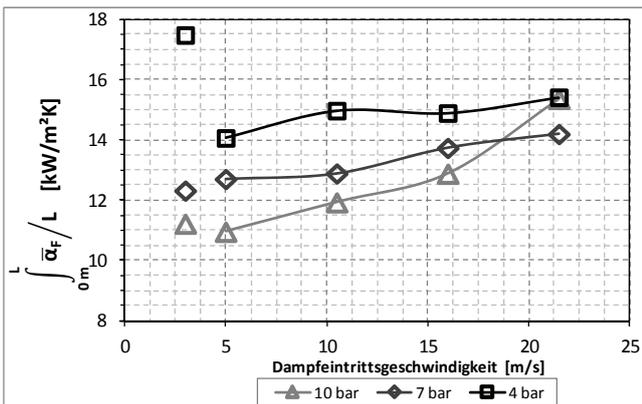


Abbildung 87: Über die Rohrlänge gemittelte Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion der Dampfeintrittsgeschwindigkeit (links) sowie des Dampfeintrittsdruckes (rechts)

In der Abbildung 88 sind die Wärmeübergangskoeffizienten in gleicher Weise über der Dampf-Reynoldszahl (Gl. (2.10)) am Versuchsstreckeneintritt ($\dot{x} \approx 1$) dargestellt. Aus dem linken Diagramm geht die Abhängigkeit vom Dampfdruck gut hervor.

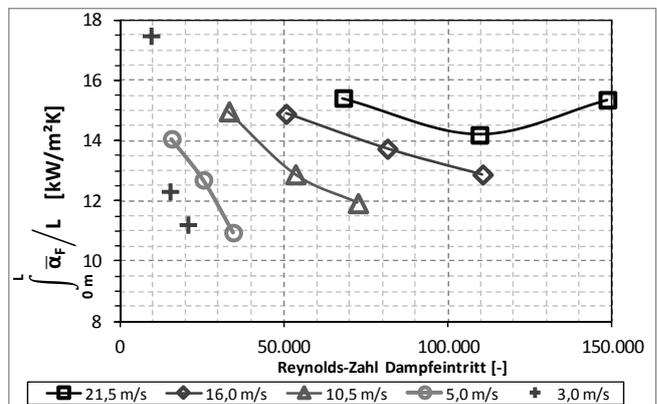
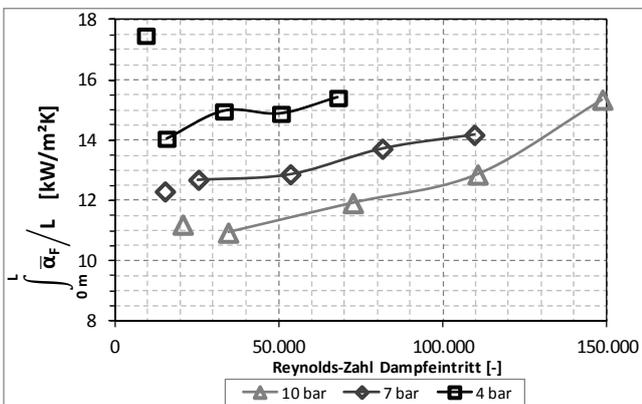


Abbildung 88: Über die Rohrlänge gemittelte Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion der Dampfreynoldszahl am Eintritt

7 Modellierung des Wärmeübergangs und des Druckverlustes

7.1 Druckverluste, Vergleich mit Theorie und Modellentwicklung

In der Abbildung 89 sind die Druckverluste der einzelnen Versuchspunkte einer Versuchsreihe (Abbildung 74) kumuliert über der Rohrlängskoordinate dargestellt. Ebenfalls sind für die einzelnen Kurvenverläufe jeweils zwei Trendlinien mit eingezeichnet. Im ersten Strömungsabschnitt, d.h. bei hohen Dampfanteilen, wird der experimentelle Verlauf gut durch eine Lineare beschrieben. Hin zu geringeren Dampfgehalten ist jeweils ein Polynom 3. Grades eingezeichnet, welches in diesem Bereich ebenfalls gute Übereinstimmungen liefert (Bestimmtheitsmaß beträgt im Mittel 99,57 %).

Um einen Vergleich der ermittelten Druckverluste mit dem Modell nach Friedel (Kap. 2.4.2) zu ermöglichen, müssen die Druckverlustkurven aus Abbildung 89 nach der Rohrlängskoordinate abgeleitet werden. Dabei wird der Übergang zwischen dem linearen und polynomischen Kurvenverlauf so gewählt, dass der geringere Anstieg, welcher gleichbedeutend mit dem geringeren spezifischen Druckverlust (mbar/m) ist, zum Tragen kommt. Des Weiteren muss der spezifische Druckverlust über dem Strömungsdampfgehalt \dot{x} abgetragen werden. Der Strömungsdampfgehalt wird mithilfe der Wärmebilanzen (Abbildung 68) berechnet. Die über die Kühlwasserbilanz ermittelten Wärmeströme ergeben aufsummiert jedoch nicht exakt die Werte, welche über die spezifische Enthalpiedifferenz (Dampfeintritt – Kondensataustritt) und den Dampfeintrittsmassenstrom berechnet werden. Folgende Verhältnisse $\sum \dot{Q}_{MS, KW} / [\dot{M}_{G, Ein} \cdot (h_{G, Ein} - h_{F, Aus} \text{ bei } \dot{x}=0)]$ sind unter Ausnahme der 3 m/s Versuchsreihen festzustellen:

- 10 bar Versuchsreihen: 1,012...0,974
- 7 bar Versuchsreihe: 1,067...1,008
- 4 bar Versuchsreihe: 1,194...1,111

Die Differenz wurde den ermittelten Wärmeströmen aus Abbildung 68 gewichtet angerechnet, um beim jeweils letzten Versuchspunkt, d.h. bei allen acht DRWÜ in Betrieb und vollständiger Kondensation (V-10 geschlossen), über die Bilanz auf den Wert $\dot{x} = 0$ zu gelangen.

Die ermittelten Druckverlustgradienten sind in der Abbildung 90 über den so ermittelten Strömungsdampfgehalt \dot{x} aufgetragen. Zum Vergleich sind die nach der Theorie von Friedel berechneten Kurven eingezeichnet.

Die 4 bar Kurvenverläufe von Friedel stimmen bei allen drei Geschwindigkeiten gut mit den experimentell gefundenen Werten überein. Bei den 10,5 und 16,0 m/s Kurvenverläufen stimmen auch die 7 bar Werte gut überein. Bei den 10 bar Kurvenverläufen werden mit steigender Geschwindigkeit zunehmende Unterschiede bei hohen Strömungsdampfgehalten deutlich. Abweichungen sind hier auch bereits bei der 7 bar und 21,5 m/s Kurve erkennbar.

Auffällig dabei ist, dass die starken Abweichungen bei der 10 bar und 21,5 m/s Kurve genau an dem Punkt enden, bei dem der Wiederanstieg der Rohrwandtemperaturen bei den Umfangswinkeln 0°, 30° und 60° bei dieser Versuchsreihe beginnt (siehe Abbildung 64 bzw. Abbildung 69).

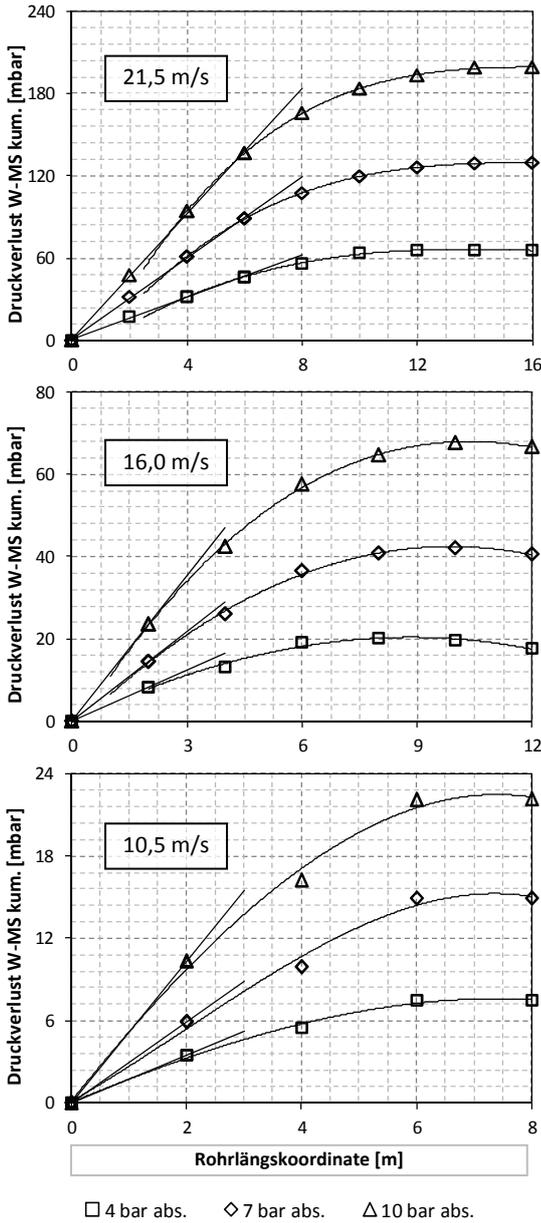


Abbildung 89: Kumulierte Druckverluste über Rohrlängskoordinate

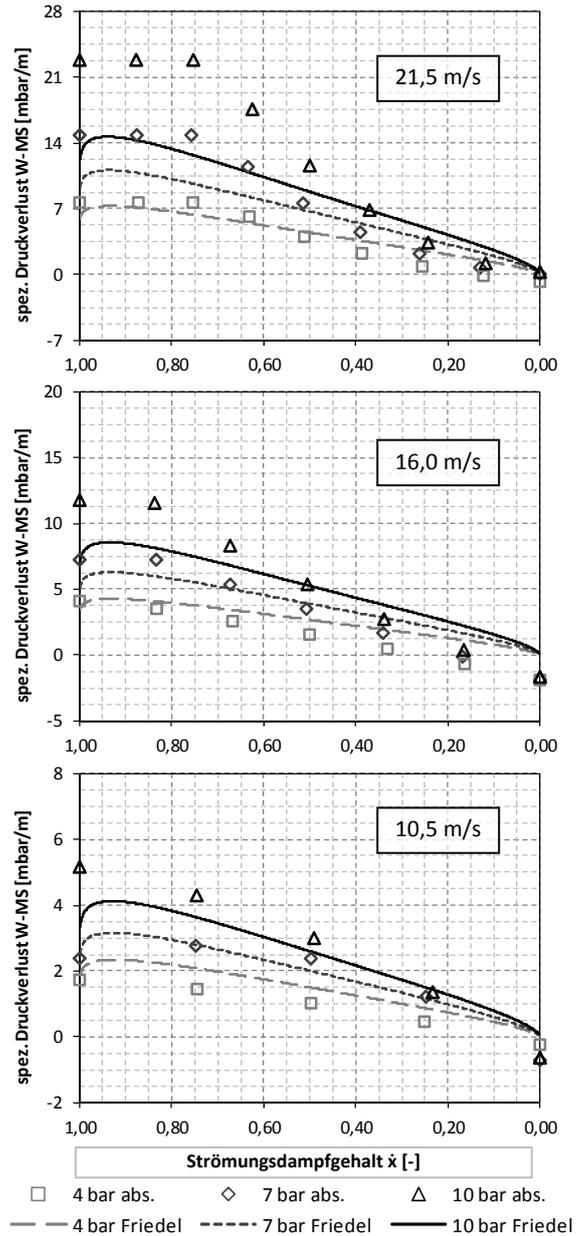


Abbildung 90: Spezifischer Druckverlust über Strömungsdampfgehalt – Vergleich Experiment mit Theorie nach Friedel (Kap. 2.4.2)

Nachfolgend soll eine eigene Modellbildung zur Vorausbestimmung der spezifischen Druckverluste folgen. Diese soll wie bereits in Abbildung 89 angedeutet aus zwei Teilen bestehen, einem konstanten Anteil bei hohen Strömungsdampfgehalten und einen abfallenden Anteil hin zu geringeren Strömungsdampfgehalten. Als Ausgangspunkt soll die übliche Druckverlustgleichung der Form:

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = \zeta \cdot \frac{1}{d_i} \cdot \frac{\rho \cdot u^2}{2} \tag{7.1}$$

dienen.

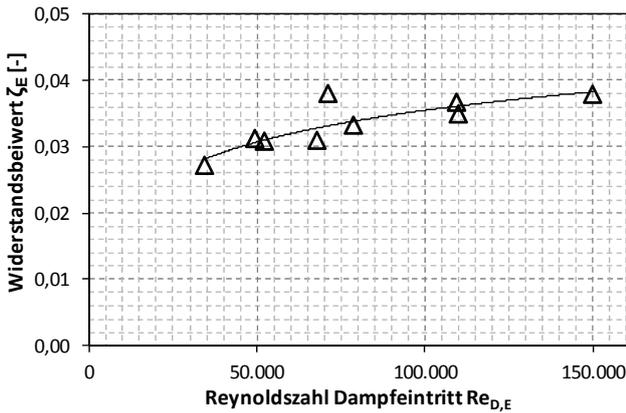


Abbildung 91: Approximation ζ_E

Werden in Gl. (7.1) die konstanten Anstiege aus Abbildung 89 sowie die Dampfeintrittsgeschwindigkeit und die Dampfdichte am Eintritt eingesetzt, kann ein „scheinbarer“ Widerstandsbeiwert am Eintritt in Abhängigkeit der Dampf-Reynolds-Zahl am Eintritt (Gl. (2.10)) dargestellt werden. Die Abbildung 91 zeigt die ermittelten Widerstandsbeiwerte ζ_E , sowie deren logarithmische Approximation der Form:

$$\zeta_E = 0,0068843 \cdot \ln(\text{Re}_{G,E}) - 0,0437852 \quad (7.2)$$

Der fallende Anteil des spezifischen Druckverlustes folgt in Abbildung 90 in erster Näherung (Umrechnung von Rohrlängskordinate in Strömungsdampfgehalt ist streng genommen nicht linear) einem Polynom 2. Grades. Werden die spezifischen Druckverluste über der Dampf-Reynolds-Zahl aufgetragen, können diese, wie in Abbildung 92 dargestellt, durch eine quadratische Funktion approximiert werden.

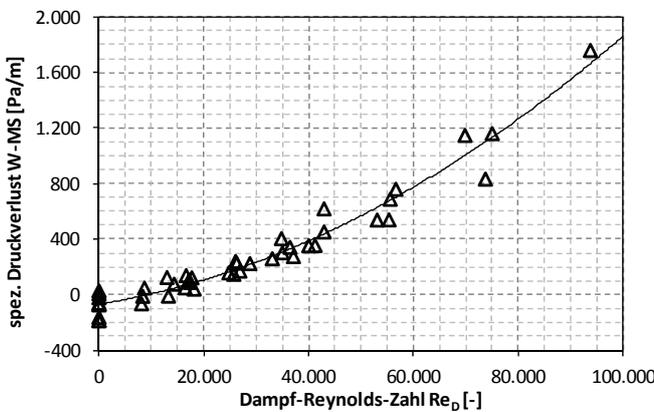


Abbildung 92: Approximation Reynolds-Zahl abhängiger Anteil

Die Gl. (7.3) ist eine Zahlenwertgleichung, die in Pa/m ausgegeben wird.

$$\left\{ \frac{\Delta p}{\Delta x} \right\} = 130,978 \cdot 10^{-9} \cdot \text{Re}_G^2 + 6,189 \cdot 10^{-3} \cdot \text{Re}_G - 69,906 \quad (7.3)$$

In Abbildung 93 sind die Ergebnisse von Gl. (7.3) über den Term $[\rho_G \cdot u_G^2 / (d_i \cdot 2)]$ aus Gl. (7.1) abgetragen. Aus der Abbildung werden die unterschiedlichen Druckstufen erkennbar, sodass hier kein stetiger Kurvenverlauf erzielt wird. Ein stetiger Kurvenverlauf wird durch die Multiplikation von Gl. (7.3) mit einer 2/3-Potenz des Dichteverhältnisses $(\rho_F/\rho_G)^{2/3}$ erzielt. Um des Weiteren einen linearen Funktionsverlauf darzustellen, wird Gl. (7.3) ebenfalls mit $\text{Re}_G^{0,22}$ multipliziert. Das Ergebnis ist in der Abbildung 94 dargestellt. Der funktionale Zusammenhang lautet:

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} \cdot \left(\frac{\rho_F}{\rho_G} \right)^{2/3} \cdot \text{Re}_G^{0,22} = 27,481 \cdot \left(\frac{1}{d_i} \cdot \frac{\rho_G \cdot u_{G,L}^2}{2} \right) - 3.579 \quad (7.4)$$

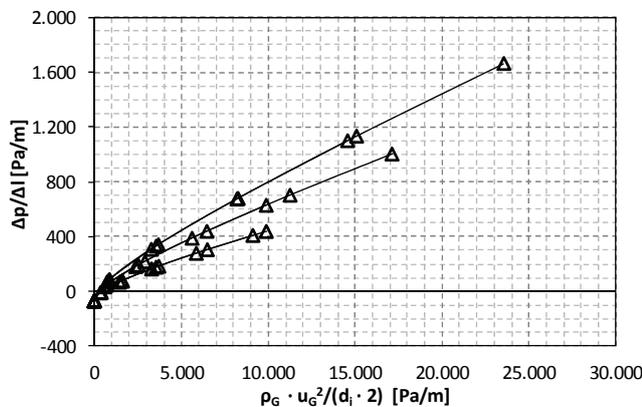


Abbildung 93: $\Delta p/\Delta l$ in Abhängigkeit von $\rho_G \cdot u_G^2 / (d_i \cdot 2)$

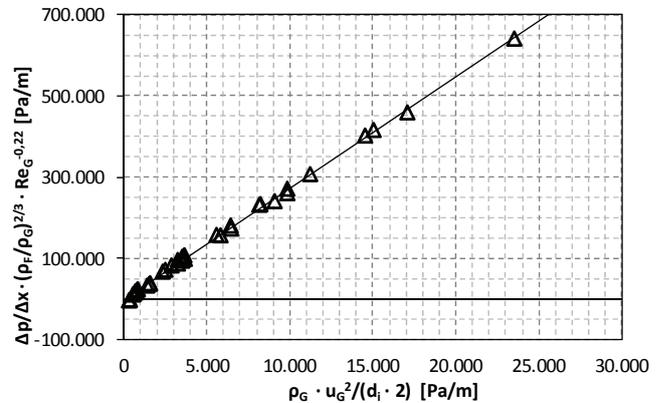


Abbildung 94: Auftragung des Terms $\Delta p/\Delta x \cdot (\rho_F/\rho_G)^{2/3} \cdot \text{Re}_G^{0,22}$ über $\rho_G \cdot u_G^2 / (d_i \cdot 2)$

Bei Vernachlässigung des konstanten Wertes von -3.579 in Gl. (7.4) wird diese zum einen einheitenkonsistent und zum anderen kann der Widerstandsbeiwert für diesen Bereich wie folgt angegeben werden:

$$\zeta = 27,481 \cdot \left(\frac{\rho_F}{\rho_G}\right)^{-2/3} \cdot Re_G^{-0,22} \tag{7.5}$$

Im Resultat kann der Druckverlust über dem gesamten Reynolds-Zahlenbereich nach Gl. (7.6) berechnet werden. Die so ermittelten Kurvenverläufe sind in Abbildung 95 im Vergleich zu den Messergebnissen abgetragen. Es zeigt sich eine deutlich bessere Wiedergabe gegenüber dem Modell nach Friedel (Abbildung 90).

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_x = \min \left\{ \zeta_E \cdot \frac{1}{d_i} \cdot \frac{\rho_{G,E} \cdot u_{G,E}^2}{2}; \zeta \cdot \frac{1}{d_i} \cdot \frac{\rho_G \cdot u_{G,L,x}^2}{2} \right\} \tag{7.6}$$

Durch Gleichsetzen der beiden Berechnungsvorschriften für den Druckverlust kann der Grenz-Strömungsdampfgehalt ermittelt werden:

$$\dot{x}_{Grenz} \approx \sqrt[1,78]{\frac{(0,0068843 \cdot \ln(Re_{G,E}) - 0,0437852)}{27,481 \cdot Re_{G,E}^{-0,22} \cdot \left(\frac{\rho_{F,E}}{\rho_{G,E}}\right)^{-2/3}}} \tag{7.7}$$

Die Gleichung (7.6) ist an der Stelle \dot{x}_{Grenz} nicht stetig. Wird ein stetiger Kurvenverlauf benötigt, können die beiden Druckverlustkorrelationen als Überlagerungsfunktion in der Form von Gleichung (7.8) dargestellt werden.

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta x}\right)_x = \left[\left(\zeta_E \cdot \frac{1}{d_i} \cdot \frac{\rho_{G,E} \cdot u_{G,E}^2}{2} \right)^{-K} + \left(\zeta \cdot \frac{1}{d_i} \cdot \frac{\rho_G \cdot u_{G,L,x}^2}{2} \right)^{-K} \right]^{\frac{1}{K}} \tag{7.8}$$

Um den Fehler gegenüber Gleichung (7.6) im Bereich um \dot{x}_{Grenz} nicht zu groß werden zu lassen, sollte die Konstante K mindestens zu 5 gewählt werden.

Für die nachfolgenden Betrachtungen zum Wärmeübergang wird der Widerstandsbeiwert mit einer einheitlich definierten Bezugsgeschwindigkeit über den gesamten Bereich des Strömungsdampfgehaltes (1...0) benötigt. Hierzu soll die Gasleerrohrgeschwindigkeit $u_{G,L,x}$ dienen. Der Widerstandsbeiwert ζ_L ergibt sich aus Gl. (7.6) bzw. (7.8) zu:

$$\zeta_L = \frac{(\Delta p / \Delta x)_x}{\frac{1}{d_i} \cdot \frac{\rho_G \cdot u_{G,L,x}^2}{2}} \tag{7.9}$$

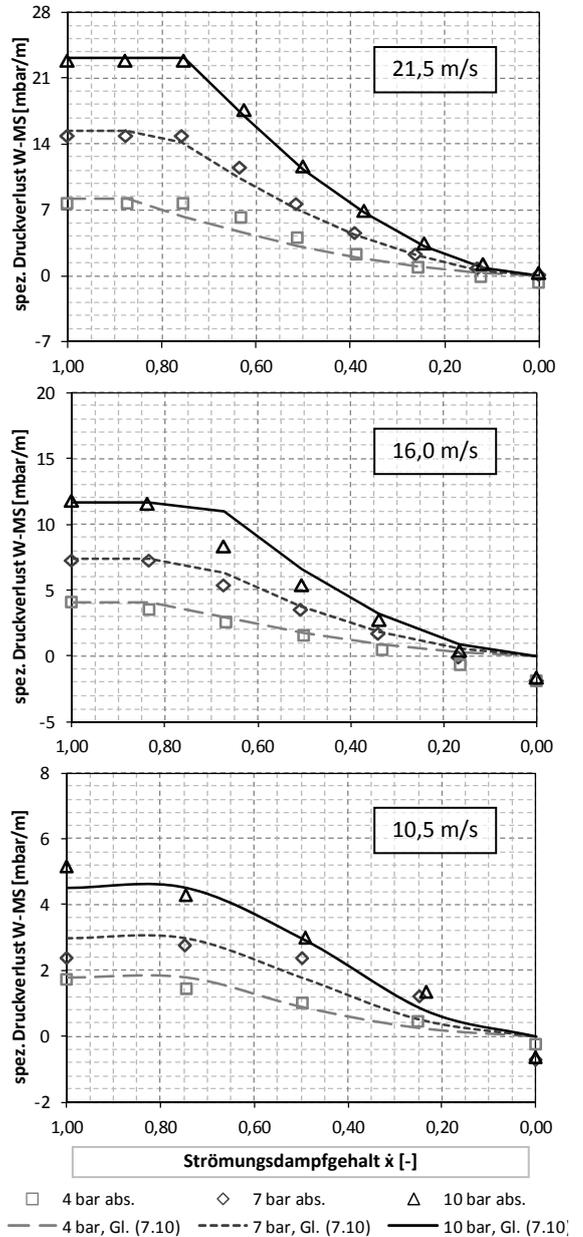


Abbildung 95: Spezifischer Druckverlust über Strömungsdampfgehalt – Vergleich Experiment mit Gl. (7.6)

7.2 Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten mit den verschiedenen Theorien

In der Abbildung 97 sind die gemessenen und nach den verschiedenen Theorien berechneten mittleren Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}_F$ in Paritätsdiagrammen gegenübergestellt. Die Berechnungen wurden dabei mit den lokalen Temperaturdifferenzen zwischen Satttdampf und Kühlwasser, den lokalen Satttdampfdrücken sowie den ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten auf der Kühlwasserseite durchgeführt.

Die Tabelle 15 fasst die Beträge der relativen Abweichungen im Mittel gemäß Gleichung (7.10) zusammen.

$$mrd = \sum_{i=1}^n \frac{|\bar{\alpha}_{F, \text{exp}} - \bar{\alpha}_{F, \text{theor}}|}{\bar{\alpha}_{F, \text{exp}}} / n \tag{7.10}$$

Die beste Übereinstimmung liefert das vereinfachte Modell von Cavallini mit einer mittleren relativen Abweichung über alle Versuchspunkte von 16,1 %. Die ausführliche Modellversion hat eine um 1,3 %-Punkte höhere mittlere relative Abweichung. Das Modell von Shah (23,6 %), das Modell von Thome (26,6 %) und das Modell von Huhn (29,8 %) liegen im Mittel bei < 30 % relativer Abweichung. Das Modell von Dobson/Chato und das Modell von Numrich haben mit über 40 % einen noch größeren Fehlerwert. Die beiden besten Modelle, das vereinfachte Modell von Cavallini und das Modell von Shah, sind zudem am einfachsten handhabbar.

Tabelle 15: Mittlere relative Abweichungen zwischen experimentellen und berechneten Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}_F$

$u_{G,E}$ in m/s	10 bar						7 bar						4 bar						ϕ
	21,5	16,0	10,5	5,0	3,0	ϕ	21,5	16,0	10,5	5,0	3,0	ϕ	21,5	16,0	10,5	5,0	3,0	ϕ	
Shah'09	17	15	9,8	16	22	15,9	21	13	20	27	27	21,4	27	28	34	34	46	33,5	23,6
Cavallini'02	14	11	10	12	18	13,0	13	13	14	19	19	15,6	17	19	23	22	38	23,6	17,4
Cavallini'06	13	9,0	9,4	9,3	13	10,8	12	15	14	17	15	14,4	20	20	22	19	34	23,1	16,1
Thome'03	24	22	30	37	30	28,3	22	27	31	29	30	27,7	29	30	26	31	2,4	23,8	26,6
Dobson/Chato'98	28	29	30	43	48	35,6	32	23	46	51	53	40,8	30	42	55	58	67	50,2	42,2
Numrich VDI'97	11	19	26	44	61	32,2	21	28	36	53	67	40,9	34	40	50	66	77	53,4	42,1
Huhn'84	26	32	36	36	32	32,3	32	31	33	28	34	31,5	32	32	25	35	5,3	25,7	29,8
Huhn'84 ($\alpha_{x,L}$)	13	20	38	57	70	39,6	20	36	50	65	74	49,0	42	52	62	74	82	62,5	50,4

In der Abbildung 96 ist der Vergleich der 10 bar Versuchsergebnisse mit dem Modell von Shah sowie dem vereinfachten Modell von Cavallini explizit über dem Strömungsdampfgehalt gegeben. Bei den Kurven der hohen Eintrittsgeschwindigkeiten von 21,5 sowie 16,0 m/s sind beim Modell von Shah deutlich die Wechsel im Strömungsregime erkennbar, die zu einem Wiederanstieg des Wärmeübergangskoeffizienten mit abnehmendem Strömungsdampfgehalt führen. Bei Cavallini wird ein Wechsel im Strömungsregime bei der 21,5 m/s Kurve vorausberechnet.

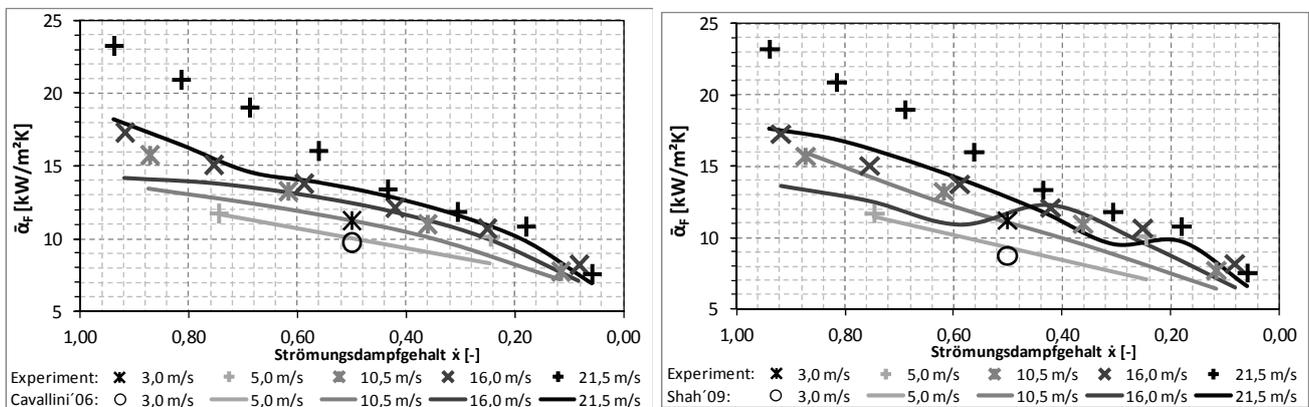


Abbildung 96: Vergleich der berechneten Wärmeübergangskoeffizienten nach Cavallini'06 (links) und Shah'09 (rechts) mit den experimentell ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten für die 10 bar Versuchsreihen

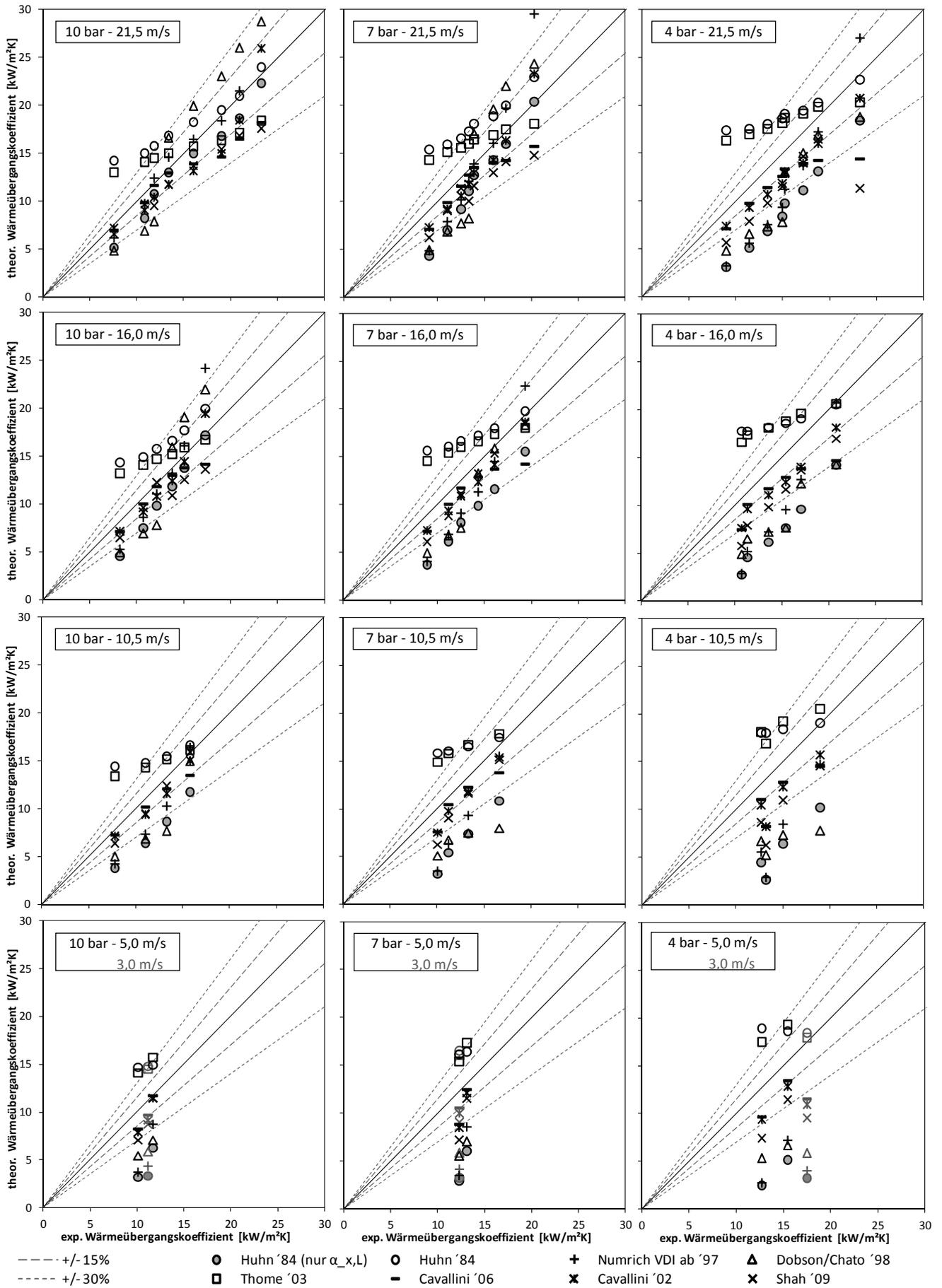


Abbildung 97: Paritätsdiagramme der mittleren experimentellen Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}_f$ nach Gl. (6.18) und verschiedenen Modellen (Kapitel 3.2 bis 3.3)

7.3 Dimensionslose Darstellung der Nußeltschen Wasserhautgleichungen für ruhenden Dampf

Aufgrund der Vielzahl von Parametern bzw. Stoffwerten, die den Wärmeübergang beeinflussen, ist deren Koordinierung mithilfe von dimensionslosen Kennzahlen sinnvoll. Als Ausgangspunkt sollen die von Nußelt hergeleiteten Beziehungen der Wasserhauttheorie dienen. Am Ende des Kapitels 3.1.1 wird bereits eine dimensionslose Schreibweise der Nußeltschen Beziehung für die senkrechte Wand und ruhenden Dampf gegeben (Gl. (3.23)). Diese nutzt den Ausdruck $(v_F^2/g)^{1/3}$ als charakteristische Länge zur Bildung der Nu-Zahl. Eine Definition der Nu-Zahl mit der Filmdicke würde aufgrund der Bestimmungsgleichung des Wärmeübergangskoeffizienten (3.1) immer den Wert 1 liefern und erscheint daher nicht zielführend.

Für den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten am horizontalen Rohr gibt Nußelt Gl. (3.43) wieder.

$$\alpha_m = 0,728 \cdot \sqrt[4]{\frac{\lambda_F^3 \cdot \Delta h_V \cdot \rho_F^2 \cdot g}{(t_S - t_W) \cdot \eta_F \cdot d_A}} \quad (3.43)$$

Nach Hartmann [291] kann diese Gleichung auch für die Kondensation in horizontalen Rohren angewendet werden, wenn beachtet wird, dass sich das Kondensat an der Sohle sammelt und dadurch den Wärmeübergang beeinträchtigt. Der Kondensatumpf soll hier zunächst nicht beachtet werden.

Wird Gl. (3.43) mit $(v_F^2/g)^{1/3} \cdot \lambda_F^{-1}$ erweitert, so erhält man

$$Nu_{\mathcal{L},1} = \frac{\alpha_m}{\lambda_F} \cdot \left(\frac{v_F^2}{g}\right)^{1/3} = 0,728 \cdot \left(\frac{\Delta h_V \cdot \rho_F \cdot v_F^{5/3}}{(t_S - t_W) \cdot d_i \cdot \lambda_F \cdot g^{1/3}}\right)^{1/4} \quad (7.11)$$

Der Index \mathcal{L} soll darauf hinweisen, dass die Nu-Zahl mit dem oben erwähnten Stoffwertausdruck gebildet wird. Der Index 1 soll kennzeichnen, dass keine Dampfströmung berücksichtigt wird.

Wird die Wärmeleitfähigkeit durch die Temperaturleitfähigkeit ($a = \lambda \cdot \rho^{-1} \cdot c_p^{-1}$) ersetzt, kann Gl. (7.11) mit Hilfe der Phasenumwandlungszahl Ph , der Prandl-Zahl des Kondensates Pr_F und der Galilei-Zahl Ga umgeformt werden.

$$Nu_{\mathcal{L},1} = 0,728 \cdot \left(Ph^{-1} \cdot Pr_F \cdot Ga^{-1/3}\right)^{1/4} \quad (7.12)$$

Die Phasenumwandlungszahl gibt das Verhältnis von fühlbarer Wärme zur Abkühlung des Kondensatfilms von Satttdampf- auf Wandtemperatur zur latenten Wärme durch die Kondensation des Dampfes wieder. Die Galilei-Zahl charakterisiert die Wirkung der Schwerkraft auf den herablaufenden Kondensatfilm und stellt das Verhältnis von Schwerkraft zur Zähigkeitskraft dar.

$$Ph = \frac{c_{p,F} \cdot (t_S - t_W)}{\Delta h_V} \quad Ga = \frac{d_i^3 \cdot g}{v_F^2} \quad Pr_F = \frac{v_F}{a_F} \quad (7.13)$$

Alternativ soll Gl. (3.43) mit $d_i \cdot \lambda_F^{-1}$ erweitert werden, wodurch die Nu-Zahl mit dem Durchmesser gebildet werden kann.

$$Nu_{d,1} = \frac{\alpha_m}{\lambda_F} \cdot d_i = 0,728 \cdot \left(\frac{\Delta h_V \cdot d_i^3 \cdot g}{(t_S - t_W) \cdot a_F \cdot c_{p,F} \cdot v_F}\right)^{1/4} \quad (7.14)$$

In diesem Klammerausdruck ist wieder die Ph -Zahl und durch Erweiterung mit v_F auch die Pr -Zahl vertreten. Der verbleibende dimensionslose Term $(d_i^3 \cdot g / v_F^2)$ hat den Aufbau einer Reynolds-Zahl im Quadrat (vgl. auch Traupel [236]). Dies wird deutlich, wenn er in folgende Form gebracht wird:

$$Re_g = \frac{d_i \cdot \sqrt{d_i \cdot g}}{v_F} \quad (7.15)$$

Der Ausdruck $\sqrt{d_i \cdot g}$ stellt die Geschwindigkeit dar, die ein frei fallender Körper nach Durchfallen der Höhe $d_i/2$ im Vakuum erreicht. Die mit dem Durchmesser gebildete Nu-Zahl lässt sich damit wie folgt darstellen:

$$Nu_{d,1} = 0,728 \cdot \left(Ph^{-1} \cdot Pr_F \cdot Re_g^2\right)^{1/4} \quad (7.16)$$

7.4 Ableitung einer dimensionslosen Kennzahl zur Erfassung des Strömungseinflusses

Für den Wärmeübergang bei der Filmkondensation unter Berücksichtigung der Strömungsgeschwindigkeit des Dampfes geht Nußelt lediglich auf den Fall der senkrechten Wand genauer ein. Der von Nußelt gefundene funktionale Zusammenhang für den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten über der Wandhöhe H lautet:

$$\alpha_m = \frac{\int_0^{x=H} \alpha(x) \cdot dx}{H} = \frac{3 \cdot \lambda_F}{2} \cdot \left(\frac{a \cdot b}{H} \right)^{1/3} \quad (7.17)$$

Mit a und b zu:

$$a = \frac{\Delta h_v \cdot \rho_F^2 \cdot g}{4 \cdot \lambda_F \cdot \eta_F \cdot (t_S - t_W)} \quad b = \zeta \cdot \frac{u_G^2 \cdot \rho_G}{6 \cdot \rho_F \cdot g} \quad (7.18)^1$$

Der lokale Wärmeübergangskoeffizient $\alpha(x)$ ergibt sich durch Differentiation von Gl. (7.17) nach x zu:

$$\alpha(x) = \frac{d\left(\int_0^{x=H} \alpha(x) \cdot dx\right)}{dx} = \lambda_F \cdot \left(\frac{a \cdot b}{x} \right)^{1/3} \quad (7.19)$$

Durch Einsetzen von Gl. (7.18) in (7.19) kann $Nu_{L,2}$ wie folgt ausgedrückt werden

$$Nu_{L,2} = \frac{1}{\sqrt[3]{24}} \cdot \left(Ph^{-1} \cdot Pr_F \cdot D \cdot K_x \right)^{1/3} \quad (7.20)$$

Die Phasenumwandlungszahl Ph und die Prandl-Zahl des Kondensates Pr_F sind gemäß Gl. (7.13) definiert. D stellt in Gl. (7.20) das Dichteverhältnis von Gas- und Flüssigphase und K_x ein Strömungsparameter gemäß Gl. (7.21) dar.

$$D = \frac{\rho_G}{\rho_F} \quad K_x = \zeta \cdot \frac{u_G^2}{g \cdot x} \quad (7.21)$$

Für die Kondensation im Rohr ist die Gasgeschwindigkeit u_G nicht unabhängig von der Rohrlängskoordinate x . Es ist daher zielführender den Strömungsparameter K_x in zwei voneinander unabhängige dimensionslose Kenngrößen zu zerlegen. Hierfür wird K_x mit der charakteristischen Länge $(v_F^2/g)^{1/3}$ erweitert, wodurch sich wiederum eine Galilei-Zahl, im Gegensatz zu Gl. (7.13) jedoch mit x als charakteristische Länge, und ein Strömungsparameter K_τ ergibt.

$$Ga_\tau = \frac{x^3 \cdot g}{v_F^2} \quad K_\tau = \zeta \cdot \frac{u_G^2}{\sqrt[3]{g^2 \cdot v_F^2}} \quad (7.22)$$

Im Resultat ergibt sich:

$$Nu_{L,2} = \frac{\alpha(x)}{\lambda_F} \cdot \left(\frac{v_F^2}{g} \right)^{1/3} = \frac{1}{\sqrt[3]{24}} \cdot \left(Ph^{-1} \cdot Pr_F \cdot D \cdot K_\tau \cdot Ga_\tau^{-1/3} \right)^{1/3} \quad (7.23)$$

Das Produkt aus $D \cdot K_\tau$ ist dabei identisch mit dem von Mersmann in [292] angegebenen Strömungsparameter K_W . Dieser gibt nach Mersmann das Verhältnis von Schubspannungskraft des Dampfes zur Schwerkraft des Filmes wieder. Dies trifft unter Gleichsetzung der Filmdicke δ mit der charakteristischen Länge $(v_F^2/g)^{1/3}$ zu.

Analog zu Gl. (7.23) ergibt sich für $Nu_{d,2}$

$$Nu_{d,2} = \frac{\alpha(x)}{\lambda_F} \cdot d_i = \frac{1}{\sqrt[3]{24}} \cdot \left(Ph^{-1} \cdot Pr_F \cdot D^{-1} \cdot V^2 \cdot Re_G^2 \cdot \zeta \cdot \frac{d_i}{x} \right)^{1/3} \quad (7.24)$$

mit der Reynolds-Zahl der Dampf (bzw. Gas-) Phase und V dem Viskositätsverhältnis

$$Re_G = \frac{u_G \cdot d_i}{\nu_G} \quad V = \frac{\eta_G}{\eta_F} \quad (7.25)$$

¹ Nach Umrechnung aus dem technischen Maßsystem und Faktor 2 zum vom Eberle definierten Leitungswiderstand.

7.5 Auflösung des Zusammenhangs zw. Dampfgeschwindigkeit u_G und Rohrlängskoordinate x

Aus der Energiebilanz bis zur Stelle x ergibt sich

$$\dot{M}_{F,x} \cdot \Delta h_V = \frac{\int_0^x \alpha(x) \cdot dx}{x} \cdot (t_S - t_W) \cdot \pi \cdot d_i \cdot x \quad (7.26)$$

Mit Gl. (7.17) und der Massebilanz $\dot{M}_{F,x} = \dot{M}_{ges} - \dot{M}_{G,x}$ kann für x geschrieben werden:

$$x = \frac{(\dot{M}_{ges} - \dot{M}_{G,x}) \cdot \Delta h_V}{1,5 \cdot \alpha(x) \cdot (t_S - t_W) \cdot \pi \cdot d_i} \quad (7.27)$$

Wird Gl. (7.27) in Gl. (7.19) eingesetzt und nach $\alpha(x)$ aufgelöst, ergibt sich der Ausdruck:

$$\alpha(x) = \lambda_F^{3/2} \cdot (a \cdot b)^{1/2} \cdot \left(\frac{1,5 \cdot (t_S - t_W) \cdot \pi \cdot d_i}{(\dot{M}_{ges} - \dot{M}_{G,x}) \cdot \Delta h_V} \right)^{1/2} \quad (7.28)$$

Wird nun a und b aus Gl. (7.18) eingesetzt, wobei b mit der Rohrquerschnittsfläche $A = \pi/4 \cdot d_i^2$ zu erweitern ist, ergibt sich:

$$\begin{aligned} \alpha(x) &= \lambda_F^{3/2} \cdot \left(\frac{1,5 \cdot \rho_F^2 \cdot g \cdot \pi \cdot d_i}{4 \cdot \lambda_F \cdot \eta_F} \right)^{1/2} \cdot \left(\zeta \cdot \frac{u_{G,x} \cdot 4}{6 \cdot \rho_F \cdot g \cdot \pi \cdot d_i^2} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\dot{M}_{G,x}}{\dot{M}_{ges} - \dot{M}_{G,x}} \right)^{1/2} \\ &= \lambda_F^{3/2} \cdot \left(\zeta \cdot \frac{u_{G,x}}{4 \cdot \lambda_F \cdot \nu_F \cdot d_i} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\dot{M}_{G,x}}{\dot{M}_{F,x}} \right)^{1/2} = \lambda_F^{3/2} \cdot \left(\zeta \cdot \frac{u_{G,x}}{4 \cdot \lambda_F \cdot \nu_F \cdot d_i} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\dot{x}}{1 - \dot{x}} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (7.29)$$

Aus Gl. (7.29) ergeben sich die beiden Nußelt-Zahlen $Nu_{\ell,2a}$ und $Nu_{d,2a}$ zu:

$$Nu_{\ell,2a} = \frac{1}{2} \cdot \left(Ga^{-1/3} \cdot K_\tau^{1/2} \cdot \zeta^{1/2} \cdot U \right)^{1/2} \quad (7.30)$$

$$Nu_{d,2a} = \frac{1}{2} \cdot \left(\zeta \cdot D^{-1} \cdot V \cdot Re_G \cdot U \right)^{1/2} \quad (7.31)$$

Der neu eingeführte Parameter U stellt das Verhältnis von Dampfmassenstrom zu Kondensatmassenstrom dar und kann damit als Verteilungsparameter bezeichnet werden.

$$U = \frac{\dot{x}}{1 - \dot{x}} \quad (7.32)$$

Alternativ kann Gl. (7.31) anstatt des Verteilungsparameters U auch mit der Filmreynolds-Zahl Re_F ausgedrückt werden

$$Nu_{d,2b} = \frac{1}{4} \cdot \left(\zeta \cdot D^{-1} \cdot V^2 \cdot Re_G^2 \cdot Re_F^{-1} \right)^{1/2} \quad (7.33)$$

mit

$$Re_F = \frac{\dot{M}_F}{\pi \cdot d_i \cdot \eta_F} \quad (7.34)$$

In Gleichung (7.30) treten die Ga -Zahl und der Strömungsparameter K_τ auf, welche beide die Schwerkraft als kennzeichnende Kraft beinhalten. Dies kann zu Fehlinterpretationen führen, da sich im Hinblick auf die Zielgröße α der Schwerkrafteinfluss herauskürzt (vgl. Gl. (7.29)).

7.6 Modellentwicklung zur Vorausberechnung der lokalen querschnittsgemittelten Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}_F$

Die in den vorhergehenden Kapiteln hergeleiteten Nu -Zahl Gleichungen haben nicht den expliziten Fall der Kondensation im horizontalen Rohr als Ausgangspunkt und können damit nicht eins zu eins auf diesen Fall angewandt werden. Wie jedoch bereits Traupel [236] ausführte, werden die Modellgesetze nur durch die physikalischen Gegebenheiten bestimmt, welche für das betrachtete Problem gelten und die unabhängig von der besonderen Art der Grenzbedingungen sind. Damit können für kompliziertere Fälle keine anderen Parameter auftreten als die in den hergeleiteten Beziehungen.

Wie bereits erläutert, können aus den experimentell ermittelten Wärmeübergangsverläufen in Rohrumfangs- und Rohrlängsrichtung zwei Bereiche des Wärmeübergangs ausgemacht werden. Dies deckt sich zum

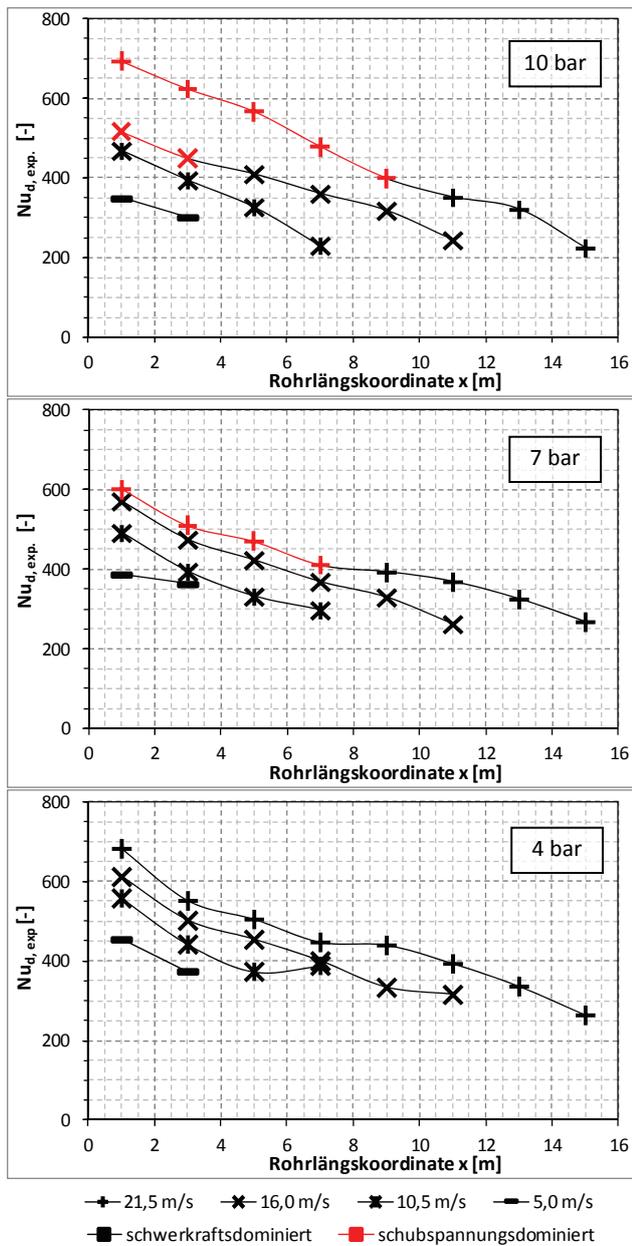


Abbildung 98: Mittlere Nußelt-Zahlen $Nu_{d,exp.}$ aus den experimentell ermittelten mittlere Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}_F$ (Abbildung 85) über der Rohrlängskoordinate x

Dies wird prinzipiell von den hergeleiteten Nu-Gleichungen (7.30) bzw. (7.31)/(7.33) berücksichtigt.

Die Stoffwerte des Films werden nachfolgend mit der mittleren Kondensattemperatur nach Gl. (3.20) berechnet.

einen mit einem Großteil an experimentellen Erfahrungen aus der Literatur und zum anderen mit den theoretischen Betrachtungen von Nußelt sowie anderer Autoren. Das zu entwickelnde Berechnungsmodell soll daher in einen schwerkraftdominierten und einen schubspannungsdominierten Bereich untergliedert werden. Die Abgrenzung der Bereiche erfolgt zunächst anhand der experimentellen Befunde selbst. Hierfür sind in Abbildung 98 die Nu_d -Zahlen über der Rohrlängskoordinate x dargestellt¹. Die Messergebnisse, die gemäß Abbildung 80 bis Abbildung 82 den schubspannungsdominierten Bereich zugeordnet werden können, sind rot dargestellt.

Die im schwerkraftdominierten Bereich liegenden Nu-Zahlen sind eine Funktion von der Rohrlängskoordinate x bzw. des Strömungsdampfgehaltes \dot{x} . Dies hat zwei Ursachen. Zum einen steigt mit zunehmendem x bzw. abnehmendem \dot{x} die Temperaturdifferenz ($T_s - T_w$) und damit die Phasenumwandlungs-Zahl Ph (vgl. Abbildung 102). Hierdurch wird der in Rohrumfangsrichtung herabfließende Kondensatfilm im Mittel dicker, da mehr Kondensat anfällt. Dieser Einfluss wird von den verfügbaren Nu-Gleichungen (7.12) bzw. (7.16) berücksichtigt. Zum anderen wächst mit zunehmendem x der Kondensatumpf. Dieser Einfluss wird von Gleichung (7.12) bzw. (7.16) nicht berücksichtigt, da diese für die Rohraußenseite gelten, auf der das Kondensat frei in Richtung Schwerkraft abfließen kann. Die im schubspannungsdominierten Bereich liegenden Nu-Zahlen sind ebenfalls eine Funktion der Rohrlängskoordinate x bzw. des Strömungsdampfgehaltes \dot{x} . Dies wird prinzipiell von den hergeleiteten Nu-Gleichungen (7.30) bzw. (7.31)/(7.33) berücksichtigt.

¹ In der Darstellung über der Rohrlängskoordinate können die einzelnen Kurvenverläufe gegenüber der Darstellung über den Strömungsdampfgehalt \dot{x} besser nachverfolgt werden (vgl. Abbildung 85).

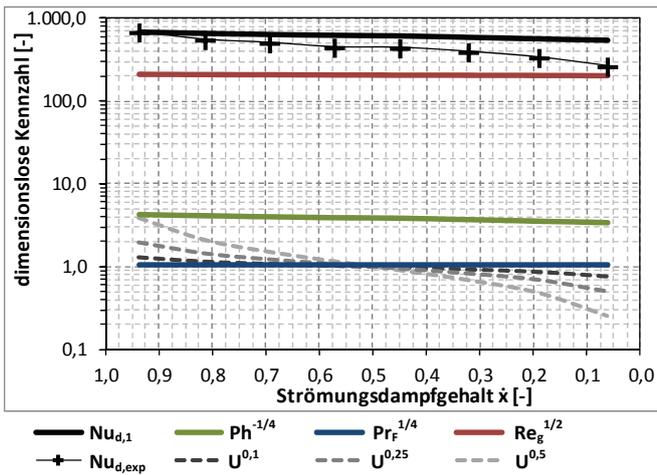


Abbildung 99: Dimensionslose Kennzahlen als Funktion des Strömungsdampfgehaltes für die Versuchsreihe 4 bar – 21,5 m/s (durchgängig schwerkraftdominiert)

Verlauf der experimentellen Werte gut wiedergegeben werden. Für den schwerkraftdominierten Bereich wird daher ein Potenzansatz von U der Gl. (7.16) hinzugefügt. Hierdurch findet die Ausbildung des Sumpfes

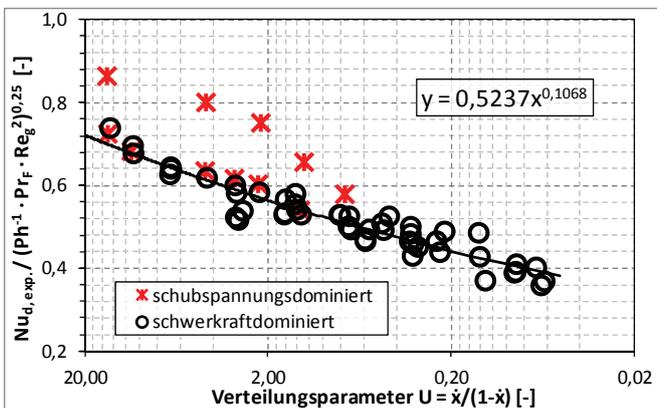


Abbildung 100: Dimensionslose Darstellung des Wärmeübergangs und Approximation der schwerkraftdominierten Versuchspunkte

In der Abbildung 99 ist die Nu-Zahl für den schwerkraftdominierten Bereich (Gl. (7.16)) mit ihren einzelnen Faktoren (dimensionslose Kennzahlpotenzen), am Beispiel der 4 bar und 21,5 m/s Versuchsreihe, über dem Strömungsdampfgehalt abgetragen. Die berechnete Nu-Zahl sinkt geringfügig mit sinkendem Strömungsdampfgehalt, aufgrund des Einflusses der Ph-Zahl. Der Vergleich zu den ebenfalls eingetragenen Messergebnissen zeigt jedoch, dass deren Verlauf nicht korrekt wiedergegeben wird. Daher sind zusätzlich die Verläufe verschiedener Potenzen des Verteilungsparameters U im Diagramm eingezeichnet. Mit diesen kann der prinzipielle

Berücksichtigung, welcher zu einer Limitierung des querschnittsgemittelten Wärmeübergangs führt. Die Abbildung 100 zeigt alle Messergebnisse aus Abbildung 98 in dimensionsloser Darstellung über dem Verteilungsparameter U . Für die Ausgleichskurve der im schwerkraftdominierten Bereich liegenden Werte gilt folgende Gleichung:

$$Nu_{d,1} = 0,5237 \cdot (Ph^{-1} \cdot Pr_F \cdot Re_g^2)^{1/4} \cdot U^{0,1068} \quad (7.35)$$

Die Nu-Zahl mit \mathcal{L} als charakteristische Länge kann in gleicher Weise dargestellt werden:

$$Nu_{\mathcal{L},1} = 0,5237 \cdot (Ph^{-1} \cdot Pr_F \cdot Ga^{-1/3})^{1/4} \cdot U^{0,1068} \quad (7.36)$$

In der Abbildung 101 sind analog zur Abbildung 99 die Nu_d -Zahlen mit ihren einzelnen Faktoren für den schubspannungsdominierten Bereich am Beispiel der 10 bar und 21,5 m/s Versuchsreihe dargestellt. Dabei ist ein zu starker Abfall der in Kapitel 7.5 hergeleiteten Nu_d -Zahlen gegenüber den Messergebnissen zu verzeichnen. Zur Ermittlung der Ursache müssen die Randbedingungen für das zuvor dargelegte Modell mit Schubspannungseinfluss betrachtet werden.

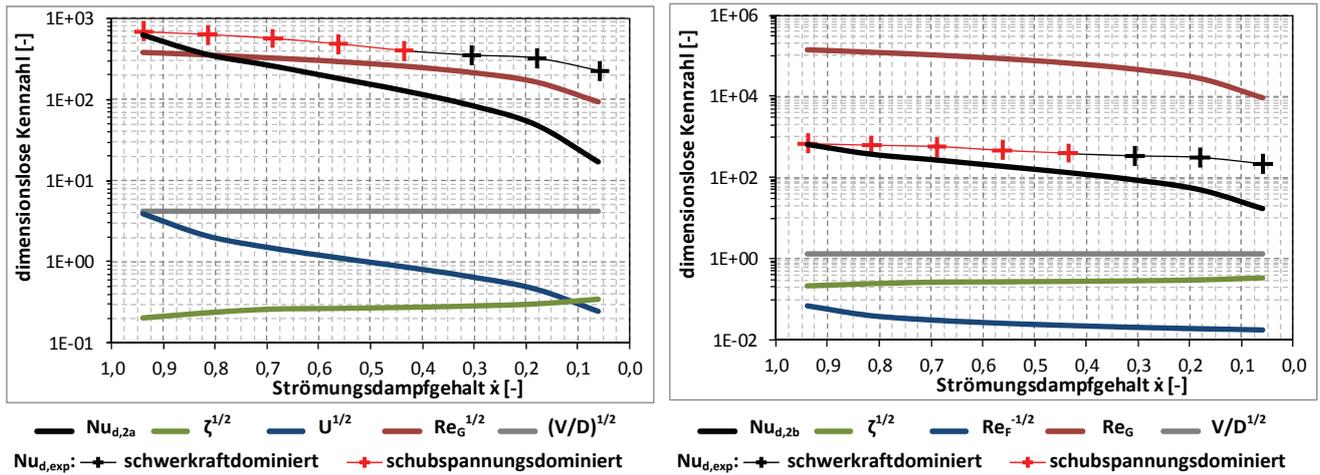


Abbildung 101: Dimensionslose Kennzahlen als Funktion des Strömungsdampfgehaltes für die Versuchsreihe 10 bar – 21,5 m/s (schubspannungs- / schwerkraftdominiert)

links: Kennzahlpotenzen für $Nu_{d,2a}$ – Gleichung (7.31)

rechts: Kennzahlpotenzen für $Nu_{d,2b}$ – Gleichung (7.33)

Zum einen wird eine konstante Temperaturdifferenz $T_S - T_W$ (Gl. (7.27) und Herleitung Nu_{Belt} Gl. (7.17)) vorausgesetzt, die in der Praxis – wie auch in den hier vorgestellten Experimenten – nicht eingestellt werden kann (vgl. Abbildung 102). Bei den dargestellten Versuchen nimmt die Temperaturdifferenz in Dampfströmungsrichtung zu. Dies bedeutet, dass an einer Stelle x der Kondensatfilm praktisch dünner ist als theoretisch vorausgesetzt wurde (weniger Kondensatproduktion, da $\dot{M}_F \sim (T_S - T_W)$ und $\dot{M}_F \sim \alpha$ aber $\alpha \sim 1/(T_S - T_W)^{1/n}$ mit $n > 1$). Dies müsste gegenüber des theoretischen Ansatzes von Nu_{Belt} zu praktisch höheren Wärmeübergangskoeffizienten führen, was auch der Fall ist (vgl. Abbildung 101). Bei der lokalen Berechnung ist die Kondensatmenge jedoch in der Reynolds-Zahl des Filmes Re_F explizit vorhanden, wodurch dieser Einfluss Berücksichtigung findet.

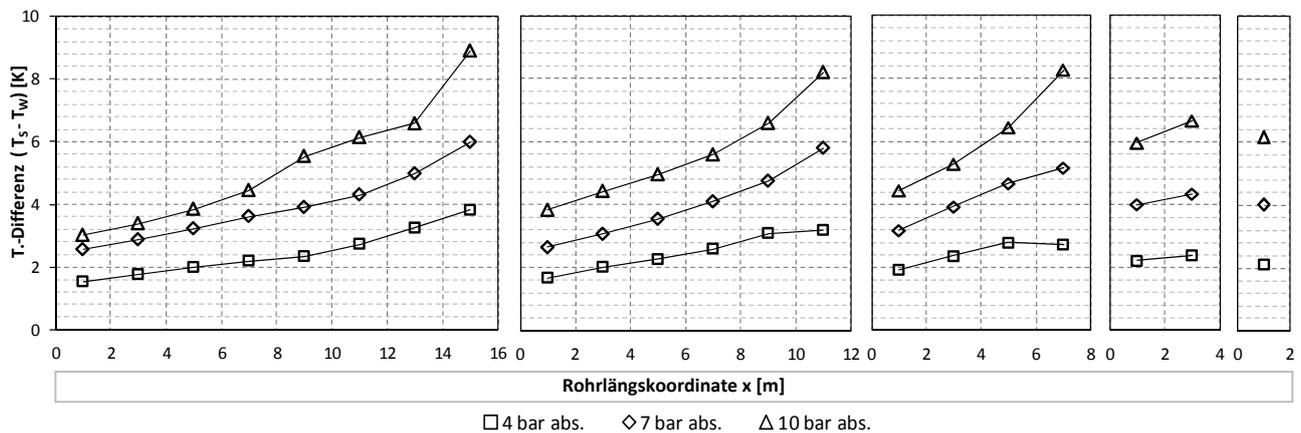


Abbildung 102: Mittlere Temperaturdifferenz zwischen Satttdampf und Rohrlinnenwand für die einzelnen Versuchspunkte

Zum anderen geht Nu_{Belt} von einem laminaren wellenfreien Film aus. Bei Rieselfilmen ist bekannt, dass es keine untere Grenze der Stabilität gibt, diese also selbst bei $Re_F \rightarrow 0$ instabil sind (vgl. z.B. [235]). Bei dem vorliegenden Fall des Scherfilms wirkt der Geschwindigkeitsunterschied zwischen Gasströmung und Filmoberfläche zusätzlich destabilisierend auf den Film, was mit einer Erhöhung der Turbulenzintensität verbunden ist (vgl. z.B. [235][244]).

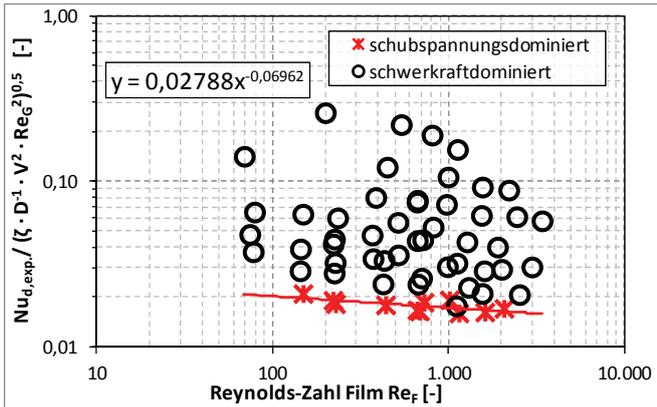


Abbildung 103: Dimensionslose Darstellung des Wärmeübergangs, Approximation der schubspannungsdominierten Versuchspunkte

Ein Maß für den Turbulenzgrad des Filmes stellt dessen Reynolds-Zahl dar. Für den schubspannungsdominierten Bereich soll daher der Re_F -Einfluss korrigiert bzw. an die Messwerte angepasst werden. Die Abbildung 103 stellt die Messergebnisse in dimensionsloser Darstellung über der Reynolds-Zahl des Filmes dar. Für die Ausgleichskurve der im schubspannungsdominierten Bereich liegenden Werte gilt folgende Gleichung, wobei die experimentell ermittelten ζ_L -Werte (Gl. (7.9)) einzusetzen sind:

$$Nu_{d,2b} = 0,02788 \cdot \left(\zeta \cdot \frac{V^2}{D} \cdot Re_G^2 \right)^{1/2} \cdot Re_F^{-0,06962} \quad (7.37)$$

Die Gl. (7.37) gibt die experimentell ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten mit einem mittleren Fehler von 5,04 % wieder. Der Abgleich erfolgte jedoch lediglich an 11 Versuchspunkten, die in einem engen Druck und Geschwindigkeitsbereich liegen. Der Vergleich mit den verfügbaren experimentellen Befunden von Kosky und Staub [139] sowie Ueda und Inoue [154] (dem Kap. 7.7 sei an dieser Stelle kurz vorgegriffen) zeigt, dass deren Werte – bei geringerem Druck und deutlich höheren Dampfgeschwindigkeiten – von Gl. (7.37) nicht wiedergegeben werden können (Abbildung 104).

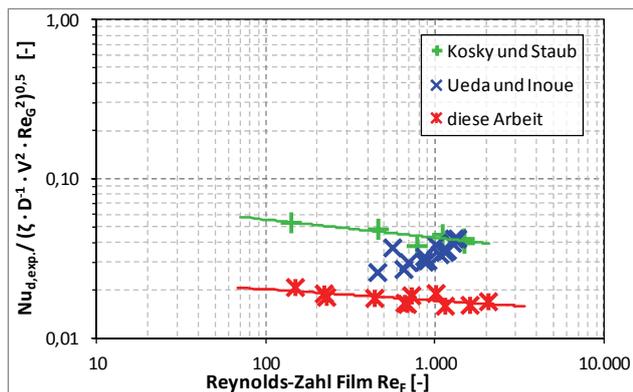


Abbildung 104: Dimensionslose Darstellung der schubspannungsdominierten Versuchspunkte dieser Arbeit und Vergleich mit den Werten von Kosky/Staub sowie Ueda/Inoue ($\bar{x} > 0,1$)

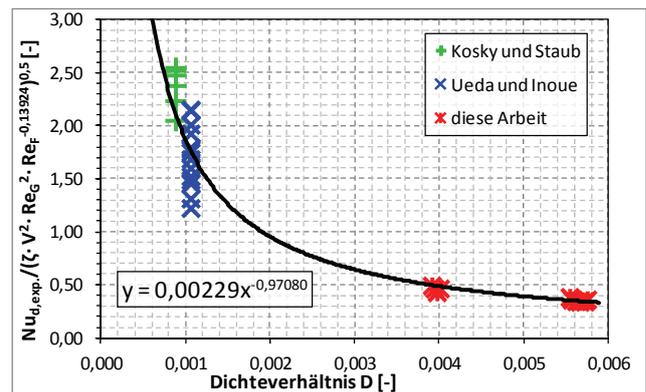


Abbildung 105: Anpassung von Gl. (7.37) an die Werte von Kosky/Staub sowie Ueda/Inoue über einen Potenzansatz des Dichteverhältnisses

Die Anpassung von Gl. (7.37) an die Versuchsergebnisse der beiden genannten Veröffentlichungen erfolgt über das Dichteverhältnis D . In der Abbildung 105 sind die Versuchswerte diesbezüglich in dimensionslose Form gebracht. Ebenfalls ist die Ausgleichskurve als Potenzansatz mit $D^{-0,97}$ dargestellt. Aus den Veröffentlichungen von Kosky und Staub sowie Ueda und Inoue gehen die Wandtemperaturen nicht explizit hervor, sodass die Stoffwerte des Filmes nicht genau berechnet werden können. Der angegebene Exponent (-0,97) ist dadurch mit einem geringfügigen Fehler behaftet. Aus diesem Grund soll das Dichteverhältnis mit dem gerundeten Exponenten von -1 einbezogen werden. Durch die Anpassung des Exponenten von D in Gl. (7.37) ergibt sich die in Abbildung 106 dargestellte

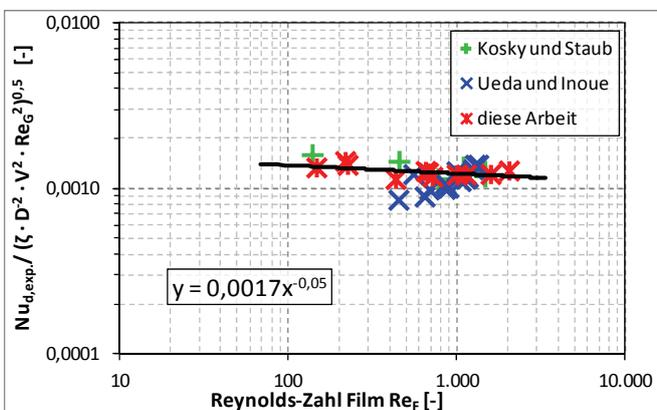


Abbildung 106: Dimensionslose Darstellung des Wärmeübergangs, Approximation der schubspannungsdominierten Versuchspunkte inkl. Kosky/Staub und Ueda/Inoue

ergibt sich die in Abbildung 106 dargestellte

te Ausgleichskurve für den Potenzansatz der Re_F -Zahl. Damit lautet die finale Gleichung zur Berechnung der Nu-Zahl für den schubspannungsdominierten Bereich zu:

$$Nu_{d,2b} = 0,0017 \cdot \left(\zeta \cdot \left(\frac{V}{D} \right)^2 \cdot Re_G^2 \right)^{1/2} \cdot Re_F^{-0,05} \tag{7.38}$$

In der Abbildung 107 sind die experimentellen Werte im Vergleich zu den mit Gl. (7.35) und (7.38) modellierten Nu_d - bzw. $\bar{\alpha}_F$ -Verläufen dargestellt. In den rechten Diagrammen wurde der jeweils größere Wert von Gl. (7.35) und (7.38) verwendet.

$$Nu_d = \max \{ Nu_{d,1}; Nu_{d,2b} \} \tag{7.39}$$

Mögliche Grenzkriterien für den Übergang der beiden Berechnungsvorschriften werden in dieser Arbeit nicht diskutiert. Es wird die Anwendung von Gl. (7.39) empfohlen.

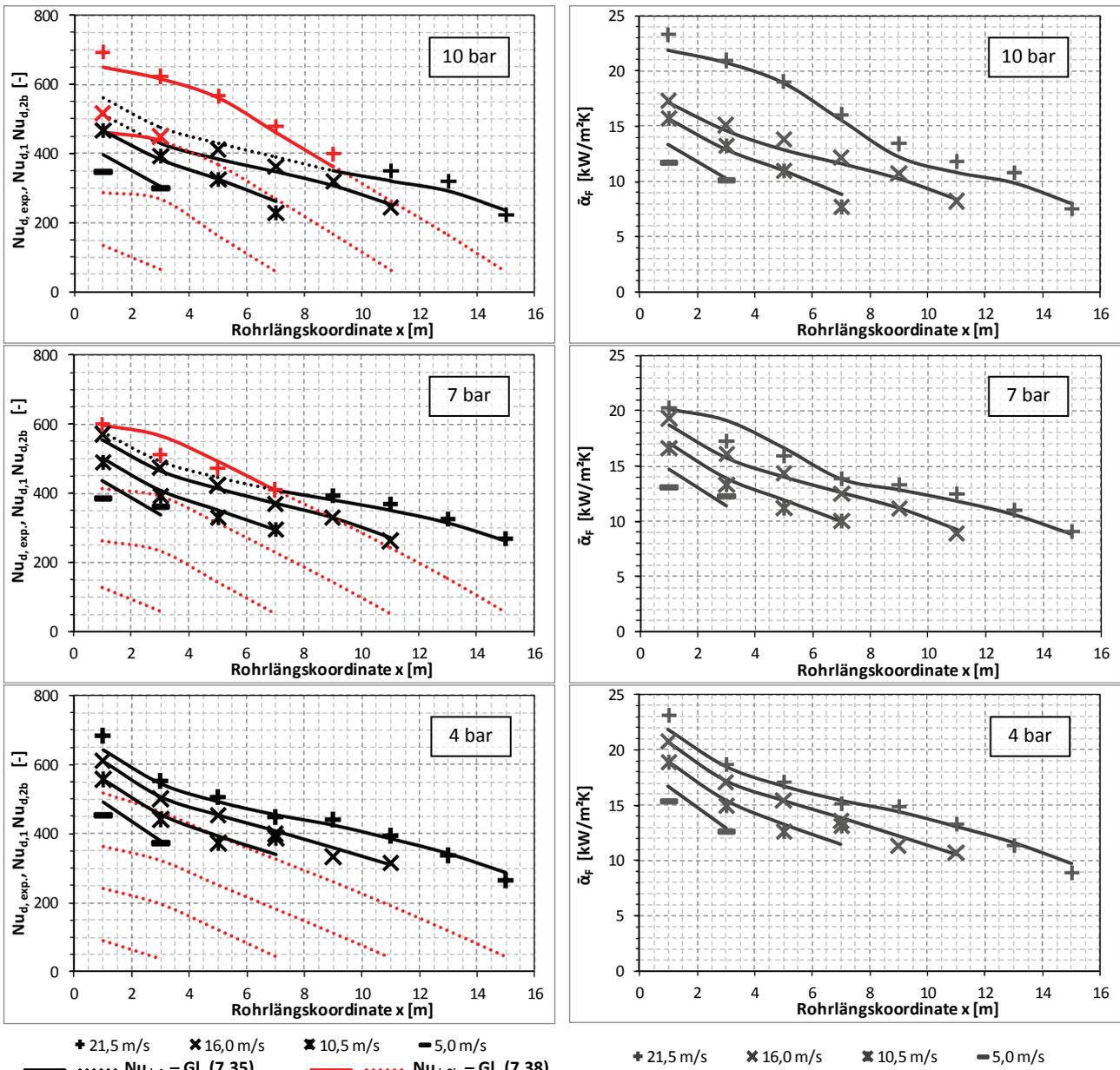


Abbildung 107: Links: Experimentell ermittelte Nu_d -Zahlen und approximierte Berechnungsvorschriften Gl. (7.36) und Gl. (7.38). Rechts: Mittlere Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}_F$ und nach selbigen Gleichungen berechnete Wärmeübergangskoeffizienten mit $Nu_d = \max \{ Nu_{d,1}; Nu_{d,2b} \}$

In der Abbildung 108 sind die Abweichungen des hier vorgestellten Modells (Gl. (7.39) in Verbindung mit Gl. (7.35) und (7.38)) zu den experimentellen Werten in Form eines Paritätsdiagrammes dargestellt. Die maximale Abweichung beträgt 13,4 %. Im Durchschnitt ergibt sich eine Abweichung von lediglich 4,2 %. Im Vergleich zum besten Modell aus Tabelle 15 (Cavallini 2006) wird der Fehler damit auf 1/4 reduziert.

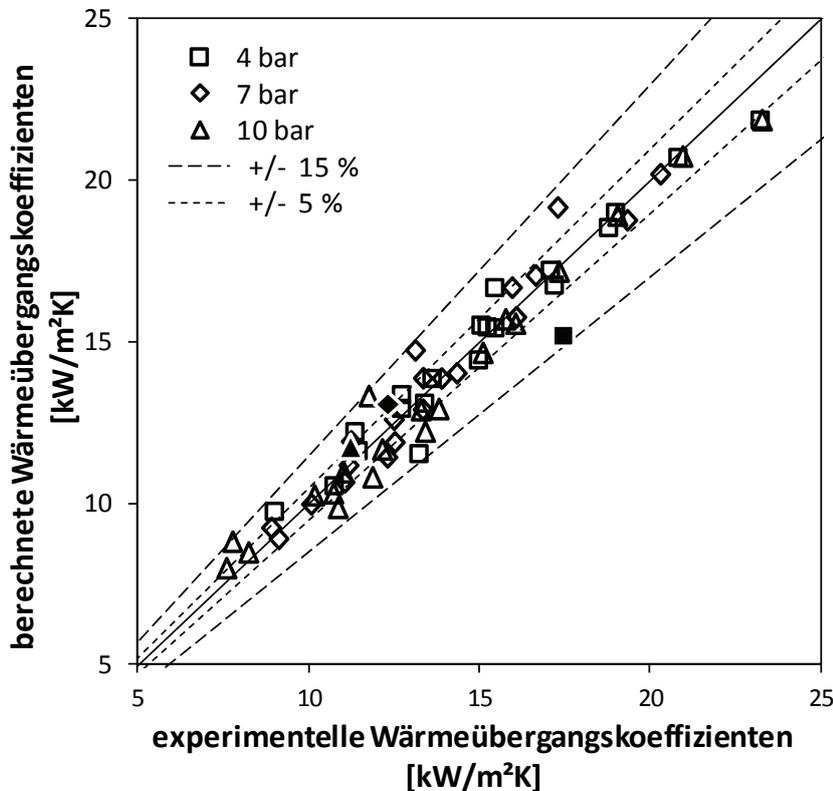


Abbildung 108: Paritätsdiagramm der experimentellen und über Gl. (7.39) ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten α_f (gefüllte Symbole \blacktriangle \blacklozenge \blacksquare stellen die 3 m/s Versuche dar – nur W-MS in Betrieb)

7.7 Anwendung des Modells und Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren

In der Abbildung 109 sind die Ergebnisse der Berechnungsvorschriften für den schwerkraft- und schubspannungsdominierten Bereich als Funktion des Strömungsdampfgehaltes abgetragen. In der linken Abbildung wurde der Parameter Dampfeintrittsgeschwindigkeit variiert. Für das dargestellte Beispiel von 10 bar Satttdampfdruck macht sich der Einfluss der Schubspannung ab Geschwindigkeiten > 16 m/s bemerkbar. Bei der Eintrittsgeschwindigkeit von 16 m/s liefern die beiden Berechnungsvorschriften bei einem Strömungsdampfgehalt zwischen 0,6 ... 0,9 nahezu identische Ergebnisse. Bei Strömungsdampfgehalten $> 0,9$ liefert dann wieder das Berechnungsmodell für den schwerkraftdominierten Bereich höhere Werte. Nach Gl. (7.39) wäre der schwerkraftdominierte Bereich hier wirksam. Ein Wechsel von schwerkraftdominiert zu schubspannungsdominiert mit abnehmendem Strömungsdampfgehalt ist rein physikalisch unplausibel, liefert aber bei annähernd gleichen Wärmeübergangszahlen beider Modelle (also im Grenzbereich beider Modelle) bessere Werte im Vergleich zu den experimentellen Befunden (siehe Abbildung 107 links; 10 bar Kurve; 16,0 m/s). Bei höheren Eintrittsgeschwindigkeiten als 15 m/s führt die ansteigende Schubspannung zu einem Anstieg der Wärmeübergangskoeffizienten im vorderen Rohrleitungsabschnitt.

Im rechten Diagramm der Abbildung 109 wurde die Temperaturdifferenz zwischen Satttdampf und Rohrinnenwand variiert. Die Ergebnisse der Berechnungsvorschrift für den schubspannungsdominierten Bereich sind lediglich aufgrund der sich geringfügig ändernden Stoffwerte des Films über Gl. (3.20) von der dargestellten Temperaturdifferenz abhängig. Bei den dargestellten Bereich von max. 5 K liegen die Unterschiede in der Zielgröße α bei maximal 1,0 %. Dagegen zeigt sich im schwerkraftdominierten Bereich eine deutliche

Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz. Geringere Temperaturdifferenzen führen über dem Rohrquerschnitt zu einer, im Mittel, geringeren Filmdicke und damit zu höheren Wärmeübergangskoeffizienten.

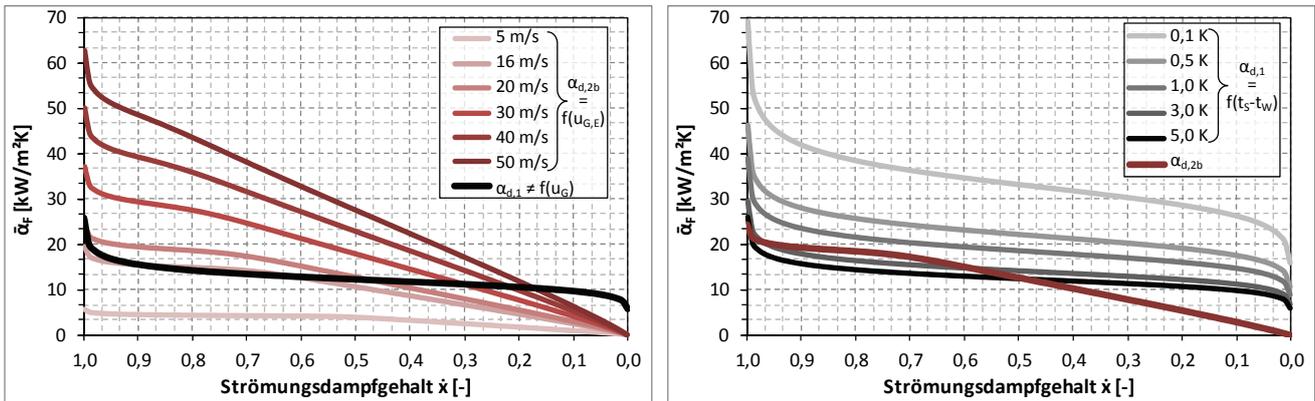


Abbildung 109: Berechneter Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{d,1}$ und $\alpha_{d,2b}$ als Funktion des Strömungsdampfgehaltes \dot{x} bei einem absoluten Sattdampfdruck von 10 bar und einem Rohrdurchmesser von $d_i = 20,12$ mm | Randbedingung: $p_s \neq f(\dot{x})$; $t_s-t_w \neq f(\dot{x})$
 links: Parameter $u_{G,E}$; $t_s-t_w = 5$ K
 rechts: Parameter t_s-t_w ; $u_{G,E} = 20$ m/s

In der Abbildung 110 sind die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten bei vollständiger Kondensation als Funktion der Dampfeintrittsgeschwindigkeit dargestellt. Als Parameter sind jeweils verschiedene Sattdampfdrücke, die über die Rohrlänge konstant gehalten wurden, aufgeführt. Im linken Diagramm beträgt die Temperaturdifferenz t_s-t_w 1 K im rechten 5 K. Als Rohrdurchmesser wurden 10 mm angenommen, da Huhn [250] für diesen Durchmesser die numerisch bestimmten Kurvenverläufe für 1 bar angibt. Bezogen auf die Ergebnisse des hier vorgestellten Rechenmodells kommt Huhn im, von der Eintrittsgeschwindigkeit unabhängigen, rein schwerkraftdominierten Bereich auf 27 % (bei 1 K) bzw. 31 % (bei 5 K) höhere Werte. Das schwerkraftdominierte Teilmodell wurde nicht an diese Werte angepasst, da Huhn die experimentellen Befunde dieser Arbeit um ähnliche Größenordnungen zu hoch vorherbestimmt (vgl. Tabelle 15). In den Diagrammen der Abbildung 110 sind zum Vergleich die Kurvenverläufe dargestellt, die aus der Anwendung von Gl. (7.37) bei 1 bar Sattdampfdruck resultieren. Der Einfluss der Dampfströmung setzt hier erst bei deutlich höheren Geschwindigkeiten ein.

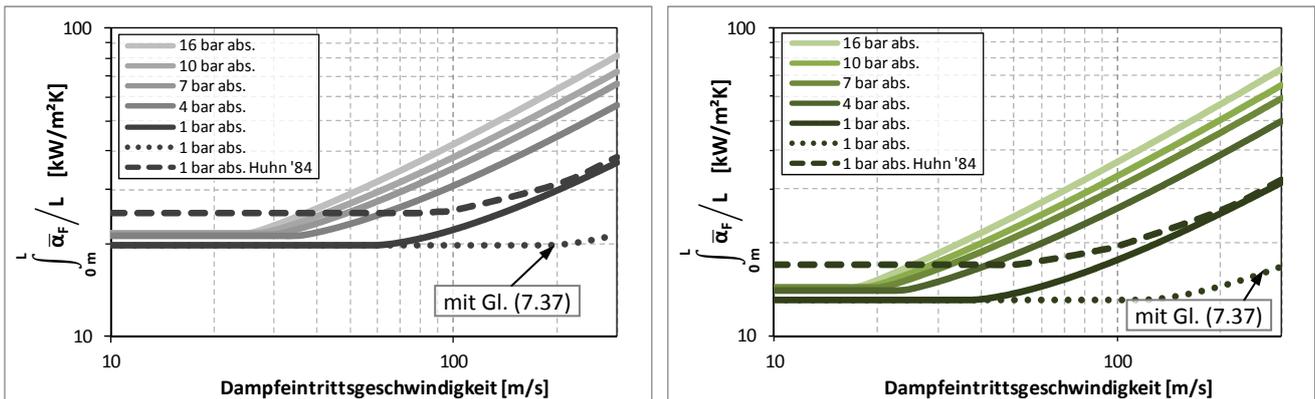


Abbildung 110: Mittlerer Wärmeübergangskoeffizient bei vollständiger Kondensation als Funktion der Dampfeintrittsgeschwindigkeit | Randbedingung: $d_i = 10$ mm; $p_s \neq f(\dot{x})$; $t_s-t_w \neq f(\dot{x})$
 links: Parameter p_s ; $t_s-t_w = 1$ K; Vergleich zu Huhn [250]
 rechts: Parameter p_s ; $t_s-t_w = 5$ K; Vergleich zu Huhn [250]

Während in Abbildung 110 die Rohrlänge mit der Eintrittsgeschwindigkeit variiert, gibt Rifert in [155] Messergebnisse bei konstanter Rohrlänge und verschiedenen Wärmestromdichten wieder. Dabei wird immer vollständig kondensiert, d.h. die Dampfeintrittsgeschwindigkeit nimmt mit der Wärmestromdichte zu. Der Vergleich zu seinen Versuchswerten mit dem vorgestellten Berechnungsmodell ist in Abbildung 111 dargestellt. Im Bereich von Wärmestromdichten bis zu 60 kW/m^2 liefert das Modell ca. 13...23 % zu geringe

Wärmeübergangskoeffizienten. Bei Wärmestromdichten zwischen 60...200 kW/m² erhält Rifert einen von der Wärmestromdichte nahezu unabhängigen Bereich des Wärmeübergangskoeffizienten. In diesem Bereich wirkt der Limitierung des Wärmeübergangs (durch die im Mittel zunehmende Kondensatfilmstärke) die zunehmende Turbulenz des Kondensatfilmes entgegen. Bei der hier vorgestellten Modellrechnung setzt der Einfluss der Dampfreibungskraft erst bei Wärmestromdichten von ca. 160 kW/m² ($u_{G,E}$ ca. 33 m/s) ein. Dennoch wird der Verlauf gut wiedergegeben. In Abbildung 111 ist wiederum der Vergleich zur Anwendung von Gl. (7.37) gegeben. Selbst bei Wärmestromdichten von > 340 kW/m² und damit über 70 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit würde sich die Dampfströmung hier nicht bemerkbar machen.

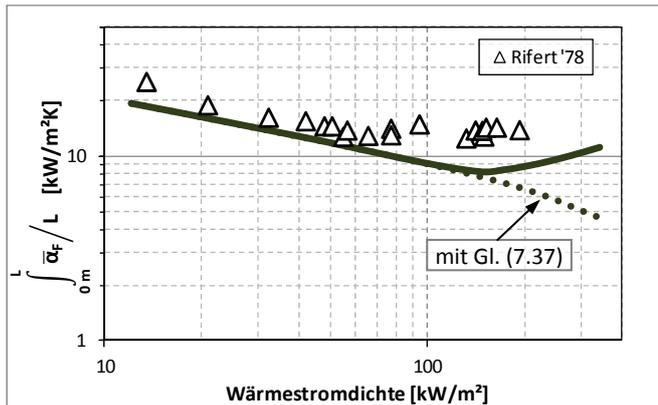


Abbildung 111: Mittlerer Wärmeübergangskoeffizient bei vollständiger Kondensation als Funktion der Wärmestromdichte, Vergleich mit Versuchswerten von Rifert [155] | Randbedingung: $d_i = 20$ mm; $t_{s,E} = 102,3$ °C; $p_s = f(\dot{x})$; $t_s - t_w = f(\dot{x})$; $L = 1,495$ m

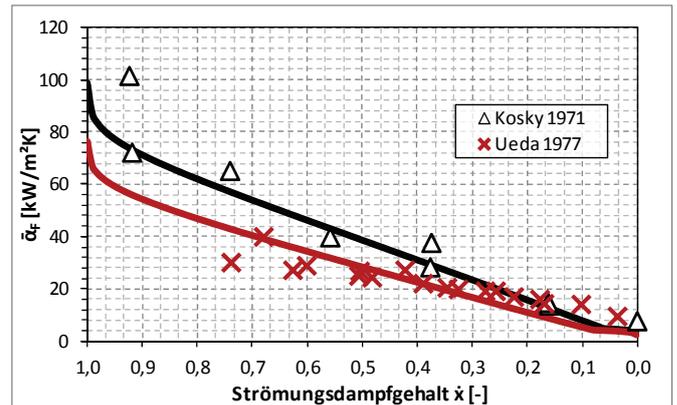


Abbildung 112: Vergleich mit den Versuchswerten von Kosky/Staub [139] sowie Ueda/Inoue [154] | $p_s = f(\dot{x})$; $t_s - t_w = f(\dot{x})$

In der Abbildung 112 ist der Vergleich des vorgestellten Berechnungsmodells mit den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten von Kosky und Staub [139] sowie Ueda und Inoue [154] gegeben. Das Modell zeigt in beiden Fällen eine gute Übereinstimmung.

In Tabelle 2 (Kap. 1.3) sind noch deutlich mehr experimentelle Arbeiten angegeben. Dabei ist jedoch zu beachten, dass bei einigen Arbeiten:

- sehr kleine Rohrdurchmesser verwendet wurden (Miropolsky; Coe et al.),
- sehr hohe Unterdrücke gefahren wurden und damit die Gefahr des Falschlufteinbruchs bestand (Schulenberg; Kindler; Seebach),
- sehr kurze Messstrecken verwendet wurden und damit instationäre Einlaufeffekte die Ergebnisse beeinflussen könnten (Nie et al.),
- die Versuchsergebnisse nur schlecht ablesbar sind (Sardesai; Sernas et al.),
- die Ergebnisse im Widerspruch zu anderen Arbeiten stehen (z.B. Razavi/Clutterbuck),
- überhitzter Dampf in die Messstrecken eingespeist wurde und damit die Versuchswerte beeinflusst werden (z.B. Royal).

Aus den angeführten Gründen ist ein Vergleich mit den Ergebnissen dieser Arbeiten nicht sinnvoll.

7.8 Vergleich mit den anderen Modellen

Nachfolgend wird der Vergleich der hergeleiteten und validierten Berechnungsvorschrift mit den bereits in Kapitel 3.3 gegenübergestellten Berechnungsvorschriften anderer Autoren gegeben. Die Abbildung 113 zeigt die Einordnung des Verlaufs der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten. Bei allen dargestellten Parameterkombinationen liegt bei dem hier vorgestellten Modell der schwerkraftdominierte Strömungsbereich vor. Da auch Cavallini im schwerkraftdominierten Bereich von der Nußeltschen Beziehung ausgeht und diese mit einer Potenz von $(1-x)/x$ wichtet, ähneln sich die Verläufe in diesem Bereich. Bei 20 m/s Dampfeintrittsgeschwindigkeit macht sich bei Cavallini, entgegen dem hier vorgestellten Modell, bereits der Dampfströmungseinfluss bemerkbar.

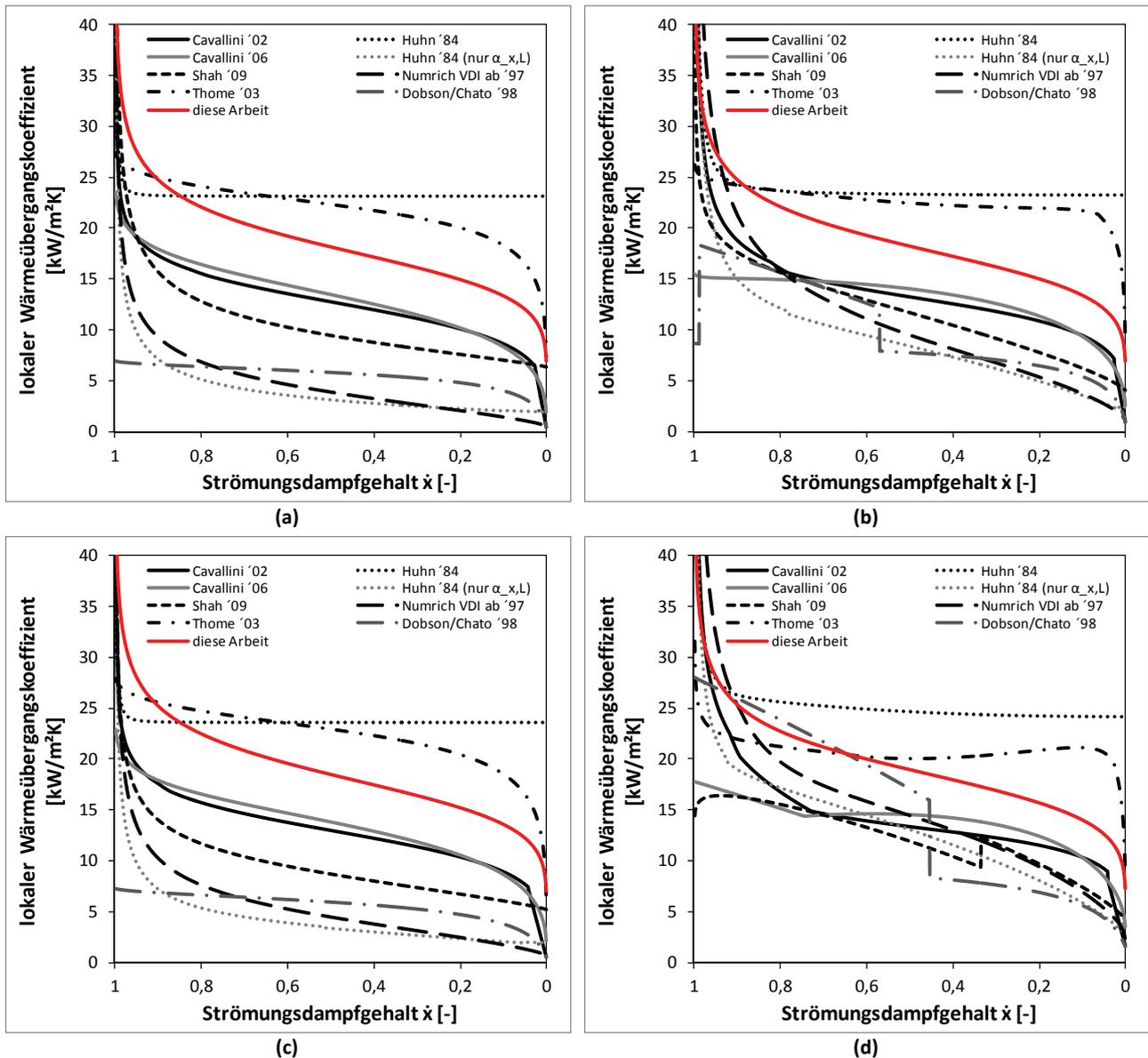


Abbildung 113: Lokale Wärmeübergangskoeffizienten nach verschiedenen Modellen, Rohrabmessung 26,9 x 3,2 mm, Wärmeleitfähigkeit Rohr λ_R : 50 W/mK, Wärmeübergangskoeffizient Wärmesenke (α_s): 500 W/m²K (analog Abbildung 33)

(a) $p_{G,Ein} = 4$ bar abs., $T_{KM} = 113,61$ °C (konstant), $u_{G,Ein} = 3$ m/s
 (c) $p_{G,Ein} = 10$ bar abs., $T_{KM} = 149,89$ °C (konstant), $u_{G,Ein} = 3$ m/s

(b) wie (a) aber $u_{G,Ein} = 20$ m/s
 (d) wie (c) aber $u_{G,Ein} = 20$ m/s

In der Abbildung 114 sind die rohlängengemittelten Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion der Dampfeintrittsgeschwindigkeit, analog zur Abbildung 34, dargestellt. Das Modell folgt den Tendenzen von Huhn und Cavallini und liegt vom Betrag in etwa in der Mitte der beiden Modellvorstellungen.

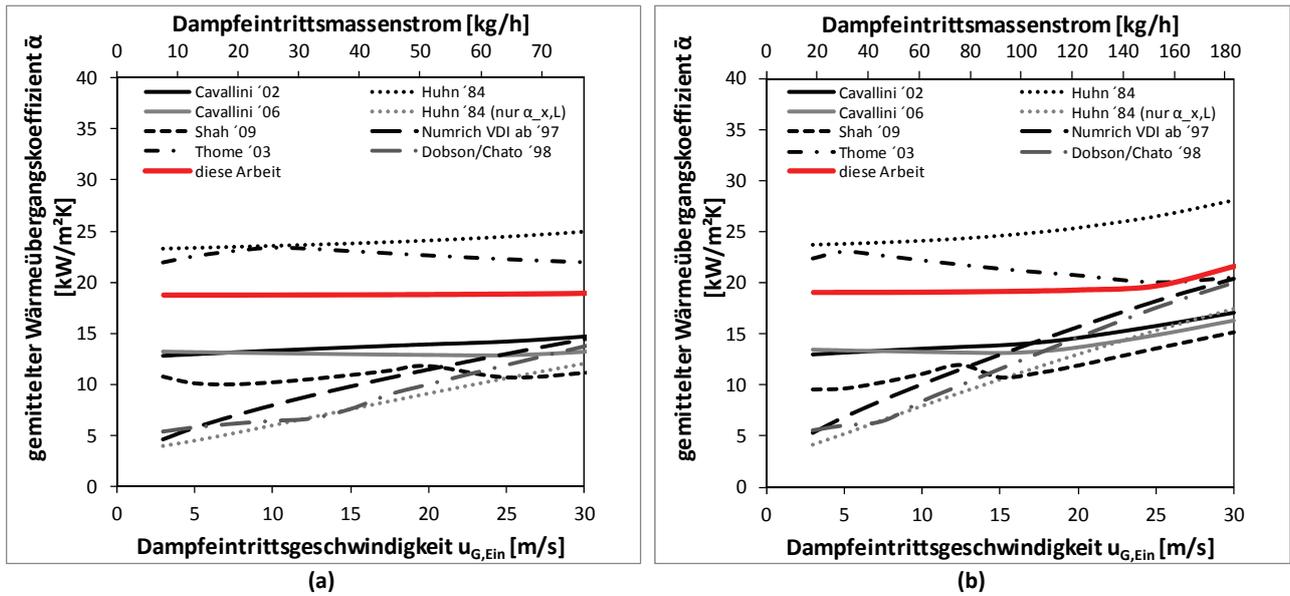


Abbildung 114: Rohrlängengemittelter Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}$ als Funktion der Dampfeintrittsgeschwindigkeit nach verschiedenen Modellen, Rohrabmessung 26,9 x 3,2 mm, Wärmeleitfähigkeit Rohr 50 $\text{W/m}^2\text{K}$, Wärmesenke mit 500 $\text{W/m}^2\text{K}$
 (a) $p_{G, \text{Ein}} = 4 \text{ bar abs.}, T_{KM} = 113,61 \text{ }^\circ\text{C}$ (konstant) (b) $p_{G, \text{Ein}} = 10 \text{ bar abs.}, T_{KM} = 149,89 \text{ }^\circ\text{C}$ (konstant)

Die Abbildung 115 zeigt abschließend die Druckabhängigkeit der rohrlängengemittelten Wärmeübergangskoeffizienten analog zu Abbildung 35.

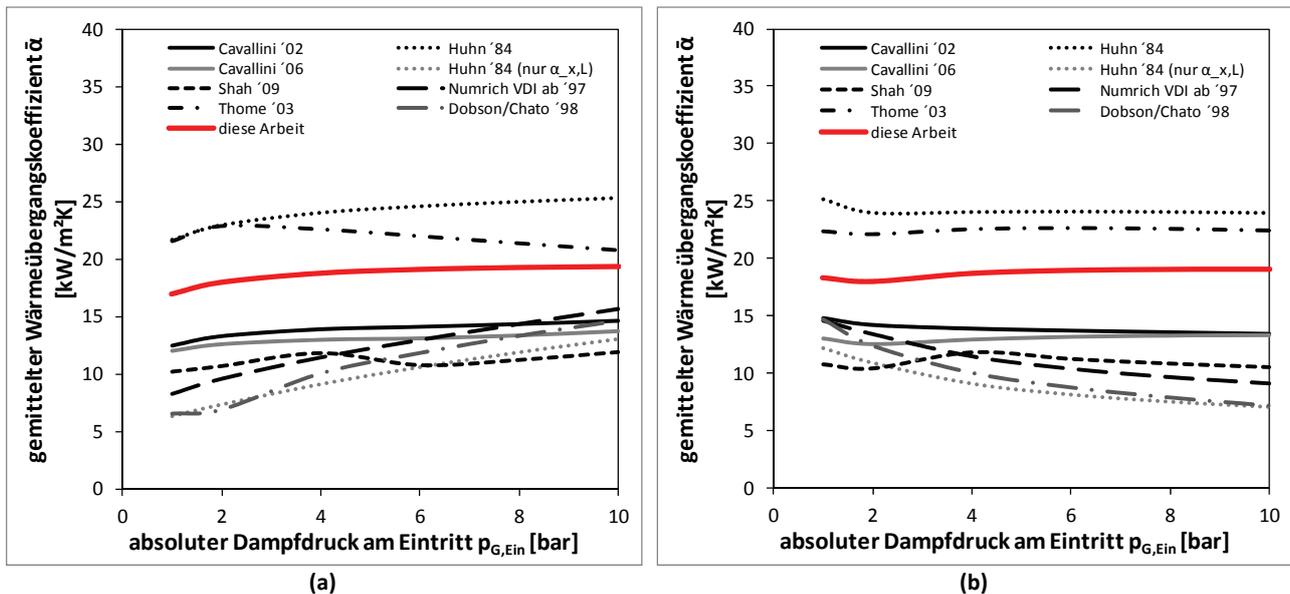


Abbildung 115: Rohrlängengemittelter Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}$ als Funktion des Dampfdrucks am Rohreintritt nach verschiedenen Modellen, Rohrabmessung 26,9 x 3,2 mm, Wärmeleitfähigkeit Rohr 50 $\text{W/m}^2\text{K}$, Wärmesenke mit 500 $\text{W/m}^2\text{K}$
 (a) $u_{G, \text{Ein}} = 20 \text{ m/s}, T_{S, \text{Ein}} - T_{KM} = 30 \text{ K}, T_{KM} = \text{konstant}$
 (b) $\dot{M}_{G, \text{Ein}} = 51,39 \text{ kg/h}$ ($\approx 20 \text{ m/s}$ bei 4 bar abs.), $T_{S, \text{Ein}} - T_{KM} = 30 \text{ K}, T_{KM} = \text{konstant}$

8 Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Kondensation von Wasserdampf in horizontalen Rohren bei Drücken bis zu 10 bar theoretisch und experimentell untersucht. Dazu war es auch erforderlich den Stand der Wissenschaft zum Thema darzulegen. Den praktischen Hintergrund der Untersuchung stellt das Verfahren der Druckaufgeladenen Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohle dar, bei dem diese Form der Wärmebereitstellung im großtechnischen Maßstab zur Anwendung kommt.

Ausgehend von einer kurzen Charakterisierung der Dampfwirbelschicht-Trocknung sowie allgemeinen Ausführungen zu Kondensationsvorgängen werden die in der Literatur bereits vorhandenen experimentellen Arbeiten zur Wasserdampfkondensation im horizontalen und leicht geneigten Rohr zusammengefasst. Aus dieser Literaturübersicht wird vor allem deutlich, dass keine umfassend systematische Parametervariation mit einer einzigen Versuchsanlage bzw. -anordnung durchgeführt wurde. Dass jedoch selbst die Materialauswahl der Versuchskondensatoren eine Rolle bei den erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten spielt, wird anhand von Quellen dargelegt.

Im Anschluss an die experimentelle Literaturübersicht werden die Grundlagen der Zweiphasenrohrströmung flüssig-gasförmig angeführt. Die selbst in diesem Grundlagenbereich bestehende Vielzahl von Modellvorstellungen u.a. zum Druckverlust, volumetrischen Dampfgehalt und Charakteristika zur Strömungseinteilung zeugen davon, dass die einzelnen Phänomene noch nicht durchgängig verstanden sind. Dies setzt sich auch im darauf folgenden Abschnitt fort, in dem verschiedene, bekannte Modellvorstellungen zum Wärmeübergang bei der Dampfkondensation im horizontalen Rohr aufgeführt und verglichen werden. Die Uneinigkeit in der Literatur sowie die dadurch implizierten Unsicherheiten bei der Apparateauslegung stellen die Grundlage für die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit dar.

Die Planung und der Aufbau der Versuchsanlage wird eingehend im Kapitel 5 unter Verweis auf und Diskussion der anlagentechnischen Besonderheiten und Herausforderungen dargestellt. Im daran anschließenden Kapitel wird das durchgeführte Versuchsprogramm dargestellt, bei dem sich noch Potential, vor allem bei der Phasentrennung von Kondensat und Dampf nach der Messstrecke, herausstellte. Dennoch konnte die Auswertung der Versuche über die Wärmemengenbilanzierung des Kühlkreislaufes erfolgen.

Im Versuchsprogramm wurden drei Druckstufen (4/7/10 bar abs.) mit jeweils fünf verschiedenen Dampfeintrittsgeschwindigkeiten zwischen 3 und 21,5 m/s untersucht. In Summe resultieren daraus 63 Versuchspunkte. Die treibende Temperaturdifferenz zwischen Sattedampf und Kühlwasser wurde innerhalb einer Druckstufe konstant gehalten, wodurch in etwa auch die Wärmestromdichte konstant blieb. Die Auswertung des Versuchsprogramms zeigt eine starke Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten vom Strömungsdampfgehalt. Mit abnehmendem Dampfgehalt und damit steigendem Kondensatanteil verringerten sich die erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten deutlich. Bei hohen Massenstromdichten konnte der Wechsel im Strömungsregime von anfänglicher Ringströmung zur Schichtenströmung eindeutig aus der Temperaturverteilung im Rohrquerschnitt detektiert werden. Der rohrlängengemittelte Wärmeübergangskoeffizient steigt im betrachteten Geschwindigkeitsbereich nur geringfügig mit der Dampfeintrittsgeschwindigkeit an. Überwiegt jedoch das schubspannungsdominierte Strömungsregime (Ringströmung) über der Rohrlänge wird eine stärkere Zunahme der rohrlängengemittelte Wärmeübergangskoeffizient ersichtlich. Mit steigendem Sattedampfdruck und damit steigender Temperaturdifferenz zwischen Sattedampf und Rohrwand wurden abfallende rohrlängengemittelte Wärmeübergangskoeffizient festgestellt.

Die in den Experimenten ermittelten Druckverluste wurden mit den Ergebnissen der Berechnungsvorschrift von Friedel verglichen. Dabei zeigte sich vor allem bei hohen Strömungsdampfgehalten ein Verhalten, wel-

ches von Friedel nicht wiedergegeben wird. Nach Friedel werden hier deutlich geringere Druckverluste vorhergesagt. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Berechnungsvorschrift für den spezifischen Druckverlust entwickelt, aus der eine deutlich bessere Abbildung der experimentell gefundenen Werte hervorgeht (vgl. Abbildung 90 mit Abbildung 95).

Beim Vergleich der experimentell ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten mit den vorhandenen Theorien konnte festgestellt werden, dass die leicht zu handhabenden Theorien gleich gute bzw. deutlich bessere Vorhersagen treffen, als die meisten komplexen Modelle. Die beste Übereinstimmung wird mit dem vereinfachten Modell von Cavallini et al. erzielt. Die Abweichungen zwischen deren Modell und den experimentellen Befunden betragen 16,1 %.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten die experimentell ermittelten lokalen Wärmeübergangskoeffizienten mit dimensionsanalytischen Ansätzen deutlich präziser modelliert werden. Dabei wurde in einen schwerkraft- und einen schubspannungsdominierten Strömungsbereich unterschieden. Die Modellentwicklung setzt bei den bereits von Nußelt in seiner Wasserhauttheorie überlieferten Gesetzmäßigkeiten an und erweitert diese auf den Fall der horizontalen Rohrrinnenströmung, was in dieser Form noch nicht durchgeführt wurde. Im Durchschnitt ergibt sich eine Abweichung zu den Messergebnissen von lediglich 4,2 %. Zur Validierung des Modells wurden ebenfalls experimentelle Werte aus der Literatur die bei Atmosphären- bzw. geringen Überdruck, bedeutend höheren Dampfeintrittsgeschwindigkeiten und geringeren Rohrdurchmessern ermittelt wurden einbezogen. Hierdurch wird vom entwickelten Modell ein deutlich breiterer Parameterbereich erfasst.

Dennoch bleibt festzuhalten, dass die angegebenen Berechnungsvorschriften für den hier validierten Parameterbereich zutreffend sind. Eine Extrapolation bleibt ohne weitere Untersuchungen mit Unsicherheiten verbunden.

8.2 Ausblick

Die dargestellten Untersuchungen bieten im Verbund mit der errichteten und verfügbaren Versuchsanlage zahlreiche Möglichkeiten zur Fortführung und Vertiefung der Arbeiten.

Zunächst ist hier zu nennen, dass das Untersuchungspotential der vorhandenen Versuchsanlage noch nicht ausgeschöpft wurde. Unter anderem ist der Neigungseinfluss der Wärmeübertrager sowie der Einfluss der Wärmestromdichte experimentell nicht untersucht worden. Ebenfalls sind, durch die Konstruktion der Messstrecke mit ziehbaren Innenrohr, Untersuchungen zum Einfluss unterschiedlich strukturierter Rohre sowie unterschiedlicher Rohrmaterialien und Rohrdurchmesser auf die erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten möglich. Innenberippte Rohre sind seit vielen Jahren Stand der Technik im Verdampferbereich konventioneller Kraftwerke (siehe z.B. [293]). Dass derartige Rohrstrukturen auch bei der Kondensation Anwendung finden können und dabei bedeutendes Steigerungspotential versprechen, zeigen die Veröffentlichungen von Royal [152][153]. Bergles et al. [294] geben im Jahr 1983 einen umfangreichen Literaturüberblick zu Verbesserungsmaßnahmen des Wärmeübergangs. Allein für vergrößerte Oberflächen bei Kondensationsvorgängen werden hier 175 Quellen mitgeteilt. Weitere Quellen zur Thematik sowie Auflistungen kommerziell verfügbarer vergrößerter Rohrrinnenflächen sind u.a. bei Jansen [295] und Marner et al. [296] zu finden. Neuere Quellen sind in der Zeitschrift ‚Journal of Enhanced Heat Transfer‘ [297] zu finden. Die Ermittlung der Rohrwandtemperatur wird bei modifizierten Rohrstrukturen aufgrund der komplexen Geometrie nicht zielführend zur Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten sein. Bei innenberippten Rohren und innenverdrallten Rohren (rifled tubes) entspricht die äußere Rohroberfläche der eines Glattrohes. Hierdurch könnte über Referenzmessungen mit Glattrohren gleichen Außendurchmessers der äußere Wärmeübergangskoeffizient und somit indirekt der innere Wärmeübergangskoeffizient bestimmt werden. Bei beulstrukturierten Rohren und üblichen Drallrohren kann aufgrund der ebenfalls komplexeren Rohrau-

ßenfläche dieses Vorgehen nicht praktiziert werden. Hier könnte sich im ersten Schritt an die Untersuchungen von Roetzel [298][299] orientiert werden.

Neben den Rohrgeometrien sollte die in der Praxis eingeführte maximale Strömungsgeschwindigkeit von Sattedampf (25...30 m/s) für die Anwendung auf Innenrohr-Kondensatoren hinterfragt werden. Wie die experimentellen Befunde sowie die Literaturrecherche gezeigt haben, ist bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten mit einer deutlichen Zunahme der erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten zu rechnen. Bei Schnelldampferzeugern sind Sattedampfgeschwindigkeiten von bis zu 80 m/s unter Verwendung normalen Kesselstahls üblich (ziehe z.B. [300]). Die entstehenden Kosten für die Modifizierung der Versuchsanlage zur Untersuchung derartiger Geschwindigkeitsbereiche wären überschaubar (Dampfdurchflussmessgerät, evtl. Kondensatabscheider und Regelventile). Eine Zwischenentnahme von Kondensat bietet ebenfalls das Potential die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten merklich zu steigern, was bereits 1909 von Hausbrand [301] geschildert wird (siehe auch z.B. [8][89]). Ob experimentelle Untersuchungen zur Quantifizierung des Potentials der Zwischenentnahme notwendig sind, müsste nach einer genaueren Literaturrecherche zum Thema abgewogen werden. Aus wissenschaftlicher und technischer Sicht ist die Erzielung von Tropfenkondensation zur Steigerung der Wärmeübergangskoeffizienten interessant. Fritz [87] berichtete hierzu bereits im Jahre 1937 ausführlich über eine mögliche ‚Impfung‘ mit Fremdstoffen. Demnach kann bereits die Zuführung geringster Mengen an Impfstoff ausreichen, um eine Nichtbenetzbarkeit der Oberfläche und damit Tropfenkondensation hervorzurufen. Die überlieferte tabellarische Zusammenstellung verschiedener Impfstoffe zeigt jedoch, dass die Wirksamkeit stark vom Rohrmaterial abhängig ist. Zur Durchführung von Versuchen mit Impfstoffen an der vorhandenen Anlage sollten im ersten Schritt die Impfstoffe vor den Versuchen auf die Rohroberfläche aufgebracht werden, bevor eine kontinuierliche Zudosierung installiert wird.

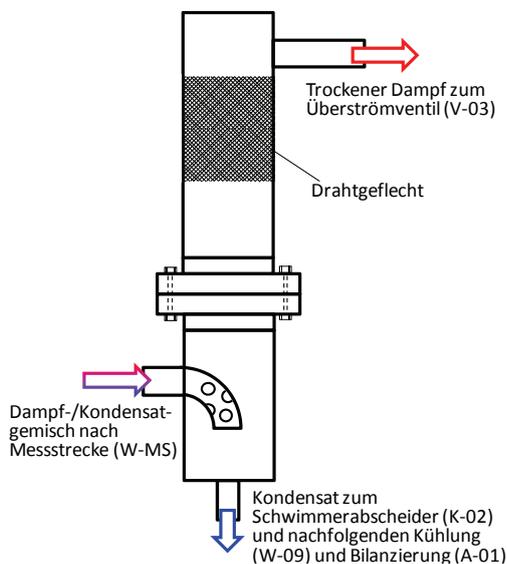


Abbildung 116: Schwerkraftabscheider mit Drahtgestrick

Da die Ermittlung der Wärmeströme über die Kühlwasserbilanz aufgrund der hohen Fehler nicht geplant war, wurde nach Beendigung des Versuchsprogramms der zur Kondensatabscheider nicht geeignete Zentrifugalabscheider für zukünftige Untersuchungen durch einen Schwerkraftabscheider mit Drahtgeflecht ersetzt. Die Abbildung 116 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Abscheiders. Die Phasentrennung und Kondensatabscheider erfolgte mit diesem System präzise, was in einer Testfahrt durch den Vergleich mit der Wärmebilanz über das Kühlwasser nachgewiesen werden konnte.

Auf der Seite der Modellierung sollten zunächst die Wärmeleitvorgänge im Rohr zur Berechnung der genauen

Oberflächentemperaturen (Kap. 6) per Finite-Elemente-Methode zweidimensional betrachtet werden (siehe z.B. Roth [165], Bonn et al. [302]). Weiterhin sollten die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Berechnungsvorschriften für den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten sowie den Druckverlust umfänglicher mit Messdaten aus der Literatur (auch Kältemittel etc.) verglichen und damit die Anwendung auf einen erweiterten Parameterbereich hinterfragt werden. Vorzugsweise sollten jedoch für diese Modellerweiterung Messwerte herangezogen werden, die mit der hier vorgestellten Anlage ermittelt werden. Die Übernahme von Messwerten aus der Literatur wird immer die Gefahr bergen, dass diese nicht vollumfänglich dokumentiert wurden.

Zum Schluss sei noch auf das kritische Werk von Friedel [303] zu Begriffen, Definitionen und Konventionen sowie Rechenbeziehungen in dem Bereich der eindimensionalen Zweiphasenrohrströmung aus Gas oder Dampf und Flüssigkeit hingewiesen.

Symbolverzeichnis

Einige Symbole, die nur in einem Abschnitt bzw. sehr selten verwendet werden, sind im Text erklärt.

Lateinische Buchstaben

A	Querschnittsfläche		m^2
B	Breite der benetzten Fläche bzw. Umfang des Strömungskanal		m
C, c	Konstante		-
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck		$\text{kJ}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
d	Durchmesser		m
F	Kraft		N
F	Strömungsparameter im Modell von Numrich/Müller (Kap. 3.2.4)		-
f_i	Grenzflächenrauigkeit		-
f_{well}	Korrekturfaktor für Welligkeit des Kondensatfilms		-
f_η	Korrekturfaktor für Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte		-
g	Gravitationskonstante ($9,81 \text{ m/s}^2$)		m/s^2
H, h	Höhe		m
h	Spezifische Enthalpie		kJ/kg
Δh_v	Verdampfungsenthalpie		kJ/kg
K	Korrekturterm		-
k	Wärmedurchgangskoeffizient (k-Wert)		$\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$
j_G^*	dimensionslose Dampfgeschwindigkeit (Definition Gl. (2.12))		-
L	Gesamtlänge		m
L	Charakteristische Länge (bei Weber-Zahl, Kap. 2.5)		m
l	Länge		m
\mathcal{L}	Charakteristische Länge (Definition Gl. (2.11))		m
M	Masse		kg
\dot{M}	Massenstrom		kg/s
\dot{m}	Massenstromdichte		$\text{kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$
n	Anzahl		-
P	Umfang		m
P_N	Nennleistung		MW
p	Druck		Pa, bar
p_r	Reduzierter Druck ($p_r = p_s/p_{\text{kritisch}}$)		-
\dot{Q}	Wärmestrom		W
\hat{Q}	Längenbezogener Wärmestrom		W/m
\hat{q}	Wärmestromdichte		W/m^2
R	Universelle (molare) Gaskonstante	(Gl. (1.2))	$\text{J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$
R	Absolute Rauigkeit		m
R	Korrekturterm / Verhältniszahl	(Friedel, Kap. 2.4.2)	-
R	Widerstand	(Kap. 6.1)	$(\text{m}\cdot\text{K})/\text{W}$
r	Radius		m
S	Schlupf		-
t, T	Temperatur		$^\circ\text{C}$
u	Geschwindigkeit		m/s
V	Volumen		m^3
X_{LM}	Lockhart – Martinelli Parameter		-
x	Gas- bzw. Dampfmassenanteil		-
x, y, z	Ortskoordinaten		m
\dot{x}	Strömungsmassendampfgehalt	<i>vapor quality</i>	-
Z	Parameter im Modell von Shah (Kap. 3.2.2)		-

Griechische Buchstaben

α	Wärmeübergangskoeffizient	$W/(m^2 \cdot K)$
β	Umfangswinkel (gerechnet vom oberen Scheitelpunkt des Rohres)	°
γ	Neigungswinkel (Winkel zwischen Waagerechter und Strömungsrichtung)	°
δ	Filmdicke	m
δ_A^+	Filmdicke umfangsgemittelt	m
ε	Volumetrischer Dampfgehalt <i>void fraction</i>	-
$\dot{\varepsilon}$	Gas- bzw. Dampfvolumenstromanteil	-
ζ	Druckverlustbeiwert	-
η	Dynamische Viskosität	$kg/(m \cdot s)$
θ	Mittelpunktwinkel (Definition siehe Abbildung 28, Modell Thome et al.)	rad
λ	Wärmeleitfähigkeit	$W/(m \cdot K)$
ν	Kinematische Viskosität $\nu = \eta/\rho$	m^2/s
φ	Umfangswinkel (= β)	°
ρ	Dichte	kg/m^3
σ	Oberflächenspannung	N/m
τ	Schubspannung	N/m^2
ϕ	Korrekturfunktion (Lockhart – Martinelli, Kap. 2.4.2)	

Indices

A	Austritt	
A	ΔT -unabhängiger Strömungsbereich (Modell von Cavallini, Kap. 3.2.3)	
a	außen	
B	Beschleunigung	
c	konvektiv	
D	ΔT -abhängiger Strömungsbereich (Modell von Cavallini, Kap. 3.2.3)	
DS	Dampfstrecke	
E	Eintritt	
E	Einlauf	
el	elektrisch	
F	Flüssigphase bzw. Film	
f	Film	
G	Gas- bzw. Dampfphase	
g	glatt	
ges	gesamt	
H	Höhenunterschied	
h, hom	homogen	
i	innen	
i, j	Laufvariable	
K	Kernströmung	
k	infolge Wärmedurchgangs	
KM	Kühlmittel	
KW	Kühlwasser	
L	Leerrohr (bezogen auf den gesamten Rohrquerschnitt)	
L	Längsrichtung (Annahme: Film strömt nur in axialer Richtung, Modell von Huhn, Kap. 3.2.5)	
l	laminar	
LM	Lockhart – Martinelli	
Log	logarithmisch	
M	molar (Gl. (1.2))	
m	mittel	

MS	Messstrecke		
Nu	Nußelt		
n	in Normalenrichtung		
P	Phasengrenze		
Ph	Phase / Phasengrenze		
R	Reibung		
R	Rohr		
r	rauh		
ra	Rouhani-Axelsson		
S	Sättigung		
STRAT, strat	Schichtströmungsbereich (stratified flow)		
t	turbulent		
TE	Thermoelement		
th	thermisch		
tp	two-phase		
Ü	übertragener Impuls	(Gl. (3.34))	
W	Wand		
ZP	Zwei-Phasen		
0	Rieselfilm (nur Einfluss Schwerkraft, Modell nach Huhn, Kap. 3.2.5)		
0	Bezugszustand	$p_0 = 1,01325 \text{ bar abs.} \mid T_0 = 273,15 \text{ K}$	(Gl. (1.2))
1Ph	einphasig		
1, 2	fortlaufende Nummerierung		
'	Stoffgröße auf der Siedekurve		
“	Stoffgröße auf der Taukurve		
T	Grenze / Übergang (Transition)		

Abkürzungen

BTU	Brandenburgische Technische Universität Cottbus - Senftenberg
CFC	Chlorkohlenwasserstoffe
CIS	Commonwealth of Independent States (GUS-Staaten)
(D)DWT	(Druckaufgeladenen) Dampfwirbelschicht-Trocknung
DRWÜ	Doppelrohrwärmeübertrager
FKZ	Förderkennzeichen
HC	Kohlenwasserstoffe
GVC	Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen
HFC	Flourkohlenwasserstoffe
HCFC	Chlorflourkohlenwasserstoffe
IAPWS-IF97	International Association for the Properties of Water and Steam (IAPWS) Industrial Formulation 1997 (IF97)
IHTC	International Heat Transfer Conference
IUPAC	International Union of Pure and Applied Chemistry
RBK	Rohbraunkohle
TBK	Trockenbraunkohle
TE	Thermoelement
VDE	Verband der Elektrotechnik Elektronik Informationstechnik
VDI	Verein Deutscher Ingenieure
V.l.n.r.	Von links nach rechts
WTA	Wirbelschicht-Trocknung mit interner Abwärmenutzung

Literaturverzeichnis

- [1] Lehmann H.: Handbuch der Dampferzeugerpraxis - Grundlagen und Betrieb. Energie & Management Verlagsgesellschaft mbH & Verlag Dr. Ingo Resch GmbH, München, 4. Auflage, 2000
- [2] Effenberger H.: Dampferzeugerbetrieb und Außenanlagen. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1988
- [3] Effenberger H.: Dampferzeugung. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000
- [4] Potter O.E., Keough A.J.: Cheaper Power from High Moisture Brown Coals - Part I: System Description and Preliminary Costing. Part II: Feasibility and Development. Journal of the Institute of Energy 52 (1979) Nr. 3, 143-149,
- [5] Wolf B., Trocknung - Prozeßstufe der energetischen und stofflichen Nutzung fossiler Brennstoffe. VDI Berichte Nr. 690, VDI Verlag Düsseldorf, 1988
- [6] Brandt H.: Die Nachtrocknung von Braunkohlen in der Wirbelschicht. In: Freiburger Forschungsheft A 257 "7. Brikettiertechnisches Kolloquium am 2. und 3. November 1961 in Freiberg", VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1963
- [7] Weiß M.: Das Trocknen der Kohle. Verlag von Wilhelm Knapp, Halle (Saale), 1930
- [8] Klutz H.-J.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Entwicklung eines Wirbelschicht-trockners für Braunkohle. Dissertation, Universität Hamburg-Harburg, 2008
- [9] Höhne O., Martin J., Porsche T., Rauer T.: Die DDWT-Technologie für hocheffiziente und flexible Braunkohlekraftwerke. In: Beckmann, M, Hurtado A. (Hrsg.) Kraftwerkstechnik 5, TK Verlag Karl Thomé-Kozmiensky, Neuruppin, 2013
- [10] Jentsch N., Kahlert J.: Herausforderungen der Energiewende in Brandenburg - Welchen Beitrag kann die Braunkohle leisten?. Vortrag zum 14. Brandenburger Energietag, 06.09.2012
- [11] BMWi: Zahlen und Fakten Energiedaten - Nationale und Internationale Entwicklung. 05.04.2016 - <http://www.bmwi.de/DE/Themen/Energie/Energiedaten-und-analysen/Energiedaten/gesamtausgabe>
- [12] Kehr M., Gade U., Schettler H.: Entwicklungspotentiale innerhalb der 800-/900-MW-Kraftwerksgeneration der VEAG. VGB Kraftwerkstechnik 79 (1999) Nr. 8, S. 18-28
- [13] Balling L.: Über 60 Prozent - bahnbrechender Wirkungsgrad der Siemens H-Klasse gepaart mit Flexibilität auf Weltklasseniveau. Siemens AG, Präsentation 19.05.2011 Irsching, <http://www.siemens.com/press/de/materials/energy/2011-05-Irsching4.php>
- [14] Köhler W.: Wärmeübertragung. In: Schaefer H. (Hrsg.): VDI-Lexikon Energietechnik. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1994
- [15] Shah R. K., Sekulić D. P: Fundamentals of heat exchanger design. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2003
- [16] Mayinger F.: Classification and applications of two-phase flow heat exchangers. In: Kakaç S., Bergles A. E., Fernandes E. O. (Hrsg.): Two-Phase Flow Heat Exchangers. Thermal-Hydraulic Fundamentals and Desing. Kluwer Academic Publishers, 1988
- [17] Thulukkanam K.: Heat Exchanger Design Handbook. Second Edition, Taylor & Francis Group, 2013
- [18] Kakaç S., Liu H.: Heat exchangers : selection, rating, and thermal design. Second Edition, CRC press, 2012
- [19] Schatz A. K.: Wärmetauscher. In: Schaefer H. (Hrsg.): VDI-Lexikon Energietechnik. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1994
- [20] Gröber H., Erk S., Grigull U.: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. 3. Auflage, Springer-Verlag OHG, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1957
- [21] Stephan K.: Wärmeübergang beim Kondensieren und Sieden. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1988
- [22] Soennecken A.: Der Wärmeübergang von Rohrwänden an strömendes Wasser. Dissertation, Königlich Technische Hochschule zu München, 1910

-
- [23] Elsner N.: Die Entwicklung der molekular-kinetischen Wärmetheorie und ihre Bedeutung für die phänomenologische Thermodynamik. Wissenschaftliche Zeitschrift der Hochschule für Verkehrswesen Dresden 5 (1957/1958) Heft 6, S. 847-855
- [24] Clausius R.: Ueber die Art der Bewegung, welche wir Wärme nennen. Annalen der Physik und Chemie Band C 1857 Nr. 3, S. 353-380
- [25] Grassmann P.: Physikalische Grundlagen der Chemie-Ingenieur-Technik. H.R. Sauerländer & Co., Aarau (Schweiz), 1961
- [26] Abraham F. F.: Homogeneous Nucleation Theory - The Pretransition Theory of Vapor Condensation. Academic Press, New York und London, 1974
- [27] Grigull U.: Stoff- und Wärmeübergang ohne und mit chemischer Wandreaktion. Chemie Ingenieur Technik 31 (1959) Nr. 3, S. 572-576
- [28] Marek R., Straub J.: Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water. International Journal of Heat and Mass Transfer 44 (2001), S. 39-53
- [29] Leipertz A.: Tropfenkondensation. VDI-Wärmeatlas, Kap. Jc, 10. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2006
- [30] Blangetti F., Krebs R.: Filmkondensation reiner Dämpfe. VDI-Wärmeatlas, Kap. Ja, 7. Auflage, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 1991
- [31] Huhn J., Wolf J.: Zweiphasenströmung - gasförmig/flüssig. VEB Fachbuchverlag Leipzig, 1975
- [32] Scholl S. (Hrsg.): Themenheft: Innovative Apparate zur Effizienzsteigerung, Chemie Ingenieur Technik 87 (2015), Heft 3
- [33] ERK Eckrohrkessel GmbH, 10963 Berlin, DE: Gebrauchsmustervorschrift DE 20 2008 005 786 U1 (18.12.2008), Multifunktionaler Hochleistungs-Rohrbündelkondensator
- [34] Mertz R.: Beitrag zum Behältersieden von Kohlenwasserstoffen an Rohren mit hinterschnittenen Oberflächen. Dissertation, Universität Stuttgart, 2001
- [35] Popov I.A., Gortyshov Y.F., Olimpiev V.V.: Industrial Applications of Heat Transfer Enhancement: The Modern State of the Problem (a Review). Thermal Engineering 59 (2012) Nr. 1, S. 1-12
- [36] Lechner S., Höhne O., Krautz H.-J.: Druckaufgeladene Dampfwirbelschicht-Trocknung (DDWT) von Braunkohlen: Verfahrensoptimierung mittels Feinkorntrocknung. Tagungsband zum 40. Kraftwerkstechnischen Kolloquium, Dresden, 2008
- [37] Merzsch M., Silbermann R., Lechner S., Krautz H.-J.: Druckaufgeladene Dampfwirbelschicht-Trocknung (DDWT) von Braunkohlen - Neueste Betriebsergebnisse von der BTU-Versuchsanlage. In: Beckmann M., Hurtado A. (Hrsg.): Kraftwerkstechnik 2. Neuruppin: TK Verlag Karl Thomé-Kozmiensky, 2010
- [38] Lechner S.: Untersuchungen zur Berechnung und Optimierung des Wärmeübergangs bei der Dampfwirbelschicht-Trocknung am Beispiel von Lausitzer Braunkohlen. Dissertation, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, 2012
- [39] Krautz H.-J., Ristau H., Höhne O., Lechner S., Merzsch M., Silbermann R.: Konzeptentwicklung für eine großtechnische Versuchsanlage zur druckaufgeladenen Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohlen. Schlussbericht zum Forschungsverbundvorhaben, FKZ: 0327753F, 28.07.2011
- [40] Numrich R., Müller J.: Filmkondensation reiner Dämpfe. VDI-Wärmeatlas, Kap. J1, 11. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, Düsseldorf, 2013
- [41] Merzsch M., Posselt J., Wiedemann P., Lechner S., Krautz H.-J.: Druckaufgeladene Dampfwirbelschicht-Trocknung (DDWT) von Braunkohlen: Grundlagenuntersuchungen zur verfahrenstechnischen Optimierung der Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohlen. In: Beckmann M., Hurtado A. (Hrsg.) Kraftwerkstechnik 4, TK Verlag Karl Thomé-Kozmiensky, Neuruppin, 2012
- [42] Krautz H.-J., Merzsch M., Posselt J., Wiedemann P., Lechner S.: Druckaufgeladene Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohlen – Grundlagenuntersuchungen und verfahrenstechnische Optimierung. Schlussbericht zum Forschungsverbundvorhaben, FKZ: 03ET2023, 28.09.2016
- [43] Renz U.: Maßnahmen zur Verbesserung des Wärmeübergangs bei der Kondensation. Chemie Ingenieur Technik 56 (1984), S. 807-818

- [44] Huhn J.: Kondensation von schnellströmendem Sattdampf im senkrechten Rohr. *Energietechnik* 23 (1973), S. 61-66
- [45] EVAPCO, Inc. Broschüre: PMCQ Verdunstungsverflüssiger - Evaporativkondensator (110-D) 2012. abgerufen am 02.04.2017 www.evapco.eu/sites/evapco.eu/files/pmcq_110-d_1012.pdf
- [46] Güntner AG & Co. KG. Broschüre: Lamellenwärmeaustauscher. abgerufen am 05.06.2016 www.guentner.de/fileadmin/literature/europe/compilation/GCO/Guentner_GCO_Data_sheet_DE_EN.pdf
- [47] Luke A., Skusa S., Fries S.: Wärmeübergang bei der Kondensation von Propan im horizontalen Rohr. *Chemie Ingenieur Technik* 87 (2015) Nr. 8, S. 1097
- [48] Schulenberg F.: Luftgekühlte Wärmeaustauscher in der Verfahrenstechnik. *Dechema-Monographien Band 33*, Verlag Chemie, GmbH, Weinheim, 1959, S. 229-242
- [49] FUNKE Wärmeaustauscher Apparatebau GmbH. Broschüre: Rohrbündelwärmetauscher - Serien-Baureihen und kundenorientierte Lösungen. abgerufen am 05.06.2016 www.funke.de/files/funke_rohrbuendel_wt_d.pdf
- [50] IGEFA WEINBRENNER Wärmetauscher GmbH. Broschüre: Fertigungsspiegel - Lieferprogramm. abgerufen am 05.06.2016 http://www.derwaermetauscher.de/fileadmin/pdf/20140519_IGW_Fertigungsspiegel_DE_forMail.pdf
- [51] DIN 28180: Nahtlose Stahlrohre für Rohrbündel-Wärmeaustauscher – Maße und Werkstoffe. September 2007
- [52] DIN 28181: Geschweißte Stahlrohre für Rohrbündel-Wärmeaustauscher – Maße und Werkstoffe. September 2007
- [53] Mörl L., Specht E.: Wärmeübertrager. In: Grote K.-H., Feldhusen (Hrsg.): *Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 24., aktualisierte und erweiterte Auflage, 2014
- [54] Grasmann K.: Druckverlustminimale Rohrleitungsführungen von Abdampfleitungen in Großkraftwerksanlagen. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2013
- [55] Torkar J., Gatzke R., Güntner J., Scholz A.: Kondensationsanlagen in der Abfallverbrennung - Praktische Erfahrungen mit luftgekühlten Kondensatoren in verschiedenen Anlagen. In: Thomé-Kozmiensky K. J., Beckmann M. (Hrsg.): *Energie aus Abfall*, Band 12. Neuruppin: TK Verlag Karl Thomé-Kozmiensky, 2015
- [56] Ettouney H., Wilf M.: Commercial Desalination Technologies - An Overview of the Current Status of Applications of Commercial Seawater Desalination Processes. In: Cipollina A., Micale G., Rizzuti L. (Hrsg.) *Seawater Desalination - Conventional and Renewable Energy Processes*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2009
- [57] VEOLIAWATER SOLUTIONS & TECHNOLOGIES: Multiple Effect Distillation - Processes for Sea Water Desalination. Broschüre 03/2006 abgerufen am 08.12.2016
- [58] Putilin Y. V., Podberezney V. L., Rifert V. G., Barabash P. A., Zadiraka V. Y.: Intensification of heat-exchange in horizontal-tube film desalination plant. *Proceedings of the 7th International Symposium on Fresh Water from the Sea*, Vol. 1, S. 241-252, 1980
- [59] Klutz H.-J., Moser C., Block D.: Stand der Entwicklung der Wirbelschicht-Trocknung mit interner Abwärmenutzung (WTA) für Braunkohle bei der RWE Power AG. In: Beckmann M., Hurtado A. (Hrsg.): *Kraftwerkstechnik 2*. Neuruppin: TK Verlag Karl Thomé-Kozmiensky, 2010
- [60] Nußelt W.: Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure*. Band 60 (1916), S. 541-546 & 569-575
- [61] Mollier R.: Ueber Wärmedurchgang und die darauf bezüglichen Versuchsergebnisse. *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure*. Band 41 (1897) Nr. 6 & 7, S. 153-162 & 197-202
- [62] Hausbrand E.: *Verdampfen, Kondensieren und Kühlen - Erklärungen, Formeln und Tabellen*. Verlag Julius Springer, Berlin, 1899

-
- [63] Soennecken A.: Der Wärmeübergang von Rohrwänden an strömendes Wasser. Mitteilungen über Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Heft 108 und 109, S. 33-78, Kommissionsverlag von Julius Springer
- [64] Nußelt W.: Der Wärmeübergang in Rohrleitungen. Habilitationsschrift, Königlich Sächsische Technische Hochschule zu Dresden, 1909
- [65] Nußelt W.: Der Wärmeübergang in Rohrleitungen. Mitteilungen über Forschungsarbeiten auf dem Gebiet des Ingenieurwesens Heft 89, Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1910
- [66] Nußelt W.: Der Wärmeübergang in Rohrleitungen. Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure. Band 53 (1909) Nr. 43 & 44, S. 1750-1755 & 1808-1812
- [67] Krug K., Meinicke K.-P.: Ernst Kraft Wilhelm Nußelt (1882 bis 1957) Forschungen für die Wärmetechnik. In: Buchheim G., Sonnemann R. (Hrsg.): Lebensbilder von Ingenieurwissenschaftlern - Eine Sammlung von Biographien aus zwei Jahrhunderten. Springer Basel AG, 1989
- [68] Nußelt W.: Das Grundgesetz des Wärmeüberganges. Gesundheits-Ingenieur 38 (1915), S. 477-482 und S. 490-496
- [69] Martin H.: Wilhelm Nußelts Grundgesetz des Wärmeüberganges von 1915 – so oft zitiert, und doch kaum wirklich gelesen?. Chemie Ingenieur Technik 80 (2008) Nr. 9, S. 1313-1314
- [70] Kling G.: Aus der Entwicklungsgeschichte der Wärmeübergangslehre. Chemie Ingenieur Technik, 24 (1952) Nr. 11, S. 597-608
- [71] Gröber H.: Die Grundgesetze der Wärmeleitung und des Wärmeüberganges - Ein Lehrbuch für Praxis und technische Forschung. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1921
- [72] Gröber H.: Einführung in die Lehre von der Wärmeübertragung - Ein Leitfaden für die Praxis. Verlag von Julius Springer, Berlin, 1926
- [73] Gröber H., Erk S.: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. 2. Auflage, Verlag von Julius Springer, Berlin, 1933
- [74] ten Bosch M.: Die Wärme-Übertragung - Auf Grund der neuesten Versuche für den praktischen Gebrauch zusammengestellt. Verlag von Julius Springer, 1922
- [75] ten Bosch M.: Die Wärmeübertragung - Ein Lehr- und Nachschlagebuch für den praktischen Gebrauch. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1927
- [76] Merkel F.: Die Grundlagen der Wärmeübertragung. Verlag von Theodor Steinkopff, Dresden und Leipzig, 1927
- [77] Schack A.: Der industrielle Wärmeübergang - Für Praxis und Studium mit Grundlegenden Zahlenbeispielen. Verlag Stahleisen m.b.H., Düsseldorf, 1929
- [78] Jakob M.: Wärmeleitung. In: Henning F. (Hrsg.): Handbuch der Physik Band XI (Anwendung der Thermodynamik), Verlag von Julius Springer, Berlin, 1926
- [79] Knoblauch O., Reiher H.: Wärmeübertragung. In: Wien F., Harms F. (Hrsg.): Handbuch der Experimentalphysik Band 9, Teil 1 (Wärme - Kälte, Wärmeleitung, Wärmestrahlung), Akademische Verlagsgesellschaft m.b.H., Leipzig, 1929
- [80] Schwager J.: Kondensation und Kondensations-Anlagen. Beitrag zur Verdichtung des Dampfes. Verlag von Julius Springer, Berlin, 1890
- [81] Weiss F. J.: Kondensation. Ein Lehr- und Handbuch über Kondensation und alle damit zusammenhängenden Fragen, auch einschließlich der Wasserrückkühlung. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1901
- [82] Weiss F.J., Wiki E.: Kondensation. Ein Lehr- und Handbuch über Kondensation und alle damit zusammenhängenden Fragen, auch einschließlich der Wasserrückkühlung. Verlag von Julius Springer, Berlin, 1910
- [83] Schmidt K.: Die Kondensation der Dampfmaschinen und Dampfturbinen. Verlag von Julius Springer, Berlin, 1910
- [84] Hoefler K.: Die Kondensation bei Dampfkraftmaschinen - einschließlich Korrosion der Kondensatorrohre, Rückkühlung des Kühlwassers, Entölung und Abwärmeverwertung. Verlag von Julius Springer, Berlin, 1925

- [85] Jakob M.: Kondensation und Verdampfung / Neue Anschauungen und Versuche. Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure 76 (1932), S. 1161-1170
- [86] Jakob M.: Heat transfer in evaporation an condensation. Mechanical Engineering 58 (1936), S. 643-660 (Part I - Evaporation) & S. 729-739 (Part II - Condensation)
- [87] Fritz W.: Film- und Tropfenkondensation von Wasserdampf. Beiheft Verfahrenstechnik zur Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure 1937 Nr. 4, S. 127-132
- [88] Fritz W.: Verdampfen und Kondensieren - Stand der Forschung unter besonderer Berücksichtigung amerikanischer Versuche. Beiheft Verfahrenstechnik zur Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure 1943 Nr. 1, S. 1-14
- [89] Clasen P.: Wärmeübergang bei der Kondensation. Fortschritte der Verfahrenstechnik Band 14, 1976, VDI-Verlag, Düsseldorf, S. 74-80
- [90] Clasen P.: Wärmeübertragung bei der Kondensation von Dämpfen. Fortschritte der Verfahrenstechnik Band 16, 1978, VDI-Verlag, Düsseldorf, S. 19-30
- [91] Roth E., Roetzel W.: Wärmeübergang bei der Kondensation. Fortschritte der Verfahrenstechnik Band 19, 1981, VDI-Verlag, Düsseldorf, S. 61-80
- [92] Roth E.: Wärmeübergang bei der Kondensation. Fortschritte der Verfahrenstechnik Band 23, 1985, VDI-Verlag, Düsseldorf, S. 41-72
- [93] Gregorig R., Turek K.: Verdampfung und Kondensation. Fortschritte der Verfahrenstechnik Band 10, 1970/71, VDI-Verlag, Düsseldorf, S. 392-407
- [94] Beer H., Burow P.: Verdampfung und Kondensation. Fortschritte der Verfahrenstechnik Band 11, 1972, VDI-Verlag, Düsseldorf, S. 265-284
- [95] Beer H., Burow P.: Verdampfung und Kondensation. Fortschritte der Verfahrenstechnik Band 12, 1973/1974, VDI-Verlag, Düsseldorf, S. 229-247
- [96] Beer H., Burow P.: Verdampfung und Kondensation. Fortschritte der Verfahrenstechnik Band 13, 1975, VDI-Verlag, Düsseldorf, S. 249-272
- [97] Fortschritte der Verfahrenstechnik: Band 2, S. 98-102 (1954/55); Band 3, S. 151-153 (1956/57); Band 4, S. 178-179 (1958/59); Band 5, S. 190-192 (1960/61); Band 6, S. 193 (1962/63); Band 7, S. 379-381 (1964/65); Band 8, S. 362-365 (1966/67); Band 9, S. 330-333 (1968/69); Band 10, S. 135-141 (1970/71); Band 11, S. 93-95 (1972); Band 12, S. 61-63 (1973/1974); Band 13, S. 53-57 (1975); Band 17, S. 175 (1979), Band 18, S. 210-212 (1980), Band 20, S. 183-185 (1982); Band 21, S. 229-231 (1983); Band 22, S. 211-212 (1984); Band 23, S. 221-223 (1985). Bis Band 8: Verlag Chemie GmbH (Weinheim). Ab Band 9: VDI-Verlag (Düsseldorf)
- [98] International Journal of Heat and Mass Transfer: Vol. 3, S. 222-248; Vol. 5, S. 1023-1050; Vol. 6, S. 761-791; Vol. 7, S. 827-852; Vol. 8, S. 1053-1083; Vol. 9, S. 599-636; Vol. 11, S. 83-116; Vol. 11, S. 1421-1460; Vol. 13, S. 225-262; Vol. 13, S. 1517-1558; Vol. 14, 1883-1926; Vol. 15, S. 1969-2010; Vol. 16, S. 1969-2006; Vol. 17, S. 1287-1317; Vol. 19, S. 129-156; Vol. 19, S. 1217-1243; Vol. 20, S. 1097-1125; Vol. 21, S. 1269-1298; Vol. 22, S. 1469-1499; Vol. 24, S. 1-34; Vol. 24, S. 1863-1902; Vol. 25, S. 1783-1812; Vol. 26, S. 1733-1770; Vol. 27, S. 2179-2214; Vol. 28, S. 2181-2227; Vol. 29, S. 1767-1842; Vol. 30, S. 2449-2523; Vol. 31, S. 2401-2488; Vol. 32, S. 2211-2280; Vol. 33, S. 2349-2437; Vol. 34, S. 2931-3010; Vol. 35, S. 3153-3235; Vol. 37, S. 1285-1375; Vol. 39, S. 885-963; Vol. 40, S. 3729-3804; Vol. 42, S. 2717-2797; Vol. 43, S. 1273-1371; Vol. 43, S. 2431-2528; Vol. 44, S. 253-366; Vol. 44, S. 3579-3699; Vol. 45, S. 2853-2957; Vol. 46, S. 1887-1992; Vol. 48, S. 819-927; Vol. 49, S. 451-534, Vol. 53, S. 4343-4396, Vol. 53, S. 4397-4447
- [99] Jakob M.: Heat Tranfer (Volume I & II). John Wiley & Sons | Chapman & Hall, New York | London, 1949
- [100] Kern D. Q.: Process Heat Transfer. McGraw-Hill Book Company, 1950
- [101] McAdams W. H.: Heat Transmission. 3. Auflage, McGraw-Hill, New York-London, 1954
- [102] Gregorig R.: Wärmeaustauscher - Berechnung, Konstruktion, Betrieb, Wirtschaftlichkeit. H. R. Sauerländer & Co., Aarau, 1959
- [103] Gregorig R.: Wärmeaustausch und Wärmeaustauscher. 2. Auflage, Sauerländer AG, Aarau, 1973

-
- [104] Michejew M. A.: Grundlagen der Wärmeübertragung. 2. Auflage, VEB Verlag Technik, Berlin, 1964
- [105] Maschek H.-J.: Grundlagen der Wärme- und Stoffübertragung. 2. Auflage, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1979
- [106] Butterworth D., Sardesai R. G., Griffith P., Bergles A. E., Chisholm D., Jacobs H. R.: Condensation. In Schlünder E. U. (Editor-in-Chief): Heat exchanger design handbook. Part 2: Fluid mechanics and heat transfer. Hemisphere Publishing Corporation. 1987
- [107] Marto P. J.: Fundamentals of Condensation. In: Kakaç S., Bergles A. E., Fernandes E. O. (Hrsg.): Two-Phase Flow Heat Exchangers - Thermal-Hydraulic Fundamentals and Design. Kluwer Academic Publishers, 1988
- [108] Marto P. J.: Heat Transfer in Condensation. In: Kakaç S. (Hrsg.): Boilers, Evaporators and Condensers. John Wiley & Sons, Inc., 1991
- [109] Marto P. J.: Condensation. In: Rohsenow W. M., Hartnett J. P., Cho Y. I. (Hrsg.): Handbook of heat transfer, 3rd Edn., McGraw-Hill Companies, Inc., 1998
- [110] Paikert P.: Wärmeübertragung bei Kondensation und Bemessung von Verflüssigern. In: Steimle F., Stephan K. (Hrsg.): Wärmeaustauscher. Springer-Verlag, Berlin - Heidelberg, 1988 (Sechster Band / Teil B der Reihe 'Handbuch der Kältetechnik' herausgegeben von Plank R.)
- [111] Collier J. G., Thome J. R.: Convective Boiling and Condensation. Third Edition, Clarendon Press, Oxford, 1996
- [112] Kedzierski M. A., Chato J. C., Rabas T. J.: Condensation. In: Bejan A., Kraus A. D.: Heat transfer handbook. John Wiley & Sons, 2003
- [113] Faghri A., Zhang Y.: Transport phenomena in multiphase systems. Academic Press, 2006
- [114] Carey V. P.: Liquid-vapor phase-change phenomena - An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment. Taylor & Francis Group, New York, Oxon, 2008
- [115] Baehr H. D., Stephan K.: Wärme- und Stoffübertragung. 8. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2013
- [116] Serth R. W., Lestina T. G.: Process heat transfer: Principles, applications and rules of thumb. Second Edition, Academic Press, 2014
- [117] Garimella S., Fronk B. M.: Condensation Heat Transfer. In: Thome J. R. (Hrsg.): Encyclopedia of two-phase heat transfer and flow I - Fundamentals and Methods. World Scientific Publishing, 2016
- [118] Jakob M., Erk S., Eck H.: Der Wärmeübergang in einem waagerechten Rohr beim Kondensieren von Satt- und Heißdampf. Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure. Band 73 (1929), S. 1517-1520
- [119] Tepe J. B., Mueller A. C.: Condensation and subcooling inside an inclined tube. Chemical Engineering Progress 43 (1947) Nr. 5, S. 267-278
- [120] Konsetow W. W.: Experimentelle Untersuchung des Wärmeübergangs bei Kondensation von Wasserdampf in horizontalen und schwach geneigten Rohren. Brennstoff-Wärme-Kraft 14 (1962) Nr. 1, S. 36
- [121] Rant Z.: Verdampfen in Theorie und Praxis. Verlag Theodor Steinkopff, Dresden, 1977
- [122] Hilding W. E., Coogan C. H.: Heat transfer studies of vapor condensing at high velocities in small straight tubes. NASA CR-124, National aeronautics and space administration, Washington D. C., October 1964
- [123] Goodyknootz J. H., Dorsch R. G.: Local heat-transfer coefficients and static pressures for condensation of high-velocity steam within a tube. NASA TN D-3953, Lewis Research Center Cleveland, Ohio, May 1967
- [124] Borchmann J.: Zum Wärmeübergang und Druckverlust bei der Kondensation strömender Sattdämpfe in Ringspalten. Dissertation, Technische Hochschule Karlsruhe, 1965
- [125] Coe H. H., Gutierrez O. A. Fenn D. B.: Comparison of calculated and measured characteristics of horizontal multitube heat exchanger with steam condensing inside tubes. NASA TN D-3670, Lewis Research Center Cleveland, Ohio, October 1966

- [126] Boiko L. D., Kruzhilin G. N.: Heat transfer conditions with steam condensing in tubes connected in parallel. *Thermal Engineering* 12 (1965) Nr. 5, S. 74-79
- [127] Boyko L. D., Kruzhilin G. N.: Heat transfer and hydraulic resistance during condensation of steam in a horizontal tube and in a bundle of tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 10 (1967) Nr. 3, S. 361-373
- [128] Miropolsky Z. L.: Heat transfer during condensation of high pressure steam inside a tube. *Teploenergetika* 3 (1962), S. 79-83
- [129] Miropolskiy Z. L., Shneerova R. I., Ternakova L. M.: Heat transfer at superheated steam condensation inside tubes. *Fifth International Heat Transfer Conference (1974), Tokyo-Japan, Paper Cs 1.7*, S. 246-249
- [130] Ananiev E. P., Boyko L. D., Kruzhilin G. N.: Heat Transfer in the Presence of Steam Condensation in a Horizontal Tube. *International Developments in Heat Transfer - Proceedings of the 1961-62 Heat Transfer Conference, Colorado/London. The American Society of Mechanical Engineers, 1963*, S. 290-295
- [131] Kutateladze S. S.: Heat transfer during filmwise condensation of vapour inside a horizontal tube. In: Kutateladze S. S. (Hrsg.): *Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media*. Pergamon Press Ltd., 1969. (Übersetzt von: Blunn O. M.; Hrsg. der Übersetzung: Collier J. G.)
- [132] Kutateladze S. S., Borishanskii V. M.: *A concise encyclopedia of heat transfer*. Pergamon Press Ltd., 1966. (Übersetzt von: Arthur J. B.; Hrsg. der Übersetzung: Cohen H.)
- [133] Schulenberg F. J.: *Wärmeübergang und Druckänderung bei der Kondensation von strömendem Dampf in geneigten Rohren*. Dissertation, Universität Stuttgart (TH), 1969
- [134] Schulenberg F.: *Luft statt Wasser für Kühlung und Kondensation*. *Chemie Ingenieur Technik* 25 (1953) Nr. 10., S. 569-573
- [135] Hofmann H.: *Beitrag zur wärme- und strömungstechnischen Berechnung und Optimierung von in luftgekühlten Wärmeübertragern eingesetzten Rippenrohrbündeln*. Dissertation, Technische Universität Dresden, 1972
- [136] Hofmann H.: *Zum Wärmeübergang bei laminarer Filmkondensation von reinen Dämpfen in senkrechten und geneigten Rohren*. *Chemische Technik* 26 (1974) Nr. 11, S. 685-687
- [137] Kindler H.: *Messung des örtlichen Wärmeübergangs bei der Kondensation von gesättigtem Wasserdampf in einem waagerechten Rohr*. Dissertation, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 1970
- [138] Seebach W.: *Der Wärmeübergang bei der Kondensation von gesättigtem Wasserdampf im horizontalen Rohr bei höheren Dampfgeschwindigkeiten*. Dissertation, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 1975
- [139] Kosky P. G., Staub F. W.: *Local Condensing Heat Transfer Coefficients in the Annular Flow Regime*. *AIChE Journal* 17 (1971) Nr. 5, S. 1037-1043
- [140] Jaster H., Kosky P. G.: *Condensation heat transfer in a mixed flow regime*. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 19 (1976) Nr. 1, S. 95-99
- [141] Chawla J. M.: *Wärmeübergang und Druckabfall in waagerechten Rohren bei der Strömung von verdampfenden Kältemitteln*. *VDI-Forschungsheft* 523, 1967
- [142] Chawla J. M.: *Reibungsdruckabfall bei der Strömung von Flüssigkeits-Gas-Gemischen in waagerechten Rohren*. *Forschung im Ingenieurwesen* 34 (1968) Nr. 2, S. 47-54
- [143] Chawla J. M.: *Wärmeübergang und Druckverlust bei der Kältemittelverdampfung im waagerechten Strömungsrohr*. *Chemie Ingenieur Technik* 40 (1968) Nr. 5, S. 229-234
- [144] Chawla J. M.: *Correlation of convective heat transfer coefficient for two-phase liquid-vapour flow*. *Fourth International Heat Transfer Conference (1970), Paris-Versailles, Paper B 5.7*
- [145] Chawla J. M.: *Wärmeübergang in durchströmten Kondensator-Rohren*. *Kältetechnik - Klimatisierung* 24 (1972), S. 233-240

- [146] Bell K. J., Taborek J., Fenoglio F.: Interpretation of horizontal in-tube condensation heat transfer correlations with a two-phase flow regime map. *Chemical Engineering Progress, Symposium Series 66: No. 102* (1970), S. 150-163
- [147] Schlünder E.-U., Martin H.: *Einführung in die Wärmeübertragung. 8., neubearbeitete Auflage*, Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, 1995
- [148] Fratzscher W., Würfel R., Kreutzer T.: Bestimmung der lokalen Flüssigkeitsfilmdicke bei der turbulenten, separierten Zweiphasenströmung gasförmig/flüssig in geneigten Rohren. *Chemische Technik* 48 (1996) Nr.6, S. 307-315
- [149] Connel M. P., Wood D. G.: Condensation inside a horizontal tube. *First Australasian Conference on Heat and Mass Transfer, Melbourne, Australien, 1973, Section 4.3*, S. 25-32
- [150] Connell M. P., Beckingham P., Wood D. G.: Condensation inside a horizontal tube. *The Institution of Chemical Engineers Symposium Series No. 38 (Multi-Phase Flow Systems)*, Glasgow, Scotland, 1974, Paper D2
- [151] Royal J. H.: Augmentation of horizontal in-tube condensation of steam. *Dissertation, Iowa State University*, 1975
- [152] Royal J. H., Bergles A. E.: Experimental study of the augmentation of horizontal in-tube condensation. *ASHRAE-Transactions* 82 (1976) Nr. 1, S. 919-931
- [153] Royal J. H., Bergles A. E.: Augmentation of Horizontal In-Tube Condensation by Means of Twisted-Tape Inserts and Internally Finned Tubes. *Journal of Heat Transfer* 100 (1978), S. 17-24
- [154] Ueda T., Inoue M.: Heat Transfer during Annular Flow Condensation of Steam inside Tubes. *Bulletin of the JSME* 20 (1977) Nr. 147, S. 1174-1181 (Paper No. 147-15)
- [155] Rifert V. G., Zadiraka V. Y.: Steam condensation inside plain and profiled horizontal tubes. *Thermal Engineering* 25 (1978) Nr. 8, S. 54-57
- [156] Putilin Y. V., Podberezney V. L., Rifert V. G., Barabash P. A., Zadiraka V. Y.: Intensification of heat-exchange in horizontal-tube film desalination plant. *Proceedings of the 7th International Symposium on Fresh Water from the Sea Vol. 1*, 1980, S. 241-252
- [157] Rifert V. G.: Vapor condensation inside horizontal pipes. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 44 (1983) Nr. 6, S. 700-710
- [158] Rifert V. G.: Heat transfer and flow modes of phases in laminar film vapour condensation inside a horizontal tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 31 (1988) Nr. 3, S. 517-523
- [159] Rifert V. R., Sereda V. V.: Condensation inside smooth horizontal tubes - Part 1. Survey of the methods of Heat-Exchange Prediction. *Thermal Science* 19 (2015) Nr. 5, S. 1769-1789
- [160] Rifert V. R., Sereda V. V., Barabash P. O., Gorin V. V.: Condensation inside smooth horizontal tubes - Part 2. Improvement of heat exchange prediction. *Thermal Science* 2016, OnLine-First Issue 00, Pages 45-45 (doi:10.2298/TSCI140815045R)
- [161] Sernas V., Varma V. C., Fletscher L. S.: Condensation of steam inside a horizontal tube. In: *Condensation heat transfer: presented at the 18th National Heat Transfer Conference, San Diego, California, August 6-8, 1979. American Society of Mechanical Engineers, 1979, S. 9-16*
- [162] Razavi M. D., Clutterbuck E. K.: Pressure Drop and Heat Transfer Prediction for Total Condensation inside a Horizontal Tube. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development* 19 (1980) Nr. 4, S. 717-719
Nomenklatur in: *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development* 20 (1981) Nr. 2, S. 410
- [163] Vocino V., Cabella A.: Experimental study of steam condensation inside horizontal tubes. *Nuclear Reactor thermal-hydraulics topical meeting, Sartago (New York), October 6-10, 1980, S. 1384-1417*
- [164] Sardesai R. G., Owen R. G., Pulling D. J.: Flow Regimes for Condensation of a Vapor Inside a Horizontal Tube. *Chemical Engineering Science* 36 (1981) 7, S. 1173-1180
- [165] Roth E.: *Wärmeübertragung bei der Kondensation in geneigten ovalen Rohren. Dissertation, Hochschule der Bundeswehr Hamburg, 1984 (zugleich: Fortschritt-Bericht VDI, Reihe 6, Nr. 145, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf)*

- [166] Nie Z., Bi Q., Lei S., Lv H., Guo Y.: Experimental study on condensation of high-pressure steam in a horizontal tube with pool boiling outside. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 108 (2017) Part B, S. 2523-2533
- [167] Yun B. Y., No H. C., Shin C. W.: Modeling of high pressure steam condensation in inclined horizontal tubes of PAFS in APR+. *Journal of Nuclear Science and Technology* 53 (2016) Nr. 9, S. 1353-1365
- [168] Shin C. W., No H. C., Yun B. Y., Jeon B. G.: The experimental investigation of tube's diameter and inclination angle in a separate effect PAFS test facility for APR+. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 86 (2015), S. 914-922
- [169] Balunov B. F., Il'in V. A., Shcheglov A. A., Lychakov V. D., Alekseev S. B., Kuhtevich V. O., Svetlov S. V., Sidorov V. G.: Condensation Heat Transfer of Pure Steam and Steam from Gas-Steam Mixture in Tubes of AES-2006 PHRS SG Heat Exchanger. *Thermal Engineering* 64 (2017) No. 1, S. 25-31
- [170] Mil'man O. O., Fedorov V. A., Kondrat'ev A. V., Ptakhin A. V.: Specific Features of Steam Condensation inside Tubes and Channels. *Thermal Engineering* 62 (2015) No. 4, S. 299-309
- [171] Li W.: Kondensation von Wasserdampf oder eines Wasserdampf/Stickstoff-Gemisches in einem horizontalen Rohr. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2002 (zugleich: Berichte des Forschungszentrums Jülich, Nr. 3950)
- [172] Schaffrath A., Hicken E. F., Jaegers H., Prasser H.-M.: Experimental and Analytical Investigation of the Operation Mode of the Emergency Condenser of the SWR1000. *Nuclear Technology* 126 (1999) Nr. 2, S. 123-142
- [173] Szijártó R.: Condensation of steam in horizontal pipes - model development and validation. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule ETH Zürich, Nr. 22550, 2015
- [174] Schöffel P. et al.: Weiterentwicklung des Systemrechenprogramms ATHLET für Anwendungen in der Reaktorsicherheit. Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) gGmbH, GRS – 387, 2018
- [175] Semiat R., Sideman S., Maron D. M.: Turbulent film evaporation on and condensation in horizontal elliptical conduits. *Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference, Toronto, 1978*, S. 361-366, Paper HX-30 (Heat Exchangers)
- [176] Chato J.C.: Laminar condensation inside horizontal and inclined tubes. Doctoral dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 1960
- [177] Chato J.C.: Laminar Condensation inside horizontal and inclined tubes. *ASHRAE Journal* 1962 (February), S. 52-60
- [178] Cavallini A., Del Col D., Doretti L., Matkovic M., Rossetto L., Zilio C., Censi G.: Condensation in Horizontal Smooth Tubes: A new Heat Transfer Model for Heat Exchanger Design. *Heat Transfer Engineering* 27 (2006) Nr. 8, S. 31-38
- [179] Thome J. R., El Hajal J., Cavallini A.: Condensation in horizontal tubes, part 2: new heat transfer model based on flow regimes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003), S. 3365-3387
- [180] Miyara A.: Condensation of hydrocarbons - A review. *International journal of refrigeration* 31 (2008) Nr. 4, S. 621-632
- [181] Liebenberg L., Meyer J. P.: A Review of Flow Pattern-Based Predictive Correlations during Refrigerant Condensation in Horizontally Smooth and Enhanced Tubes. *Heat Transfer Engineering* 29 (2008) 1, S. 3-19
- [182] Lips S., Meyer J. P.: Two-phase flow in inclined tubes with specific reference to condensation: A review. *International Journal of Multiphase Flow* 37 (2011), S. 845-859
- [183] Macdonald M., Garimella S.: Hydrocarbon condensation in horizontal smooth tubes: Part I – Measurements. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 93 (2016), S. 75-85
- [184] Macdonald M., Garimella S.: Hydrocarbon condensation in horizontal smooth tubes: Part II – Heat transfer coefficient and pressure drop modeling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 93 (2016), S. 1248-1261
- [185] Macdonald M., Garimella S.: Effect of Temperature Difference on In-Tube Condensation Heat Transfer Coefficients. *Journal of Heat Transfer* 139 (2017), Paper No: HT-15-1435

- [186] Luke A., Skusa S., Fries S.: Wärmeübergang bei der Kondensation von Propan im horizontalen Rohr. *Chemie Ingenieur Technik* 87 (2015) Nr. 8, S. 1097
- [187] Fries S., Skusa S., Luke A.: Einphasiger und zweiphasiger Wärmeübergang und Druckverlust von Propan in einem horizontalen Rohr. *Annual Meeting of the Deutscher Kaelte und Klimatechnischer Verein 2015, Band II.1*
- [188] Huhn J.: Eine allgemeine Theorie der Filmströmung und ihre Anwendung. Dissertation, Technische Universität Dresden, 1983
- [189] Wallis G.B.: *One-dimensional Two-phase Flow*. McGraw-Hill, 1969
- [190] Schaffrath A., Ringel H.: Modelle zur Bestimmung der Relativbewegung der Phasen in einer Zweiphasenströmung - Stand der Technik. *Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-294*, Forschungszentrum Rossendorf, 2000
- [191] Schmidt H.: *Gas-Flüssigkeitsströmungen - relative Phasenanteile*. VDI-Wärmeatlas, Kap. Lba, 10. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2006
- [192] Gregor S., Prasser H.-M., Beyer M.: Thermohydraulische Modellierung der Kondensation von Dampf in einer unterkühlten Flüssigkeitsströmung. *Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-440*, Forschungszentrum Rossendorf, 2006
- [193] Friedel L.: Druckabfall bei der Strömung von Gas/Dampf-Flüssigkeits-Gemischen in Rohren. *Chemie Ingenieur Technik* 50 (1978) Nr. 3, S. 167-180
- [194] Nabizadeh-Araghi H.: Modellgesetze und Parameteruntersuchungen für den Volumetrischen Dampfgehalt in einer Zweiphasenströmung. Dissertation, Technische Universität Hannover, 1977
- [195] Sonnenburg H.-G.: Berechnung der Phasendifferenzgeschwindigkeit von Wasser und Dampf in geometrisch unterschiedlich berandeten Kanälen. Dissertation, Technische Universität Berlin, 1994
- [196] Dalkilic A.S., Wongwises S.: Intensive literature review of condensation inside smooth and enhanced tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009), S. 3409-3426
- [197] Kreutzer T.: Transportvorgänge bei adiabater und kondensierender Zweiphasenströmung im geneigten Rohr. Dissertation, Martin-Luther-Universität Halle Wittenberg, 2000
- [198] Baker O.: Simultaneous flow of oil and gas. *Oil & Gas Journal* 53 (1954) 12, S. 185-195
- [199] Mayinger F.: *Strömung und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeits-Gemischen*. Springer Verlag Wien, 1982
- [200] Taitel Y., Dukler A. E.: A Model for Predicting Flow Regime Transition in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow. *AIChE Journal* 22 (1976) 1, S. 47-55
- [201] Köhler J.: *Wärme- und Stoffübertragung in Zweiphasenströmungen*. Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, 1996
- [202] Mandhane J. M., Gregory G. A., Aziz K.: A flow pattern map for gas—liquid flow in horizontal pipes. *International Journal of Multiphase Flow* 1 (1974) 4, S. 537-553
- [203] Weisman J., Duncan D., Gibson J., Crawford T.: Effects of fluid properties and pipe diameter on two-phase flow patterns in horizontal lines. *International Journal of Multiphase Flow* 5 (1979) Nr. 6, S. 437-462
- [204] Barnea D.: A unified model for predicting flow-pattern transitions for the whole range of pipe inclinations. *International Journal of Multiphase Flow* 13 (1987) Nr. 1, S. 1-12
- [205] Taitel Y., Barnea D.: Modeling of Gas Liquid Flow in Pipes. In: Thome J. R. (Hrsg.): *Encyclopedia of Two-Phase Heat Transfer and Flow I - Fundamentals and Methods*, World Scientific Publishing, 2016
- [206] Breber G., Palen J. W., Taborek J.: Prediction of Horizontal Tubeside Condensation of Pure Components Using Flow Regime Criteria. *Journal of Heat Transfer* 102 (1980) 3, S. 471-476
- [207] Tandon T. N., Varma H. K., Gupta C. P.: A New Flow Regimes Map for Condensation Inside Horizontal Tubes. *Journal of Heat Transfer* 104 (1982) 4, S. 763-768
- [208] Rifert V. G., Smirnov H. F.: *Condensation Heat Transfer Enhancement*. WIT Press, Southampton, 2004
- [209] El Hajal J., Thome J. R., Cavallini A.: Condensation in horizontal tubes, part 1: two-phase flow pattern map. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003), S. 3349-3363

- [210] Da Silva Lima R., Thome J. R.: Flow Pattern-Based Intube Condensation Heat Transfer Model for Horizontal Tubes. In: Thome J. R., Kim J. (Hrsg.): Encyclopedia of Two-Phase Heat Transfer and Flow II, Volume 3, 2015
- [211] Soliman H. M., Azer N. Z.: Flow patterns during condensation inside a horizontal tube. ASHRAE Transactions 77 (1971), S. 210-224
- [212] Schröter K.: Untersuchungen einer Zweiphasenströmung im horizontalen Rohr. Diplomarbeit, Mannesmann-Forschungsinstitut G.m.b.H., 1962
- [213] Park I., Lee H., Mudawar I.: Determination of flow regimes and heat transfer coefficient for condensation in horizontal tubes. International Journal of Heat and Mass Transfer 80 (2015), S. 698-716
- [214] Lockhart R. W., Martinelli R. C.: Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. Chemical Engineering Progress 45 (1949) Nr. 1, S. 39-48
- [215] Brauer H.: Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen. Sauerländer AG, Aarau, 1971
- [216] Glück B.: Hydrodynamische und gasdynamische Rohrströmung - Druckverluste. VEB Verlag für Bauwesen, Berlin, 1988
- [217] Kraume M.: Transportvorgänge in der Verfahrenstechnik - Grundlagen und apparative Umsetzungen. 2. Auflage, Springer -Verlag, Berlin Heidelberg, 2012
- [218] Friedel L.: Modellgesetz für den Reibungsdruckverlust in der Zweiphasenströmung. VDI-Forschungsheft 572, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 1975
- [219] Friedel L.: Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two phase pipe flow. 3R international 18 (1979) Nr. 7, S. 485-491
- [220] Wellenhofer A., Muschelknautz S.: Druckabfall von Gas-Flüssigkeitsströmungen in Rohren, Leitungselementen und Armaturen. VDI-Wärmeatlas, Kap. L2.2, 11. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, Düsseldorf, 2013
- [221] Müller-Steinhagen H., Heck K.: A Simple Friction Pressure Drop Correlation for Two-Phase Flow in Pipes. Chemical Engineering and Processing 20 (1986), S. 297-308
- [222] Spedding P. L., Benard E., Donnelly G. F.: Prediction of pressure drop in multiphase horizontal pipe flow. International Communications in Heat and Mass Transfer 33 (2006) Nr. 9, S. 1053-1062
- [223] Kütükçüoğlu A.: Strömungsform, Dampfvolumenanteil und Druckabfall bei Zweiphasenströmung von Wasser-Wasserdampf in Rohren. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1969 (zugleich: Fortschritt-Bericht VDI, Reihe 7, Nr. 18, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf)
- [224] Dalkilic A. S., Agra O., Teke I., Wongwises S.: Comparison of frictional pressure drop models during annular flow condensation of R600a in a horizontal tube at low mass flux and of R134a in a vertical tube at high mass flux. International Journal of Heat and Mass Transfer 53 (2010) Nr. 9-10, S. 2052-2064
- [225] García F., García R., Padrino J. C., Mata C., Trallero J. L., Joseph D. D.: Power law and composite power law friction factor correlations for laminar and turbulent gas-liquid flow in horizontal pipelines. International Journal of Multiphase Flow 29 (2003) Nr. 10, S. 1605-1624
- [226] Shannak B. A.: Frictional pressure drop of gas liquid two-phase flow in pipes. Nuclear Engineering and Design 238 (2008) Nr. 12, S. 3277-3284
- [227] Thome J. R.: Two-Phase Pressure Drops (Chapter 13). In: Thome J. R. (Hrsg.): Engineering Data Book III, Wolverine Tube Inc., 2004-2006
- [228] Berkemeier D.: Partielle Kondensation eines Isobutanol/Stickstoff-Gemisches bei erhöhtem Druck. Dissertation, Universität - Gesamthochschule - Paderborn, 1991 (zugleich: Fortschritt-Bericht VDI, Reihe 3, Nr. 249, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf)
- [229] Gabriel S. G.: Experimentelle Untersuchung der Tropfenabscheidung einer horizontalen, entgegengerichteten Wasser/Luft-Schichtenströmung. Dissertation, Universität Stuttgart, 2014 (zugleich: KIT Scientific Reports 7683)
- [230] Numrich R.: Die partielle Kondensation eines Wasserdampf/Luftgemisches im senkrechten Rohr bei Drücken bis 21 bar. Dissertation, Universität - Gesamthochschule - Paderborn, 1988 (zugleich: Fortschritt-Bericht VDI, Reihe 3, Nr. 165, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf)

- [231] Kleiber M., Joh R.: Berechnungsmethoden für Stoffeigenschaften. VDI-Wärmeatlas, Kap. D1, 11. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, Düsseldorf, 2013
- [232] Thome J. R., Da Silva Lima R. J.: Engineering Databook III Calculator. Demo Version, V1.11.2006
- [233] Schack A.: Der industrielle Wärmeübergang - Für Praxis und Studium mit erläuternden Zahlenbeispielen von Professor Dr.-Ing. Alfred Schack. 8. Auflage, Verlag Stahleisen mbH, Düsseldorf, 1983
- [234] Glück B.: Wärmeübertragung - Wärmeabgabe von Raumheizflächen und Rohren. VEB Verlag für Bauwesen, Berlin, 1989
- [235] Mitrović J.: Wärmeübergang bei der Filmkondensation reiner gesättigter Dämpfe an senkrechten Flächen. Dissertation, Universität Stuttgart, 1987 (zugleich: Fortschritt-Bericht VDI, Reihe 19, Nr. 22, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf)
- [236] Traupel W.: Das Modellgesetz der Filmkondensation. Allgemeine Wärmetechnik 4 (1953) Nr. 5/6, S. 105-107
- [237] Sofrata H.: Improved Theoretical Model for Wavy Filmwise Condensation. Wärme- und Stoffübertragung 15 (1981), S. 117-124
- [238] Sofrata H.: Experimental Study of Filmwise Condensation Considering Wave Initiation. Wärme- und Stoffübertragung 17 (1983), S. 251-260
- [239] Al-Sibai F.: Experimentelle Untersuchung der Strömungscharakteristik und des Wärmeübergangs bei welligen Rieselfilmen. Dissertation, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2004
- [240] Paschke S.: Experimentelle Analyse ein- und zweiphasiger Filmströmungen auf glatten und strukturierten Oberflächen. Technische Universität Berlin, 2011
- [241] Grigull U.: Wärmeübergang bei der Kondensation mit turbulenter Wasserhaut. Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens 13 (1942) Nr. 2, S. 49-57
- [242] Grigull U.: Wärmeübergang bei Filmkondensation. Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens 18 (1952) Nr. 1, S. 10-12
- [243] Numrich R.: Stoff-, Wärme- und Impulsaustausch bei der Kondensation von Ein- und Mehrkomponentensystemen. Habilitationsschrift, Universität - Gesamthochschule - Paderborn, 1994 (Verlag Shaker, Aachen)
- [244] Allan F.: Beschreibung der Transportvorgänge in turbulenten Filmströmungen unter Einfluß der Dampfphase. VDI-Fortschrittsberichte, Reihe 7, Nr. 338, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 1998
- [245] Blangetti F.: Lokaler Wärmeübergang bei der Kondensation mit überlagerter Konvektion im vertikalen Rohr. Dissertation, Universität Fridericiana Karlsruhe (TH), 1979
- [246] Elsner N., Fischer S., Huhn J.: Grundlagen der Technischen Thermodynamik, Band 2: Wärmeübertragung. 8. Auflage, Akademie Verlag GmbH, Berlin, 1993
- [247] Würfel R., Kreutzer T.: Transportvorgänge bei turbulent durchströmten horizontalen und verschiedenen geneigten Kondensationsrohren für Gleichstrom der Phasen. Abschlußbericht zur DFG-Forschungsvorhaben Fr 1038/1-2, 1997
- [248] Kubosch K.: Untersuchungen zeitabhängiger Vorgänge an luftgekühlten Wärmeübertragern. Dissertation, Universität Hannover, 1987
- [249] Numrich R.: Influence of Gas Flow on Heat Transfer in Film Condensation. Chemical Engineering & Technology 13 (1990), S. 136-143
- [250] Huhn J.: Filmkondensation in waagerechten und geneigten Rohren. Luft- und Kältetechnik 20 (1984) 2, S. 82-85 + S. 101
- [251] Dobson M. K., Chato J. C., Wattleet J. P., Gaibel J. A., Ponchner M., Kenney P. J., Shimon R. L., Villaneuva T. C., Rhines N. L., Sweeney K. A., Allen D. G., Hershberger, T. T.: Heat Transfer and Flow Regimes During Condensation in Horizontal Tubes. ACRC Technical Report 57, University of Illinois, 1994
- [252] Cavallini A., Censi G., Del Col D., Doretti L., Longo G. A., Rossetto L.,: Condensation of Halogenated Refrigerants Inside Smooth Tubes. HVAC&R Research 8 (2002) Nr. 4, S. 429-451
- [253] Jassim E. W., Newell T. A., Chato J. C.: Prediction of two-phase condensation in horizontal tubes using probabilistic flow regime maps. International Journal of Heat and Mass Transfer 51 (2008), S. 485-496

- [254] Marchuk I., Lyulin Y., Kabov O.: Theoretical and experimental study of convective condensation inside a circular tube. *Interfacial Phenomena and Heat Transfer* 1 (2013) Nr. 2, S. 153-171
- [255] Schaflinger U.: Stationärer und instationärer Vorgang der Filmkondensation auf der ebenen Platte, dem senkrechten Kegel, dem horizontalen Rohr und der Kugel. *Wärme- und Stoffübertragung* 16 (1982), S. 149-160
- [256] Wong H. Y.: *Handbook of Essential Formulae and Data on Heat Transfer for Engineers*. Longman Inc., New York, 1977
- [257] Kattan N., Thome J. R., Favrat D.: Flow Boiling in Horizontal Tubes: Part 1 – Development of a Diabatic Two-Phase Flow Pattern Map. *Journal of Heat Transfer* 120 (1998) Nr. 1, S. 140-147
- [258] Cavallini A., Censi G., Del Col D., Doretti L., Longo G. A., Rossetto L.: Experimental investigation on condensation heat transfer and pressure drop of new HFC refrigerants (R134a, R125, R32, R410A, R236ea) in a horizontal smooth tube. *International Journal of Refrigeration* 24 (2001) Nr. 1, S. 73-87
- [259] Kattan N., Thome J. R., Favrat D.: Flow Boiling in Horizontal Tubes: Part 3 – Development of a New Heat Transfer Model Based on Flow Pattern. *Journal of Heat Transfer* 120 (1998) Nr. 1, S. 156-165
- [260] Steiner D.: *Heat transfer to boiling saturated liquids*. VDI Heat Atlas, Chapter Hbb, VDI-Verlag GmbH Düsseldorf, 1993
- [261] Oertel H. (Hrsg.): *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre. Grundlagen und Phänomene*. 12., vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage. Vieweg + Teubner Verlag. Wiesbaden. 2008
- [262] Shah M. M.: A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 22 (1979), S. 547-556
- [263] Shah M. M.: An Improved and Extended General Correlation for Heat Transfer During Condensation in Plain Tubes. *HVAC&R Research* 15 (2009) Nr. 5, S. 889-913
- [264] Shah M. M.: General Correlation For Heat Transfer During Condensation in Plain Tubes: Further Development and Verification. *ASHRAE Transactions* 119 (2013), DE-12-001
- [265] Shah M. M.: A new flow pattern based general correlation for heat transfer during condensation in horizontal tubes. *Proceedings of the 15th International Heat Transfer Conference (2014)*, IHTC15-8645
- [266] Krebs R.: *Kondensation von Dampf in Anwesenheit nicht-kondensierbarer Gase in turbulent durchströmten senkrechten Kondensatorrohren*. Dissertation, Universität Fridericiana Karlsruhe (TH), 1984 (zugleich: Fortschritt-Bericht VDI, Reihe 6, Nr. 153, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf)
- [267] Müller J.: *Wärmeübergang bei der Filmkondensation und seine Einordnung in Wärme- und Stoffübertragungsvorgänge bei Filmströmungen*. Dissertation, Universität Fridericiana Karlsruhe (TH), 1992 (zugleich: Fortschritt-Bericht VDI, Reihe 3, Nr. 270, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf)
- [268] Von Böckh P., Wetzels T.: *Wärmeübertragung - Grundlagen und Praxis*. 6. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2015
- [269] Huhn J.: Filmströmung bei sich überlagernden Einflüssen. *Wärme- und Stoffübertragung* 19 (1985), S. 131-144
- [270] Dobson M. K., Chato J. C.: Condensation in Smooth Horizontal Tubes. *Journal of Heat Transfer* 120 (1998), S. 193-213
- [271] Bandhauer T. M., Agarwal A., Garimella S.: Measurement and Modeling of Condensation Heat Transfer Coefficients in Circular Microchannels. *Journal of Heat Transfer* 128 (2006), S. 1050-1059
- [272] Colburn A. P., Hougen O. A.: Design of Cooler Condensers for Mixtures of Vapors with Noncondensing Gases. *Industrial & Engineering Chemistry* 26 (1934) Nr. 11, S. 1178-1182
- [273] SIKA Dr. Siebert und Kühn GmbH & Co. KG. Broschüre: Temperaturkalibratoren. abgerufen am 13.08.2017 <https://www.sika.net/services/downloads/send/5-kataloge-test-und-kalibriertechnik/19-kapitel-temperaturkalibratoren.html>
- [274] DIN EN 10216-2: Nahtlose Stahlrohre für Druckbeanspruchungen – Technische Lieferbedingungen – Teil 2: Rohre aus unlegierten und legierten Stählen mit festgelegten Eigenschaften bei erhöhten Temperaturen. März 2014

- [275] Schicht H. H.: Experimentelle Untersuchungen an der adiabaten Zweiphasenströmung Wasser/Luft in einem horizontalen Rohr: Strömungsformen, Schwallströmung, Anlaufeffekte. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1970
- [276] Claus N.: Kondensation strömender reiner Dämpfe im senkrechten Rohr bei Drücken bis 15 bar. Dissertation, Universität - Gesamthochschule Paderborn, 1996
- [277] DIN EN ISO 6134: Gummischläuche und -schlauchleitungen für gesättigten Dampf - Spezifikation (ISO 6134:2005). Deutsche Fassung EN ISO 6134:2005, Februar 2006
- [278] DIN EN 14423: Schlaucharmaturen mit Klemmfassung für Dampf bis 18 bar. Deutsche Fassung EN 14423:2013, September 2013
- [279] Kaiser E.: Temperaturmessung mit Berührungsthermometern an Festkörpern. In: Bernhard F (Hrsg.): Handbuch der Technischen Temperaturmessung. 2. Auflage, Springer Verlag Berlin, Heidelberg, 2014
- [280] Petruchow B. S.: Experimentelle Untersuchung der Wärmeübertragung. VEB Verlag Technik, Berlin, 1958
- [281] VDI/VDE 3511 Blatt 5: Technische Temperaturmessungen - Einbau von Thermometern. Verein Deutscher Ingenieure, Düsseldorf 1994
- [282] Ullrich C., Bodmer T.: Metalle und Legierungen. VDI-Wärmeatlas, Kap. D6, 11. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, Düsseldorf, 2013
- [283] ThyssenKrupp Materials International GmbH: Werkstoffdatenblatt P235GH. Stand 02/2011
- [284] Fiedler S.: Untersuchungen zur Rücklaufkondensation in einem engen geneigten Rohr. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2003 (zugleich: Fortschritt-Bericht VDI, Reihe 3, Nr. 777, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf)
- [285] Dahl H. D., Luke A.: Tropfenabscheidung. VDI-Wärmeatlas, Kap. D4.3, 11. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, Düsseldorf, 2013
- [286] VDI 3679 Blatt 3: Nassabscheider - Tropfenabscheider. Verein Deutscher Ingenieure e.V., Düsseldorf, 2010
- [287] Gröber S.: Ausrüstung der Kesselanlagen. In: Linke F. (Hrsg.): Handbuch Kesselbetriebstechnik. 12. Auflage, Verlag Dr. Ingo Resch GmbH, Gräfelfing, 2009
- [288] Schmidt D., Lumpe H.-J.: Steinmüller Taschenbuch Rohrleitungstechnik. Vulkan-Verlag, Essen, 1988
- [289] Kretzschmar H.-J., Kraft I.: Kleine Formelsammlung Technische Thermodynamik. 4. Auflage, Carl Hanser Verlag, München, 2011
- [290] Gnielinski V.: Wärmeübergang im konzentrischen Ringspalt und im ebenen Spalt. VDI-Wärmeatlas, Kap. Gb, 10. Auflage, 2006
- [291] Hartmann H.: Zum Wärmeübergang bei der Kondensation strömender Satttdämpfe in Rohren. Dissertation, Technische Hochschule Karlsruhe, 1960
- [292] Mersmann A.: Thermische Verfahrenstechnik. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1980
- [293] Zheng Q., Köhler W., Kastner W., Riedle K.: Druckverlust in glatten und innenberippten Verdampferrohren. Wärme- und Stoffübertragung 26 (1991), S. 323-330
- [294] Bergles A. E., Nirmalan V., Junkhan G. H., Webb R. L.: Bibliography on augmentation of convective heat and mass transfer-II. Technical Report ISU-ERI-AMES-84221 (DE84010848), Iowa State Univ. of Science and Technology, Ames (USA). Heat Transfer Lab., 1983
- [295] Jensen M. K.: Enhanced Forced Convective Vaporization and Condensation Inside Tubes. In: Shah R. K., Subbarao E. C., Mashelkar R. A.: Heat transfer equipment design. Hemisphere Publishing Corporation, 1988, S. 681-695
- [296] Marner W. J., Bergles A. E., Chenoweth J. M.: On the Presentation of Performance Data for Enhanced Tubes Used in Shell-and-Tube Heat Exchangers. Journal of Heat Transfer 105 (1983), S. 358-365
- [297] Journal of Enhanced Heat Transfer. Begell House, Inc. ISSN: 1065-5131
- [298] Roetzel W.: Wärmeübergang und Druckverlust in Beulrohren. Festschrift Fachbereich Maschinenbau, Hochschule der Bundeswehr Hamburg, 1983, S. 115-124

- [299] Roetzel W., Roth J.-E.: Wärmeübertragung und Druckverlust in glatten und gebeuln Rohren. Wärme- und Stoffübertragung 20 (1986), S. 97-104
- [300] Wärmetechnik Gottfried Kneifel GmbH. Broschüre: Was man über Schnelldampferzeuger - System GEKA-Wärmetechnik wissen sollte. Broschüre. abgerufen am 12.08.2017
<http://www.dampferzeuger.info>
- [301] Hausbrand E.: Verdampfen, Kondensieren und Kühlen - Erklärungen, Formeln und Tabellen. 4. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1909
- [302] Bonn W., Iwicki J., Krebs R., Steiner D., Schlünder E. U.: Über die Auswirkungen der Ungleichverteilung des Wärmeübergangs am Rohrumfang bei der Verdampfung im durchströmten waagerechten Rohr. Wärme- und Stoffübertragung 13 (1980) Nr. 4, S. 265-274
- [303] Friedel L.: Zu den Begriffen, Definitionen und Konventionen sowie Rechenbeziehungen in dem Bereich der eindimensionalen Zweiphasenrohrströmung aus Gas oder Dampf und Flüssigkeit. Shaker Verlag, 2009
- [304] Hirsch M.: Die Trockentechnik - Grundlagen, Berechnung, Ausführung und Betrieb der Trockeneinrichtungen. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1927
- [305] Höhne O.: Grundlagenuntersuchungen zum Einfluss des Systemdrucks auf die Trocknung von Braunkohle in Wasserdampf, Dissertation, BTU Cottbus, 2012
- [306] Wahl T., Franke B.: Zum Wärmeverbrauch bei der Braunkohletrocknung. Braunkohle 7 (1990), S. 30-34
- [307] Lykow A.W.: Experimentelle und theoretische Grundlagen der Trocknung. VEB Verlag Technik, Berlin, 1955
- [308] Lykow A.W.: Transporterscheinungen in Kapillarporösen Körpern. Akademie-Verlag Berlin, 1958
- [309] Krischer O.: Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknung. Springer-Verlag Berlin / Göttingen / Heidelberg, 1963
- [310] Kegler K.: Berg- und Aufbereitungstechnik, Band IV, Aufbereitung und Brikettierung, Teil 1, Brikettierung der Braunkohle. Verlag von Wilhelm Knapp, Halle, 1948
- [311] Schubert H.: Kapillarität in porösen Feststoffsystemen. Springer-Verlag Berlin Heidelberg Göttingen, 1982
- [312] Knudsen M.: Eine Revision der Gleichgewichtsbedingung der Gase. Thermische Molekularströmung. Annalen der Physik 336 (1909), S. 205-229
- [313] Hugo P.: Gastransport im Übergangsbereich zwischen Knudsenbereich und Laminarströmung. Berichte der Bunsen-Gesellschaft 79 (1975), S. 748-758
- [314] Maltry W.: Wirtschaftliches Trocknen - Verfahrenstechnische Grundlagen und energiewirtschaftliche Grundlagen. Verlag Theodor Steinkopff, Dresden, 1975
- [315] DIN ISO 9277:2010: Bestimmung der spezifischen Oberfläche von Festkörpern mittels Gasadsorption – BET-Verfahren. Januar 2014
- [316] Evans D.G.: The brown-coal/water system: Part 4. Shrinkage on drying. Fuel 52 (1973), S. 186-190
- [317] Kneule F.: Sorptions- und Desorptionsisothermen - Ergebnisse einer Literaturrecherche. Fachgemeinschaft Lufttechnische und Trocknungs-Anlagen im VDMA, Frankfurt/Main, 1964
- [318] Rosin P., Rammler E., Kayser H.-G.: Über Dampfdruckisothermen und Porositätskennlinien von Kohlen. Braunkohle 33 (1934), S. 289-294 (Heft 18) & S. 305-314 (Heft 19)
- [319] Kast W.: Untersuchungen zum Einfluß der Porenverteilung und des Porengefüges auf die Geschwindigkeit der Ad- und Desorption von Dämpfen an Feststoffen. Forschungsvereinigung für Luft- und Trocknungstechnik e.V., Frankfurt/Main, 1975
- [320] Kunii D., Levenspiel O.: Fluidization Engineering, Second Edition, Butterworth-Heinemann (1991)
- [321] Werther J.: Experimentelle Untersuchungen zur Hydrodynamik von Gas/Feststoff-Wirbelschichten. Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1972
- [322] Reh J.: Das Wirbeln von körnigem Gut im schlanken Diffusor als Grenzzustand zwischen Wirbelschicht und pneumatischer Förderung. Dissertation, Technische Hochschule Karlsruhe, 1961

- [323] Wirth K.-E.: Vertikale Gas-Feststoff-Strömung mit Phasenentmischung. Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg, 1989
- [324] Molerus O.: Fluid-Feststoff-Strömung, Springer-Verlag Berlin/Heidelberg, 1982
- [325] Klose E., Kuchling T., Born M. in: Bergakademie Freiberg - Sektion Verfahrens- und Silikattechnik (Hrsg.): Brennstofftechnische Arbeitsmappe, Sammlung von Datenblättern, aus: Energietechnik, 1986 ff., S. 36 ff.
- [326] Effenberger D.: Theoretische und praktische Untersuchungen zur Trocknung von Braunkohle, Dissertation, Technische Universität Dresden, 1989
- [327] Rammner E., Schmidt R.: Untersuchungen über die spezifische Wärme und ihre Beziehungen zu Analysedaten. In: Lüdemann K.-F. (Hrsg.) Freiburger Forschungsheft A 385, Brikkettierung - Technische Brennstoffverwertung, 1966, S. 5-38
- [328] Merzsch M., Lechner S., Krautz H. J.: Heat-transfer from single horizontal tubes in fluidized beds: Influence of tube diameter, moisture and diameter-definition by Geldart C fines content. Powder Technology 235 (2012), S. 1038-1046
- [329] Klutz H.-J., Jansen A., Block D.: Trocknung von kohäsiven Braunkohlen in der Wirbelschicht - Untersuchungen im Zuge der Weiterentwicklung der WTA-Technik. World of Mining – Surface & Underground 66 (2014), S. 358-369
- [330] Geldart D.: Types of Gas Fluidization, Powder Technology 7 (1973), S. 285-292
- [331] Molerus O.: Interpretation of Geldart's Type A, B, C, and D Powders by Taking into Account Interparticle Coesion Forces, Powder Technology 33 (1982), S. 81-87
- [332] Martin H.: Wärme- und Stoffübertragung in der Wirbelschicht, Chemie Ingenieur Technik 52 (1980) Nr. 3, S.199-209
- [333] Martin H.: Wärmeübergang in Wirbelschichten, VDI-Wärmeatlas, Kap. Mf, 10. Auflage, 2006
- [334] Martin H.: Über die Mechanismen der Wärmeübertragung zwischen Gas/Feststoff-Wirbelschichten und festen Wänden. Chemie Ingenieur Technik 54 (1982) Nr. 2, S. 156-157
- [335] Martin H.: Wärmeübertragung an Gas/Feststoff-Wirbelschichten. Chemie Ingenieur Technik 56 (1984) Nr. 3, S. 225-227
- [336] Martin H.: Fluid-bed heat exchangers — a new model for particle convective energy transfer. Chemical Engineering Communications 13 (1981), S. 1-16
- [337] Martin H.: Heat transfer between gas fluidized beds of solid particles and the surfaces of immersed heat exchanger elements, Part I. Chemical Engineering and Processing 18 (1984), S. 157-169
- [338] Martin H.: Heat transfer between gas fluidized beds of solid particles and the surfaces of immersed heat exchanger elements, Part II. Chemical Engineering and Processing 18 (1984), S 199-223
- [339] Schlünder E. U.: Wärmeübergang an bewegte Kugelschüttungen bei kurzfristigen Kontakt. Chemie Ingenieur Technik 43 (1971), S. 651-654
- [340] Schlünder E. U.: Der Wärmeübergang an ruhende, bewegte und durchwirbelte Schütttschichten. Verfahrenstechnik 14 (1980), S. 459-468
- [341] Schlünder E. U., Tsotsas E.: Wärmeübertragung in Festbetten, durchmischten Schüttgütern und Wirbelschichten. Georg Thieme Verlag Stuttgart-New York, 1988
- [342] Burschka A. C.: Wandnahe Partikelbewegung und Wärmeübergang in Gas-Feststoff-Wirbelschichten. VDI-Verlag GmbH, 1994 (Zugl.: Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg)
- [343] Peeler J. P. K., Whitehead A. B.: Solid motion at horizontal tube surfaces in a large gas-solid fluidized bed. Chemical Engineering Science 37 (1982), S. 77-82
- [344] Groenewold H.: Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung. Dissertation, Otto-von-Guericke Universität Magdeburg, 2004
- [345] Molerus O.: Strukturanalyse als Werkzeug zur Erarbeitung von Kenntnissen über das Verhalten disperser Systeme, Fortschrittsbericht VDI Reihe 3 Nr. 556, VDI Verlag GmbH, Düsseldorf, 1998
- [346] Deibel S. R.: Eine theoretische Analyse von Partikelbewegung und Wärmeübergang in Wirbelschichten. Dissertation, Universität Aachen, 1988

Anhang

Anhang 1 Experimentelle Arbeiten zur Wasserdampfkondensation im horizontalen/geneigten Rohr

Bevor nachfolgend auf explizite Untersuchungen zur Kondensation von Wasserdampf in horizontalen Rohren eingegangen wird, die allesamt nach Nußelts [60] Manuskript zur Wasserhauttheorie entstanden sind, sollen zunächst einige grundlegende Werke zur Wärmeübertragung und speziell zur Kondensation erwähnt werden. Begonnen werden soll dabei mit den von Mollier [61] im Jahr 1897 zusammengetragenen Untersuchungen zu bis dato bekannten Wärmedurchgangsmessungen. Zwei Jahre später erschien die erste Auflage von Hausbrands Werk 'Verdampfen, Kondensieren und Kühlen' [62], in dem ebenfalls umfangreiche Zusammenstellungen von experimentellen Ergebnissen zu finden sind, welche in den später folgenden Auflagen jeweils mit neuen Erkenntnissen ergänzt wurden. Im Jahr 1910 wird die Dissertation von Soennecken [22] (Kurzfassung auch in [63]) veröffentlicht, in der auch eine intensive Auseinandersetzung mit bekannten experimentellen Befunden vorzufinden ist. Den Beginn der technikkissenschaftlichen Forschung über den Wärmeübergang stellt die Habilitationsschrift von Nußelt [64] (siehe auch [65][66]) aus dem Jahr 1909 zum Wärmeübergang in Rohrleitungen dar [67]. Im Jahr 1915 leitet Nußelt in seinem Manuskript 'Das Grundgesetz des Wärmeüberganges' [68] erstmals aus den partiellen Differentialgleichungen für das Strömungs- und Temperaturfeld die heute weitgehend benutzten dimensionslosen Kennzahlen her, von denen die Wärmeübergangszahl abhängt [69]. Eine vollständige Bibliographie der Publikationen von Nußelt stellte Kling [70] zusammen. Als erste Monographien zur Wärmeübertragung sind die Werke von Gröber [71][72] bzw. Gröber und Erk [73], ten Bosch [74][75], Merkel [76] und auch Schack [77] aus den 20er-Jahren zu nennen. In diesen Zeitraum fällt auch der Beitrag von Jakob [78] zur Wärmeleitung im Handbuch der Physik, indem die Wärmeleitung zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten oder Gasen (Wärmeübertragung) als separates Kapitel mit Diskussion wesentlicher Literatur angeführt wird, und der Beitrag von Knoblauch und Reiher [79] zur Wärmeübertragung im Handbuch der Experimentalphysik. Abhandlungen über frühe Kondensatortechnik stellen die Werke von Schwager [80], Weiss [81][82], Schmidt [83] und Hoefer [84] dar. In den 30er-Jahren berichtet Jakob [85][86] von neuen Untersuchungen im Bereich der Verdampfung und Kondensation. Ebenfalls wird von Fritz [87][88] in den Beiheften Verfahrenstechnik der VDI Zeitschrift im Jahr 1937 und 1943 über den Stand der Forschung zur Kondensation berichtet. Nachfolgend sind Übersichten zur Kondensation in den vom VDI und VDI-GVC herausgegebenen Bänden 'Fortschritte der Verfahrenstechnik' - in der Abteilung A (Grundlagen der Verfahrenstechnik) 1976 und 1978 von Clasen [89][90], 1981 von Roth und Roetzel [91], 1985 von Roth [92] sowie in der Abteilung C (Thermische Verfahrenstechnik) 1970/71 von Gregorig und Turek [93], 1972 und 1973/74 sowie 1975 von Beer und Burow [94][95][96] zu finden. In selbiger Schriftenreihe erfolgte ab dem zweiten Band (1954/55) in zweijähriger und ab dem elften Band in einjähriger Folge ebenfalls eine kritische Auseinandersetzung mit wesentlichen Neuveröffentlichungen auf dem Gebiet der Kondensation [97]. Im International Journal of Heat and Mass Transfer erfolgte durch Eckert et al. und später von Goldstein et al. für die Jahre 1960 bis 2005 in einjähriger Folge ein Review der Neuveröffentlichungen im Bereich der Wärmeübertragung [98]. Der Kondensation wurde hier ebenfalls in nahezu allen Jahrgängen ein Kapitel gewidmet. Umfangreichere Übersichtskapitel über die Filmkondensation sind den späteren Werken von Jakob [99], Kern [100], McAdams [101], Grigull's erweiterter Auflage von Gröber /Erk [20], Gregorig [102][103], Michejew [104], Mascheck [105], Butterworth et al. [106], Marto [107][108][109], Stephan [21], Paikert [110], Collier und Thome [111], Kedzierski et al. [112], Faghri und Zhang [113], Carey [114], Baehr und Stephan [115], Serth und Lestina [116], Garimella und Fronk [117] u.a. zu entnehmen.

Im Jahr 1929 untersuchten Jakob et al. [118] die Parameter Dampfgeschwindigkeit und Wärmestromdichte auf die erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von Satttdampf in einem waagerechten Rohr. Ihr Versuchsaufbau bestand aus einem 0,46 m langen Doppelrohrwärmeübertrager der im Gleichstrom betrieben wurde. Das Kondensationsrohr bestand aus Messing und hatte einen inneren Durchmesser von 17 mm. Am Scheitel und der Sohle des Rohres war eine spezielle Konstruktion mit axial verschiebbaren Thermoelementen zur Bestimmung der Rohrwandaußentemperatur angebracht. Die Satttdampfeingangsgeschwindigkeiten lagen bei Atmosphärendruck zwischen 20...64 m/s. Es wurde nur ein Teil des einströmenden Dampfes im Versuchsrohr kondensiert. Im Ergebnis der Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass sich der Wärmeübergang mit zunehmender Wärmestromdichte verbessert. Ebenfalls wurden gegenüber früheren Untersuchungen im senkrechten Rohr höhere Wärmeübergangskoeffizienten, mit Ausnahme bei sehr geringen Wärmestromdichten, erzielt.

Tepe und Müller [119] veröffentlichten 1947 Versuchsergebnisse bei Neigungswinkeln von 0°, 15° und 90° gegenüber der Horizontalen. Die vertikale Versuchsanordnung lieferte in allen Kondensationsversuchen die geringsten Wärmeübergangskoeffizienten. Der Einfluss war in Summe jedoch gering. Die Versuche wurden mit Benzol und Methanol durchgeführt.

Konsetow berichtet im Jahr 1960 über Ergebnisse aus Wärmeübergangsversuchen die an zwei Stahlrohren mit Innendurchmessern von 10 und 24 mm durchgeführt wurden. Eine Kurzfassung dieser in der Zeitschrift Teploenergetika auf russisch veröffentlichten Untersuchungen ist in [120] zu finden. Demnach wurde überhitzter Dampf von 10 bis 90 bar abs. und Temperaturen bis rund 500°C verwendet. Die Dampfgeschwindigkeit in den Rohren betrug 10 bis 100 m/s. Die Wärmestromdichten lagen zwischen 58,1 und 1163 kW/m². Die Untersuchungen sowie die daraus resultierende Berechnungsempfehlung für die Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit des lokalen Dampfanteils werden auch von Rant [121] zitiert.

Im Jahr 1964 geben Hilding und Coogan [122] experimentelle Befunde wieder, die bereits in den Jahren 1952/53 an der University of Connecticut erzielt wurden. Die Untersuchungen wurden an drei horizontalen Doppelrohr-Versuchskondensatoren durchgeführt. Der Innendurchmesser des Kondensationsrohres betrug bei Kondensator Nr. 1 und 2 jeweils 13,97 mm, der des dritten Kondensators 4,83 mm. Die gekühlte Länge ist bei Kondensator Nr. 1 und 2 mit 3,14 m, bei Kondensator Nr. 3 mit 3,57 m angegeben. Das Rohrematerial war, zumindest bei Kondensator 1 und 2, Kupfer. Der Kondensator Nr. 2 war gegenüber den beiden anderen Kondensatoren mit Thermoelementen an der Außenwand des Kondensationsrohres bestückt, wodurch hier eine 'direkte Methode' zur Ermittlung der Wärmeübergangskoeffizienten zur Anwendung kommen konnte. In Summe werden 8 Messreihen wiedergegeben, bei denen die absoluten Dampfeintrittsdrücke zwischen 1,6 und 6,85 bar lagen. Die Dampfeintrittsgeschwindigkeiten lagen zwischen 120 und 288 m/s, wodurch es zu sehr hohen Druckverlusten und damit verbunden auch deutlichen Geschwindigkeitszunahmen des Dampfes während der Durchströmung des Rohres kam. Es wurde jeweils nahezu vollständig kondensiert. Dass die Testkondensatoren horizontal angeordnet waren, wird in [122] nicht explizit erwähnt. Goodykoontz und Dorsch weisen jedoch in [123] darauf hin.

Borchmann [124] gibt in seiner Dissertation aus dem Jahre 1965 Ergebnisse zur Kondensation von Wasserdampf in einem Doppelrohrwärmeübertrager wieder. Dabei wurde die senkrechte und horizontale Anordnung untersucht. Als Versuchsmedium kam Kältemittel R11 und Wasserdampf zum Einsatz. Das Versuchsmedium wurde jedoch im Ringspalt geführt und das Innenrohr mit Kühlmittel durchflossen. Es kamen 2 Mantelrohre verschiedenen Durchmessers zum Einsatz, so dass die Spaltbreite wahlweise 3,4 oder 9,0 mm bei einem Außendurchmesser des Kühlrohres von 31,2 mm betrug. Die Mantelrohre besaßen eine Länge von 1,0 m. Im Kühlrohr waren 20 Thermoelemente zur Erfassung der Oberflächentemperatur über den Rohrquerschnitt verteilt und in verschiedenen Längsebenen angeordnet. Das Versuchsprogramm mit Was-

serdampf sah lediglich Untersuchungen mit der Spaltweite 3,4 mm und einer Sattdampf­temperatur von 100 °C vor. Die Sattdampfeintrittsgeschwindigkeit wurde zwischen 0 und 80 m/s in 10 m/s-Schrittweiten variiert. Ebenfalls wurde die Temperaturdifferenz zwischen Sattdampf und Kühlwasser variiert (5...30 K). In Summe wurden deutliche Vorteile der waagerechten Anordnung gegenüber der senkrechten festgestellt.

Im Jahr 1966 wurden von Coe et al. [125] experimentelle Untersuchungen zur Kondensation von Wasserdampf bei absoluten Drücken zwischen 0,54...2,1 bar veröffentlicht. Die Experimente fanden in einem Rohrbündelkondensator bestehend aus 19 ca. 3,05 m langen Edelstahlrohren mit einem Innendurchmesser von ca. 6,2 mm statt. Das im Mantelraum fließende Kühlwasser wurde im Gegenstrom geführt. Am obersten und untersten der konzentrisch angeordneten Rohre wurden alle 20 cm jeweils die Rohrwandtemperatur sowie die Dampf­temperatur gemessen. Alle 30 cm wurde die Kühlwassertemperatur gemessen. In jedem der 68 aufgelisteten Versuchspunkte kam es zur vollständigen Kondensation des Dampfes sowie zur weiteren Unterkühlung des Kondensats. Der Dampf­massenstromanteil am Eintritt in den Kondensator variierte zwischen 1...0,4. Lokale Wärmeströme konnten mit der Versuchsanordnung nicht ermittelt werden. Aus dem Verlauf der Dampf­temperaturen wurde die benötigte Länge und damit Wärmeübertragungsfläche für die Kondensation ermittelt. Der Vergleich der ermittelten Wärmedurchgangskoeffizienten mit vorhandenen Berechnungsvorschriften zeigte eine gute Übereinstimmung im $\pm 20\%$ Bereich. Der Vergleich von ermittelten und berechneten Druckverlusten zeigte, dass die genutzte Berechnungsvorschrift gerade im Bereich kleiner Druckverluste eher konservative Voraussagen trifft.

Boyko und Kruzhilin [126][127] führten 1965 bzw. 1967 Messungen an einem U-Rohrbündelwärm­über­trager bei Drücken zwischen 12,2 und 88 bar durch. Im Mantelraum des Rohrbündels verdampfte Wasser bei einer Temperaturdifferenz von 15...58 K zum kondensierenden Dampf innerhalb der Rohre. Die Rohre waren um 1° gegenüber der Horizontalen geneigt. Es wurde der Einfluss der zwangsläufig in einem U-Rohrbündel vorkommenden unterschiedlichen Rohrlängen bei deren Parallelschaltung durch einen gemeinsamen Dampfverteiler und Kondensatsammler diskutiert und experimentell hinterfragt. Bei allen verbauten Rohrlängen muss innerhalb eines U-Rohrbündels der Druckverlust gleich groß sein, wodurch es bei den kürzeren Rohren zu keiner vollständigen Kondensation und in den längeren Rohren zur Unterkühlung des Kondensats kommen muss. Der innere Rohrdurchmesser der in [126] zum Einsatz kommenden Edelstahlrohre betrug 13 mm. Es kamen jeweils zwei Rohre zum Einsatz deren Kondensat separat bilanziert wurde und deren Druck auf der Kondensatseite parallel oder getrennt geschaltet werden konnte. Ein Rohr besaß eine Länge von 11,95 m. Die Länge des zweiten Rohres wurde mit 10,625 m; 7,650 m und 4,945 m entsprechend variiert. Zwischen 12,2 und 88 bar zeigte sich eine deutliche Zunahme (> 30 %) der erzielten Wärmestromdichten. Die Wärmestromdichte wuchs ferner linear mit zunehmender treibender Temperaturdifferenz, also abnehmenden Sattdampfdruck auf der Mantelraumseite. Beim Vergleich der parallelen und getrennten Fahrweise der Kondensatseiten zeigte sich eine deutliche Abnahme der Wärmestromdichten des langen Rohres (11,950 m) gegenüber der getrennten Fahrweise. Beim kürzeren Rohr (4,945 m) stieg die Wärmestromdichte indes geringfügig. In Summe konnte bei getrennter Fahrweise mehr Wärme übertragen werden. Die Kondensatunterkühlung im längeren Rohr wurde erfasst. In [127] wird von weiteren Experimenten mit Rohren von 2,5 m Länge und verschiedenen Durchmessern (10 / 13 und 17 mm) sowie einem 12,0 m langen Rohr mit einem Innendurchmesser von 13 mm berichtet. Ebenfalls wird der Verweis auf eine Arbeit von Miropolsky [128] gegeben. Dieser berichtet 1962 von Untersuchungen mit vertikaler und horizontaler Rohranordnung, verschiedenen Rohrmaterialien und Sattdampfdrücken zwischen 7 und 220 bar. Die Ergebnisse zeigten anscheinend eine deutliche Abhängigkeit vom verwendeten Rohrmaterial, sodass verschiedene Konstanten für die Berechnung der Nu-Zahlen der einphasigen Kondensatströmung gegeben werden, $c = 0,24$ für Stahlrohre und $c = 0,032$ für Kupferrohre [127]. Nach [126] wurden die Untersuchungen mit Rohrdurchmessern von 8 mm und Rohrlängen zwischen 30 mm bis

1.000 mm durchgeführt. Leider ist die Primärquelle lediglich auf russisch veröffentlicht worden. Miropolsky verweist auch auf die Arbeit von Konsetow. Im Jahr 1974 [129] veröffentlicht Miropolsky bei der IHTC ebenfalls Versuchsergebnisse die mit ähnlicher Versuchsanordnung wie in [128] jedoch mit Rohrdurchmessern von 2,85 und 10 mm gewonnen wurden. Die Rohranordnung (horizontal/vertikal) wird in der Quelle nicht explizit angegeben. Unterdessen gibt Royal [151] in seiner Dissertation im Jahr 1975 an, dass die Versuche mit horizontaler Rohranordnung durchgeführt wurden.

Im Jahr 1961 berichtete bereits Ananiev [130] in Zusammenarbeit mit Boyko und Kruzhilin von den ersten Versuchen und Ergebnissen dieser Arbeiten. Ebenfalls werden die Untersuchungen in neuerer Literatur [114] angeführt.

Im Jahr 1969 wird eine russische Manuskriptsammlung, die Ergebnisse führender Forschungsorganisationen zusammenfassend darstellt, in englischsprachiger Übersetzung veröffentlicht. Herausgeber der Zusammenstellung ist Kutateladze, der auch eigens das darin veröffentlichte Manuskript [131] zum Wärme-

Tabelle 16: Untersuchte Rohrgeometrien/-materialien nach Kutateladze [131]

	d_i [mm]	d_a [mm]	Länge [m]	Material
Niederdruck	24	31	2,793	Messing
	24	31	1,150	Messing
	38	45	1,150	Messing
	35,6	43,2	1,150	oxidiertes Stahl
Hochdruck	10	13	2,000	
	10	13	4,000	Edelstahl
	17	22	2,000	(1X18H9T)
	17	22	4,000	

übergang bei der Filmkondensation im horizontalen Rohr verfasste. Kutateladze teilt die Versuche in Niederdruckversuche (1,35...3,60 bar abs.), die bereits im Jahre 1938 durchgeführt wurden, und in Hochdruckversuche (26,34...92,20 bar abs.) aus dem Jahre 1958/59 ein. Für die Versuche kam jeweils eine separate Versuchsanlage, jedoch mit vergleichbarem Versuchsprinzip, zum Einsatz¹. Die Kondensationsrohre waren dabei austauschbar, wodurch der Einfluss unterschiedlicher Rohrdurchmesser und -materialien untersucht werden konnte, siehe Tabelle 16. Auf der wärmeabnehmenden Seite wurde jeweils Wasser verdampft.

Bei der Niederdruckanlage waren an mehreren axial verteilten Rohrquerschnitten jeweils vier Thermolemente in die Rohrwand eingebracht (0°, 90°, 120°(?), 180°). Es wurde jeweils ein mittlerer Wärmeübergangskoeffizient über der gesamten Rohrlänge ermittelt. Hierfür wurde ein oberflächengewichteter Mittelwert der Temperaturgeber als Wandtemperatur unter Berücksichtigung der Wärmeleitung des Rohrmaterials zugrunde gelegt. Die mittlere Wärmestromdichte ergab sich aus der Kondensatbilanzierung. Bei der Hochdruckanlage wurde der Wärmeübergangskoeffizient in gleicher Weise ermittelt. Hier waren jedoch an den meisten Rohrquerschnitten nur drei Thermolemente (0°, 90°, 180°) eingebracht. Lediglich an den Ein- und Austrittsquerschnitten und bei den 4,0 m langen Rohren zusätzlich im mittleren Querschnitt wurden vier Thermolemente verbaut. Die umfangreichen experimentellen Ergebnisse werden tabellarisch dokumentiert. Aus den mitgeteilten Wärmestromdichten und zugehörigen Druckstufen ergeben sich Dampfeintrittsgeschwindigkeiten zwischen 0,19...13,54 m/s bei den Niederdruck- und 1,8...48,6 m/s bei den Hochdruckversuchen. Bei den Hochdruckversuchen waren die Wärmeübergangskoeffizienten relativ einheitlich über den Rohrumfang, sodass von dominierendem Schubspannungseinfluss ausgegangen werden konnte. Versuche bei einer Neigung von 10° gegenüber der Horizontalen zeigten keine merkliche Veränderung im Wärmeübergangverhalten. Bei der Auswertung der Versuche wurde stark auf die Wärmestromdichte als Einflussgröße auf den Wärmeübergangskoeffizienten abgezielt. Es zeigten sich bei den Hochdruckexperimenten mit den 10 mm Rohren deutlich zunehmende Wärmeübergangskoeffizienten mit zunehmender Wärmestromdichte, wobei die Ergebnisse der Versuche stark streuten. Ebenfalls zeigte das längere Rohr bei gleichen Wärmestromdichten absolut höhere Wärmeübergangskoeffizienten. Zurückgeführt wurden diese Abhängigkeiten auf die steigenden Massenstromdichten. Daher zeigten sich auch bei

¹ Kutateladze weist darauf hin, dass Konsetov (S. 130) später dieselbe Hochdruck-Versuchsapparatur nutzte.

den Versuchen mit 17 mm Rohrdurchmesser geringere Wärmeübergangskoeffizienten bei gleichen Wärmestromdichten. Die Ergebnisse der Niederdruckversuche mit den Messing-Rohren wurden als approximierte Kurvenverläufe auch in [132] veröffentlicht. Die Wärmeübergangskoeffizienten nähern sich mit zunehmender Wärmestromdichte asymptotisch einem oberen Grenzwert.

Schulenberg [133] untersuchte im Rahmen seiner Dissertation 1969 das Kondensationsverhalten von gesättigtem Wasserdampf bei Neigungswinkeln gegenüber der Horizontalen von 25°, 45°, 60°, 75° und 90°. Bei den Versuchen kam ein Kupferkondensator, der die genauen Messergebnisse lieferte, und ein Glaskondensator, der zur Beobachtung der Strömungsform diente, zum Einsatz. Die Kondensatoren bestanden aus einem Doppelrohr mit einer gekühlten Länge von 2,6 m und einem Innendurchmesser des Kondensationsrohres von 20 mm. Das Kühlwasser konnte im Mantelraum im Gegenstrom oder Gleichstrom geführt werden. Zur Messung der lokalen Wandtemperatur wurde im Kupferkondensator an 6 axialen Positionen gleichmäßigen Abstandes jeweils ein Thermoelement eingebracht. An zwei dieser Positionen wurde ein zusätzliches Thermoelement um 180° versetzt angeordnet. Die Versuche fanden im Unterdruckbereich bei einem absoluten Dampfdruck von 0,028...0,264 bar und Dampfeintrittsgeschwindigkeiten zwischen 25...316 m/s statt. Die geneigten Rohranordnungen wurden im Bereich absoluter Dampfdrücke von 0,065...0,081 bar und Dampfeintrittsgeschwindigkeiten von 222...316 m/s untersucht. Der Dampf wurde dabei nur teilweise in den Kondensatoren niedergeschlagen. Im Ergebnis zeigte sich, dass der Wärmeübergangskoeffizient bei einem um 45° geneigten Rohr um ca. 37 % höher als im senkrechten Fall ist. Zwischen 25° und 45° Neigung gab es kaum Unterschiede in den ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten.

Im Jahr 1953 veröffentlichte Schulenberg [134] bereits Wärmedurchgangskoeffizienten, die an einem luftgekühlten Rippenrohrbündel mit einer Neigung von 65° gegenüber der Horizontalen gewonnen wurden [133]. Dabei wurden keine Rohrwandtemperaturen gemessen.

Später setzt sich Hofmann [135][136] mit den Messwerten von Schulenberg auseinander.

Kindler (1970) [137] errichtete eine Versuchsanlage für die Messung von lokalen Wärmeübergangskoeffizienten und führte erste Versuche damit durch. Seebach (1975) [138] modifizierte anschließend diese Versuchsanlage und führte ein umfangreicheres Versuchsprogramm durch. Die Messstrecke bestand dabei aus einem 1,5 m langen Doppelrohrwärmeübertrager, mit einem Kondensationsrohr aus Edelstahl (60 mm innerer Durchmesser). Darin waren auf 13 in axialer Richtung verteilten Querschnittsebenen je drei paarweise (nahe Rohrrinnen- und nahe Rohraußenwand) radial um 75° (0°/75°/150° vom oberen Rohrscheitel) versetzte Thermoelemente eingebracht. Die lokale Wärmestromdichte wurde aus dem Temperaturgefälle zwischen Rohrrinnen- und Rohraußenwand ermittelt. Die Versuche wurden mit Wasserdampf im Unterdruckbereich bei absoluten Dampfdrücken zwischen 0,075...0,49 bar durchgeführt. Die Eintrittsgeschwindigkeit des Dampfes variierte zwischen 0,4...102,8 m/s. Der Dampf wurde nicht vollständig in der Messstrecke kondensiert. Aufgrund der Unsicherheiten bei der Temperaturmessung und des angewandten Messprinzips kam es zu hohen möglichen Fehlerwerten. Ebenfalls ist der Falschlufteinbruch aufgrund der Unterdruckfahrweise thematisiert worden. Bei den ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten kam es in axialer Richtung bei einigen Messreihen zu einem Wiederanstieg des Wärmeübergangskoeffizienten nach anfänglichem Abfall. Begründet wurde dies mit der Gegenstromfahrweise des Kühlwassers und den auftretenden Turbulenzen bei dessen Eintritt in das Bilanzierungsgebiet. Die hierdurch hervorgerufenen höheren Wärmestromdichten sollen auch zu einem Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten auf der Seite der Dampfkondensation geführt haben. Im Resultat gab es bei den Messergebnissen einige physikalisch nicht erklärbare Phänomene.

Kosky und Staub (1971) [139] führten Messungen an einem Doppelrohrkondensator mit einer gekühlten Länge von ca. 2,21 m und einem Innendurchmesser des Kondensationsrohres von ca. 12,6 mm durch. Das Kondensationsrohr bestand aus Kupfer und war an sieben axialen Positionen mit Thermoelementen zur

Erfassung der Rohrwandtemperatur ausgestattet. Die berichteten Messwerte wurden im Bereich absoluter Dampfdrücke zwischen 0,20...1,52 bar und Massenstromdichten von 2,7...149,2 kg/m²s aufgenommen. Dabei wurde eine ausgeprägte Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten vom Strömungsmassendampfgehalt festgestellt. Im Jahr 1976 berichteten Jaster und Kosky [140] von weiterführenden Untersuchungen mit derselben Versuchsanlage, bei denen der Übergangsbereich von Ring- zur Schichtenströmung im Fokus stand. Die mittgeteilten Massenstromdichten lagen im Bereich der bereits erwähnten Untersuchungen. Es wurden geringfügig höhere Drücke (bis 1,7 bar) angefahren.

Chawla beschäftigte sich zunächst mit dem Wärmeübergang und dem Druckabfall bei der Verdampfung von Kältemitteln, siehe u.a. [141][142][143][144], und weist dabei immer wieder darauf hin, dass der Wärmeübergang auch von der Rohrrauigkeit selbst abhängt. Im Jahr 1972 veröffentlicht Chawla [145] einen Beitrag zum Wärmeübergang in durchströmten Kondensatorrohren und hält darin fest, dass bis dato keine systematischen Messungen bekannt waren, die über den Einfluss der verschiedenen physikalischen Größen, wie Massenstromdichte, örtlicher Dampfgehalt, Rohrdurchmesser, Temperaturdifferenz zwischen Rohrrinnenwandtemperatur und Sattedampf Temperatur, auf den örtlichen Wärmeübergang und Druckabfall entlang eines Kondensatorrohres Aufschluss geben. Experimentelle Untersuchungen seien lediglich bei vollständiger Kondensation bzw. großen Dampfgehaltsänderungen in der Messstrecke durchgeführt worden. Chawla stellt die bekannten Abhängigkeiten der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten zusammen

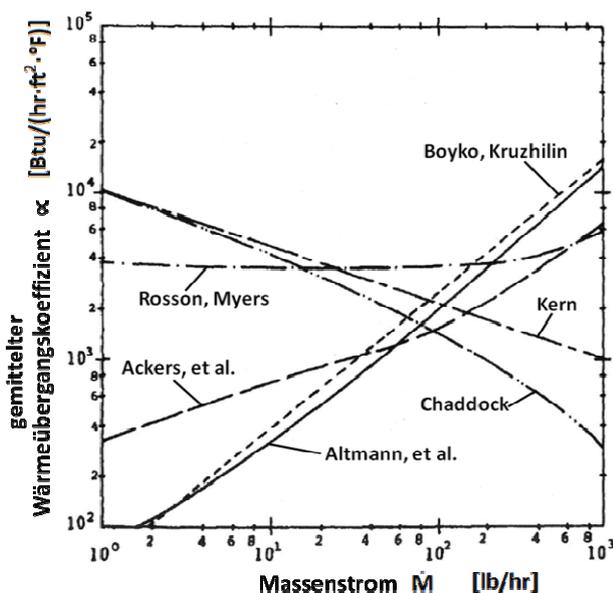


Abbildung 117: Gemittelter Wärmeübergangskoeffizient nach verschiedenen Beziehungen für Wasserdampf bei ca. 2 bar abs. und $d_i = 15,7$ mm (nach [146])

und kommt dabei auf deutliche Differenzen. Die Abhängigkeiten von der Massenstromdichte reichen bei den von ihm zitierten Arbeiten von:

$$\bar{\alpha} \sim \dot{m}^{-1/3} \text{ bis } \bar{\alpha} \sim \dot{m}^{7/8}.$$

Zudem bezieht sich Chawla auf den Vergleich verschiedener Wärmeübergangsmodelle von Bell [146], der neben den von Chawla zitierten Modellen noch weitere aufführt, siehe Abbildung 117. Auch spätere Veröffentlichungen [43] beziehen sich auf den Modellvergleich von Bell. Die Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz und damit der Wärmestromdichte wird von Chawla im Bereich von:

$$\bar{\alpha} \sim \Delta T^{-1/4} \text{ bis } \Delta T^0$$

angegeben. Dies bedeutet, dass Uneinigkeit darüber herrscht, ob die Kinetik der Wärmeübertragung linear ist. Im Jahr 1983 wird von Rifert sogar eine veröffent-

lichte Bandbreite von $\bar{\alpha} \sim \hat{q}^{0,4}$ bis $\hat{q}^{1,7}$ angegeben. Schlünder und Martin [147] weisen in neuerer Literatur darauf hin, dass sich die Kinetik der Wärmeübertragung bei der Filmkondensation wie auch der freien Konvektion als nicht linear heraus gestellt hat. Genauere Ausführungen zum Thema geben sie jedoch an dieser Stelle nicht.

Für die Abhängigkeit des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten vom Strömungsdampfgehalt gibt Chawla nach seiner Literaturrecherche den folgenden Bereich wieder:

$$\bar{\alpha} \sim \hat{x}^{0,1} \text{ bis } \hat{x}^{4,0}.$$

Nach den Ausführungen von Chawla [145] fehlt zur allgemeinen analytischen Berechnung des Wärmeübergangs in Kondensatorrohren noch ein befriedigender theoretischer Ansatz für die Schubspannung in einer Zweiphasenströmung, insbesondere an der Phasengrenzfläche. Auch 24 Jahre nach der Veröffentlichung von Chawla weisen Fratzscher et al. [148] im Jahr 1996 auf die noch unzureichende Genauigkeit bei der Modellierung, bedingt durch die komplexe Hydrodynamik, hin. Aufgrund der hohen Anzahl von Einflusspa-

rametern werden auch heute noch zumeist empirische bzw. halbempirische Modelle hierzu herangezogen (siehe Kap. 2.4).

Connel und Wood [149] veröffentlichen im Jahr 1973 Versuchsergebnisse zur Kondensation von Wasserdampf in einem horizontalen Kupferrohr mit einem Durchmesser von 38,1 mm und 2,44 m Länge, welches im Gegenstrom von Wasser umspült wurde. Die Messung der lokalen Wärmestromdichte erfolgte mit einem Wärmestromsensor, der einen Durchmesser von 5 mm und eine Höhe von 1 mm besaß. Zur Messung der Oberflächentemperatur wurde das Kupferrohr selbst als Kontaktstelle eines Thermopaars genutzt und das Rohr von Außen mit einem Konstantan-Fühler abgetastet. In der Quelle werden von zwei Versuchsreihen detaillierte Messergebnisse in Form der Wärmeübergangsverläufe in Abhängigkeit des Umfangswinkels sowie der Rohrlängskoordinate mitgeteilt. Die Dampfeintrittsgeschwindigkeit betrug zum einen 23,9 m/s bei einer Satttdampf Temperatur von 80,9 °C und zum anderen 15,7 m/s bei 87,9 °C. Je nach Strömungsmassendampfgehalt zeigte sich zumeist ein vom oberen Rohrscheitelpunkt lokal abweichendes Wärmeübergangsmaxima. Begründet wurde dies mit auftretenden Turbulenzerscheinungen im Film. Ebenfalls wurde teilweise ein Wiederanstieg der Wärmeübergangskoeffizienten mit abnehmendem Strömungsmassendampfgehalt beobachtet. Im Jahr 1974 wurde ein ähnlicher Beitrag beim Multi-Phase Flow Systems Symposium [150] veröffentlicht.

Royal veröffentlichte 1975 seine umfangreiche Dissertationsschrift [151] über die Verbesserungsmöglichkeiten des Wärmeübergangs bei der Dampfkondensation im horizontalen Rohr. Die experimentellen Ergebnisse wurden auch an anderer Stelle [152][153] veröffentlicht. Neben einem glatten Kupferrohr mit 13,85 mm Innendurchmesser wurden auch verschieden innenberippte Rohre und sogenannte 'twisted tapes' Einbauten untersucht. Die Versuche wurden jeweils bis zu einem sehr geringen ($< 0,05$) Strömungsmassendampfgehalt durchgeführt. Die absoluten Eintrittsdrücke des Satttdampfes lagen zwischen 2,86...5,62 bar. Die Satttdampfeintrittsgeschwindigkeiten lagen beim Glattrohr zwischen ca. 63 m/s und über 250 m/s. Royal stellte eine Zunahme der Wärmeübergangskoeffizienten mit der Massenstromdichte fest, die einer Potenzfunktion mit Exponenten zwischen 0,83 und 0,92 (je nach Druckstufe) folgt. Bei konstanter Massenstromdichte des Satttdampfes wurde eine Steigerung der Wärmeübergangskoeffizienten mit abnehmendem Druck festgestellt. In Bezug auf die Rohrneigung wurde eine Verbesserung des Wärmeübergangs bei einer positiven Neigung festgestellt. Diese lag jedoch im Bereich der Fehlergrenzen der ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten. Die Rohre mit strukturierten Innenoberflächen zeigten durchweg höhere Wärmeübertragungsleistungen als das glatte Rohr. Bei den 'twisted tape' Rohren lag die Verbesserung im Bereich von 30 %, während bei den innenberippten Rohren Leistungszuwachse von bis zu 150 % ermittelt wurden. Der Leistungszuwachs resultierte dabei nicht ausschließlich aus der Vergrößerung der Wärmeübertragungsfläche. Neben den eigenen experimentellen Untersuchungen stellt Royal auch ausführlich die bis dato veröffentlichten theoretischen und experimentellen Untersuchungen zusammen (siehe Kap.3.1.6).

Ueda und Inoue [154] veröffentlichten 1977 Ergebnisse zur Kondensation von Wasserdampf im horizontalen Rohr und verglichen diese mit Ergebnissen vom vertikalen Rohr und zu dieser Zeit bereits veröffentlichten analytischen Berechnungsmodellen. Die Messstrecke bestand aus einem Doppelrohrwärmeübertrager mit einer Gesamtlänge von 1,593 m. Der Innendurchmesser des aus Messing bestehenden Kondensationsrohres betrug 14 mm. Hier wurde an fünf Stellen entlang der Dampfströmungsrichtung mit jeweils 2 Thermoelementen die Wandtemperatur gemessen. Der Druckverlust wurde an sechs Stellen registriert. Vor der Messstrecke war ein Vorkühler angeordnet, mit dem der in die Messstrecke eintretende Dampf bereits teilweise niedergeschlagen werden konnte. Ueda und Inoue geben an, dass die Experimente bei einem Dampfdruck von ungefähr 1,77 bar abs. durchgeführt wurden. Zu Beginn der Veröffentlichung ist in Abbildung 3 jedoch auch eine Messreihe dargestellt, bei welcher die Satttdampf Temperatur mit knapp über 100°C angegeben ist. Aus dieser Abbildung geht auch eine deutliche Reduzierung des Wärmeübergangsko-

effizienten mit abnehmendem Dampfgehalt hervor. Beträgt der Wärmeübergangskoeffizient bei einem Strömungsmassendampfgehalt von ca. 0,72 noch $30.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ reduziert sich dieser kontinuierlich auf einen Wert von ca. $17.500 \text{ W/m}^2\text{K}$ bei einem Strömungsmassendampfgehalt von 0,22. Im Vergleich zu den Ergebnissen im vertikalen Rohr zeigte das horizontale Rohr geringere Wärmeübergangskoeffizienten. Begründet wird dies mit einer unterschiedlichen Wandschubspannung und der Kondensatsumpfbildung. Die Versuche im horizontalen Rohr wurden bei Massenstromdichten zwischen $97,2 \dots 152,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ durchgeführt.

Rifert und Zadiraka [155] geben im Jahr 1978 experimentelle Befunde zur Kondensation von Wasserdampf im horizontalen Rohr wieder und ziehen dabei den Vergleich zu vertikalen und zu profilierten Rohren. Für das horizontale Rohr werden deutlich höhere Wärmeübergangskoeffizienten als für das vertikale Rohr mitgeteilt. Bis zu einer mittleren Dampfgeschwindigkeit von ca. 20 m/s sind die Wärmeübergangskoeffizienten dabei unabhängig von der Dampfgeschwindigkeit. Mit weiter zunehmender Geschwindigkeit steigen die Wärmeübergangskoeffizienten im vertikalen Rohr steiler an, sodass ab ca. 40 m/s kein Unterschied zwischen vertikaler und horizontaler Rohranordnung auszumachen ist. Die Versuche wurden mit einem Doppelrohrwärmeübertrager durchgeführt, dessen Kondensationsrohr aus Kupfer mit einem Innendurchmesser von 20 mm bestand. Der absolute Sattdampfdruck betrug 1 bar . Im Jahr 1980 [156] werden auch Ergebnisse bei einem Dampfdruck von $0,124 \text{ bar abs.}$ ($T_s = 50 \text{ }^\circ\text{C}$) präsentiert.

1983 weist Rifert [157] auf die qualitativ stark unterschiedlichen Aussagen verschiedener Autoren zu den Parameterabhängigkeiten des Wärmeübergangs im horizontalen Rohr hin und gibt zudem einen Vergleich der bereits in [155] mitgeteilten Werte der Wärmeübergangskoeffizienten bei 1 bar absoluten Sattdampf-

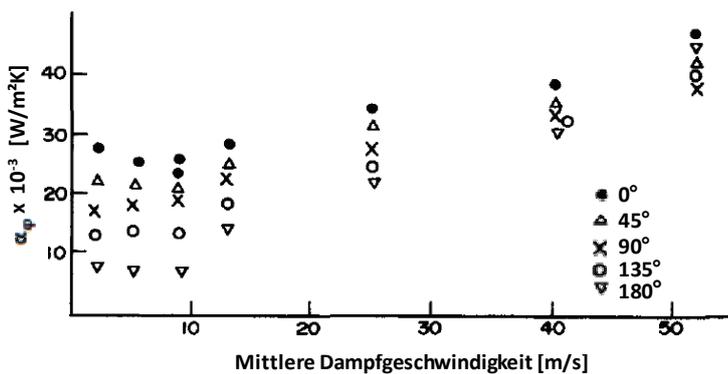


Abbildung 118: Einfluss der mittleren Dampfgeschwindigkeit auf die lokalen, über den Rohrumfang verteilten, Wärmeübergangskoeffizienten (nach [158])

eingebraucht wurden. Die Versuche wurden bei Sattdampftemperaturen zwischen $44 \dots 100 \text{ }^\circ\text{C}$ ($0,09 \dots 1,01 \text{ bar}$) und mittleren Dampfgeschwindigkeiten zwischen $0,9 \dots 60 \text{ m/s}$ durchgeführt. Rifert stellte fest, dass mit höheren Wärmestromdichten die Einflussnahme der Zwischenphasenreibung bereits bei geringeren Dampfgeschwindigkeiten einsetzt. Ebenfalls wurde ein stark ausgeprägtes Profil des Wärmeübergangs über den Rohrumfang bei geringen Dampfgeschwindigkeiten registriert. Bei Dampfgeschwindigkeiten kleiner 10 m/s waren die erzielten Wärmeübergangskoeffizienten selbst unabhängig von der Dampfgeschwindigkeit. Bei Geschwindigkeiten über 10 m/s stiegen die Wärmeübergangskoeffizienten nahezu linear, siehe Abbildung 118.

Rifert und Sereda veröffentlichen 2015 einen Übersichtsbeitrag [159] zu theoretischen und experimentellen Untersuchungen der Kondensation im horizontalen Rohr. Hierin werden u.a. zahlreiche Übersichtveröffentlichungen zitiert, wobei jedoch die Kondensation von Kältemitteln im Mittelpunkt steht. Im zweiten Teil der Veröffentlichung [160] werden nochmal einige Versuchsreihen mit Wasserdampf unter Atmosphärendruck wiedergegeben. Die Versuchsanordnung entspricht in etwa der von 1988.

druck zu einem absoluten Sattdampfdruck von $0,15 \text{ bar}$. Der Vorteil lag hier deutlich beim höheren Druck.

Im Jahr 1988 stellt Rifert [158] Ergebnisse vor, die mit einer neuen Versuchsanordnung gewonnen wurden. Er ermittelte hierbei den lokalen Wärmestrom sowie die lokalen Wandtemperaturen über fünf Paar Thermolemente die im radialen Abstand von $23,5 \text{ mm}$ über den halben Umfang eines dickwandigen Messingrohrstückes jeweils nahe der Innen- und Außenwand

Im Jahr 1979 veröffentlichten Sernas, Varma und Fletcher [161] Versuchsergebnisse, welche bereits im Jahr 1973 in einem nahezu horizontalen Kupfer-Nickel Rohr (90/10) von ca. 2,40 m Länge und 49 mm Innendurchmesser gewonnen wurden. Der Neigungswinkel des Rohres betrug $0,5^\circ$. Außerhalb des Rohres befand sich verdampfendes Wasser in vier gleichlangen Segmenten (ca. 60 cm). Die Verdampfungstemperatur war jeweils in allen Segmenten gleich und wurde über ein entsprechendes Vakuum eingestellt. Im durchgehenden Kondensationsrohr waren in jeder der Kühlsektionen jeweils sechs Thermolemente eingebracht, vier davon in einer ca. mittig positionierten Querschnittsebene um jeweils 90° in Rohrumfangsrichtung versetzt sowie zwei auf ca. $3/4$ des Dampfströmungsweges in 0° und 180° Position. Die Thermolemente wurden in kleine Löcher eingelötet. Zur Auswertung der Versuche wurden die Mittelwerte der sechs Wandtemperaturmessungen herangezogen. Die Versuche wurden bei absoluten Sattdampfdrücken zwischen 0,12...2,4 bar und Massenströmen von 12,2...81,6 kg/h durchgeführt. Es wurde jeweils Sattdampf in das Kondensationsrohr eingespeist, welcher darin teilweise kondensiert wurde. Am Ende des Rohres befand sich ein Phasentrenner, welcher den Überschussdampf vom Kondensat trennte. Beide Durchsätze wurden ermittelt. Die Wärmestromdichten beliefen sich auf 7,9...72,6 kW/m². Die experimentell ermittelten Nußelt-Zahlen für die erste Hälfte des Kondensationsrohres wurden mit Berechnungsvorschriften für die Ringströmung verschiedener Autoren verglichen. Dabei zeigte sich, dass die experimentellen Werte fast durchgängig höher lagen als die theoretischen. Durch Vergleich der Versuchsbedingungen mit verschiedenen Kriterien zur Bestimmung der Strömungsform konnte ausgemacht werden, dass bei den Versuchen mit den größten Abweichungen keine reine Ringströmung vorlag. Als Begründung für die höheren Nußelt- und damit Wärmeübergangszahlen gegenüber der Theorie wurde ein dünner werdender Kondensatfilm aufgrund des Gravitationseinflusses genannt. Rückschlüsse auf einzelne Versuchspunkte lässt die Veröffentlichung nicht zu. Die Primärquelle mit den Versuchswerten von 1973 ist nicht ohne weiteres zugänglich.

Razavi und Clutterbuck [162] berichten im Jahr 1980 von Versuchen, die mit Kupferrohren von 12,7; 25,4 und 50,8 mm Innendurchmesser und 1,22; 2,44; 3,66 und 4,88 m Länge durchgeführt wurden. Die wärmeabnehmende Seite war ähnlich wie bei Sernas, Varma und Fletcher in Segmente unterteilt, in denen Wasser verdampfte. Die Verdampfungstemperatur ist mit 100°C angegeben. Zur Bestimmung der Rohrwandtemperatur waren Thermolemente aller 30,5 cm mit Epoxidharz in die Rohrwand eingebracht. Die genauen Positionen im Rohr werden nicht mitgeteilt. Ebenfalls können keine Rückschlüsse auf einzelne Versuchspunkte aus der kurzen Abhandlung gezogen werden. Es wird eine Gleichung zur Bestimmung des Druckverlustes angegeben, welche 80 % der Messwerte mit einer Abweichung kleiner $\pm 20\%$ wiedergibt. Des Weiteren wird eine dimensionsanalytische Beziehung zur Bestimmung der mittleren Nu-Zahl für die Dampfkondensation angegeben. Die mittlere absolute Abweichung gegenüber den experimentellen Ergebnissen liegt bei 5 %. Die Nu-Zahl wird mit dem Rohrinne Durchmesser und der Wärmeleitfähigkeit des Kondensates gebildet.

Vocino und Cabella [163] veröffentlichen im Jahr 1980 Untersuchungen zur Dampfkondensation in außenberippten Rohren, welche durch erzwungene Konvektion von Luft gekühlt wurden. Der Innendurchmesser des Testrohres betrug 18,5 mm und die Wärmeübertragungslänge 0,98 m. Ebenfalls waren zur Bestimmung der Rohrinne wandtemperatur mehrere Thermolemente radial in die Rohrwand eingebracht. Der Fokus der Untersuchungen lag jedoch auf der Variation der äußeren Kühlbedingungen (verschiedene Rohranordnungen, verschiedene Strömungsrichtungen der Luft). Es werden lediglich Verhältnisse der Wärmeübergangskoeffizienten zwischen den einzelnen Anströmgeometrien angegeben. Explizite Zahlenwerte fehlen.

Im Jahr 1981 gibt Sardesai [164] in seiner Veröffentlichung zur Herleitung einer Strömungskarte ebenfalls an, Kondensationsexperimente mit Wasserdampf in einem horizontalen Rohr durchgeführt zu haben. Die gekühlte Länge des Doppelrohrwärmeübertragers betrug 2,92 m. Das Innenrohr besaß einen Innendurch-

messer von 24,4 mm und wurde im Gegenstrom von Kühlwasser umströmt. An zehn axialen Positionen mit jeweils 0,3048 m Abstand zueinander wurden je drei Thermoelemente (0° , 90° und 180°) in das Innenrohr eingebracht. Nach dieser Teststrecke befanden sich ein Nachkondensator sowie ein Nachkühler, sodass davon ausgegangen werden kann, dass der Dampf nur teilweise im Doppelrohr niedergeschlagen wurde. In der Veröffentlichung werden keine genaueren Parameterbereiche, Messwerte und Analysen zum Wärmeübergang mitgeteilt.

Roth [165] veröffentlicht mit seiner Dissertation im Jahre 1984 Ergebnisse zur Kondensation von Wasserdampf in einem geneigten ovalen Rohr. Den Versuchen ging eine umfangreiche Literaturrecherche zum Stand des Wissens voran [91]. Der Innenquerschnitt des verwendeten Quarzrohres besaß eine große Halbachse von 26,6 mm, eine kleine Halbachse von 7,6 mm und eine Wandstärke von 2...2,2 mm. Um den Umfang verteilt waren je 7 Temperaturmessstellen gegenüberliegend an der Rohraußen- und der Rohrrinnenwand angebracht, wodurch auch die lokale Wärmestromdichte zugänglich war. Zur Temperaturmessung wurde eine Dünnschichttechnologie, bei der dünne Metallfilme als Widerstandsthermometer dienen, genutzt (Einbrennmetallfarbe: Glanzgold). Um das Messrohr war ein ebenfalls ovales Plexiglasrohr angeordnet. Die gekühlte Länge dieses im Gegenstrom durchströmten Doppelrohrwärmeübertrager betrug insgesamt 2,617 m, wobei in den letzten 300 mm das eigentliche Messsegment mit separatem Kühlmantel saß. Die Widerstands-Temperaturmessstreifen hatten in diesem Segment eine Länge von jeweils 250 mm, wodurch eine mittlere Temperatur generiert wurde. Der Dampfstrom wurde ganz oder teilweise kondensiert. Der Arbeitsbereich der Anlage lag zwischen 1,0 und 1,5 bar, die maximale Dampfeintrittsgeschwindigkeit bei 27 m/s. Es wurden drei Messreihen mit variiertem Reynolds-Zahl am Dampfeintritt ($\dot{x} = 1$) und verschiedenen Dampfanteilen am Messsegment für die senkrechte und um 45° geneigte Rohranordnung durchgeführt. Die Ergebnisse zeigten deutliche Vorteile der schrägen Rohranordnung gegenüber der senkrechten, wobei der Unterschied mit wachsendem Strömungsdampfgehalt zunimmt. Ebenfalls zeigten ovale Rohre höhere Wärmeübergangskoeffizienten im Vergleich zu Literaturwerten für kreisrunde Rohre.

Im Jahr 2017 werden von Nie et al. [166] detaillierte Messungen in einem horizontalen Edelstahlrohr von 19 mm Innendurchmesser publiziert. Die Versuchsparameter umfassten Satttdampfdrücke zwischen 40...100 bar, Massenstromdichten von 400...1.000 kg/m²s (entspricht Eintrittsgeschwindigkeiten zwischen 7,2...49,8 m/s) und Strömungsdampfgehalte zwischen 0,1...0,9. Das Testrohr hatte eine Länge von 1 m, wobei das Kondensationssegment mittig angeordnet war und eine Länge von 300 mm besaß. An diesem Segment waren in drei jeweils 100 mm voneinander entfernten Querschnittsebenen je 4 Thermolemente (0° , $\pm 90^\circ$, 180°) auf der Außenwand aufgeschweißt. Um das Testrohr herum befand sich verdampfendes Wasser. Die Temperaturdifferenz zwischen Rohrrinnen- und Rohraußenwand betrug in jedem Versuchspunkt deutlich mehr als 50 K, womit hohe Wärmestromdichten verbunden waren. In einer Querschnittsebene betrugen die gemessenen Temperaturunterschiede zwischen Innen- und Außenwand bis zu 2,5 K. Die Abbildung 119 zeigt die Abhängigkeiten der ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten. Thermische Einlaufeffekte werden in der Arbeit nicht thematisiert.

Nie et al. beziehen sich in ihrer Veröffentlichung auf die im Jahr 2015 publizierten Ergebnisse von Yun et al. [167] (siehe auch [168]), welche Dampf mit 15...65 bar in 8 m langen Rohren mit verschiedenen Durchmessern (22,6 und 44,8 mm) kondensierten. Die Unsicherheiten der Versuchsanordnung in Bezug auf die ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten waren jedoch deutlich höher als die von Nie et al.

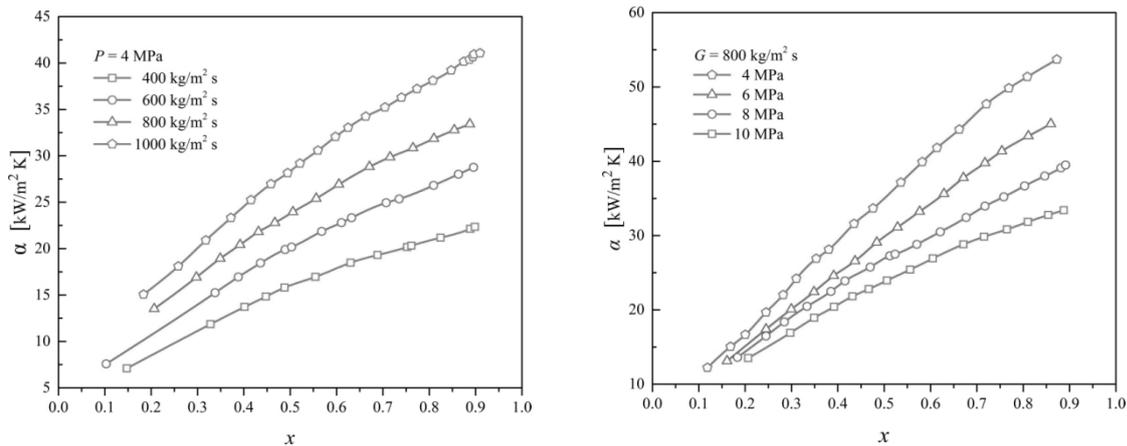


Abbildung 119: Von Nie et al. [166] experimentell gefundene Abhängigkeiten des Wärmeübergangs

Weitere Quellen sind noch in Rifert [157] zu finden. Diese sind jedoch nur auf russisch verfügbar¹. Royal [151] führt zudem noch eine Masterarbeit (Prince) aus dem Jahre 1971 an. Im Jahr 2017 veröffentlichten Balunov et al. [169] eine Übersicht zu Kondensationsversuchen aus den Jahren 1998 bis 2014 bei denen auch Wasserdampf in horizontalen bzw. geneigten Rohren kondensiert wurde. Mil'man et al. [170] geben 2015 unter Angabe weiterer russischer Quellen Ergebnisse einer um 60° gegenüber der Horizontalen geneigten Versuchsstrecke wieder. Der Fokus der Untersuchungen lag hier auf dem Einfluss der Strömungsrichtung des Kühlwassers (Gleichstrom, Gegenstrom). Die Versuche fanden im Unterdruck statt. Es werden Wärmedurchgangskoeffizienten angegeben. Li [171] untersuchte ebenfalls die Kondensation von Wasserdampf in einem horizontalen Rohr. Der Schwerpunkt lag hier jedoch auf der Bestimmung der Kondensatfilmstärke sowie des Temperaturprofils im Film. Schaffrath et al. [172] geben einen experimentell ermittelten Kurvenverlauf für die lokalen Wärmeübergänge bei der Kondensation von Wasserdampf wieder. Im Hinblick auf den praktischen Hintergrund der Untersuchungen von Schaffrath sei auf die neuere Zusammenstellung und Erläuterung der verschiedenen Thermohydraulikprogrammsysteme, die speziell für transiente Zweiphasenströmungen innerhalb von Notkondensatorsystemen im Kernkraftwerksbereich entwickelt wurden, von Szijártó [173] hingewiesen. Schöffel et al. [174] geben in diesem Kontext die derzeit aktuelle Modifikation der implementierten Rechenvorschrift für die Kondensation im horizontalen Rohr des in Deutschland entwickelten Programmsystems (ATHLET) wieder. Semiat et al. [175] untersuchten den Wärmedurchgang von horizontalen Verdampfer-Kondensatoren, bei denen im Rohr Wasserdampf kondensiert wurde. Auch hier werden lokale Wärmeübergangskoeffizienten für die Kondensation angegeben. Der Schwerpunkt lag jedoch auf der Untersuchung der Wärmedurchgangskoeffizienten. Chato [176][177] führte Kondensationsexperimente im horizontalen Rohr durch und wird teilweise in Verbindung mit Wasserdampf gebracht. Die Experimente zur Kondensation wurden jedoch mit R-113 bewerkstelligt. Für die zahlreichen Experimente mit Kältemitteln in horizontalen Rohren sei auf die Datenbanken von Cavallini [178] bzw. Thome [179] sowie die Reviews von Miyara [180], Libenberg und Meyer [181] und Lips und Meyer [182] verwiesen. In jüngster Zeit wurden von MacDonald und Garimella [183][184][185] sowie Luke et al. [186][187] Untersuchungen zur Kondensation von Propan veröffentlicht.

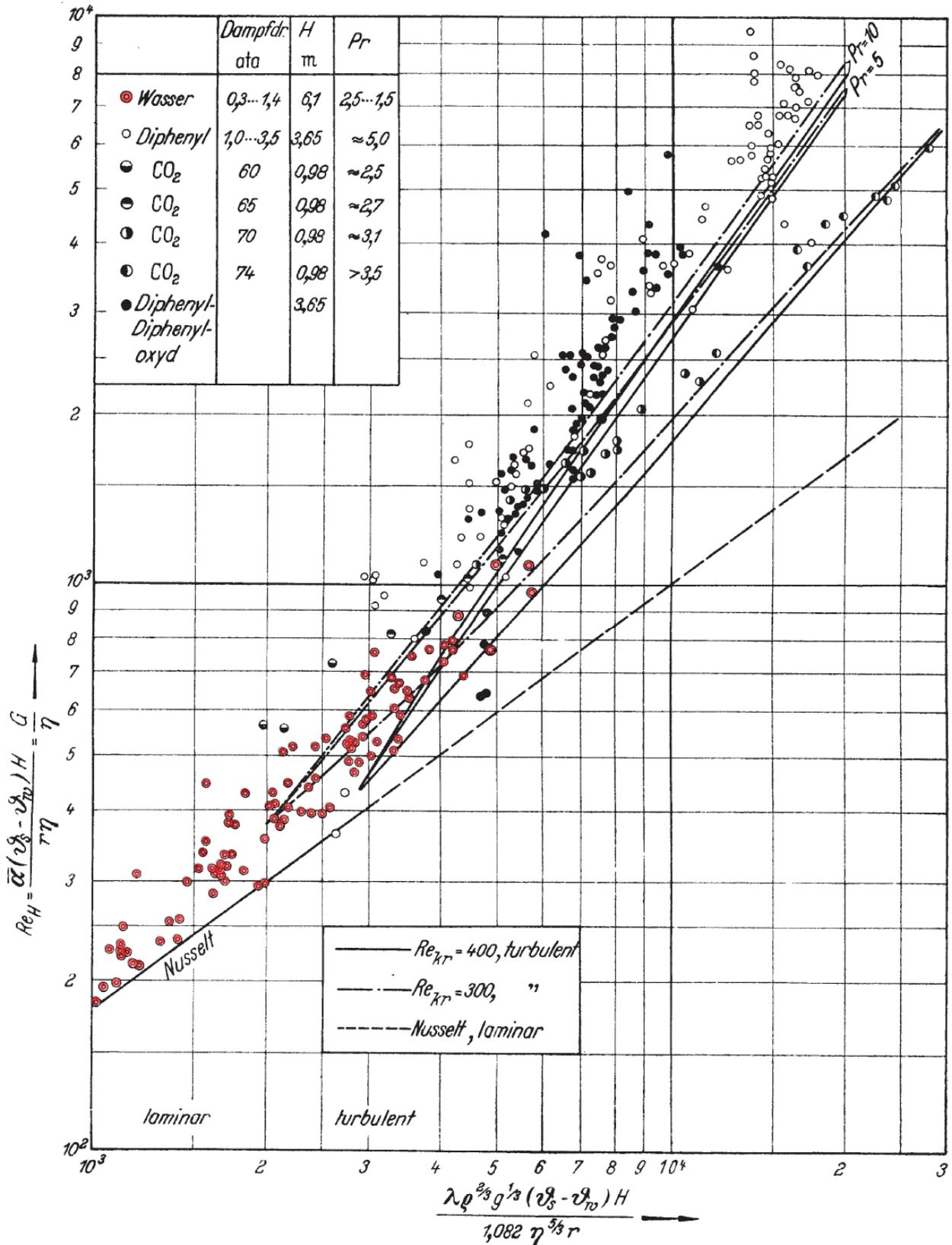
¹ Bibliografien zum Wärmeübergang aus russischen Quellen wurden mit Übersetzung ins Englische im 'International Journal of Heat and Mass Transfer' unter folgenden Titeln veröffentlicht werden:

- Heat transfer bibliography - Russian works (1961...1969)
- Heat and mass transfer bibliography - Soviet works (1970...1993)
- Heat and mass transfer bibliography - CIS works (1993...2007)

Ferner sind in der gleichen Zeitschrift auch Bibliografien japanischer Arbeiten (Heat transfer bibliography - Japanese works | 1963...2005) und polnischer Arbeiten (Heat transfer bibliography - Polish works | 1962...1994) veröffentlicht wurden.

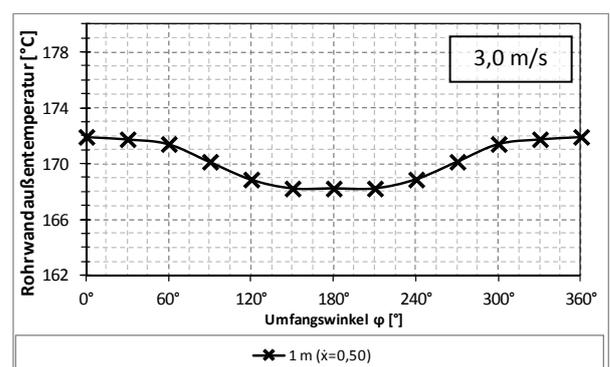
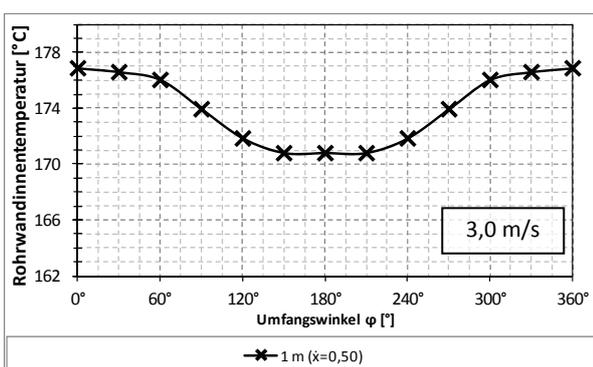
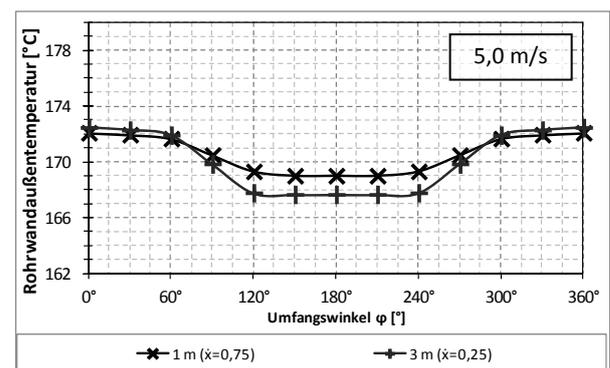
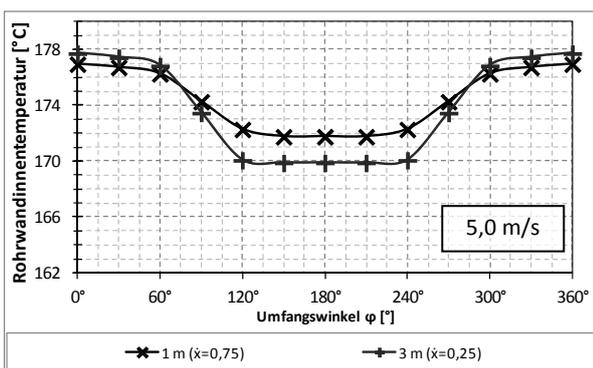
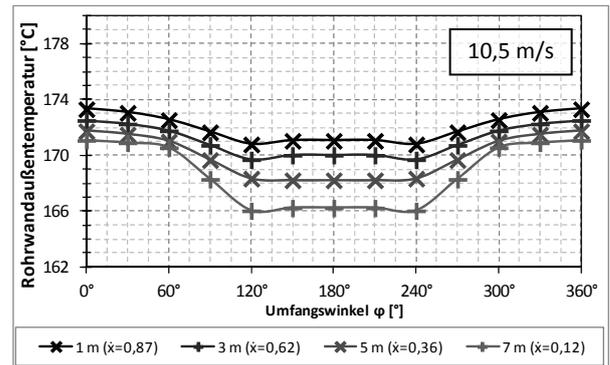
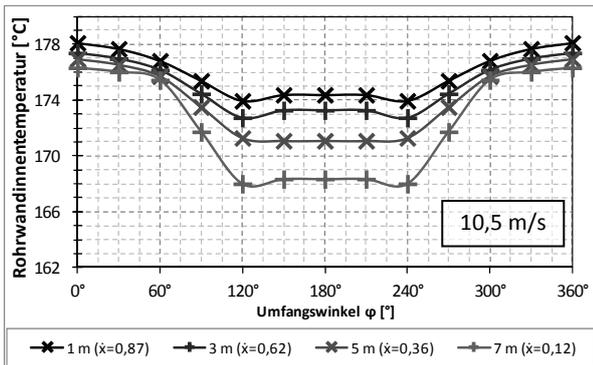
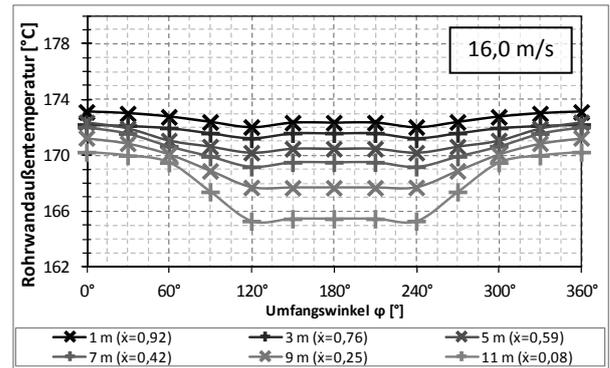
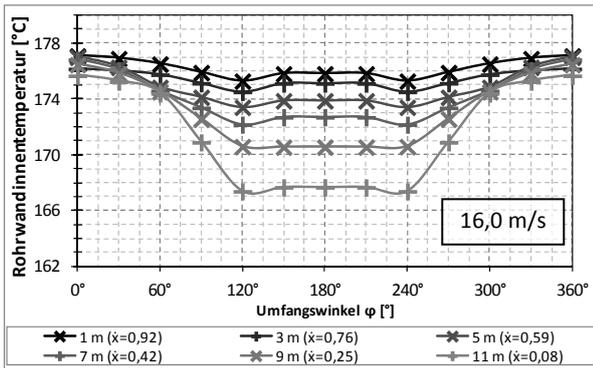
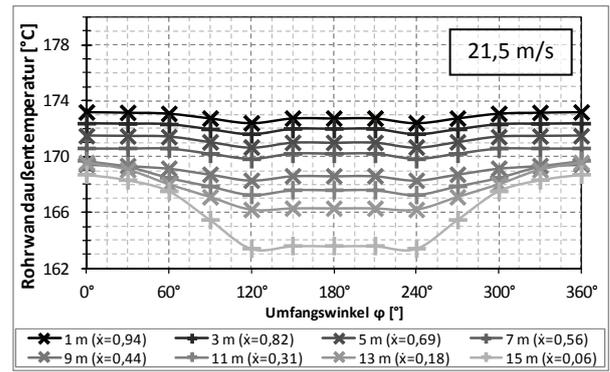
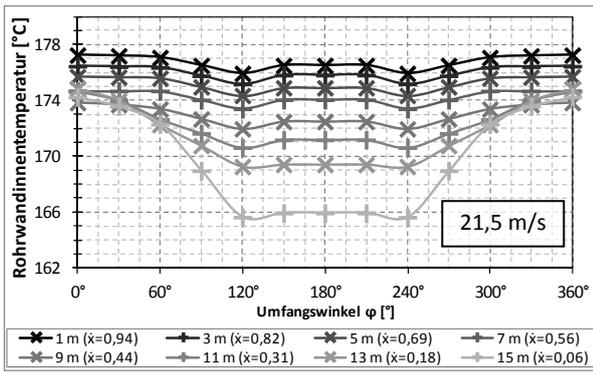
Anhang 2 Wärmeübergang mit laminarer und turbulenter Wasserhaut - dimensionslose Darstellung

(Grigull [20], Datenpunkte von Wasser farblich modifiziert ●, Symbolbedeutung siehe [20])

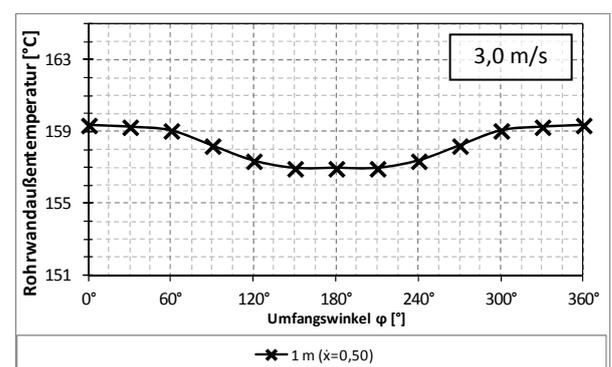
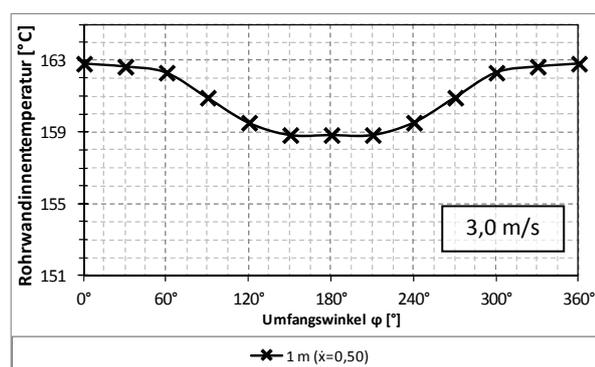
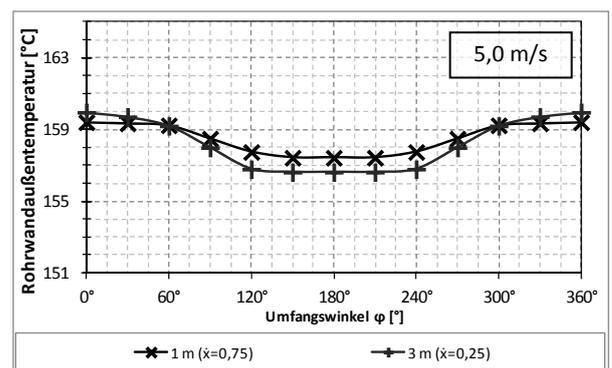
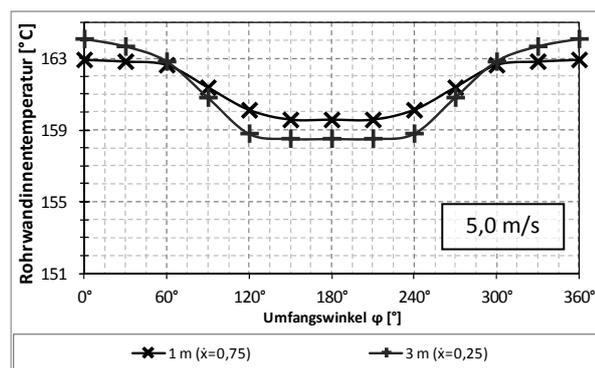
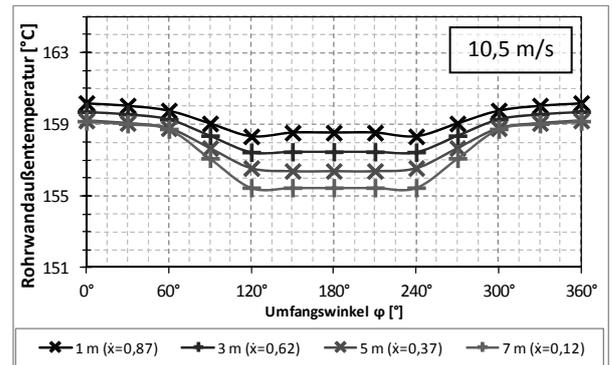
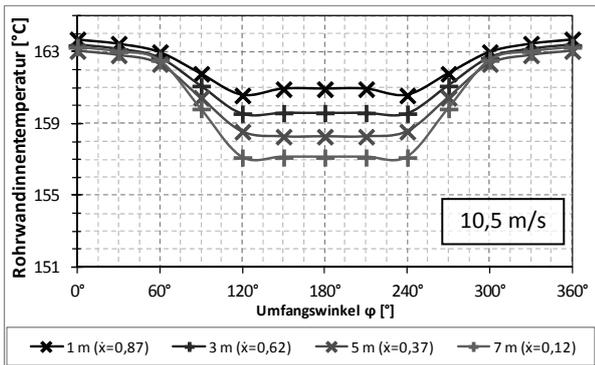
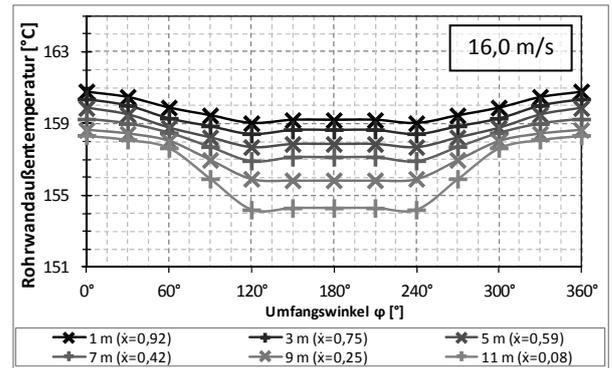
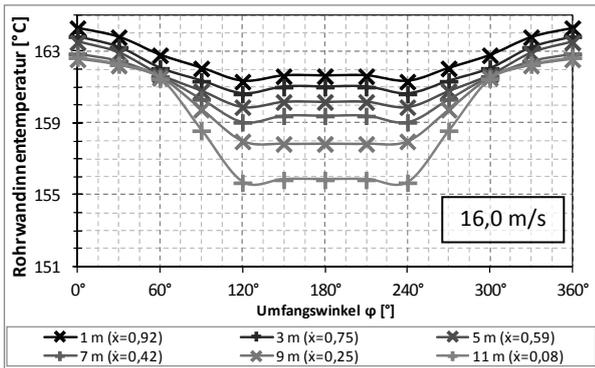
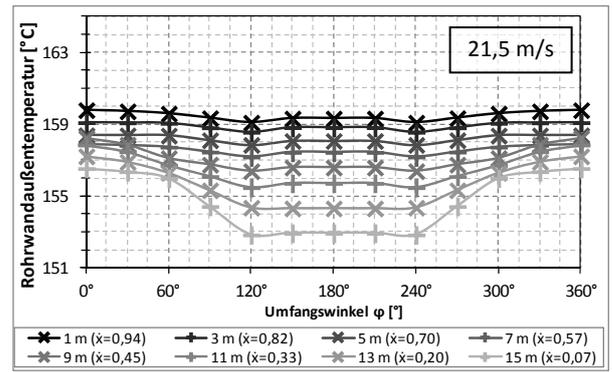
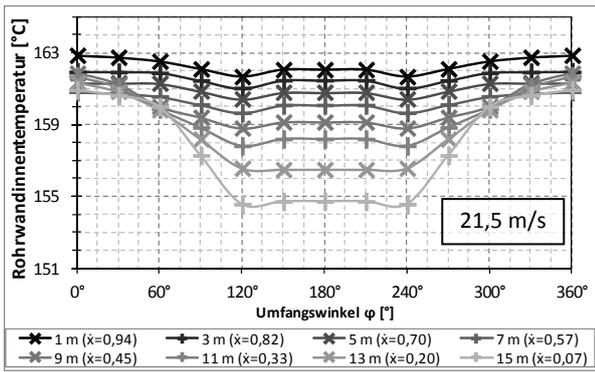


Anhang 3 Berechnete Temperaturverläufe (links: Rohrwandinnenseite; rechts: Rohrwandaußenseite)

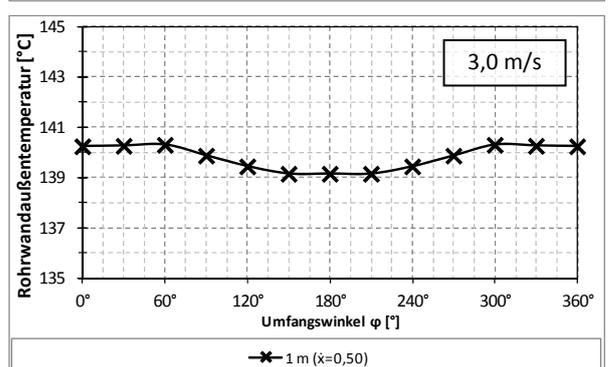
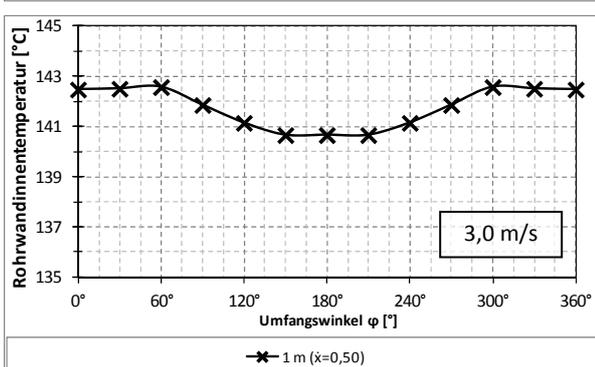
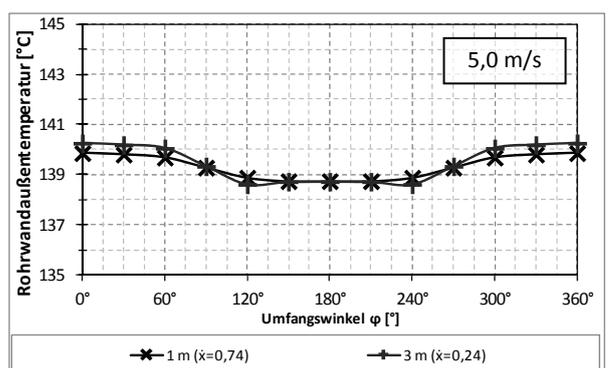
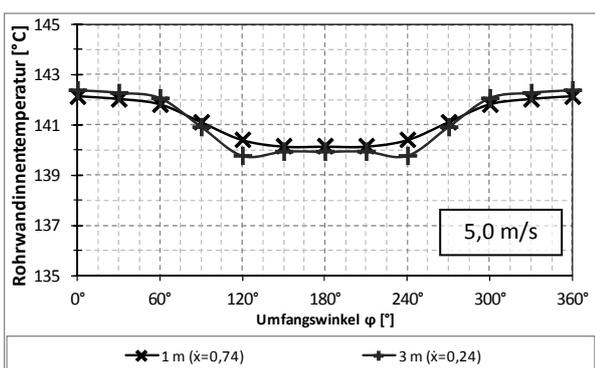
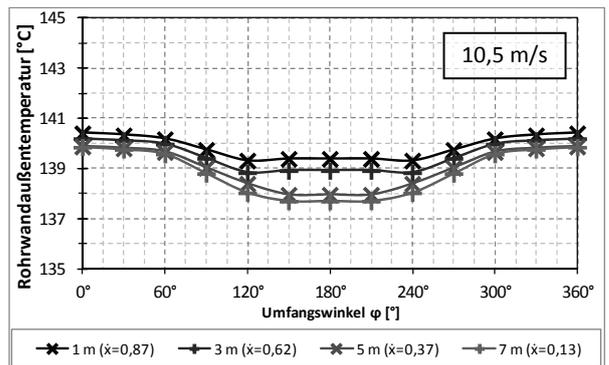
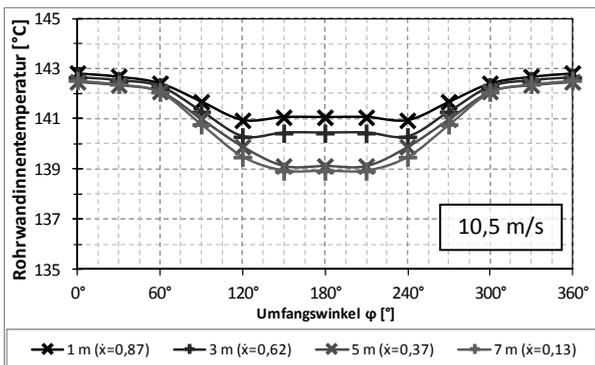
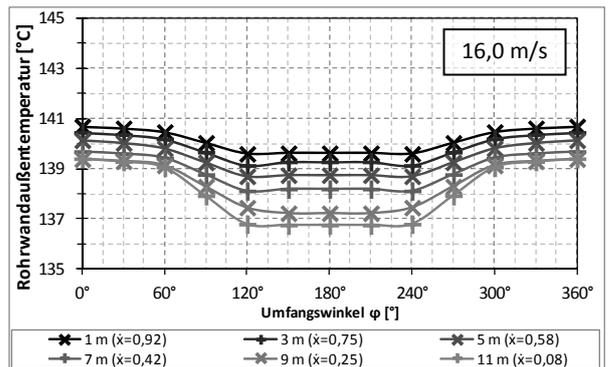
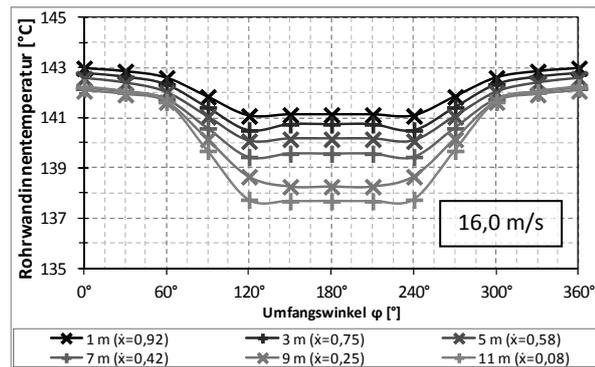
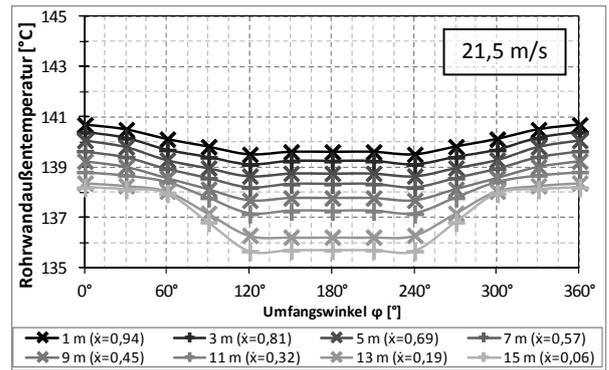
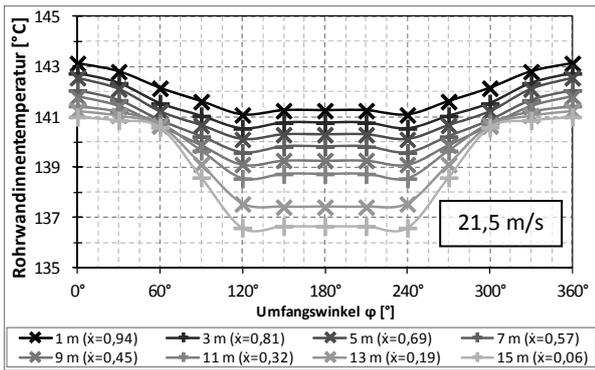
10 bar abs.



7 bar abs.



4 bar abs.



Anhang 4 Physikalische Phänomene rund um die verfahrensübergreifende Technologie der DDWT

Die Trocknung von Braunkohlen in einer Dampfwirbelschicht stellt eine fachgebietsübergreifende Technologie dar. Mehrere Spezialdisziplinen der Thermodynamik und Strömungslehre sind innerhalb eines einzelnen Verfahrensschrittes und zugleich Apparates vorzufinden. Dabei besteht neben der Modellierung der einzelnen Teilgebiete die größte Herausforderung in der Abbildung des gesamten Prozesses, stationär sowie darauf aufbauend dynamisch.

Zunächst ist die Trocknung in reiner Dampfatmosphäre als eine solche Spezialdisziplin zu nennen. Nach [304] umfasst die künstliche Trocknung im allgemeinsten Sinne alle Vorgänge, bei denen der Feuchtigkeitsgehalt eines Körpers durch besondere Mittel verringert wird. Grundlegend können Trocknungsvorgänge nach der Art des Stoffüberganges in die Verdunstungs- und die Verdampfungstrocknung eingeteilt werden. In Abhängigkeit der Zustandsgrößen des Systems kann ferner in die Gefrier-, Verdampfungs- bzw. Verdunstungstrocknung sowie die überkritische Trocknung unterschieden werden. Bei der Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohlen kommt es zur Verdampfungstrocknung, wobei das feuchtigkeitsaufnehmende Umgebungsfluid gleich dem zu verdampfenden Stoff - Wasser - ist, und lediglich in einem anderen Aggregatzustand vorliegt. Als treibende Kraft für den Phasenübergang wirkt hierbei ein absoluter Druckunterschied zwischen dem Flüssigkeitsspiegel des Kohlekorns und dem umgebenden Medium. Die Konvektion (Kontinuumsströmung) liegt als Stofftransportmechanismus vor. Im Unterschied dazu führen bei der Verdunstungstrocknung Partialdruckunterschiede zwischen dem Feuchtigkeitspiegel und dem Wasserdampfanteil im umgebenden Medium zur Diffusion des entstehenden Dampfes. Die Diffusion stellt einen grundlegend anderen Stofftransportmechanismus dar. Eine genaue Beschreibung der Vorgänge findet sich z.B. in [305][306].

Als zu trocknendes Gut zählt die Braunkohle zu den kolloiddispersen Systemen. Diese können im Zustand einer Sole (mehr oder weniger flüssige Systeme) bzw. im Zustand eines Geles (besitzen Eigenschaften fester Körper) auftreten [307], wobei Braunkohle naturgemäß im letztgenannten Zustand vorzufinden ist. Gemäß ihrer kolloiddispersen Eigenschaften wird Braunkohle den kapillarporösen Kolloiden zugeordnet, d.h. die Kapillarwände sind elastisch und werden bei Wasseraufnahme bzw. -abgabe verändert [307][308]. Der Stofftransport in kapillarporösen Kolloiden stellt dabei eine weitere wissenschaftliche Spezialdisziplin dar. Die Kapillaren bzw. Poren werden nach den Abmessungen in die Klasse der Mikrokapillaren und die Klasse der Makrokapillaren unterteilt. Als Grenzkriterium gilt dabei der Kapillarradius, ab dem der Dampfdruck vom Kapillarradius abhängt. Der Hauptgrund für die Einteilung in Makro- und Mikrokapillaren ist die sich grundlegend ändernde Strömungsform, sobald die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle in den Bereich des Kapillardurchmessers und darüber hinaus gelangt. Zur Abgrenzung der Strömungsformen wurde die Knudsen-Zahl, als das Verhältnis aus mittlerer freier Weglänge der Gasmoleküle zu einer charakteristischen Länge, in dem vorliegenden Fall der Kapillardurchmesser, definiert. Eine reine Kontinuumsströmung liegt vor, wenn der Kapillardurchmesser deutlich größer als die mittlere freie Weglänge ist. Übersteigt die freie Weglänge den Kapillardurchmesser liegt Molekularströmung vor. Zumeist werden noch Übergangsbereiche definiert. Die genauen Zahlenwerte zur Abgrenzung von Makro- und Mikrokapillaren sowie zur Abgrenzung der Strömungsformen gemäß Knudsen-Zahl unterscheiden sich teilweise in der Literatur. Detaillierte Ausführungen zum Thema finden sich z.B. in [305]-[314].

Gemäß IUPAC Klassifikation [315] wird folgende Poreneinteilung definiert:

Makropore	Mesopore	Mikropore
> 50 nm	2 - 50 nm	< 2 nm

In [316] wird ein Bereich des Porendurchmessers für Braunkohle von 3 - 120 nm angegeben, was heißt, dass Makro- und Mesoporen vorzufinden sind. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass sich die Bestimmung der Porendurchmesser und -verteilung als äußerst komplexes Unterfangen herausstellt.

Die kapillarporöse Struktur der Braunkohle ist verantwortlich für deren hygroskopischen Charakter. Soll die Braunkohle auf einen Restwassergehalt getrocknet werden, bei dem der Feuchtigkeitsspiegel im Kohlekorn bereits soweit vorgedrungen ist, dass die Kapillarkräfte wirksam werden, ist bei der Trocknung in Wasserdampf-atmosphäre eine Überhitzung über die Siedetemperatur erforderlich. Mit steigender Überhitzung steigt der zu dieser Temperatur gehörende Sattdampfdruck, wodurch der Kapillardruckabsenkung eine treibende Kraft für die weitere Wasserverdampfung bis zum Erreichen des zur jeweiligen Überhitzung gehörenden Gleichgewichtswassergehaltes entgegen gestellt wird. Die Kenntnis der funktionalen Abhängigkeit zwischen Überhitzung und Gleichgewichtswassergehalt ist für die Einstellung der gewünschten Produkteigenschaften von Bedeutung und wird bei der Dampftrocknung in Form von Desorptionsisobaren angegeben, welche entscheidend von der Kohlepetrographie geprägt werden. Es sei angemerkt, dass bei kontinuierlich betriebenen Trocknern der Trocknungsvorgang mitunter vor Erreichen des Gleichgewichtswassergehaltes abgebrochen wird. Die Trocknungsdauer bzw. Verweilzeit kommt sodann als beeinflussender Parameter hinzu. Es wird in diesem Fall nicht mehr vom Gleichgewichtswassergehalt, sondern vom Restwassergehalt gesprochen. Eine Übersicht zu Sorptions- und Desorptionsisothermen verschiedener Stoffe findet sich u.a. in [317]. Über Untersuchungen zum Einfluss der Porenverteilung und des Porengefüges auf Ad- und Desorptionsvorgänge von Dämpfen an Feststoffen wird u.a. in [318][319] berichtet.

Neben dem Stofftransport im Partikel selbst sowie dem Umgebungsmedium der Partikel ist der Strömungszustand, die blasenbildende Wirbelschicht, in dem sich die Partikel befinden, als Spezialgebiet der Verfahrenstechnik bzw. disperser Systeme anzusehen.

Als Wirbelschicht bezeichnet man allgemein ein Mehrphasensystem, in dem eine Schüttung von Feststoffpartikeln durch ein aufwärts strömendes Fluid so weit aufgelockert wird, dass der Feststoff im zeitlichen Mittel im Schwebezustand bleibt. Man spricht dann von der „Fluidisierung“ des Feststoffs, da sich das Zweiphasensystem Feststoff/Fluid in diesem Zustand ähnlich wie eine homogene Flüssigkeit verhält [332]. Umgangssprachlich wird die Wirbelschicht oftmals als separater Aggregatzustand bezeichnet. Da die Wirbelschicht den Wärmetransportwiderstand auf der Außenseite der Wärmeübertragerrohre definiert, wird an dieser Stelle etwas detaillierter auf die grundlegenden Phänomene von Gas-Feststoff-Wirbelschichten eingegangen. Eines der am häufigsten zitierten Übersichtswerke zur Wirbelschichttechnik ist [320]. Wertvolle Grundlagen zum Verständnis der ablaufenden Mechanismen in Wirbelschichtapparaten wurden insbesondere auch in der deutschsprachigen Literatur veröffentlicht. An dieser Stelle sei auf die Arbeiten zur Strömungsmechanik von Werther [321], Reh [322], Wirth [323] und Molerus [324] sowie deren zahlreicher Publikationen in Fachzeitschriften hingewiesen.

Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Wirbelschichten und darin eintauchenden Heiz- bzw. Kühlflächen wird in einem Großteil der Fachliteratur additiv aus drei prinzipiellen Übertragungsmechanismen zusammengesetzt:

- Partikelkonvektion: Der Wärmeübergang findet von der Wand auf die Partikel statt, solange diese miteinander in Kontakt stehen. Anschließend werden die Partikel wieder in das Bettinnere eingemischt und geben ihre aufgenommene Wärme an die Wirbelschicht ab.
- Gaskonvektion: Die Gaskonvektion beschreibt den Wärmeübergang zwischen der Wand und der Gasphase. Die Partikel selbst treten hier nicht mehr als Wärmeträger ein, beeinflussen jedoch im Gegensatz zur einphasigen Gasströmung die Strömungsmechanik durch Verwirbelung.
- Wärmestrahlung: Ihr Anteil trägt erst bei hohen Temperaturen nennenswert zum Wärmeübergang bei und kann bei der Wirbelschicht-Trocknung von Braunkohlen vernachlässigt werden.

Da die Bestrebungen im Apparatebau hin zu maximalen Wärmeübergangskoeffizienten bei minimalem Energieeinsatz gehen, kommt der Partikelkonvektion entscheidende Bedeutung zu. Dieser Wärmeübertragungsmechanismus dominiert bei kleinen Partikeldurchmessern, welche geringe Fluidisierungs-

geschwindigkeiten, d.h. niedrigen Fluidisierungsenergiebedarf, erfordern. Zwei Gruppen von Einflussfaktoren wirken auf die Qualität der Partikelkonvektion:

- Stoffgrößen von Feststoff und Gas
- Lokale Schüttgutbewegung am Heizelement

Die erste Gruppe ist für nahezu alle Anwendungen und damit Stoffe sehr gut erfasst. Die Art der Medien sowie deren Zustandsgrößen (Druck, Temperatur) genügen meist zu deren Beschreibung. Bei der Trocknung von Schüttgut ist zu beachten, dass sich die thermophysikalischen Eigenschaften der Partikel während des Trocknungsvorganges ändern. Für Braunkohle sind die Schüttguteigenschaften z.B. in [325][326][327] dokumentiert. Bei Partikeln mit Oberflächenfeuchte, wie z.B. Rohbraunkohle, müssen die Kohäsionskräfte und damit die Neigung zur Agglomeratbildung berücksichtigt werden. Hierdurch kommt es zu einer faktischen Vergrößerung des Partikel- bzw. Agglomeratedurchmessers, was sich in einem schlechteren Fluidisierungs- und Wärmeübertragungsverhalten äußert. Anwendungsnahe Untersuchungen zu diesem Phänomen sind in [41][328][329] zu finden.

Die am weitesten verbreitete Einteilung von Gas-Feststoff-Systemen bezüglich ihres Fluidisierungsverhaltens gelang Geldart [330], indem er vier unterschiedliche Typen von Schüttgütern kennzeichnete und voneinander abgrenzte. Als charakteristische Größen verwendete er den mittleren Partikeldurchmesser d_p und die Dichtedifferenz zwischen den Feststoffpartikeln und dem Fluidisierungsgas ($\rho_p - \rho_G$). Die Schüttgüter werden als Powder A, B, C, bzw. D bezeichnet. Molerus [331] hat diese Klassifikation von Wirbelgütern unter Berücksichtigung der interpartikulären Anziehungskräfte überarbeitet.

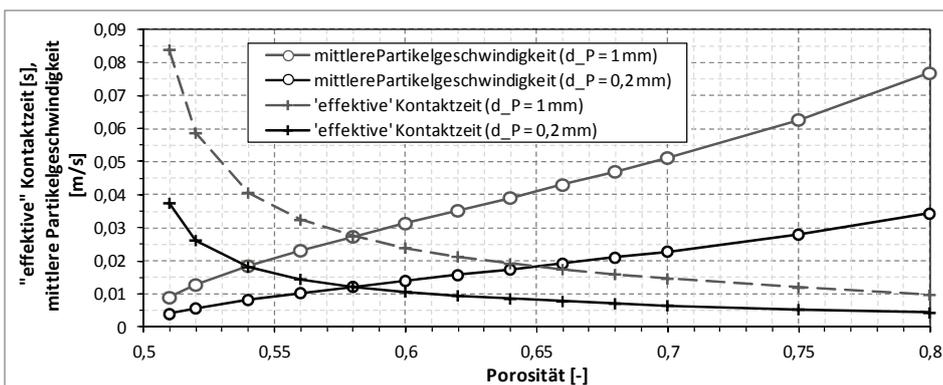


Abbildung 120: Mittlere Partikelgeschwindigkeiten und effektive Partikelkontaktzeit für das Wirbelschichtsystem Glaskugeln - Luft bei 1,01325 bar abs., 20°C nach Martin (Locke-rungsporosität: 0,5; Berechnung nach [340])

Bei der quantitativen Beschreibung der Schüttgutbewegung am Heizelement ist man auf Modellvorstellungen angewiesen, welche die Realität mehr oder weniger gut widerspiegeln. Eines der bekanntesten Modelle zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Wirbelschicht und eintauchenden Heiz- bzw. Kühlflächen ist das Modell von Martin [332]-[338]. Diese Theorie geht davon aus, dass sich die Partikel in der Wirbelschicht in etwa so bewegen, wie die Moleküle in einem idealen Gas, so dass die bekannten Gesetze der kinetischen Gastheorie sinngemäß angewandt werden können. Für den reinen Wärmeübertragungsmechanismus legt Martin das Penetrationsmodell bzw. die Arbeiten von Schlünder zum Wärmeübergang Wand-Partikel zugrunde (u.a. [339][340][341]). Die Abbildung 120 zeigt nach dem Modell ermittelte Partikelgeschwindigkeiten und -kontaktzeiten. Letztere liegen für Glaskugeln in atmosphärischen Luftwirbelschichten im Bereich zwischen 5 und 80 ms und damit im Widerspruch zu den experimentellen Befunden von Burschka [342]. Dieser ermittelte für Kristalle bzw. Agglomerate aus Zinksulfid Verweilzeiten im Sekundenbereich (1,3 bis 1,6 s) und damit Unterschiede um den Faktor 10^2 . Peeler [343] beobachtete indes vier unterschiedliche Bewegungsabschnitte der Partikel am Heizelement im Verlauf eines Blasenkontaktes. Die Partikelgeschwindigkeiten liegen dabei im Bereich von 0 bis 5 m/s (Quarzsand, mittlerer Partikeldurchmesser: 0,7 mm) und im Durchschnitt deutlich über den von Martin angenommenen. Dies bringt zum Ausdruck, dass in der Literatur Uneinigkeit zu der wandnahen Partikelbewegung herrscht. Des Weiteren kann das Modell von Martin nicht ohne Weiteres zur Berechnung des Wärmeübergangs bei Anwesenheit einer latenten Wärmesenke auf der Partikeloberfläche, wie es bei der Trocknung oberflächen-

feuchter Güter der Fall ist, angewandt werden. Um diese zu berücksichtigen gibt es verschiedene Ansätze. Schlünder [340] stellt hierfür den Grenzfall einer unendlichen volumetrischen Wärmekapazität der Partikel für das Modell auf. Die kapazitive Hemmung des Wärmeübergangskoeffizienten wird damit unterdrückt, sodass die berechneten Wärmeübergangszahlen gerade bei kleinen Partikeldurchmessern stark ansteigen. Groenewold [344] leitet das Modell von Martin indes auf andere Weise, als Martin selbst, her und berücksichtigt die entscheidende Partikel-Wandkontaktzeit. Weitere Ansätze zur latenten Wärmesenke sind u.a. in [8][38] und zur allgemeinen wissenschaftlichen Diskussion u.a. in [345][346] zu finden.

Neben latenten Wärmesenken stellt die Abbildung von polydispersen Partikelspektren in Wirbelschichten eine wissenschaftliche Herausforderung dar.