

Wärmeübergang und Strömungsformen beim Sieden in Minikanälen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur (Dr.-Ing.)

von Dipl.-Ing.(FH) Gunar Boye
geb. am 15.12.1979 in Wolmirstedt

genehmigt durch die Fakultät für Verfahrens- und Systemtechnik
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Promotionskommission: Prof. Dr.-Ing. Dominique Thévenin (Vorsitz)
Prof. Dr.-Ing. Jürgen Schmidt (Gutachter)
Prof. Dr.-Ing. Evangelos Tsotsas (Gutachter)
Dr.-Ing. Jürgen Brandner (Gutachter)

eingereicht am: 01.07.2014
Promotionskolloquium am: 24.10.2014

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strömungstechnik und Thermodynamik der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. Jürgen Schmidt, der mir die Gelegenheit gegeben hat, diese Dissertation an seinem Lehrstuhl für Technische Thermodynamik anzufertigen. Die zahlreichen Anregungen, hilfreichen Diskussionen und die engagierte Unterstützung haben ganz entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Evangelos Tsotsas und Herrn Dr.-Ing. Jürgen Brandner danke ich für das Interesse und die kritische Durchsicht meiner Arbeit sowie für die wertvollen Hinweise.

Mein ausdrücklicher Dank gilt meinem Vater Dr.-Ing. Hartwig Boye für seine zahlreichen Anregungen und wertvolle Ratschläge sowie die fortwährende Unterstützung meiner Arbeit.

Insbesondere bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern des Instituts für Strömungstechnik und Thermodynamik für ihre Unterstützung und das konstruktive Arbeitsklima.

Ich danke meiner Familie, die mir stets Mut zugesprochen und mich in meiner Arbeit bestärkt hat. Hätte sie mir nicht den Rücken freigehalten, wäre meine Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	ii
Nomenklatur	x
Kurzfassung	xvii
Abstract	xviii
1 Einleitung	1
2 Wissensstand und Zielstellung	3
2.1 Stand des Wissens	3
2.2 Zielstellung der Arbeit	14
3 Versuchsaufbau und -vorbereitung	19
3.1 Testsektionen	19
3.2 Kalibrierung des Ringspaltes	22
3.2.1 Wärmeverlust	23
3.2.2 Emissionsverhalten der Testsektionen	25
3.2.3 Verifizierung des Versuchsaufbaus	27
3.3 Versuchsauswertung	33
3.4 Fehlerabschätzung	35
4 Experimentelle Voruntersuchungen	38
4.1 Arbeitsbereiche der Testsektionen	38
4.2 Erforderliche Messzeit	42
4.3 Einschwingzeiten nach Parameteränderung	44
4.4 Messwertänderungen nach temporärem Ausfall der Heizflächenbelastung	46
4.5 Hystereseeffekte	48
4.6 Strategie der Parametereinstellungen	48
5 Versuchsplanung	51
5.1 Vergleich der DoE-Methode mit dem „one factor at a time“-Prinzip	51
5.2 Erläuterung der Methode mittels Fallstudie	52
5.2.1 Modellformulierung mittels 2 ² -Versuchsplan	52
5.2.2 Signifikanzanalyse und Wechselwirkungseffekt	56
5.2.3 Blockbildung und Randomisierung	58
5.2.4 Vermengung der Effekte	59
6 Durchführung und Auswertung der Siedeeperimente	63
6.1 Erste Untersuchungen	63
6.2 Rechnergestützte Analyse eines Parameterraumes	77
6.3 Zeitliche Drift der Systemantwort	87
6.4 Durchmesserabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten	93

7	Strömungsformen und Wärmeübergang	101
7.1	Aufnahmetechnik	101
7.2	Klassifizierung der Strömungsformen	101
7.2.1	Blasenströmung	103
7.2.2	Pfropfenströmung (P)	103
7.2.3	Strähnen-Ring- und Wirbel-Ring-Strömung	105
7.2.4	Intermittierende Ringströmung (IMR)	107
7.3	Graustufenanalyse	108
7.4	Strömungsformen und Wärmeübergangskoeffizient	115
7.4.1	Lokalisierung der Strömungsformen	115
7.4.2	Regimeinterne Trends	117
7.4.3	Regimeinterne Modellierung	119
8	Zusammenfassung	127
	Anhang A Relative Messabweichungen einschließlich des Bereichs $\dot{x} < 0$	129
	Anhang B Erforderliche Messzeit bei größeren Unterkühlungseintrittstemperaturen	131
	Anhang C t_W-Werte zur Berechnung der zweistufigen Vertrauensbereiche aus [51]	133

Abbildungsverzeichnis

2.1	Qualitative Trends des Wärmeübergangskoeffizienten nach [91]	18
3.1	Schema der Versuchsanlage	19
3.2	Schematische Darstellung von Spaltweite und repräsentativer Krümmung der Rohroberflächen im Ringspalt	20
3.3	Testsektionen der beiden Messmethoden mit peripheren Anschlüssen	21
3.4	Axiale Temperaturprofile und Verlustwärmestromdichten mit und ohne elektrische Backenheizung, $s=0,5\text{mm}$	24
3.5	Gemessene und berechnete Verlustwärmestromdichten der IR-Testsektionen	25
3.6	Gemessene und berechnete Verlustwärmestromdichten der Visualisierungstestsektionen	25
3.7	Radiale Temperaturprofile in der Testsektion	26
3.8	Versuchsanordnung bei der Bestimmung des Emissionsverhaltens	27
3.9	Temperaturprofile bei der Kalibrierung des Emissionsverhaltens der Testsektionen	28
3.10	Lokale Nu-Zahlen bei einphasiger Vorwärmung, $s = 1,5\text{mm}$	29
3.11	Messabweichungen, $s=1,5\text{mm}$	29
3.12	Lokale Nu-Zahlen bei einphasiger Vorwärmung, $s = 1\text{mm}$	30
3.13	Messabweichungen, $s=1\text{mm}$	30
3.14	Lokale Nu-Zahlen bei einphasiger Vorwärmung, $s = 0,5\text{mm}$	31
3.15	Messabweichungen, $s=0,5\text{mm}$	31
3.16	Relative Gesamtfehler und Einzelfehleranteile	37
4.1	Abhängigkeit des volumetrischen Strömungsdampfgehaltes vom Strömungsdampfgehalt	40
4.2	Einfluss der Messzeit auf den zeitlich und örtlich gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten bei niedrigeren \dot{m} - und \dot{q} -Werten	42
4.3	Einfluss der Messzeit auf den zeitlich und örtlich gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten bei höheren \dot{m} - und \dot{q} -Werten	43
4.4	In der gesamten Messzeit gemittelte Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit vom Strömungsdampfgehalt	43
4.5	Einschwingverhalten bei niedrigeren Unterkühlungseintrittstemperaturen	45
4.6	Einschwingverhalten bei höheren Unterkühlungseintrittstemperaturen	45
4.7	Zeitlicher Verlauf bei temporärem Ausfall der Wärmestromdichte	46
4.8	Zeitliche Drift des Verlaufes $\alpha(\dot{x})$ nach temporärem \dot{q} -Ausfall, $\dot{q} = 120\text{kW/m}^2$, $\dot{m} = 250\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, $T_U = 60\text{K}$	47
5.1	Versuchsplan	52
5.2	Nu-Funktion einer laminar und einphasig längs angeströmten dünnen ebenen Platte	53
5.3	Haupt- und Wechselwirkungseffekte	54
5.4	Nu-Funktion mit Regressionswerten	54
5.5	Nu-Funktion mit Regressionswerten bei kleinerem Stufenabstand	55
5.6	Signifikanz der Effekte in Bezug auf exemplarische Vertrauensbereiche	57
6.1	Systembeschreibung	64
6.2	Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit vom Strömungsdampfgehalt	64

6.3	Spezifizierung der Systemantwort	64
6.4	Systembeschreibung bei Spezifizierung der Systemantwort	65
6.5	Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von den Betriebsparametern	68
6.6	Graphische Darstellung der Parameterkombinationen zur Effektbestimmung	70
6.7	Haupteffekte bei $\dot{x} < 0$	72
6.8	Wechselwirkungen bei $\dot{x} < 0$	72
6.9	Haupteffekte bei $\dot{x} \approx 0$	72
6.10	Wechselwirkungen bei $\dot{x} \approx 0$	73
6.11	Haupteffekte bei $\dot{x} > 0$	73
6.12	Wechselwirkungen bei $\dot{x} > 0$	73
6.13	Anordnung von Experimenten zur rechnergestützten Analyse eines Parameter- raumes, $s=0,5\text{mm}$	77
6.14	Rechnergestützte Auswertung der Haupteffekte, $\dot{x} < 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 1.Ordnung	78
6.15	Rechnergestützte Auswertung der Wechselwirkungen, $\dot{x} < 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 1.Ordnung	78
6.16	Modellgrafik bei $\dot{x} < 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 1. Ordnung	78
6.17	Rechnergestützte Auswertung der Haupteffekte, $\dot{x} < 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung	79
6.18	Rechnergestützte Auswertung der Wechselwirkungen, $\dot{x} < 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung	79
6.19	Modellgrafik, $\dot{x} < 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2. Ordnung	79
6.20	Rechnergestützte Auswertung der Haupteffekte, $\dot{x} \approx 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung	80
6.21	Rechnergestützte Auswertung der Wechselwirkungen, $\dot{x} \approx 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2. Ordnung	80
6.22	Modellgrafik, $\dot{x} \approx 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung	80
6.23	Rechnergestützte Auswertung der Haupteffekte, $\dot{x} > 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung	81
6.24	Rechnergestützte Auswertung der Wechselwirkungen, $\dot{x} > 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung	81
6.25	Modellgrafik, $\dot{x} > 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung	81
6.26	Systembeschreibung unter Einbeziehung des Strömungsdampfgehaltes	84
6.27	Rechnergestützte Auswertung der Haupteffekte unter Einbeziehung von \dot{x} , $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung	84
6.28	Rechnergestützte Auswertung der Wechselwirkungen unter Einbeziehung von \dot{x} , $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung	85
6.29	Modellgrafik unter Einbeziehung von \dot{x} , $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung	85
6.30	Rechnergestützte Auswertung der Haupteffekte (Modell 2.Ordnung) im Vergleich mit den Ergebnissen der ersten Untersuchungen, Kapitel 6.1 (Modell 1.Ordnung)	86
6.31	Zeitlicher Ablauf der Kurzzeitexperimente, $s=1,5\text{mm}$	89
6.32	Zeitliche Veränderung der Systemantwort, $s=1,5\text{mm}$	91
6.33	Zeitlicher Ablauf der Kurzzeitexperimente, $s=1,0\text{mm}$	91
6.34	Zeitliche Veränderung der Systemantwort, $s=1,0\text{mm}$	92
6.35	Zeitliche Veränderung der Systemantwort, $s=0,5\text{mm}$	94
6.36	Einfluss der Durchmesser auf die Betriebsparameter	95
6.37	Arbeitsbereiche der Testsektionen	95
6.38	Gegenüberstellung der Messergebnisse $s=1,0\text{mm}$ und $s=1,5\text{mm}$	96
6.39	Einfluss der charakteristischen Länge, $\dot{x} = -0,1$	98
6.40	Einfluss der charakteristischen Länge, $\dot{x} = 0$, Verwendung des Modells $\dot{x} < 0$, Tabelle 6.7	98

6.41	Einfluss der charakteristischen Länge, $\dot{x} = 0$, Verwendung des Modells $\dot{x} > 0$, Tabelle 6.7	99
6.42	Einfluss der charakteristischen Länge, $\dot{x} = 0, 1$	99
6.43	Einfluss der charakteristischen Länge, $\dot{x} = 0, 3$	100
6.44	Einfluss der charakteristischen Länge, $\dot{x} = 0, 5$	100
7.1	Kamerasystem High Speed Star 6 [53]	102
7.2	Lichtquelle Dedocool [29]	102
7.3	Lichtquelle Dedolight [29]	102
7.4	Objektiv Planar T* 1,4/85 [15]	103
7.5	Exemplarische makroskopische Visualisierungsergebnisse beim Übergang von ein- phasiger Vorwärmung zum unterkühlten Sieden	104
7.6	Kaltlichtquelle KL 2500 LCD [56]	105
7.7	Fernfeldmikroskop QM 1 Short Mount[74]	105
7.8	Exemplarische mikroskopische Visualisierungsergebnisse zu Beginn des unterkühl- ten Siedens	106
7.9	Exemplarische Visualisierungsergebnisse der Isolierten Blasenströmung	107
7.10	Exemplarische Visualisierungsergebnisse der Koaleszierenden Blasenströmung	108
7.11	Exemplarische Visualisierungsergebnisse der Kolbenströmung	109
7.12	Exemplarische Visualisierungsergebnisse der Strahlen-Ring-, (a) und (b), sowie Wirbel-Ring-Strömung, (c) und (d)	110
7.13	Exemplarische Visualisierungsergebnisse der Intermittierenden Ringströmung	111
7.14	Häufigkeitsverteilung der Abbildung 7.5(b) zugrunde liegenden Helligkeitswerte	111
7.15	Zeitlich und radial (linke Kanalseite) gemittelter Graustufengradient bei $\dot{q} =$ $200kW/m^2$, $\dot{m} = 500kg/(m^2s)$, $T_U = 60K$, $s = 0,5mm$	112
7.16	Zeitlich und radial (linke Kanalseite) gemittelter Graustufenwert bei $\dot{q} = 200kW/m^2$, $\dot{m} = 500kg/(m^2s)$, $T_U = 60K$, $s = 0,5mm$	112
7.17	Axiale Helligkeit bei konstantem Radius, $\dot{q} = 200kW/m^2$, $\dot{m} = 500kg/(m^2s)$, $T_U = 60K$, $s = 0,5mm$	113
7.18	Strömungsvisualisierungen mit Helligkeits- und Gradientenverläufen, $\dot{q} = 200kW/m^2$, $\dot{m} = 500kg/(m^2s)$, $T_U = 60K$, $s = 0,5mm$	113
7.19	Vergleich des axialen Wärmeübergangskoeffizient mit der axialen Helligkeit bei konstantem Radius, $\dot{q} = 200kW/m^2$, $\dot{m} = 500kg/(m^2s)$, $T_U = 60K$, $s = 0,5mm$	114
7.20	Strömungskarten	116
7.21	Überlagerung von Strömungsregimekarte und Wärmeübergangskoeffizient, $\dot{q} =$ $200kW/m^2$, $\dot{m} = 500kg/(m^2s)$, $T_U = 60K$, $s = 0,5mm$	118
7.22	Exemplarische Wechselwirkungen in der IMR, $s=0,5mm$, lineares Modell 2.Ordnung	122
7.23	Regimeinterne Haupteffekte, $s=0,5mm$	125
7.24	Regimeinterne Haupteffekte, $s=1,5mm$	126
1	Relative Gesamtfehler und Einzelfehleranteile	130
2	Einfluss der Messzeit auf den zeitlich und örtlich gemittelten Wärmeübergangs- koeffizienten bei niedrigen \dot{m} - und \dot{q} -Werten	132
3	Einfluss der Messzeit auf den zeitlich und örtlich gemittelten Wärmeübergangs- koeffizienten bei höheren \dot{m} - und \dot{q} -Werten	132
4	Gesamtzeitlich gemittelter Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit vom Strö- mungsdampfgehalt	132

Tabellenverzeichnis

2.1	Strömungssieden von Kohlenwasserstoffen in konventionell dimensionierten Kanälen	4
2.2	Klassifizierung von Verdampferkanälen nach geometrischen Parametern	6
2.3	Klassifizierung von Verdampferkanälen nach Kennzahlen	6
2.4	Siedeeperimente in Miniaturkanälen	7
2.5	Übersichtsarbeiten zum Sieden in konventionellen, Mini- und Mikrokanälen	17
3.1	Abmessungen der Testsektionen bei Variation des Messverfahrens und der charakteristischen Länge	22
3.2	Stoffwerte n-Hexan und n-Dekan bei $\vartheta = 50^\circ\text{C}$ nach [1]	32
3.3	Koeffizienten der ANTOINE-Gleichung bei p in Torr und ϑ in $^\circ\text{C}$ [65]	34
3.4	Messabweichungen einzelner Größen	36
4.1	Volumenströme und relevante Flächen der Testsektionen für Strömung und Wärmeübertragung	39
4.2	Dampfgeschwindigkeiten und Machzahlen, $p = 2\text{bar}$	41
4.3	Erforderliche elektrische Ströme I in A	41
4.4	Betriebsparameter zur Ermittlung der erforderlichen Messzeit	42
4.5	Betriebsparameter zur Ermittlung der Einschwingzeiten	44
4.6	Thermodynamischer Strömungsdampfgehalt bei der Testsektion $s=1,5\text{mm}$	49
4.7	Thermodynamischer Strömungsdampfgehalt bei der Testsektion $s=1\text{mm}$	50
4.8	Thermodynamischer Strömungsdampfgehalt bei der Testsektion $s=0,5\text{mm}$	50
5.1	2^2 -Versuchsplan des Fallbeispiels $\text{Nu}=\text{f}(\text{Re}, \text{Pr})$	53
5.2	Signifikanzanalyse der Effekte	56
5.3	Randomisierung und Blockbildung zur Verringerung von Trendeinflüssen auf die Effekte	58
5.4	Signifikanzanalyse der Effekte mit Trend bei randomisierter Reihenfolge der Einzelversuche	58
5.5	Signifikanzanalyse unter Trendbedingungen durch Verwendung der Differenzen zum jeweiligen Block-Mittelwert	59
5.6	Vollständiger faktorieller Versuchsplan mit 3 Faktoren auf je 2 Stufen	60
5.7	Fraktioneller faktorieller 2^{4-1} -Versuchsplan durch Einführung des Blockfaktors F_B	60
5.8	Vollständiger faktorieller 2^4 -Versuchsplan mit 4 Faktoren auf je 2 Stufen	61
5.9	Fraktioneller faktorieller 2^{4-1} -Versuchsplan gemäß Tabelle 5.7 mit allen WWE . .	61
5.10	$2^3 = 2^{4-1}$ -Versuchsplan mit Ersetzung der 3-Faktor-WW $\text{Re} \cdot \text{Pr} \cdot F$, Tabelle 5.6, durch den Blockbildungsfaktor F_B	62
5.11	Standardformulierung des 2^3 -Versuchsplans der Tabelle 5.10	62
6.1	Einstellungswerte für erste Untersuchungen	65
6.2	Versuchsplan für erste Untersuchungen	66
6.3	Exemplarische Ergebnisse der ersten Untersuchungen	69
6.4	Systemantworten $\bar{\alpha}$ in $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ im Bereich $\dot{x} < 0$	70
6.5	Systemantworten $\bar{\alpha}$ in $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ im Bereich $\dot{x} \approx 0$	71
6.6	Systemantworten $\bar{\alpha}$ in $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ im Bereich $\dot{x} > 0$	71

6.7	Koeffizienten und Standardabweichungen der Modelle 2.Ordnung (6.9) unter Einbeziehung von \dot{x} in $W/(m^2K)$	88
6.8	Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort	89
6.9	Einflussparameter der Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort, $s=1,5\text{mm}$, $T_U = 40K$, $\dot{m} = 50\text{kg}/(m^2s)$, $\dot{q} = 40\text{kW}/m^2$	90
6.10	Einflussparameter der Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort, $s=1,5\text{mm}$, $T_U = 40K$, $\dot{m} = 90\text{kg}/(m^2s)$, $\dot{q} = 65\text{kW}/m^2$	91
6.11	Einflussparameter der Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort, $s=1,0\text{mm}$, $T_U = 20K$, $\dot{m} = 100\text{kg}/(m^2s)$, $\dot{q} = 50\text{kW}/m^2$	92
6.12	Einflussparameter der Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort, $s=1,0\text{mm}$, $T_U = 20K$, $\dot{m} = 180\text{kg}/(m^2s)$, $\dot{q} = 90\text{kW}/m^2$	93
6.13	Einflussparameter der Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort, $s=0,5\text{mm}$, $T_U = 20K$, $\dot{m} = 300\text{kg}/(m^2s)$, $\dot{q} = 80\text{kW}/m^2$	93
6.14	Einflussparameter der Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort, $s=0,5\text{mm}$, $T_U = 20K$, $\dot{m} = 500\text{kg}/(m^2s)$, $\dot{q} = 120\text{kW}/m^2$	94
7.1	Koeffizienten für die Bestimmung der Siederegimeübergänge gemäß Gleichung (7.1)	117
7.2	Globale Wärmeübergangskoeffizienten in $W/(m^2K)$ für die jeweiligen Siederegime	120
7.3	Koeffizienten und Standardabweichungen in $W/(m^2K)$ der regimeinternen Regressionsgleichungen gemäß des Ansatzes (7.2)	123
7.4	Signifikante Koeffizienten und Standardabweichungen in $W/(m^2K)$ der regimeinternen Regressionsgleichungen gemäß des Ansatzes (7.2)	124
1	t_W -Werte zur Berechnung der zweiseitigen Vertrauensbereiche aus [51]	134

Nomenklatur

Abkürzungen

Symbol	Bedeutung
Al	Aluminium
BSG	Borosilikatglas
CHF	Critical Heat Flux / Kritische Wärmestromdichte
COP	Cyclo-Olefin-Copolymere
Cu	Kupfer
DoE	Design of Experiments / Versuchsplanung
ES	Edelstahl
GL	Glas
HE	Haupteffekt
HV	Hochgeschwindigkeitsvisualisierung
IB	Isolierte Blasenströmung
IMR	Intermittierende Ringströmung
In	Indium
IR	Infrarotthermographie
KB	Koaleszierende Blasenströmung
MW	Mittelwert
ONB	Onset Nucleate Boiling / Beginn des Blasensiedens
Ord	Ordnung
P	Pfropfenströmung
SI	Silikon
Sn	Zinn
SR	Strähnen-Ring-Strömung
Std. Abw.	Standardabweichung
Ta	Tantal

TE	Thermoelement
WR	Wirbel-Ring-Strömung
WW	Wechselwirkungen
WWE	Wechselwirkungseffekt
WÜ	Wärmeübertrager

Lateinische Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
Δh_V	Verdampfungsenthalpie	kJ/kg
Δp	Druckdifferenz	bar
ΔT	Temperaturdifferenz	K
\dot{M}	Massenstrom	kg/s
\dot{m}	Massenstromdichte	$kg/(m^2s)$
\dot{Q}	Wärmestrom	W
\dot{q}	Wärmestromdichte	W/m^2
\dot{x}	theoretischer Strömungsdampfgehalt	–
b	Konstante in Regression	–
c	Konstante in Regression	–
c	spezifische Wärmekapazität	$kJ/(kgK)$
C_{La}	Laplacekonstante	m
d	Durchmesser	m
f	freie Stichprobenanzahl (Freiheitsgrad)	–
I	elektrischer Strom	A
L	Länge des Kanals	m
l_{ch}	charakteristische Länge	m
N	Versuchsanzahl	–
p	Druck	bar
r	Radius	m
s	Spaltweite/Wanddicke	m
s	Standardabweichung	

Verzeichnis der Symbole

s^2	Varianz	
T	Temperatur	K
t	Zeit	s
t_W	Tabellenwert zur Berechnung des Vertrauensbereichs	–
w	Geschwindigkeit	m/s
z	Anzahl	–
z	Länge	m

Griechische Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
α	Wärmeübergangskoeffizient	$W/(m^2K)$
β	Ausdehnungskoeffizient	$1/K$
ϵ	Emissionsgrad	–
η	dynamische Viskosität	Ns/m^2
κ	Isentropenexponent	–
λ	Wärmeleitkoeffizient	$W/(mK)$
ν	kinematische Viskosität	m^2/s
ρ	Dichte	kg/m^3
σ	Oberflächenspannung	N/m
φ	volumetrischer Dampfgehalt	–
ϑ	Temperatur	$^{\circ}C$

Indizes

Index	Bedeutung
'	siedende Flüssigkeit
”	trocken gesättigter Dampf
2ph	zweiphasig
a,a	äußeres Rohr, außen
a,i	äußeres Rohr, innen
abs	absolut
aus	Austritt
B	Block
D	Dampf
eff	effektiv
ein	Eintritt
el	elektrisch
exp	experimentell
F	Faktoren
fest	fester Körper
Fl	Fluid
fl	flüssig
glob	global
HV	visualisierungstechnisch, Hochgeschwindigkeitsvisualisierung
i	Versuchsindex
i,a	inneres Rohr, außen
i,i	inneres Rohr, innen
inc	Inconel 601
IR	infrarotthermographisch
j	Wiederholungsindex
kal	kalorisch
Mod	Modell
q	Querschnitt

R	Rand
rel	relativ
S	Siede
St	Stufe
U	Umgebung
U	Unterkühlung am Eintritt
V	Versuche
Ver	Verlust
W	Wahrscheinlichkeit
W	Wand
W,a	Wand, außen
W,i	Wand, innen
WÜ	Wärmeübertrager
Wa,m	Wand, außen, metallisch

Dimensionslose Kennzahlen

Formelzeichen	Name	Definition
Bi	Biot-Zahl	$\frac{\alpha l_{ch}}{\lambda_{fest}}$
Bn	Bond-Zahl	$\frac{g(\rho_{fl}-\rho_D)l_{ch}^2}{\sigma}$
Bo	Boiling-Zahl	$\frac{\dot{q}}{\dot{m}\Delta h_V}$
Co	Confinement-Zahl	$\frac{1}{l_{ch}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{fl}-\rho_D)}}$
Eö	Eötvös-Zahl	$\frac{g(\rho_{fl}-\rho_D)l_{ch}^2}{\sigma}$
Fr	Froude-Zahl	$\frac{w}{\sqrt{gl_{ch}}}$
Ma	Mach-Zahl	$\frac{w}{\sqrt{\kappa RT}}$
Nu	Nusselt-Zahl	$\frac{\alpha l_{ch}}{\lambda_{fl}}$
Pr	Prandtl-Zahl	$\frac{\eta c}{\lambda}$
Re	Reynolds-Zahl	$\frac{\dot{m}l_{ch}}{\eta}$
We	Weber-Zahl	$\frac{\rho w^2 l_{ch}}{\sigma}$

Kurzfassung

Die Forderungen hohe Wärmestromdichten zu realisieren, Bauteile bei definierten Temperaturen zu kühlen sowie den Einsatz von gefährlichen oder giftigen Medien zu minimieren, führt bei gleichzeitigen Entwicklungen hin zu immer kleineren Apparaten zum verstärkten Einsatz von Miniaturverdampfern. Die daraus resultierende wirtschaftliche Bedeutung hatte in den letzten Jahren einen sprunghaften Anstieg der wissenschaftlichen Untersuchungen zur Folge.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Analyse des axialen Wärmeübergangskoeffizienten und zwar insbesondere auch in Abhängigkeit von den Formen der Zweiphasenströmungen in miniaturisierten Koaxialrohren. Der Ringspalt zwischen beiden Rohren fungiert als Verdampferkanal, in dem das Testmedium n-Hexan vertikal aufwärts strömt.

Während der Wärmeübergangsmessungen wird das metallische Außenrohr elektrisch direkt beheizt und mittels einer Infrarot-Kamera das axiale Wandtemperaturprofil ermittelt. Das Innenrohr besteht aus Borosilikatglas. Die Ermittlung der Formen der Zweiphasenströmung erfolgt mit einer Hoch-Geschwindigkeits-Kamera. Hierbei ist die Anordnung der Rohre vertauscht, so dass das innere metallische Rohr elektrisch direkt beheizt und das äußere Glasrohr diatherman für sichtbares Licht ist.

Die Variation der Spaltweite, $s=0,5\text{mm}$, $s=1\text{mm}$, $s=1,5\text{mm}$, ermöglicht unter Beachtung der geometrischen Ähnlichkeit die Analyse des Einflusses der charakteristischen Länge des Ringspalttes.

Die Versuchsplanung und -auswertung erfolgt wegen der Komplexität des Siedeprozesses und der Vielzahl der Einflussgrößen mit der Design of Experiments-Methode. Untersucht wird der Einfluss der charakteristischen Länge und der Betriebsparameter $\dot{q} = 30..210\text{kW}/\text{m}^2$, $\dot{m} = 30..600\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, $\dot{x} = 0, 2..0, 7$ sowie $T_U = T_S(p_{\text{ein}}) - T_{\text{ein}} = 20..60\text{K}$ sowie der Strömungsformen.

Die experimentellen Analysen bestätigen den Trend steigender Wärmeübergangskoeffizienten bei abnehmender charakteristischer Länge des Verdampferkanals. Die Variation der charakteristischen Länge wirkt sich sensibel auf die Abhängigkeiten des axialen Wärmeübergangskoeffizienten von den Betriebsparametern aus.

Fünf wesentliche Strömungsregime lassen sich identifizieren: die isolierte Blasenströmung (IB), koaleszierende Blasenströmung (KB), Propfenströmung (P), Strähnen-Ring-Strömung (SR) bzw. Wirbel-Ring-Strömung (WR) sowie die intermittierende Ringströmung (IMR). Die Übergänge der Strömungsformen werden in Abhängigkeit von \dot{x} und \dot{m} quantifiziert. Die Modellierung des axialen Wärmeübergangskoeffizienten lässt sich unter Verwendung dieses Kenntnisstandes über die Zweiphasenströmung physikalisch fundiert regimeintern vornehmen. Entsprechende Korrelationen des Wärmeübergangskoeffizienten werden in Abhängigkeit der Betriebsparameter erstellt.

Die Analyse der Einflüsse der Parameter \dot{q} , \dot{m} , T_U und \dot{x} auf Niveau und Trend des axialen Wärmeübergangskoeffizienten zeigt beim Minikanal $s=0,5\text{mm}$ exemplarisch für zunehmende Wärmestromdichten steigende Wärmeübergangskoeffizienten in den Strömungsformen IB, KB, P, und SR aber sinkende α -Werte in der IMR. Der Wechsel von Ringströmungsphasen und Flüssigkeits-Dampf-Wolken mit lokalen Austrocknungen des Wandfilms in der Ringströmungsphase verursachen den Trend fallender α -Werte bei steigenden \dot{q} -Werten in der IMR.

Nach längeren Betriebspausen der Verdampfer wurden zeitliche Driften des Wärmeübergangskoeffizienten registriert, welche in Abhängigkeit von Betriebs- und Pausenzeiten dokumentiert wurden. Zur Quantifizierung dieses Effekts sind weitere systematische Untersuchungen notwendig.

Abstract

The requirements to realize high heat fluxes, to cool components at defined temperatures and to minimize the use of hazardous or toxic media lead to simultaneous developments of increasingly smaller devices and an increased use of miniature evaporators. The resulting economic significance caused a soaring number of scientific studies.

The present paper deals with the analysis of the axial heat transfer coefficient, especially in dependency of the types of two-phase flows in miniaturized coaxial tubes. The ring gap between the two tubes is the evaporator channel in which the test fluid n-hexane vertically flows upwards.

During the heat transfer measurements, the metal external tube is electrically directly heated and the axial wall temperature profile is determined by means of an infrared camera. The internal tube is made of borosilicate glass. The type of the two-phase flow is determined using a high-speed camera. For this measurement, the arrangement of the two tubes is interchanged, the internal tube being the metal tube electrically directly heated and the external tube being made of glass and being diathermic for visible light.

The variation of the gap width, $s=0,5$ mm, $s=1$ mm, $s=1,5$ mm, with its geometrical similarities makes it possible to analyze the influence of the characteristic length of the ring gap.

Due to the complexity of the boiling process and the number of determining factors, the Design of Experiments method is used for the test planning and evaluation. The influence of the characteristic length and the operating parameters, $\dot{q} = 30..210kW/m^2$, $\dot{m} = 30..600kg/(m^2s)$, $\dot{x} = 0, 2..0, 7$ and $T_U = T_S(p_{ein}) - T_{ein} = 20..60K$, as well as the flow pattern are the object of analysis.

The experimental analyses confirm the trend of increasing heat transfer coefficients with a decreasing characteristic length of the evaporator channel. The variation of the characteristic length has a strong influence on the dependencies of the axial heat transfer coefficient from the operating parameters.

Five significant flow regimes can be identified: isolated bubble flow (IB), coalescent bubble flow (KB), plug flow (P), churn annular flow (WR) or wispy annular flow (SR) as well as intermittent annular flow (IMR). The transition of the flow regimes can be quantified depending on \dot{x} and \dot{m} . The axial heat transfer coefficient is modeled within the corresponding regime, in a physically consolidated way. Correlations of the corresponding heat transfer coefficients are developed as a function of operating parameters.

The analysis of the influences of \dot{q} , \dot{m} , T_U and \dot{x} on the level and trend of the heat transfer coefficient shows, with a mini channel of $s=0,5$ mm, increasing heat transfer coefficients for increasing heat fluxes in the flow patterns IB, KB, P and SR but decreasing α -values in IMR. The transition of annular flow phases and fluid vapor clouds with local dryouts of the wall film during the annular flow phase result in the trend of decreasing α -values with increasing \dot{q} -values in the IMR.

After longer periods of the evaporator being shut down, temporal drifts of the heat transfer coefficient were noticed which were documented in dependency of the operating and shutdown times. Further systematic studies are required to quantify this effect.

1 Einleitung

Seit über 30 Jahren, beginnend mit der Arbeit von Tuckerman und Pease [93], befasst sich eine zunehmende Zahl von Autoren mit den Phänomenen der Strömung und des Wärmeübergangs in Miniaturkanälen.

Anlass für dieses wissenschaftliche Interesse ist die wachsende wirtschaftliche Bedeutung der entsprechenden technischen Anwendungen sowie deren zukünftiges Potential. Kamen die einschlägigen Aufgabenstellungen zur Analyse des Druckverlustes und Wärmeübergangs in Mini- und Mikrokanälen ursprünglich aus der Mikroelektronik, in der die Chipentwicklung wegen steigender Leistungsdichten eine Ablösung der Gas- durch Flüssigkeitskühlungen erforderte, so hat sich heute die Miniaturisierung des Strömungskanals weitere Technikfelder erobert.

Denn mit dieser technischen Maßnahme lassen sich volumenbezogen höchste Werte übertragener Wärme bzw. durch Reaktion umgesetzter Masse und damit der Kompaktheit des Apparates erreichen. In der Wärmetechnik spricht man daher von Kompaktwärmeübertragern und Kompaktverdampfern, in der Verfahrenstechnik von Mikroreaktoren, die in der Mikroelektronik, Kältetechnik, Energietechnik, chemischen Industrie, im Automobilbau und anderen zum Einsatz kommen.

Die ingenieurtechnischen Aufgabenstellungen, die sich mit solchen Anwendungen des Miniaturkanals verbinden, enthalten den Anspruch einer hinreichend physikalisch fundierten Auslegung des jeweiligen Apparates. Daraus ergibt sich ein weiterer starker Antrieb für das eingangs erwähnte lebhaft wissenschaftliche Interesse am Forschungsgegenstand der hydraulischen und thermischen Prozesse im zwangsdurchströmten Miniaturkanal. Denn nach wie vor gibt es offene Fragen bezüglich der Konsistenz experimenteller Ergebnisse und zur Beschreibung dieser Prozesse, obwohl bereits mehr als 1000 einschlägige Veröffentlichungen bekannt geworden sind [47]. So gelangen Tibirićá und Ribatski in ihrer neuesten Übersichtsarbeit [91] zu der Auffassung, dass beim Strömungssieden in Kanälen mit charakteristischen Längen kleiner als drei Millimeter große Diskrepanzen zwischen den Daten von unterschiedlichen Autoren beobachtbar sind.

Daher werden in dieser Arbeit die Forschungen zum Strömungssieden im Minikanal fortgeführt, siehe auch die Vorgängerarbeiten im eigenen Institut [32], [85], [99], [26]. Die bestehende Versuchsanlage wird komplettiert und in Teilen grundhaft erneuert, so dass insbesondere Kalibrierungen präzise vorgenommen werden können. Durch intensive Voruntersuchungen werden wesentliche Charakteristiken der Messanordnung im Bezug auf das Strömungssieden im Minikanal, wie unter anderen erforderliche Messzeiten, Einschwingzeiten nach Parameteränderungen und Messwertänderungen nach temporärem \dot{q} -Ausfall, analysiert.

Ziele der Arbeit sind die experimentelle quantitative Bestimmung des Wärmeübergangs in der zweiphasigen Strömung und die Zuordnung von visuell registrierten Strömungsformen zu den gemessenen Tendenzen des axialen Wärmeübergangskoeffizienten.

Zur Erreichung dieser Ziele der Arbeit werden zwei moderne Messmethoden eingesetzt:

- die Infrarotthermographie (IR) für die quantitative Analyse des Wärmeübergangs mittels des axialen Wärmeübergangskoeffizienten,
- die Hochgeschwindigkeitsvisualisierung (HV) für die Registrierung der Strömungsformen in Abhängigkeit von den Einflussgrößen.

Im besonderen Fokus der Untersuchungen stehen die Analysen der Haupteffekte der Einflussgrößen sowie der Wechselwirkungen zwischen den Parametern, die den Wärmeübergangskoeffizienten bestimmen.

1 Einleitung

Der Methodik der Variationen dieser Einflussgrößen im Rahmen der Versuchsplanung wird dabei verstärkte Aufmerksamkeit gewidmet. Denn der Verdampfungsprozess wird durch die Einflussgrößen in komplexer Weise bestimmt.

Ändert man beispielsweise gemäß der Methode des Ein-Faktor-Experiments bei sonst formal unveränderten Einflussgrößen die Wärmestromdichte, dann driftet der Siedeprozess in viele Richtungen. Es ändern sich seine lokale Lage im Kanal, seine hydraulischen und thermischen Charakteristiken, die Keimaktivitäten der Wand, die Bedingungen für die Auslösung spontaner Siedeprozesse und andere Prozessinhalte. Das bedeutet aber im Allgemeinen auch, dass die formal konstant gehaltenen Einflussgrößen nun in veränderter Weise auf den Siedeprozess einwirken, bezogen auf die ursprüngliche \dot{q} -Einstellung. Die tiefer gehende Analyse eines solchen komplexen Prozesses führt somit auf die Schlussfolgerung: beim Sieden im zwangsdurchströmten Kanal ist die alleinige Untersuchung der Änderung einer Einflussgröße wegen der Rückwirkung auf andere Einflussgrößen nur bedingt möglich.

Diesen wechselseitigen Abhängigkeiten und Kopplungen muss die Versuchsplanung Rechnung tragen. Daher wird in der Arbeit eine Abkehr vom klassischen Ein-Faktor-Experiment vollzogen, und die Siedeveruche werden nach den Grundsätzen der DoE-Versuchsplanung (Design of Experiments) durchgeführt, "nämlich Wiederholung, zufällige Reihenfolge, Blockbildung und Vermengung" [79]. Die Vorteile dieser Vorgehensweise sind speziell für die experimentelle Analyse des Siedeprozesses in der eingesetzten Testsektion evident, siehe Kapitel 6.

Diese Analyse liefert unter Nutzung der IR Tendenzen und Verläufe des axialen Wärmeübergangskoeffizienten, die sich physikalisch hinreichend nicht ohne weiteres deuten lassen. Daher wird die HV als zweite wesentliche Messmethode eingesetzt. Ihre Visualisierungsergebnisse zeigen die evolutionäre Entwicklung des Siedeprozesses, beginnend mit dem unterkühlten Blasensieden über verschiedene Zwischenstadien bis hin zu einer intermittierenden Ringströmung, in der die Ringströmungsphasen in schnellem Wechsel von stromabwärts ziehenden Flüssigkeits-Dampf-Wolken unterbrochen werden.

Diese einzelnen Strömungsformen werden in Abhängigkeit von den Einflussgrößen im Verdampferkanal lokalisiert, so dass sich strömungsformenbezogene Zusammenhänge zwischen diesen Charakteristiken der Zweiphasenströmung und den Tendenzen des axialen Wärmeübergangskoeffizienten herstellen lassen.

Damit wird eine grundlegende Methode präsentiert, die einen Beitrag zur physikalisch fundierten Modellierung des Wärmeübergangs in der Zweiphasenströmung des Minikanals liefert.

2 Wissensstand und Zielstellung

Die Verdampferauslegung ist eine überaus anspruchsvolle verfahrens- bzw. wärmetechnische Aufgabe. Der Anspruch entsteht unter anderen durch die folgenden Prozesscharakteristiken:

- I Tritt das zu verdampfende reine Medium mit einer Temperatur, die kleiner als die druckabhängige Siedetemperatur ist, in den Rekuperator ein, dann ändert sich im Prozessverlauf sein Wärmekapazitätsstrom beim Übergang zur zweiphasigen Strömung prägnant.
- II Dabei erfährt das Medium Temperaturänderungen nicht nur in der Vorwärmphase, sondern nach ausgeprägter, ggf. sogar knickförmiger Änderung auch im Bereich des Sättigungssiedens durch Druckabsenkungen in Folge der Druckverluste in der zweiphasigen Strömung.
- III Ist das Heizmedium einphasig, dann gleitet auch seine Temperatur. Dabei ist der Anstieg dT_{heiz}/dz nicht nur von den heizmittelseitigen Prozessdaten, sondern auch von der Triebkraft $\Delta T_{W\ddot{U}}$ und dem lokalen Wärmedurchgangskoeffizienten abhängig. Letzterer ist auch eine Funktion des kühlmittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{2ph} = \alpha$
- IV Der Wärmeübergangskoeffizient α des zu verdampfenden Mediums ist nicht nur von den Stoffwerten $\eta', \eta'', \lambda', \lambda'', \rho', \rho'', \sigma, \Delta h_v$ abhängig, sondern auch von den Prozessparametern $\dot{q}, \dot{m}, T_U, p, l_{ch}$ und \dot{x} , den Wandeigenschaften sowie von Prozessunterbrechungen und der Prozessdauer.

2.1 Stand des Wissens

Die Wirkung dieser Größen auf den Wärmeübergangskoeffizienten α des verdampfenden Mediums ist Gegenstand einer Vielzahl von Veröffentlichungen. Exemplarisch seien hier die Arbeiten von [83], [78], [11], [41], [55], [96], [5] und [4] genannt, siehe Tabelle 2.1, und die Literaturverzeichnisse der eigenen Vorgängerarbeiten I. Hapke [32], Y. Staate [85], Zh. Zhekov [99] und M. Diaz [26] im Institut für Strömungstechnik und Thermodynamik der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.

Tabelle 2.1: Strömungssieden von Kohlenwasserstoffen in konventionell dimensionierten Kanälen

Autor/Jahr	Medium/Kanal/Beheizung (Symbole unter Tabelle)	Parameterbereiche	Untersuchungs- schwerpunkt	Kernaussagen
Shin et al. [83] 1997	Propan/Isobutan (0/25/50/75/100 Gew.-%) ○, d=7,7, s=0,9, L=5,9 ES, →, ↗	$\dot{m} = 265..583 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 10..30 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_{aus} = 12^\circ C$ $\dot{x}_{ein} = 0..0,4, \dot{x}_{aus} \leq 0,8$	α	α stark von \dot{q} abhängig bei kleinem \dot{x} .
Roser et al. [78] 1999	n-Pentan d=19,05, s=1,65, L=0,5 Rohrbündel, 45 Rohre, Cu ↑, Wasser-Glykol-Gemisch	$\dot{m} = 14..44 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 10..60 \frac{kW}{m^2}$ $p = 0, 2..0,5bar$ $\dot{x}_{aus} \leq 0,6$	α , Vergleich α_{exp} mit α_{Mod}	Signifikanter Einfluss des konvektiven Siedens auf den Wärmetübergang.
Barbosa et al. [11] 2002	n-Pentan/n-Hexan/Isoktan (0,31/0,22/0,47 Mol.-%) ○, d=25,4, s=6,3, L=8,58 ES, ↑, ↗	$\dot{m} = 100..500 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 10..70 \frac{kW}{m^2}$ $p = 2, 3..10bar, T_U = 5..15K$ $\dot{x}_{aus} \leq 0,8$	α , Vergleich α_{exp} mit α_{Mod}	Einfluss der Diffusion ist vernachlässigbar.
Hsieh et al. [41] 2003	Isobutan ○ mit perforierten Streifen d=10,6, s=1,05, L=2 Cu, →, ↗	$\dot{m} = 82, 3..603, 3 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 9, 1..31, 2 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 6^\circ C$ $\dot{x}_{aus} \leq 0,8$	$\alpha, \Delta p$, Strömungsformen	Wärmeübergang ist von \dot{q}, \dot{m} und Anzahl der Perforierungslöcher abhängig.
Lee et al. [55] 2005	Isobutan ○ d=10,92, s=1,46, L≈6 Cu, →, Wasser	$\dot{m} = 50..200 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $T_S = 263..283K$ $\dot{x}_{aus} \leq 1$	α , Vergleich α_{exp} mit α_{Mod}	Sehr gute Übereinstimmung der Versuchsergebnisse mit Korrelation von Kandlikar [43].
Wadekar et al. [96] 2008	n-Pentan, Isoktan ○ d=25,4, s=6,3, L=8,68 ES, ↑, ↗	$\dot{m} = 35..500 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 10..100 \frac{kW}{m^2}$ $p = 1, 5..20bar$ $\dot{x}_{aus} \leq 1$	Δp , Vergleich α_{exp} mit α_{Mod}	Gute Übereinstimmung der Versuchsergebnisse mit HTFS- Korrelation ab $x \geq 0,1$.
Aprin et al. [5]	n-Pentan, Propan, Isobutan	$\dot{m} = 9..45 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$	volumetrischer	Nimmt an, dass der Raum

2007	d=19,05, s=1,65, L=0,5 Rohrbündel, 45 Rohre, Cu ↑, Wasser-Glykol-Gemisch	$\dot{q} = 3..53 \frac{kW}{m^2}$ $p = 0, 2..12bar$ $\dot{x}_{aus} \leq 0, 7$	Dampfgehalt, Strömungsregime	zwischen den Rohren den Übergang der Strömungsregime beeinflusst.
Almadi et al. [4] 2009	Wasser ⊙, $l_{ch} = 15mm$ d=6, s=0,5, L=1,1 ES-BSG ↑, $\frac{1}{4}$	$\dot{m} = 70..620 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 40..450 \frac{kW}{m^2}$ $p = 1, 73..3, 82bar$ $T_U = 39..101K$	ONB, Unterkühltes Sieden, α	\dot{q}_{ONB} steigt mit steigenden T_U , \dot{m} und p .

ES-Edelstahl, BSG-Borsilikatglas, Cu-Kupfer, →-horizontal, ↑-vertikal, ○-Rohr, ⊙-Ringspalt, $\frac{1}{4}$ - elektrisch direkt beheizt, l_{ch} -, d-Durchmesser in mm, s-Wandstärke in mm, L-Länge in m

Tabelle 2.2: Klassifizierung von Verdampferkanälen nach geometrischen Parametern

Autor	Klassifizierung	Charakteristische Länge
Shah [80]	konventionelle Wärmeübertrager	$l_{ch} > 10mm$
	Kompaktwärmeübertrager	$l_{ch} \leq 10mm$
Mehendale et al. [62]	konventionelle Wärmeübertrager	$l_{ch} > 6mm$
	Kompaktwärmeübertrager	$6mm \geq l_{ch} > 1mm$
	Meso-Wärmeübertrager	$1mm \geq l_{ch} > 100\mu m$
	Mikro-Wärmeübertrager	$100\mu m \geq l_{ch} > 1\mu m$
Kandlikar et al. [45]	konventionelle Kanäle	$l_{ch} > 3mm$
	Minikanäle	$3mm \geq l_{ch} > 200\mu m$
	Mikrokanäle	$200\mu m \geq l_{ch} > 10\mu m$
	Übergangskanäle	$10\mu m \geq l_{ch} > 0,1\mu m$
	→ Übergangsmikrokanäle	$10\mu m \geq l_{ch} > 1\mu m$
	→ Übergangsnanokanäle	$1\mu m \geq l_{ch} > 0,1\mu m$
	Molukulare Nanokanäle	$l_{ch} \leq 0,1\mu m$

Die Veröffentlichungen in Tabelle 2.1 befassen sich sämtlich mit dem Wärmeübergang bei zweiphasiger erzwungener Strömung in sogenannten konventionell dimensionierten Verdampferkanälen. Dies wird durch die Klassifikation mittels charakteristischer Längen von Verdampferkanälen in der Tabelle 2.2 deutlich.

Eine Klassifizierung von Verdampferkanälen lässt sich auch unter Nutzung von Ähnlichkeitskennzahlen vornehmen, siehe Tabelle 2.3.

Da sich die vorliegende Arbeit wie auch die erwähnten Vorgängerarbeiten mit dem Wärmeübergang bei zweiphasiger Strömung in Minikanälen befassen, sind gemäß der oben genannten Prozesscharakteristik II die Druckverluste möglichst präzise zu quantifizieren, weil sie sich in Minikanälen vergleichsweise stärker als in konventionell dimensionierten ausprägen. Es überrascht daher nicht, dass sich die einschlägigen Veröffentlichungen oft nicht nur mit der Analyse des Wärmeübergangs, sondern auch mit dem Druckverlust zweiphasiger Strömungen in Minikanälen befassen. Auszugsweise sind in der Tabelle 2.4 die untersuchten Arbeitsmedien, Wand-eigenschaften, Beheizungsarten, geometrischen- und Betriebsparameter neuerer Untersuchungen sowie deren qualitative Inhalte zusammengestellt.

Tabelle 2.3: Klassifizierung von Verdampferkanälen nach Kennzahlen

Autor	Kennzahl	Klassifizierung	
Brauner und Maron [13]	$E\ddot{o} = \frac{g(\rho_{fl}-\rho_D)l_{ch}^2}{\sigma}$	konventionelle Durchmesser	$E\ddot{o} \geq (2\pi)^2$
		kleine Durchmesser	$E\ddot{o} < (2\pi)^2$
Kew und Cornwell [50]	$Co = \frac{1}{l_{ch}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{fl}-\rho_D)}}$	konventionelle Kanäle	$Co < 0,5$
		beengte Kanäle	$Co \geq 0,5$
Triplett et al. [92]	$C_{La} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{fl}-\rho_D)}}$	konventionelle WÜ	$l_{ch} > C_{La}$
		Kompakt-WÜ	$l_{ch} \leq C_{La}$
Harirchian und Garimella [36]	$Bn^{0,5} \cdot Re = \dots$ $\dots = \frac{\dot{m}l_{ch}^2}{\eta_{fl}} \left(\frac{g(\rho_{fl}-\rho_D)}{\sigma} \right)^{0,5}$	konventionelle Kanäle	$Bn^{0,5} \cdot Re \geq 160$
		Mikro-Kanäle	$Bn^{0,5} \cdot Re < 160$

Tabelle 2.4: Siedexperimente in Miniaturkanälen

Autor/Jahr	Medium/Kanal/Beheizung (Symbole unter Tabelle)	Parameterbereiche	Untersuchungs- schwerpunkt	Kernaussagen
Agostini et al. [3] 2008	R236fa, R245fa 67 parallele \square , SI (0,223x0,68), L=0,02 \rightarrow , \ddagger	$\dot{m} = 281..1501 \frac{kg}{m^2 s}$ $\dot{q} = 36..221 \frac{kW}{m^2}$ $p = 273kPa$ $\dot{x}_{aus} = 0,02..0,75$	α , Δp	Bei hohem \dot{q} fällt α mit Steigerung von \dot{q} , was mit intermittierender Austrocknung vor dem CHF erklärt wird.
Agostini et al. [2] 2008	R134a \circ , ES, GL, d=(0,709; 0,509) L=0,11 \rightarrow , \ddagger	$\dot{m} = 200..1500 \frac{kg}{m^2 s}$ $\dot{q} = 6,5..31,8 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 30^\circ C$ $T_U = 3K$, $\dot{x} = 0,02..0,19$	Strömungsbilder, Strömungs- geschwindigkeiten	Relative Dampffropfen- geschwindigkeit steigt mit Blasenlänge, d sowie \dot{m} und dürfte mit steigendem p abnehmen.
Balasubramanian et al. [8] 2013	Wasser 40x \square , 16x \square , Cu, (0,3x1,2) s=70, L=0,025; 0,02 \rightarrow , \ddagger	$\dot{m} = 88..751 \frac{kg}{m^2 s}$ $\dot{q} \leq 4200 \frac{kW}{m^2}$ $\dot{x}_{aus} \leq 0,36$ $\vartheta_{ein} = 90^\circ C$	α , Strömungsbilder, Strömungskarten, Instabilitäten	α steigt beim Blasensieden, sinkt anschließend und steigt wieder in Ringströmung bis α durch Austrocknungen wieder fällt.
Bang et al. [9] 2009	Wasser \circ , ES d=1,73, s=0,72, L=0,3 \rightarrow , \ddagger	$\dot{m} = 100 \frac{kg}{m^2 s}$ $\dot{q} = 50..160 \frac{kW}{m^2}$ $p_{ein} = 2..16bar$ $\dot{x}_{aus} \leq 0,6$	α , Vergleich α_{exp} mit α_{Mod}	Druck hat keinen signifikanten Einfluss auf Wärmeübergang.
Barber et al.[10] 2009	n-Pentan \square , BSG(Ta-beschichtet) 0,4x4, L=0,08 \uparrow , \ddagger	$\dot{M} = 1,13 * 10^{-5} \frac{kg}{s}$ $\dot{q} = 4,26 \frac{kW}{m^2}$	Instabilitäten in α , Δp , T_W , Strömungsbilder	Nimmt an, dass Dampfdruckstöfe für Temp.- und Druck- schwankungen verantwortlich sind.
Boudouh et al. [12] 2010	Nanofluid (Wasser/Kupfer) 50 parallele \square , Cu 2x0,5mm, L=0,16m \uparrow , \ddagger	$\dot{m} = 217..516 \frac{kg}{m^2 s}$ $\dot{Q} = 200W$ $\vartheta_{ein} = 64^\circ C$ $\dot{x}_{aus} \leq 1$	α , Δp , Vergleich mit Korrelationen	Wasser mit Kupferpartikel gut zur Kühlung geeignet, da α steigt und T_W fällt.

Callizo [14] 2010	R134a, R22 ○, ES, $L \approx 0, 22m$, ↑, ↗ d=(1,7; 1,224; 0,826; 0,64), s=(0,25; 0,38; 0,187; 0,13) ○, Quarzglas(In-Sn-beschichtet) d=1,332, s=2,384, L=0,24 ↑, ↗	$\dot{m} = 100..700 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 1..68, 7 \frac{kW}{m^2}$ $T_U = 3..15K$ $p_{ein} = 7, 7..10, 17bar$ $\dot{x}_{aus} = -0, 17..0, 97$	α , Δp , CHF, Vergleich mit Korrelationen, Strömungsbilder	Bei $\dot{x} \leq 0$ steigt α bei Erhöhung von T_U und p und Verringerung von d. Ab $\dot{x} \geq 0, 5$ intermittierende Ausströmung, α sinkt, Einfluss der \dot{q} nimmt ab.
Cavallini et al. [16] 2007	R134a ○, Cu d=0,96, s=3,52, L=0,24 →, Wasser	$\dot{m} = 300..600 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 60..110 \frac{kW}{m^2}$ $\dot{x}_{Dryout} \leq 0, 8$	Dryout	geringe Abhängigkeit von \dot{m} und \dot{q} festgestellt.
Celata et al. [17] 2011	FC-72 ○, BSG d=0,48, s=0,158, L=0,073 →, Glykol	$\dot{m} = 50..3000 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} \leq 65 \frac{kW}{m^2}$ $\dot{x}_{aus} \leq 0, 8$	α , Strömungsbilder, Instabilitäten beim Sieden	Blasensieden hauptsächlich bei negativem \dot{x} . Einfluss von \dot{m} und \dot{x} auf α erst bei höheren \dot{x} festgestellt.
Celata et al. [18] 2012	FC-72 ○, BSG d=0,48, s=0,158, L=0,073 →, Glykol	$\dot{m} = 50..3000 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} \leq 65 \frac{kW}{m^2}$ $\dot{x}_{aus} \leq 0, 8$	Untersucht Einfluss von l_{ch} auf Strömungsformen	Übergang von Blasen- auf Pfropfenströmung wird von l_{ch} beeinflusst.
Choi et al. [22] 2009	Propan ○, ES d=1,5; 3, L=1; 2 →, ↗	$\dot{m} = 50..400 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 5..20 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 0; 5; 10^\circ C$ $\dot{x}_{aus} \leq 1$	α , Δp , Vergleich mit Korrelationen, eigene Korrelation	α weist Abhängigkeit von \dot{m} , \dot{q} , ϑ_S sowie dem Rohrdurchmesser auf.
Copetti et al. [24] 2011	R 134a ○, ES, L=0,185 ○, Glas, L=0,158 d=2,6, →, ↗	$\dot{m} = 240..930 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 5..100 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 12..22^\circ C$ $\dot{x}_{aus} \leq 0, 7$	α , Δp , Strömungsbilder, Vergleich mit Korrelationen	Schwellwert für \dot{x} gefunden, ab welchem $\alpha = f(\dot{m})$ wird. Schwellwert steigt mit \dot{q} .
Copetti et al. [25] 2013	Isobutan ○, ES, L=0,185 ○, Glas, L=0,158	$\dot{m} = 240..440 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 44..95 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 22^\circ C$	α , Δp , Strömungsbilder, Vergleich mit	Bei höchsten \dot{q} -Werten $\alpha \neq f(\dot{m})$, \dot{m} und \dot{x} haben signifikanten Einfluss auf Δp .

	$d=2,6, \rightarrow, \nabla$	$\dot{x}_{aus} \leq 0, 7$	Korrelationen
Diaz et al. [28] 2007	n-Hexan □, ES, (0,3x12,7), L=0,2 ⊙, ES-BSG, $d_{i,a}=6$, s=0,4 $d_{a,i}=7$, L=0,3, ↑, ♣	$\dot{m} = 50..400 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} \leq 106 \frac{kW}{m^2}$ $p_{aus} = 1bar$ $\dot{x}_{aus} \leq 0, 6$	Blasensieden nur zu Prozessbeginn festgestellt. Keine Siedekeime ab $\dot{x} = 0, 1$.
Diaz et al. [27] 2008	n-Hexan, n-Oktan ⊙, ES-ES, $d_{i,a}=5$, $d_{a,i}=6$ ⊙, ES-BSG, $d_{i,a}=6$, $d_{a,i}=7$ s=0,5, L=0,3, ↑, ♣	$\dot{m} = 50..300 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} \leq 250 \frac{kW}{m^2}$ $p_{aus} = 1bar$ $\dot{x}_{aus} \leq 0, 75$	Ringströmung mit intermittierender Ausströmung durch Wandfilm- zerstörung infolge beobachteter Flüssig-Dampf-Wellen.
Hardt et al. [33] 2007	Wasser, Isopropanol 300x□, COP, (0,05x0,05), L=0,0645; 16x□, SI, (0,03x0,03) L=0,0435, →, ♣	$\dot{m} = 5..120 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\vartheta_W = 86..145 \text{ °C}$	Im COP-Kanal zwei, im SI-Kanal 4 Strömungsarten mit oszillierender Grenzschicht detektiert.
Harirchian et al. [34] 2008	FC-77 5 unterschiedliche Multikanäle 2..60x□, SI, (5,85..0,1x0,4) →, ♣	$\dot{m} = 250..1600 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} \leq 640 \frac{kW}{m^2}$ $p_{aus} = 1bar$ $\dot{x}_{aus} \leq 0, 77$	Bei hohem \dot{q} dominiert konvektives Sieden. Kanalbreite $\geq 400 \mu m \rightarrow \alpha \neq f(l_{ch})$. α sinkt mit steigender l_{ch} .
Harirchian et al. [35] 2009	FC-77 5 unterschiedliche Multikanäle 2..60x□, SI, (5,85..0,1x0,4) →, ♣	$\dot{m} = 225..1420 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} \leq 380 \frac{kW}{m^2}$ $p_{aus} = 1bar$ $\dot{x}_{aus} \leq 1$	\dot{q}_{ONB} und \dot{q}_{CHF} steigen mit steigenden \dot{m} und l_{ch} . Ab Kanalbreite $\geq 400 \mu m$ Blasen- sieden unterdrückt bei kleinem \dot{q} .
Harirchian et al. [37] 2011	FC-77 5 unterschiedliche Multikanäle 2..60x□, SI, (5,85..0,1x0,4) →, ♣	$\dot{m} = 225..1420 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} \leq 380 \frac{kW}{m^2}$ $p_{aus} = 1bar$ $\dot{x}_{aus} \leq 1$	Gibt Übergangskriterium für die eingeeengte Strömung an. Flüssigkeitsfilmverdampfung erhöht α bei eingeeengter Strömung.
Harirchian et al. [38] 2012	FC-77 5 unterschiedliche Multikanäle 2..60x□, SI, (5,85..0,1x0,4) →, ♣	$\dot{m} = 225..1461 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} \leq 380 \frac{kW}{m^2}$ $p_{aus} = 1bar$ $\dot{x}_{aus} \leq 1$	Strömungskartenbasierte Korrelationen bieten höhere Genauigkeit.

Hong et al. [39] 2012	Wasser □, ES (2x40), L=1,2, s=3 ↑, ♣♣	$\dot{m} = 290..840 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 33..184 \frac{kW}{m^2}$ $p = 1, 2..1, 9bar$ $T_U = 28..55K$	ONB, Hysteresis, Vergleich mit Korrelation, eigene Korrelation	\dot{q}_{ONB} steigt mit steigender \dot{m} und T_U . Korrelationen für konventionelle Kanäle sind nicht anwendbar.
Hozejowska et al. [40] 2009	R123, R11 □, ES (0,7; 1; 1,5; 2 x 20; 40), L=0,36, s=0,1, ↑, ♣♣	$\dot{m} = 412 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 8, 2..88, 6 \frac{kW}{m^2}$ $p_{ein} = 1, 9bar$ $T_U = 36K$	α , ONB, Hysteresis	Siedefront geht mit einer Verringerung der lokalen Wandtemperatur einher.
Kaya et al. [49] 2013	Wasser ○, d=(0,249; 0,494), $L_{heiz} = 0, 002..0, 01$, L=0,12 →, ♣♣	$\dot{m} = (21..38) \cdot 10^3 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = (50..330) \cdot 10^3 \frac{kW}{m^2}$ $p_{aus} = 1bar$ $\dot{x}_{aus} = -0, 1..0, 06$	CHF, Vergleich mit Korrelationen, eigene Korrelation	Blasen-Wand-Wechselwirkung und \dot{m} haben bei kleinerer l_{ch} größeren Einfluss auf CHF.
Kuo et al. [52] 2009	Wasser 5x□, SI, (0,2x25), L=0,01 mit Hohlraumhinter- schneidung, →, ♣	$\dot{m} = 86..520 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} \leq 2400 \frac{kW}{m^2}$ $p = 0, 5..2bar$ $\dot{x}_{aus} \leq 0, 45$	p, Strömungs- instabilitäten, Strömungsbilder	Bei höherem Druck geringere Beschleunigungsdruckverluste und Strömungsinstabilitäten.
Maqbool et al. [58] 2011	Ammoniak ○, ES, GL d=(1,7;1,224), L=0,245 ↑, ♣♣	$\dot{m} = 100..500 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 15..355 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 23..43^\circ C$ $\dot{x} = 0..1$	α , Strömungsbilder, Vergleich mit Korrelationen	d=1,224mm → α steigt bei höheren \dot{x} , d=1,7mm → $\alpha = f(\dot{q}) \neq f(\dot{x}, \dot{m})$. α höher bei d=1,224mm.
Maqbool et al. [57] 2012	Ammoniak ○, ES, GL, ↑ d=(1,7;1,224), L=0,245 ♣♣	$\dot{m} = 100..500 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 15..355 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 23..43^\circ C$ $\dot{x} = 0..1$	p, Strömungsbilder Vergleich mit Korrelationen	Sowohl mikro- als auch makroskalige Korrelationen weisen keine guten Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten auf.
Maqbool et al. [60] 2012	Propan ○, ES, GL d=(1,7;1,224), L=0,245 ↑, ♣♣	$\dot{m} = 100..500 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$ $\dot{q} = 5..276 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 23..43^\circ C$ $\dot{x} = 0..1$	Dryout, CHF, Strömungsbilder, Vergleich mit Korrelationen	\dot{q}_{Dryout} steigt mit steigender \dot{m} , l_{ch} und sinkenden \dot{x} . ϑ_S hat geringen Einfluss auf \dot{q}_{Dryout} .
Maqbool et al. [59]	Propan	$\dot{m} = 100..500 \frac{kg}{m^2 \cdot s}$	α , Δp , Dryout, Korrelationen	α steigt mit steigenden \dot{q} und ϑ_S .

2013	○, ES, GL d=1,7, L=0,245 ↑, ♣♣	$\dot{q} = 5..280 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 23..43 \text{ }^\circ\text{C}$ $\dot{x} = 0..1$	Strömungsbilder, Vergleich mit Korrelationen	Δp steigt mit steigenden \dot{q} , \dot{m} , \dot{x} und sinkender ϑ_S . Korrelationen ungenauer im Dryoutbereich.
Mosyak et al. [63] 2012	Wasser 25x□, Al, GL, (0,2x0,58) s=1,25, L=0,02 →, ♣	$\dot{m} = 15, 4..77, 1 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} \leq 95 \frac{kW}{m^2}$ $p = 1bar$	α , Δp , ONB, Strömungsbilder	Flüssigkeitskerntemperatur, bei der ONB registriert wird, sinkt, wenn l_{ch} sinkt.
Oh et al. [66] 2011	R22, R134a, R410A, Propan, CO ₂ , ○, ES, d=(0,5; 1,5; 3), L=(0,33; 1; 1,5; 2; 3) →, ♣♣	$\dot{m} = 100..1600 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 5..40 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 0..15 \text{ }^\circ\text{C}$ $\dot{x} \leq 1$	α , Vergleich mit Korrelationen, eigene Korrelation	Bei kleinem \dot{x} ist $\alpha = f(\dot{q})$, bei großem \dot{x} ist $\alpha = f(\dot{m})$, α steigt mit steigender ϑ_S und kleinerem d.
Ong und Thome [67] 2009	R134a, R236fa, R245fa ○, ES, BSG, d=1,03 L=0,18 →, ♣♣	$\dot{m} = 200..1600 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 2, 3..250 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 31 \text{ }^\circ\text{C}$ $T_U = 2..9K$, $\dot{x} = 0..1$	α , Strömungsbilder	α steigt mit steigenden \dot{q} über weiten \dot{x} -Bereich bei kleinem \dot{m} , α -Abnahme beim Übergang von Blasen- zu Pfropfenströmung.
Ong und Thome [68] 2011	R134a, R236fa, R245fa ○, ES, BSG, d=(1,03; 2,2; 3,04) L=(0,18; 0,381; 0,54) →, ♣♣	$\dot{m} = 50..600 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 5, 1..31, 1 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 25..35 \text{ }^\circ\text{C}$ $\dot{x} = 0..0, 93$	Strömungsbilder, Flüssigkeitsfilm, Strömungskarten	Mikro-Makro-Übergangs- Strömungskarte unter Verwendung der dimensionslosen Kennzahlen Re, Co, We und Fr.
Ozer et al. [69] 2010	R11, Novec 649 □, ES, GL, (1,2x23) s=0,075, L=0,357 →, ♣♣	$\dot{m} = 52 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 3, 42..5, 8 \frac{kW}{m^2}$ $p = 2, 4..2, 6bar$ $T_U = 29, 5..32, 6K$	α , Strömungsbilder	An der Siedefront wird α von bereits verformten abgleitenden Blasen dominiert und nicht von einheitlich verteilten Blasenkeimen.
Pamitran et al. [70] 2010	R22, R134a, R410A, R290, R744 ○, ES, d=(0,5; 1,5; 3) L=(0,33; 2; 2) →, ♣♣	$\dot{m} = 50..600 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 5..40 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 0..15 \text{ }^\circ\text{C}$ $\dot{x} = \leq 1$	Δp , Strömungsbilder, Strömungskarten, eigene Korrelation	Δp steigt mit steigenden \dot{m} und \dot{q} und fallenden T_U und d. ρ , ν , σ des Mediums haben starken Einfluss auf Δp .
Pamitran et al. [71]	C ₃ H ₈ , NH ₃ , CO ₂ ○, ES, d=(1,5; 3)	$\dot{m} = 50..600 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 5..70 \frac{kW}{m^2}$	α	Bei kleinem \dot{x} deutlicher \dot{q} -Einfluss, aber kein \dot{m} - und \dot{x} -Einfluss. Mit

2011	L=2 →, ¶¶	$\vartheta_S = 0..10\text{ °C}$ $\dot{x} = 0..1$	α, φ	höherem \dot{m} steigt α bei kleineren \dot{x} . Mittleres \dot{x} : α steigt mit höherem \dot{m} , \dot{x} .
Piasecka und Mactejewska [73] 2011	FC-72 □, ES, GL, (1x60) s=0,1, L=0,36 →, †, ¶¶	$\dot{m} \approx 165 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 8, 5..27, 6 \frac{kW}{m^2}$ $p = 1, 2..1, 4bar$ $T_U \approx 55K$	α, φ	Relativ kleines α beim unterkühlten Sieden. Position der Siedefront im → Kanal instabil. Siedebeginn weist starken Anstieg in den α -Werten auf.
Piasecka [72] 2013	FC-72 □, ES, GL, (1x60) s=0,1, L=0,36 →, †, ¶¶	$\dot{m} = 137..285 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 11, 5..34, 7 \frac{kW}{m^2}$ $p = 1, 2..1, 25bar$ $T_U = 30..42K$	$\Delta p, \alpha, \varphi,$ Strömungsbilder, Strömungskarten	α -Werte an der Siedefront steigen zuerst an, dann deutlicher Abfall. Gute Übereinstimmung Δp_{exp} mit theoretischem Modell im † Kanal.
Rahim et al. [75] 2011	R134a, R245fa ○, ES, GL, d=(0,709; 0,509) L=0,11 →, ¶¶	$\dot{m} = 210..2094 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 3..415 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 26; 30; 35\text{ °C}$ $T_U = 2..6K, \dot{x} = 0..0,95$	Strömungsbilder, Strömungskarten	Kaum Blasenströmung, Pfropfen- und Ringströmung dominieren. Gute Übereinstimmung mit dem Modell von Ullmann und Brauner [94].
Revellin et al. [76] 2008	R134a ○, ES, GL, d=(0,709; 0,509) L=0,11 →, ¶¶	$\dot{m} = 200..1500 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 6, 5..31, 8 \frac{kW}{m^2}$ $\vartheta_S = 26..35\text{ °C}$ $T_U = 2..5K$	Strömungsbilder, Blasenkollisionen	Die Vorhersage von Blasenkollisionen begünstigen die Erstellung theoretisch fundierter Strömungskarten.
Shiferaw et al. [81] 2009	R134a ○, ES, BSG, d=1,1 s=0,247, L=0,15 †, ¶¶	$\dot{m} = 100..600 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 16, 7..170 \frac{kW}{m^2}$ $p = 6..12bar$ $\dot{x} \leq 0,9$	$\alpha,$ Strömungsbilder, Vergleich mit 3-Zonen-Modell	Bei $\dot{x} \leq 0,5$ steigt α mit höheren \dot{q} und p. Anschließend fällt α mit höheren \dot{x} , was mit partiellen Austrocknungen begründet wird.
Shiferaw et al. [82] 2011	R134a ○, ES, BSG d=(0,52; 1,1; 2,02; 2,88; 4,26) †, ¶¶	$\dot{m} = 100..600 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 13..150 \frac{kW}{m^2}$ $p = 6..12bar$ $\dot{x} \leq 0,9$	$\Delta p,$ Vergleich mit Modellen, eigenes Modell	Welliger Flüssigkeitsfilm sollte bei Δp - und α -Modellen Beachtung finden.
Wen et al. [97] 2005	Propan, Butan Propan/Butan(55 Gew.-%) ○, Cu, d=2,46, s=0,36	$\dot{m} = 250..500 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 5..21 \frac{kW}{m^2}$ $p_{aus} = 1bar$	$\alpha, \Delta p,$ Vergleich α_{exp} mit α_{Mod}	Wärmeübergang verbessert sich mit steigenden \dot{m} - und \dot{q} -Werten. Neue Korrelation

	\rightarrow , L=3,85, Wasser	$\dot{x}_{aus} \leq 0,86$	vorgestellt.
Yang et al. [98] 2013	Kerosin ○, ES d=2, s=0,5, L=0,14.0,42, ↑, ↗	$\dot{m} = 213, 4..640, 2 \frac{kg}{m^2s}$ $\dot{q} = 220..1100 \frac{kW}{m^2}$ $p_{ein} = 2..2, 7MPa$ $\vartheta_{ein} = 25^\circ C$	Beheizte Länge hat wichtigen Einfluss auf den Prozess. Strömungsbilder

ES-Edelstahl, BSG-Borsilikatglas, GL-Glas, Cu-Kupfer, Al-Aluminium, SI-Silikon, Cyclo-Olefin-Copolymere-COP, \rightarrow -horizontal, \uparrow -vertikal, \square -Rechteckkanal, \bigcirc -Rohr, \odot -Ringspalt, \swarrow - elektrisch direkt beheizt, \nwarrow - elektrisch beheizt, Kanaldurchmesser d bzw. Kanalbreite und -höhe in mm, Kanallänge L in m, Wandstärke s in mm

Beim Übergang auf Minikanäle stellt sich die Frage nach der Übertragbarkeit des Wissens über den Wärmeübergang zweiphasiger Strömungen in konventionell dimensionierten Kanälen auf jenen in Minikanälen.

Seit den Arbeiten von Tuckerman und Pease [93] oder Lazarek und Black [54] haben sich mit dieser Frage viele Veröffentlichungen befasst. Hier seien exemplarisch die Übersichtsarbeiten der Tabelle 2.5 genannt.

Die Autoren veröffentlichen für die Abhängigkeiten des Wärmeübergangskoeffizienten von den Einflussgrößen verschiedene Trends. Beispielhaft seien die von Tibirićá und Ribatski [91] recherchierten Abhängigkeiten präsentiert, siehe Abbildung 2.1. Es wird deutlich, dass man von allgemein gültigen Aussagen bezüglich des Einflusses der Änderung von Massen- und Wärmestromdichte sowie Systemdruck auf den Wärmeübergangskoeffizienten nach wie vor weit entfernt ist. Auch stellt sich die Frage, welche Einflussgrößen für die breite Streuung der qualitativen Trends verantwortlich sind.

2.2 Zielstellung der Arbeit

Aus der Literaturrecherche folgt, dass die in vielen Arbeiten zugrunde liegenden Messungen bei definierten Randbedingungen durchgeführt werden, nämlich der Randbedingung $T_W = const.$ (die Wärmeleitung in der heizenden Wand vollzieht sich näherungsweise gemäß des Grenzfalles $Bi \rightarrow 0$) oder der Randbedingung $\dot{q} = const.$ (elektrische Direktbeheizung der Kanalwand).

Beide Randbedingungen sind Spezialfälle der Wärmebereitstellung bei der Verdampfung. Im Allgemeinen gleiten nicht nur die Mediumstemperaturen von Heiz- und Kühlfluid, sondern auch die Wärmestromdichten an der heizenden Wand. Da der Wärmeübergangskoeffizient des verdampfenden Mediums allgemein von der Wärmestromdichte abhängt, wird dadurch die sehr wichtige Frage nach dem Einfluss gleitender \dot{q} -Werte auf den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten aufgeworfen.

Diese Frage ist für den auslegenden Ingenieur von praktischer Bedeutung, aber auch hinsichtlich ihrer zukünftigen Beantwortung von großer Vielfalt und Schwierigkeit, weil die Werte der lokalen Wärmestromdichten $\dot{q}(z)$ prozessbedingt eine solche große Variationsbreite aufweisen können und sie in komplexer Art den Wärmeübergangskoeffizienten beeinflussen.

Daher wird dieser Frage in der Literatur vorläufig in vielen Arbeiten noch nicht nachgegangen. Vielmehr versucht man bei Vorgabe des zu verdampfenden Mediums die grundsätzlichen Abhängigkeiten $\alpha(\dot{q}, \dot{m}, T_U, \dot{x}, l_{ch})$ für Zweiphasenströmungen in Minikanälen aufzuklären und führt die Messungen unter Ausschaltung des Einflusses gleitender Randbedingungen im Allgemeinen bei den definierten Werten $T_W = const.$ oder $\dot{q} = const.$ durch.

Wie die Abbildung 2.1 aber zeigt, sind auch unter solchen definierten Randbedingungen die Abhängigkeiten $\alpha(\dot{q}, \dot{m}, T_U, \dot{x}, l_{ch})$ nicht einheitlich. Darüber hinaus fehlen fundierte Aussagen über Wechselwirkungen zwischen den Betriebsparametern in Bezug auf ihren Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten.

Aus diesem Kenntnisstand heraus bezieht die Arbeit ihre Motivation. Die Arbeit stellt sich das Ziel, die Abhängigkeiten des Wärmeübergangskoeffizienten von $\dot{q}, \dot{m}, T_U, \dot{x}$ und l_{ch} im Minikanal, unter Nutzung der aus den Vorgängerarbeiten bekannten IR-Methode, näher zu untersuchen. Dabei geht die Arbeit hinsichtlich ihrer Versuchsplanung einen von den Vorgängerarbeiten abweichenden Weg.

Schließt man sich nämlich der Argumentation von Nalimov [64] an, dann lässt sich der Gegenstand der Arbeit - das Strömungssieden im Miniaturkanal - keinesfalls den so genannten "gut organisierten Systemen" zuordnen.

Mit solchen Systemen meint Nalimov physikalische Prozesse, die von einer geringen Variablenanzahl beeinflusst werden und sich daher messmethodisch relativ unproblematisch mit so genannten Ein-Faktor-Experimenten analysieren lassen.

Diese klassische Vorgehensweise -man hält alle übrigen Variablen konstant und variiert die zu analysierende Einflussgröße (engl.: one-factor-at-a-time)- wird mitunter auch für die experimentelle Analyse “diffuser Systeme“ oder “schlecht organisierter Systeme“ empfohlen, bei denen Störeinflüsse auftreten und sich Variableneinflüsse und Zielgrößenwerte nicht einfach und klar abgrenzen bzw. zuordnen lassen [79].

Mit einer solchen Empfehlung verbinden sich jedoch Nachteile bei der Analyse des komplexen Prozesses Strömungssieden im Miniaturkanal, siehe Kapitel 5, weshalb in der Arbeit die klassische Vorgehensweise one-factor-at-a-time vorteilhaft durch eine modernere Untersuchungsmethodik ersetzt wird.

Zur Anwendung gelangt die Fisher’sche Untersuchungsmethodik Design of Experiments, DoE, [30], die im Vergleich zum Ein-Faktor-Experiment durch das Variieren aller Einflussgrößen in einem Versuchsblock eine große Zunahme der versuchsmethodischen Effektivität erreicht [79]. Man erhält nämlich mit einer kleineren Zahl von Experimenten mehr Informationen über den Prozess [51]. Dies schafft die Grundlagen für präzisierte Prozessaussagen und fundierte empirische Prozessmodellierungen.

Für den Übergang zu halbempirischen oder sogar physikalisch begründeten Modellansätzen benötigt man weitere Prozessinformationen, insbesondere wegen der vielfältigen und komplexen Wirkungen von bekannten und noch nicht bekannten Einflussgrößen sowie Störgrößen auf den Wärmeübergangskoeffizienten der zweiphasigen Strömung.

Tibirićá und Ribatski [91] zeigen in der Abbildung 2.1 beispielsweise 11 exemplarische systematische Abhängigkeiten des Wärmeübergangskoeffizienten von der Massen- und Wärmestromdichte, Sättigungstemperatur, charakteristischen Länge sowie vom Strömungsdampfgehalt. Diese Vielfalt der Wirkungen auf den Wärmeübergang wird unter anderen auch noch durch die Einlaufbedingungen der Teststrecke, die Stabilität/Instabilität der zweiphasigen Strömung (Oszillationen, Clusterfronten) und nicht zuletzt durch Verdampfer-Betriebsweisen sowie die chemischen und physikalischen Eigenschaften (z.B. Inertgaslöslichkeit) des zu verdampfenden Mediums und der Kanalwände verursacht.

So erstaunt es eigentlich nicht, obwohl dies von Tibirićá und Ribatski [91] hervorgehoben wird, dass auch in neuesten Veröffentlichungen unterschiedliche Trends $\alpha(\dot{x})$ vom gleichen Autor entsprechend den Versuchsbedingungen präsentiert werden. Der Versuch, diese Trends zumindest ansatzweise physikalisch zu erklären, kommt ohne die Kenntnis der sich örtlich und zeitlich etablierenden Strukturen/Formen der zweiphasigen Strömung nicht aus.

Daher werden diese Strömungsstrukturen bzw. -formen in der Arbeit qualitativ mittels der Hochgeschwindigkeitsvisualisierung erfasst und dokumentiert. Kommt es dabei wegen relativ kleiner Wandüberhitzungen in der Testsektion nicht zum Filmsieden nach einem DNB (Departure from Nucleate Boiling), dann lassen sich im Allgemeinen vier grundsätzliche Strömungsformen voneinander unterscheiden: Blasen-, Pfropfen-, Strähnen- oder Wirbelring- und Ringströmung (bubbly, slug, churn and annular flows). Darüber hinaus gibt es Übergangsbereiche zwischen diesen Formen sowie Strömungsozillationen durch Wellenfronten oder Flüssigkeits-Dampf-Wolken verschiedener Durchgangsfrequenz.

Diese Phänomene der zweiphasigen Strömung sind von komplexer Natur und wirken sich mehr oder weniger und im Allgemeinen in gleitender Weise auf die Trends und Niveaus des axialen Wärmeübergangskoeffizienten in der Testsektion aus. Die Arbeit steht daher vor der anspruchsvollen Aufgabe, diese Zusammenhänge in Grundzügen qualitativ zu erkennen, um in einem sukzessiven Schritt die Grundlagen für eine künftige fundiertere Modellierung der wesentlichen physikalischen Prozesse des Strömungssiedens im Miniaturkanal zu verbreitern.

Insofern sollen die eigenen Experimente in der Synthese der IR-Messungen mit der Hochgeschwindigkeitsvisualisierung unter Nutzung der DoE-Methodik zur Deutung der $\alpha(\dot{x}, \dot{q}, \dot{m}, T_U, \text{Strömungsform})$ -Trends ein nützlicher Beitrag zur Aufklärung von Siedephänomenen beim Übergang von konventionell dimensionierten hin zu miniaturisierten Kanälen werden.

Ein besonderer Anspruch der Arbeit soll auf die Variation der charakteristischen Länge durch

2 Wissensstand und Zielstellung

Untersuchung von unterschiedlichen Ringspaltverdampfer liegen. Hierzu sind Testsektionen mit verschiedener Spaltweite, unter Beachtung der geometrischen Ähnlichkeit, zu untersuchen. Zu klären ist, welchen Einfluss die charakteristische Länge auf den Wärmeübergang und die Ausbildung der Zweiphasenströmung hat. Darüber hinaus soll untersucht werden welche Wirkung die Betriebsparameter bei Verringerung der charakteristischen Länge auf den zweiphasigen Wärmeübergang ausüben.

Zur Minimierung der Komplexität des Siedeprozesses kommt als Versuchsmedium n-Hexan mit einer Reinheit $> 99\%$ zum Einsatz. Die Siedeoberflächen sind aus kaltgezogenen nahtlosen Rohren der Nickel-Chrom-Legierung INCONEL[®] Alloy 601 einer Charge gefertigt, ihr elektrischer Widerstand ist praktisch temperaturunabhängig.

Tabelle 2.5: Übersichtsarbeiten zum Sieden in konventionellen, Mini- und Mikrokanälen

Autor	Jahr	Titel
Wadekar [95]	1998	Boiling Hot Issues - Some Resolved and Some Not-Yet-Resolved
Kandlikar [44]	2002	Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels
Thome [87]	2004	Boiling in microchannels: A review of experiment and theory
Cheng [20]	2006	Review of two-phase flow and flow boiling of mixtures in small and mini channels
Cheng et al.[21]	2008	Two-Phase Flow Patterns and Flow-Pattern Maps: Fundamentals and Applications
Thome et al. [88]	2008	Flow boiling of ammonia and hydrocarbons: A state-of-the-art review
Kandlikar [46]	2010	Scale effects on flow boiling heat transfer in microchannels: A fundamental perspective
Thome und Consolini [89]	2010	Mechanisms of Boiling in Micro-Channels: Critical Assessment
Tibirica et al.[90]	2010	Film thickness measurement techniques applied to micro-scale two-phase flow systems
Harirchian und Garimella [37]	2011	Boiling Heat Transfer and Flow Regimes in Microchannels- A Comprehensive Understanding
Kandlikar [47]	2012	History, Advances, and Challenges in Liquid Flow and Flow Boiling Heat Transfer in Microchannels: A Critical Review
Cheng et al. [19]	2013	Boiling and two-phase flow phenomena of refrigerant-based nanofluids: Fundamentals, applications and challenges
Kandlikar [48]	2013	Heat Transfer in Microchannels-2012 Status and Research Needs
Ribatski[77]	2013	A Critical Overview on the Recent Literature Concerning Flow Boiling and Two-Phase Flows Inside Micro-Scale Channels
Tibiriçá und Ribatski [91]	2013	Flow boiling in micro-scale channels - Synthesized literature review

2 Wissensstand und Zielstellung

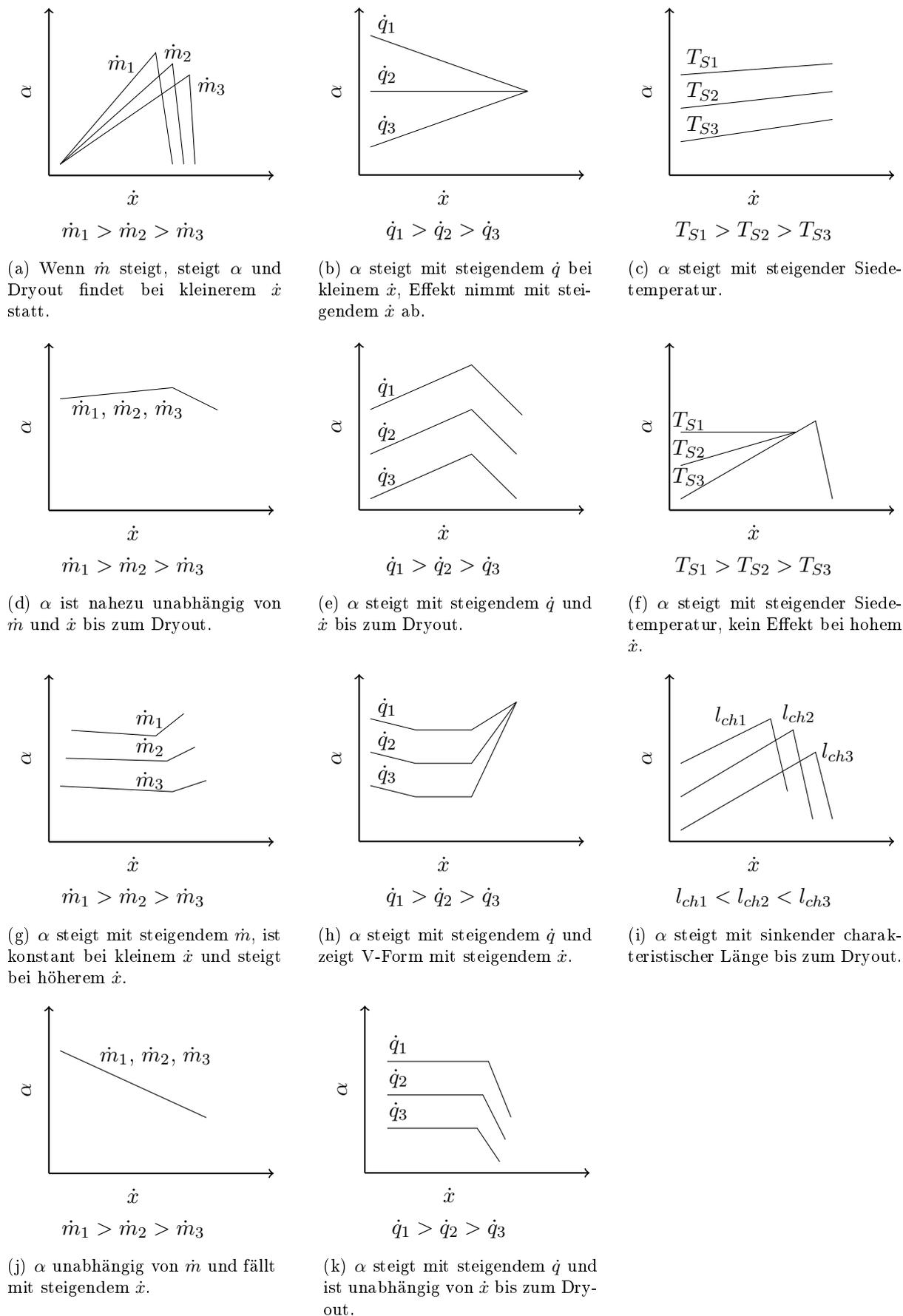


Abbildung 2.1: Qualitative Trends des Wärmeübergangskoeffizienten nach [91]

3 Versuchsaufbau und -vorbereitung

Die Grundkomponenten der Versuchsanlage gehen auf die Arbeiten von Hapke [32] und Diaz [26] zurück. Es handelt sich um eine zur Atmosphäre hin offene Anlage, im wesentlichen bestehend aus der Testsektion, dem Kondensator, der Flüssigkeitsvorlage und der Dosierpumpe sowie dem Massstrommessgerät und Vorwärmer. Grundsätzliche Veränderungen dieses Aufbaus wurden insbesondere hinsichtlich der Entlüftung und Dichtheit der Anlage sowie der Anordnung des Massstrommessgerätes und des Vorwärmers vorgenommen, siehe Abbildung 3.1.

Die Änderungen bezüglich der verwendeten Ringspalt- Testsektionen sind im folgenden Abschnitt beschrieben.

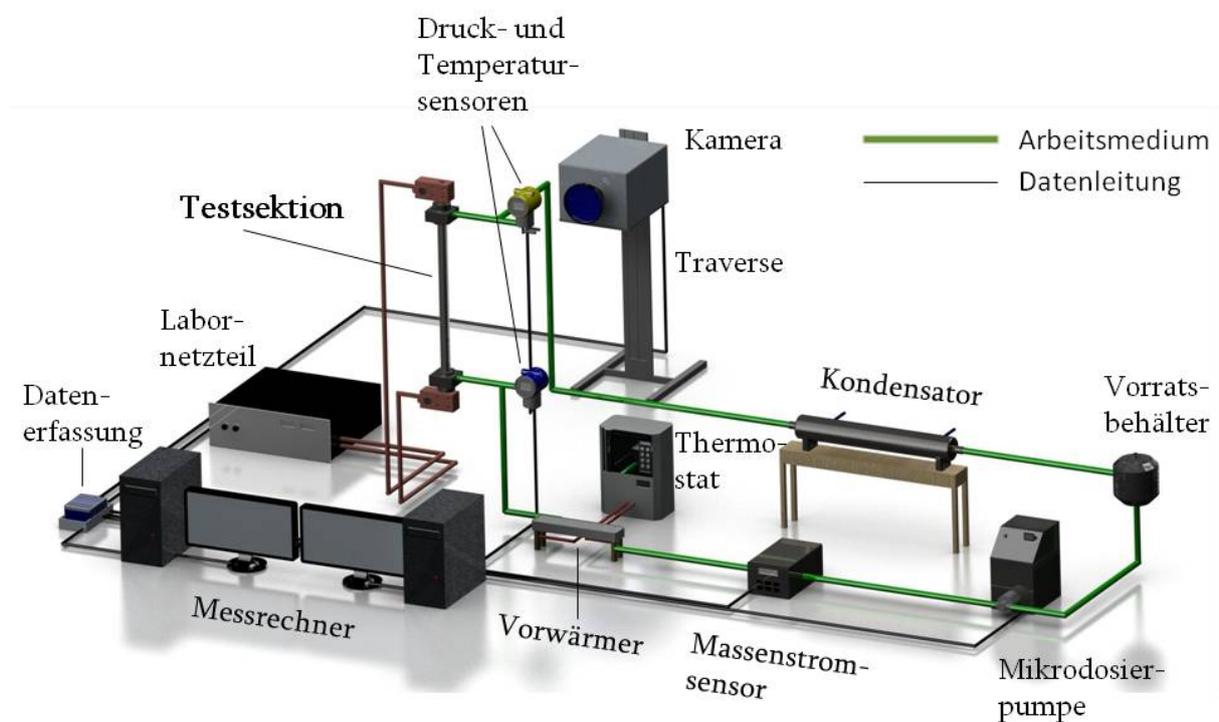


Abbildung 3.1: Schema der Versuchsanlage

3.1 Testsektionen

In der Arbeit kommen verschiedene Testsektionen zum Einsatz, weil

- die Transportvorgänge des Strömungssiedens bei Variation der charakteristischen Länge des Minikanals zu untersuchen sind und
- verschiedene Messverfahren zur Untersuchung dieser Transportvorgänge genutzt werden.

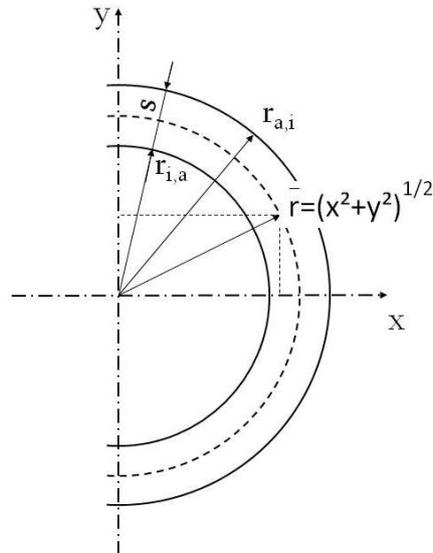


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung von Spaltweite und repräsentativer Krümmung der Rohroberflächen im Ringspalt

Grundsätzlich stellt sich angesichts dieses Ziels der Arbeit die Frage nach der prinzipiellen Eignung der ringspaltförmigen Kanalgeometrie. Denkbar wäre nämlich auch die Verwendung einer ebenen Spaltgeometrie, die besonders im Hinblick auf die Ähnlichkeitsverhältnisse bei Variation der charakteristischen Länge Vorteile bietet. Viele Autoren, siehe Kapitel 2, verwenden daher auch den ebenen Strömungskanal bei ihren Untersuchungen zum Einfluss der Spaltweite auf den Siedeprozess. Solche Untersuchungen sind auch relativ praktikabel, solange die Randbedingung 1. Art bezüglich des heizenden Körpers realisiert wird. Schwieriger gestalten sich die experimentellen Anordnungen für den hier vorliegenden Fall der Randbedingung 2. Art an der Heizfläche, nämlich Vorgabe und Kenntnis der aufgeprägten Heizflächenbelastung \dot{q} . In einem solchen Fall sind bei elektrischer Direktbeheizung des ebenen Kanals Wärmequelle und metallischer Strömungskanal elektrisch zu trennen. Die Verbindung der beiden Funktionselemente soll eine relativ gute Wärmeleitfähigkeit aufweisen sowie ihre volle Funktion auch bei wechselnden und relativ hohen Temperaturen erfüllen. Im Ergebnis diesbezüglicher Untersuchungen unter Nutzung einer speziellen, elektrisch isolierenden Silikon-Wärmeleitfolie konnten die erwarteten Wärmeleiteigenschaften nicht erreicht werden. Thermographische Messungen zeigten bei gleichverteilter Heizflächenbelastung nicht hinnehmbare Inhomogenitäten des Temperaturfeldes der Kanalwand bei unbeaufschlagtem trockenem Strömungskanal.

Zu berücksichtigen sind darüber hinaus die speziellen Strömungsverhältnisse im einseitig beheizten ebenen Strömungskanal. Die Haftbedingung führt insbesondere in den Ecken des Kanals zu größeren Verweilzeiten der Flüssigkeit. Lokal höhere Flüssigkeitsüberhitzungen und daraus resultierende Blaseninitialisierungsprozesse sind dort zuerst zu erwarten, so dass der Siedeprozess charakteristisch beeinflusst wird, [32].

Diesen Randeffekt vermeidet man bei der Verwendung einer ringspaltförmigen Kanalgeometrie. Außerdem gestaltet sich die Realisierung der angestrebten Randbedingung 2. Art an der Heizfläche einfach und unkompliziert. Nachteilig sind die sich ändernden Siedebedingungen in Bezug auf die physikalische Ähnlichkeit bei Variation der charakteristischen Länge des Kanals.

Vollzieht sich nämlich aufgrund des verwendeten Messverfahrens die Beheizung im Ringspalt bei sonst gleicher charakteristischer Länge einmal durch das Außenrohr, siehe Abbildung 3.3(a) Messung des Wärmeübergangskoeffizienten, und zum anderen durch das Innenrohr, siehe Abbildung 3.3(b) Hochgeschwindigkeitsvisualisierung, dann differieren die Heizflächenkrümmungen bei vergleichbaren Werten des Dampfgehaltes und der Wärmestromdichte. Unter den vorste-

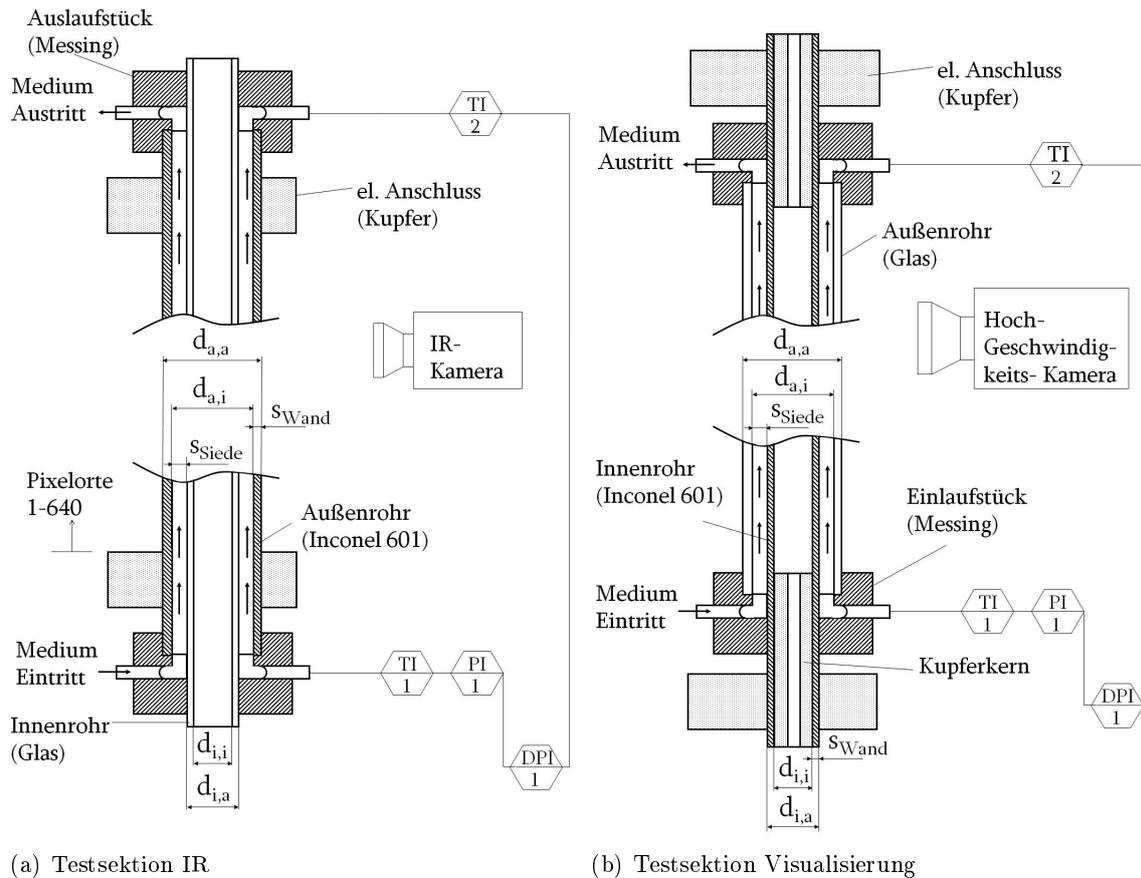


Abbildung 3.3: Testsektionen der beiden Messmethoden mit peripheren Anschlüssen

henden Bedingungen stellt sich des weiteren ein zweiter Ähnlichkeitsdefekt ein. Bei der inneren Beheizung wachsen die Dampfblasen in einen größer werdenden Verdampfungsraum hinein, bei der äußeren Beheizung in einen kleiner werdenden Verdampfungsraum.

Man muss somit konstatieren: Wie bei der Verdampfung im ebenen Spalt gibt es auch bei der Zweiphasenströmung im Ringspalt Vor- und Nachteile bezüglich der physikalischen Übertragbarkeit der Siedebedingungen bei Variation der charakteristischen Länge.

Im Ergebnis der bei den eigenen umfangreichen Voruntersuchungen gesammelten Erfahrungen fällt die Auswahl der Kanalgeometrie auf die ringspaltförmige. Die beschriebenen Ähnlichkeitsdefekte werden dadurch minimiert, dass kleine Spaltweiten bei größeren Krümmungen der Testrohre realisiert werden und große Spaltweiten bei kleineren Krümmungen der Rohre. Das heißt, kleine Spaltweiten werden prinzipiell bei kleinen Rohrdurchmessern eingestellt und große Spaltweiten bei großen Rohrdurchmessern. Geometrisch wird damit die Konstanz des Produktes (Spaltweite) \times (repräsentative Krümmung der Rohroberflächen) realisiert, Gleichung (3.1),

$$s * \frac{d^2y/dx^2}{\left[1 + (dy/dx)^2\right]^{3/2}} = s * (1/\bar{r}) = const, \quad (3.1)$$

siehe Abbildung 3.2.

In der Abbildung 3.3 sind die prinzipiellen Schnitte der Testsektionen bei Verwendung der Messmethoden Infrarotthermografie, Abbildung 3.3(a), sowie Hochgeschwindigkeitsvisualisierung, Abbildung 3.3(b), dargestellt.

Tabelle 3.1: Abmessungen der Testsektionen bei Variation des Messverfahrens und der charakteristischen Länge

	s in μm	$d_{i,i}$ in mm	$d_{i,a}$ in mm	$d_{a,i}$ in mm	$d_{a,a}$ in mm	s/\bar{r}
IR	500	1,2	4	5	6	0,22
	1000	3	8	10	11	0,22
	1500	8,4	12	15	16	0,22
Visualisierung	500	4	5	6	8,2	0,182
	1000	9	10	12	16	0,182
	1500	14	15	18	20,6	0,182

Die elektrisch direkt beheizte Wand ist durch Schraffur hervorgehoben. Sie weist jeweils prinzipiell eine Dicke von 0,5mm auf, damit der Siedeprozess in jedem Falle bei der gleichen Speicherwirkung der heizenden Wand stattfindet. Diese Wand stellt bei der IR-Messung das Außenrohr und bei der Visualisierung das Innenrohr dar. Das Innenrohr der IR-Messung muss aus Energiebilanzgründen (Eindeutigkeit der umgesetzten elektrischen Leistung) ein elektrischer Nichtleiter sein, das Außenrohr im Visualisierungsfall darüber hinaus diatherman für sichtbares Licht (Borosilikatglas). Die mittlere Krümmung als repräsentative Krümmung der Rohroberflächen ergibt sich aus der Gleichung (3.2).

$$\frac{1}{\bar{r}} = \frac{4}{(d_{a,i} + d_{i,a})} \quad (3.2)$$

Die Variation der charakteristischen Länge des Ringspaltes soll im Bereich von 1mm bis 3mm erfolgen. Drei Spaltweiten sind vorgesehen: $s=500\mu\text{m}$, $1000\mu\text{m}$ und $1500\mu\text{m}$. Die Konstante in der Gleichung (3.1) sei für die Spaltweite $s=1500\mu\text{m}$ ermittelt:

$$\begin{aligned} d_{a,i} &= 15\text{mm}, \quad d_{i,a} = 12\text{mm} \\ \bar{r} &= (15 + 12) \text{mm} / 4 = 6,75\text{mm} \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$s * \frac{d^2y/dx^2}{\left[1 + (dy/dx)^2\right]^{3/2}} = s * (1/\bar{r}) = \text{const} = 1,5/6,75 = 0,22 \quad (3.4)$$

Die Kenntnis der Konstanten lässt die Ermittlung der übrigen charakteristischen Kanalabmessungen bei den Spaltweiten $1000\mu\text{m}$ und $500\mu\text{m}$ zu. Diese Kanalabmessungen sind in der Tabelle 3.1 gemeinsam mit jenen für die Hochgeschwindigkeitsvisualisierung angegeben. Beim Übergang einer Messmethode auf die andere muss der Kompromiss einer geänderten Konstanten in der Gleichung (3.1) eingegangen werden. Verursacht wird diese Änderung durch die Festlegung gleicher Heizflächen bei beiden Messmethoden. Sie führen bei vergleichbaren Wärme- und Massenstromdichten zu geringeren Strömungsdampfgehalten am Kanalaustritt im Fall der Visualisierungsmethode (ca. 80%). Andererseits ändert sich dadurch die repräsentative Krümmung der Rohroberflächen bei der Visualisierung der Siedeprozesse. Die Konstante der Gleichung (3.1) beträgt daher bei der Visualisierungsmethode 0,182.

3.2 Kalibrierung des Ringspaltes

Die vertikal angeordneten, aufwärts durchströmten Testsektionen, siehe Abbildung 3.3, dienen der Bestimmung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten der Zweiphasenströmung mittels der

IR-Methode sowie der Ermittlung der Strömungsformen und -phänomene durch Hochgeschwindigkeitsvisualisierungen. Für jede Messmethode sind unterschiedliche Kalibriermessungen vorzunehmen.

3.2.1 Wärmeverlust

Der elektrische Widerstand des verwendeten Materials der heizenden Rohrwand (Nickelbasislegierung 2.4851 Alloy 601) ist praktisch temperaturunabhängig, womit sich bei Vorgabe der in der Wand umgesetzten elektrischen Leistung bei Kenntnis des Wärmeverlustes der Testsektion die Heizflächenbelastung ergibt. Die Wärmeverluste sind abhängig von der Temperatur und dem Versuchsaufbau und durch sogenannte "trockene" Kalibriermessungen der eingesetzten IR-Methode zu bestimmen.

Kalibrierung des Wärmeverlustes der IR-Testsektionen

In Bezug auf die ursprüngliche Konstruktion von [32] und [26] mussten einige technische Maßnahmen mit dem Ziel vorgenommen werden, die Präzision der Kalibrierung zu verbessern. Massen und wärmeübertragende Flächen der beiden elektrischen Anschlüsse (Kupferbacken), Abbildung 3.3(a) sind relativ groß in Bezug zu den entsprechenden Werten der Testsektion. Speicher- und Wärmeübertragungseffekte der Kupferbacken haben daher einen nicht hinnehmbaren Einfluss auf das axiale Temperaturprofil der Testsektion im Verlauf der Kalibrierung, siehe das infrarotthermografisch ermittelte Temperaturprofil in der Abbildung 3.4(a) für $s=0,5\text{mm}$. Man erkennt die enormen Rippeneffekte der beiden Kupferbacken auf die Temperaturen der Testsektion. Diese beiden Randeffekte üben einen entscheidenden Einfluss auf das gesamte axiale Temperaturprofil aus. Lokale Messungen der adiabaten Temperatur in der Achse des inneren Rohres bei „trockenem Ringspalt“ mittels Thermoelementen (TE), siehe Abbildung 3.4(a), bestätigen qualitativ den beschriebenen Trend. Zur Erzielung hoher Präzision der vorzunehmenden Kalibriermessungen musste diesem Trend entgegengewirkt werden. Da die konstruktiven und geometrischen Bedingungen für die elektrischen Anschlüsse hinzunehmen waren, musste das Ziel verfolgt werden, Temperaturdifferenzen zwischen Kupferbacken und Testsektion zu vermeiden. Mittels jeweils einer elektrischen Zusatzheizung für jede Kupferbacke ließ sich dieses Ziel erreichen.

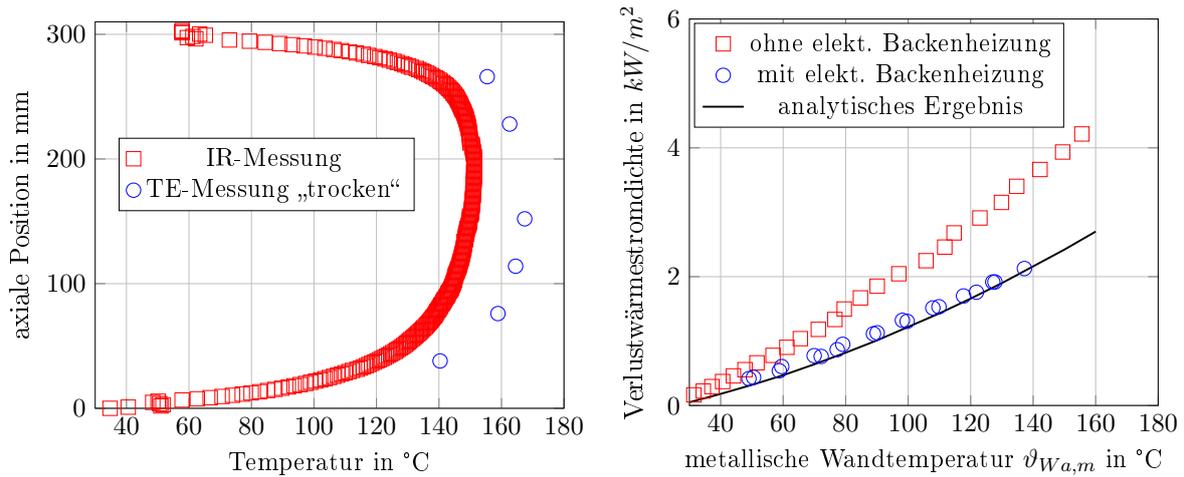
Den Kalibriermessungen für den Wärmeverlust vorangestellt sind analytische Abschätzungen zur Ermittlung von qualitativen Werten, die der Einordnung der Messwerte dienen sollen. Berechnet werden der trockene Wärmeübergang Testsektion - Umgebung durch freie Konvektion und Strahlung. Vorausgesetzt sind die freie Konvektion an der vertikalen (gekrümmten) Wand der Testsektion sowie ein konstantes Emissionsverhältnis dieser Wand von 0,9 für die graue Strahlung, siehe Abbildung 3.4(b).

Der Ermittlung der Wärmeverluste liegt der Ansatz zugrunde, dass die gesamte in die trockene (der Ringspalt ist mit Luft gefüllt) IR-Testsektion, Abbildung 3.3(a), eingespeiste elektrische Leistung durch Konvektion und Strahlung an die Umgebung abgeführt wird, Gleichung (3.5),

$$\dot{q}_{V\text{erlust},IR} = \frac{I^2 R_{el}}{\pi d_{a,a} L} \quad (3.5)$$

Die elektrischen Leistungen werden bei verschiedenen Aufheizsituationen gemessen. Deren jeweilige Wandtemperaturen $\vartheta_{W,a,m}$ lassen sich mit den adiabaten TE-Temperaturen in der Achse des inneren Rohres unter Nutzung der FOURIERSchen Differentialgleichung für die stationäre eindimensionale Wärmeleitung mit konstant verteilter Quelle ermitteln. Die Kalibrierergebnisse sind in den Abbildungen 3.4(b) und 3.5 dargestellt. Dabei zeigt sich in der Abbildung 3.4(b) der beachtliche Einfluss der Backenheizung, insbesondere bei höheren Wandtemperaturen $\vartheta_{W,a,m}$.

3 Versuchsaufbau und -vorbereitung



(a) Temperaturprofil "trocken", ohne elekt. Backenheizung (b) Verlustwärmestromdichten mit und ohne elekt. Backenheizung

Abbildung 3.4: Axiale Temperaturprofile und Verlustwärmestromdichten mit und ohne elektrische Backenheizung, $s=0,5\text{mm}$

Erstaunlich ist die relativ gute Beschreibung der Kalibrierergebnisse mit elektrischer Backenheizung durch die analytischen Werte. Der Verlauf der Kalibrierergebnisse ist aufgrund des Strahlungseinflusses auf den trockenen Wärmeübergang prinzipiell physikalisch plausibel.

Wie die Abbildung 3.5 zeigt, gibt es praktisch keine Abhängigkeit der Verlustwärmestromdichte von der charakteristischen Länge der Testsektion.

Die in den Vorgängerarbeiten [85], [99] und [26] angegebenen $\dot{q}_{Verlust,IR}$ -Werte stimmen mit den eigenen Werten in Tendenz und Größe annähernd überein.

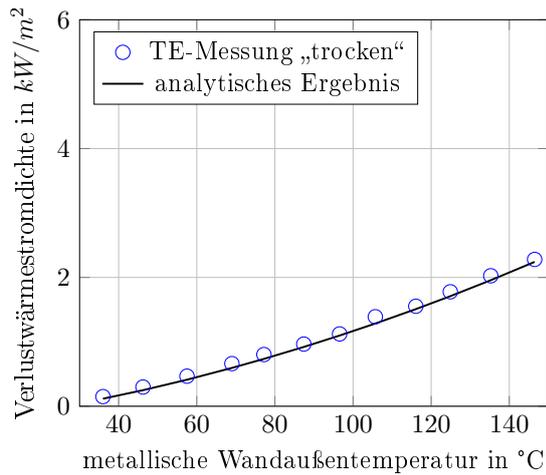
Kalibrierung des Wärmeverlustes der Visualisierungs-Testsektionen

Das Glas-Außenrohr lässt eine "trockene" Kalibrierung wie bei der Wärmeverlustermittlung der IR-Testsektion nicht zu. Die Bestimmung der Wärmeverluste bei den Visualisierungsexperimenten erfolgt daher durch "nasse" Kalibrierungen bei der Abkühlung einer vorgewärmten Flüssigkeit (n-Dekan), die die Testsektion durchströmt.

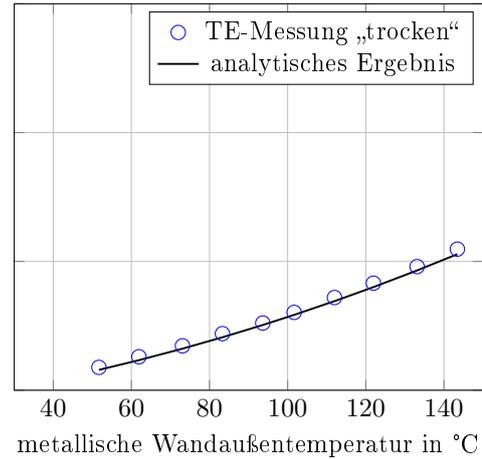
Ungünstige Auswirkungen auf die Präzision einer solchen Kalibrierung lassen sich nicht vermeiden. So wird das Kalibrierergebnis zum einen von der Genauigkeit der gemessenen Flüssigkeitstemperaturen beeinflusst. Zum anderen werden die beiden Flüssigkeitstemperaturen durch die Anschlussstücke oben und unten, siehe Abbildung 3.3(b), beeinflusst, so dass der Wärmeverlust der Testsektion kleiner ist als die Enthalpiestromänderung zwischen beiden Messstellen.

Im Ergebnis dieser Effekte sind Größe und Tendenz der ermittelten Wärmeverluste fehlerbehaftet. Insbesondere werden zu große Wärmeverluste bestimmt, siehe die Ergebnisse der Thermoelementmessung in der Abbildung 3.6. Daher wird die Enthalpiestromänderung der vorgewärmten Flüssigkeit notwendigerweise mit einer anderen Methode indirekt ermittelt, in dem anstelle der Mediumstemperaturen die Wandtemperaturen bestimmt werden.

Dazu wird das Borosilikatglasrohr außen mit einem schmalen axialen Lackschichtstreifen versehen und die Lackoberflächentemperaturen werden infrarotthermografisch bestimmt. Obwohl diese Temperaturen merklich von den Flüssigkeitstemperaturen abweichen, ist der Fehler dieser indirekten Methode relativ klein, weil der Unterschied zwischen der Differenz der Flüssigkeits- und Wandtemperaturen relativ klein ist und sich die Enthalpiestromänderung der vorgewärmten Flüssigkeit relativ genau ermitteln lässt. Die indirekte Ermittlung der Enthalpiestromänderung ermöglicht damit die Kalibrierung der Verlustwärmestromdichten der Visualisierungstestsektionen.

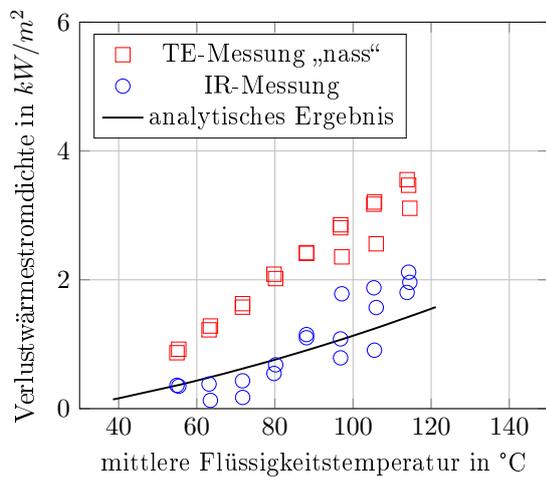


(a) $s=1\text{mm}$

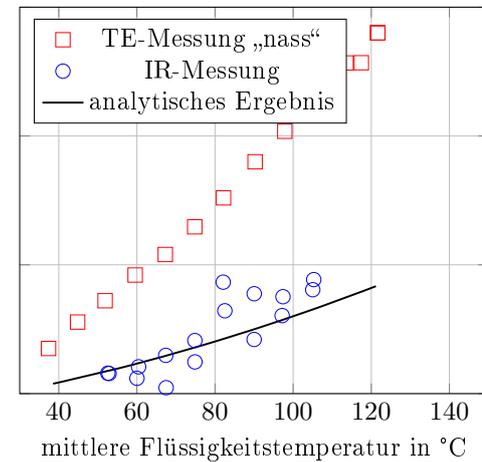


(b) $s=1,5\text{mm}$

Abbildung 3.5: Gemessene und berechnete Verlustwärmestromdichten der IR-Testsektionen



(a) $s=1,5\text{mm}$



(b) $s=0,5\text{mm}$

Abbildung 3.6: Gemessene und berechnete Verlustwärmestromdichten der Visualisierungstestsektionen

nen, Gleichung (3.6),

$$\dot{q}_{\text{Verlust},HV} = \frac{\dot{M}\bar{c}_{Fl}(T_{IR,z=0} - T_{IR,z=L})}{\pi d_{a,\alpha}L}. \quad (3.6)$$

Die qualitativen $\dot{q}_{\text{Verlust},HV}$ -Werte sind in Abhängigkeit von der mittleren Flüssigkeitstemperatur und der charakteristischen Länge in der Abbildung 3.6 dargestellt. Die im Vergleich zur Verlustwärmestromdichte der IR-Testsektionen größere Streuung der Messwerte muss auf die größere Zahl von Messgrößen und ihre Messabweichungen zurückgeführt werden.

Die Berücksichtigung der Verlustwärmestromdichten bei der Auswertung der Siedexperimente, siehe Kapitel 6 und 7, erfolgt mittels Regression der gemessenen Werte durch Polynome 2. Grades.

3.2.2 Emissionsverhalten der Testsektionen

Die Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten in der Zweiphasenströmung bedarf der Kenntnis der Wandtemperatur der Heizfläche. Sie soll mittelbar thermografisch bestimmt werden. Die

3 Versuchsaufbau und -vorbereitung

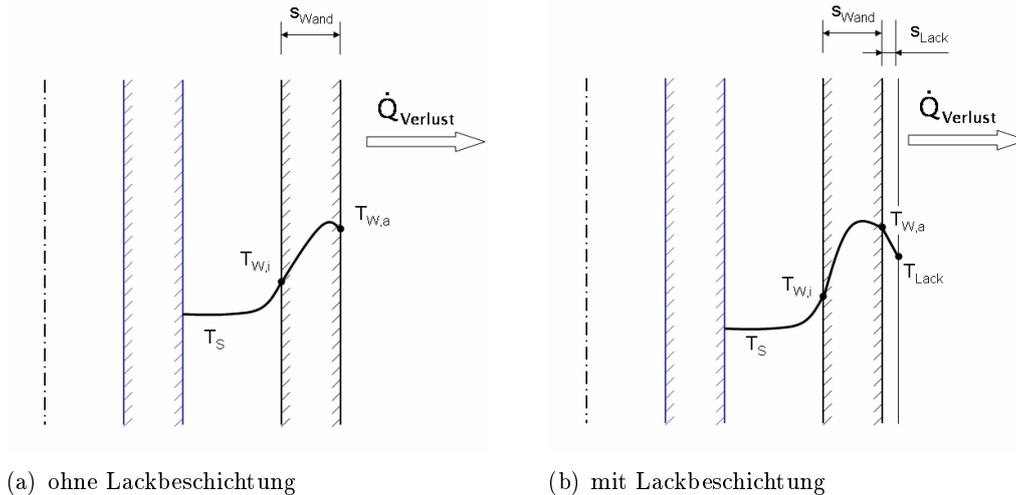


Abbildung 3.7: Radiale Temperaturprofile in der Testsektion

sich unter den Bedingungen des zweiphasigen Wärmeübergangs einstellenden radialen Temperaturprofile in der Testsektion sind in der Abbildung 3.7 qualitativ dargestellt.

Durch Lösung des Wärmeleitproblems in der heizenden Wand (stationäre eindimensionale Wärmeleitung mit konstant verteilter Quelle) lässt sich prinzipiell auf die gesuchte Heizflächentemperatur schließen, wenn die metallische Außenwandtemperatur bekannt ist, Abbildung 3.7(a). Ihre thermografische Messung erfolgt mit steigender Präzision, wenn sich das Emissionsverhalten der emittierenden Oberfläche der des schwarzen Strahlers nähert [85], [99]. Metallische, wenig oxidierte Flächen weisen aber hohe Reflexionsgrade mit der Folge großer thermografischer Messunsicherheiten auf. Daher wird die bisher praktizierte Methode [85], [99], [26] der Lackbeschichtung der emittierenden Wand auch in dieser Arbeit eingesetzt, Abbildung 3.7(b). Das resultierende Wärmeleitproblem in der Lackschicht einschließlich des Emissionsverhaltens des Lackes lässt sich nicht quantifizieren und muss daher kalibriert werden (unbekannte Lackschichtdicke, λ_{Lack} sowie ϵ_{Lack}).

Wie auch bei der Ermittlung des Wärmeverlustes bei Anwendung der IR-Methode, Kapitel 3.2.1, wird die experimentelle Analyse des Emissionsverhaltens mit der sogenannten "trockenen" Kalibrierung durchgeführt. Dabei sollen jeweils einheitliche Wandtemperaturen über die Höhe der Testsektion erreicht werden. Allein mit den im Kapitel 3.2.1 eingeführten elektrischen Zusatzheizungen für die elektrischen Anschlüsse lässt sich das im Zusammenhang mit der Strahlungsemission der Wand angestrebte Temperaturplateau nicht erzielen, weil die Temperaturgrenzschicht an der vertikalen Testsektion axiale Wandtemperatureffekte verursacht. Zur Vermeidung solcher Effekte wird daher die Wand horizontal positioniert, siehe Abbildung 3.8.

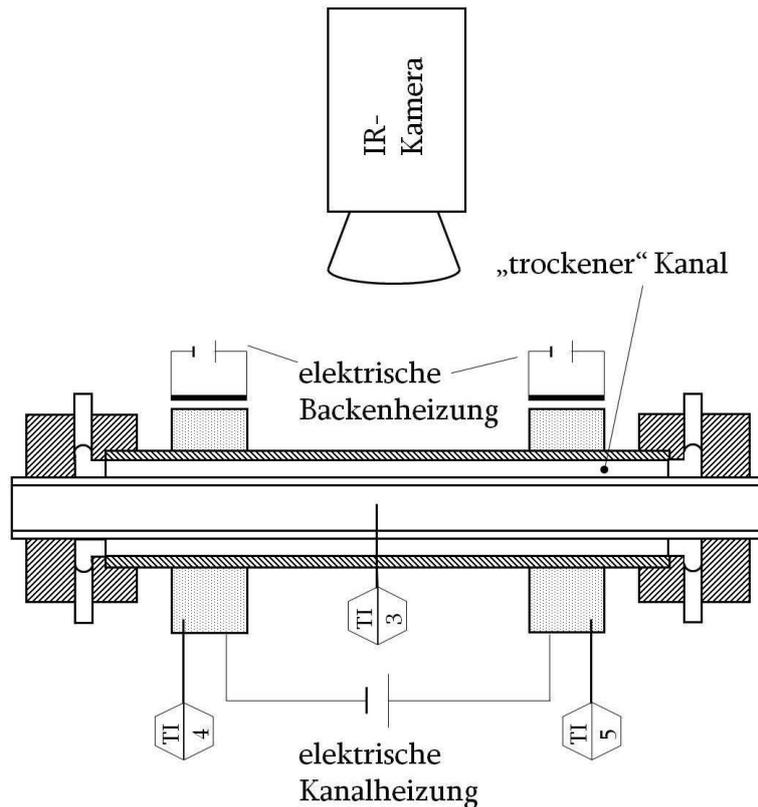


Abbildung 3.8: Versuchsanordnung bei der Bestimmung des Emissionsverhaltens

Die infrarotthermographisch bei dem Emissionsverhältnis $\epsilon = 1$ ermittelten axialen Temperaturverläufe zweier exemplarischer Wandtemperaturen (79°C und 138°C) zeigen deutlich und letztlich auch reproduzierbar die lokalen Inhomogenitäten des Emissionsverhaltens der Wand, Abbildung 3.9. So zeigt sich bei ca. $z=230\text{mm}$ ein lokales Emissionsminimum und bei $z=160\text{mm}$ sowie $z=90\text{mm}$ zwei relative Emissionsmaxima. Die "trockenen" TE-Messwerte sowie die daraus mit der FOURIERSchen Differentialgleichung ermittelten Wandaußentemperaturen $T(d_{a,a})$ weisen die durch Zusatzheizung und horizontale Anordnung der Testsektion erzielte Annäherung an die Einheitlichkeit der Wandtemperatur aus. Sie ermöglicht nun die Korrektur jedes einzelnen Pixelwertes (640Pixel für 300mm Kanallänge) zur Ermittlung einer realen Kanalwandtemperatur mittels des infrarotthermografischen Ergebnisses bei voreingestelltem Epsilonwert, Abbildung 3.9. Diese Korrektur wird temperaturabhängig mittels eines Polynomansatzes vorgenommen, wobei die Werte der Koeffizienten durch die Pixel bestimmt sind. Somit kann die Versuchsauswertung mit 640 Korrekturgleichungen für das Emissionsverhalten der Wand zur Ermittlung der metallischen Wandaußentemperatur der Testsektion vorgenommen werden.

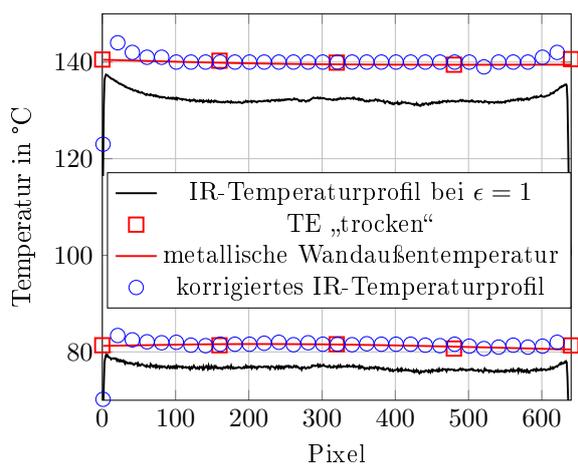
3.2.3 Verifizierung des Versuchsaufbaus

Die Leistungsfähigkeit der Kalibrierfunktionen, der Messwerterfassung und -verarbeitung sowie die Präzision der Geometrie des Ringspaltes soll mit Messungen des einphasigen Wärmeübergangs überprüft werden, für den die Literatur numerische Lösungen bereitstellt.

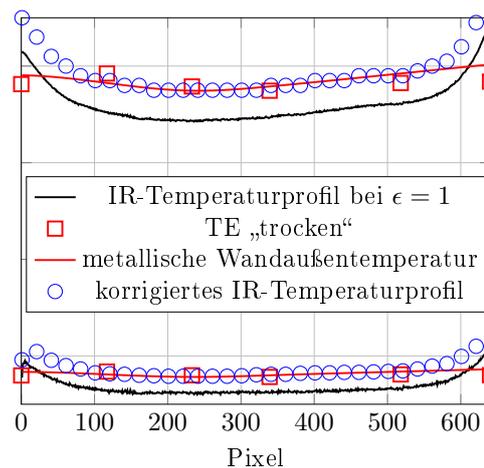
Diese Versuche sind bei Parameterbereichen, wie sie hier bei den zweiphasigen Wärmeübergangsmessungen geplant sind, durchzuführen. Somit sind bei der Verifizierung der IR-Testsektionen an das Versuchsmedium bestimmte Anforderungen zu stellen. Es muss sich in den Bereichen der Wärme- und Massenstromdichten sowie Kanaltemperaturen, in denen die zweiphasigen Experimente durchgeführt werden sollen, einphasig vorwärmen, ohne dass es zum Sieden kommt.

Darüber hinaus sind im Bezug auf das in der Arbeit verwendete Versuchsmedium n-Hexan

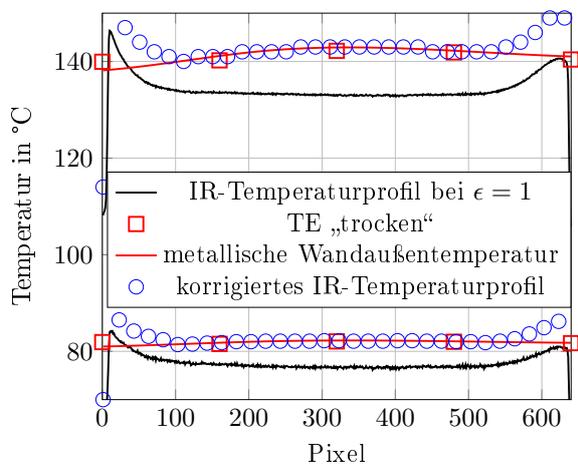
3 Versuchsaufbau und -vorbereitung



(a) $s=0,5\text{mm}$

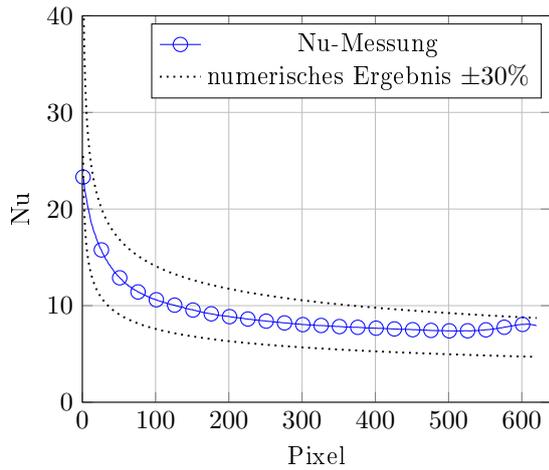


(b) $s=1\text{mm}$

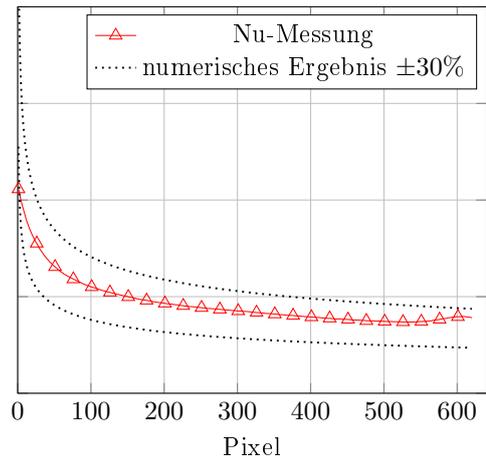


(c) $s=1,5\text{mm}$

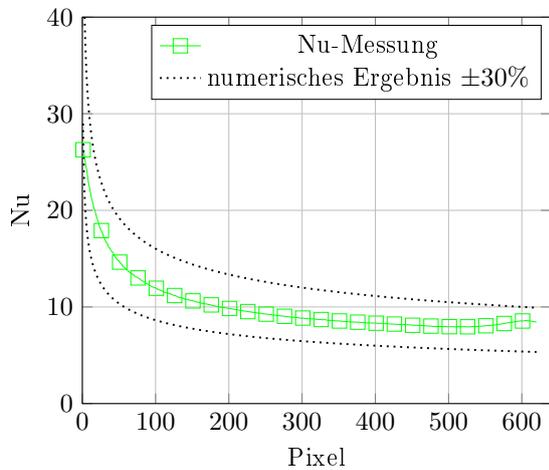
Abbildung 3.9: Temperaturprofile bei der Kalibrierung des Emissionsverhaltens der Testsektionen



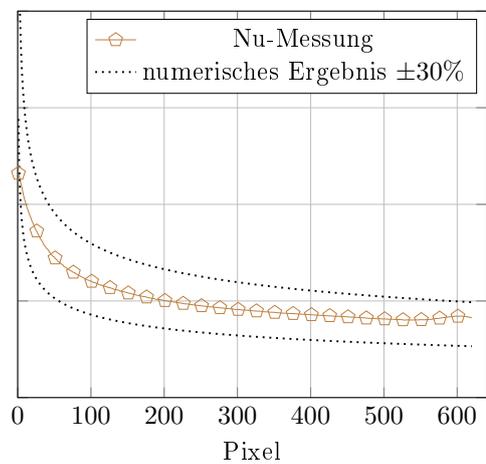
(a) $\dot{q} = 23,3 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 76 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $Re = 398$



(b) $\dot{q} = 43,4 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 77 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $Re = 402$



(c) $\dot{q} = 23,5 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 124 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $Re = 650$



(d) $\dot{q} = 44 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 122 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $Re = 639$

Abbildung 3.10: Lokale Nu-Zahlen bei einphasiger Vorwärmung, $s = 1,5 \text{ mm}$

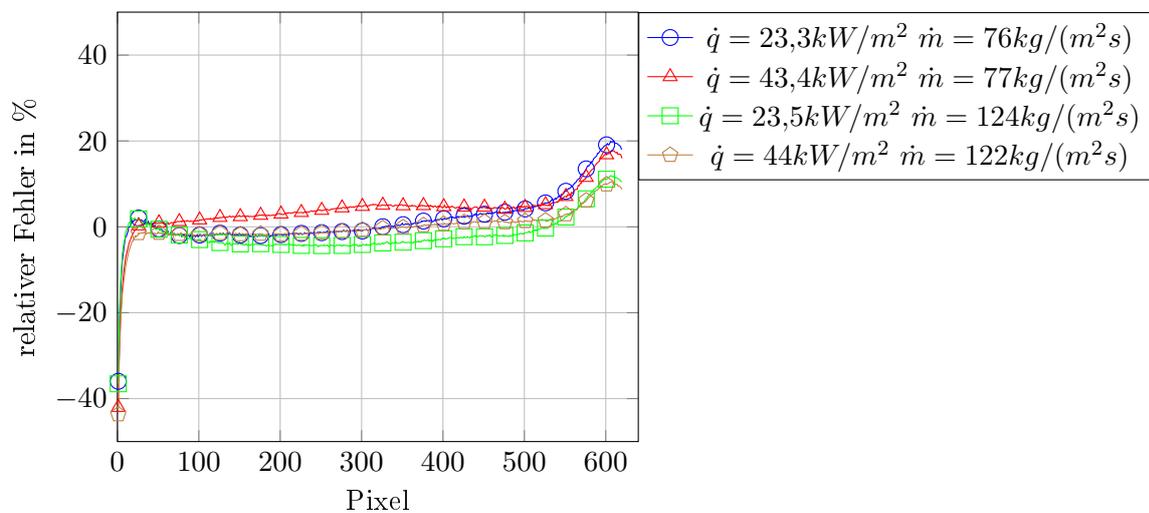
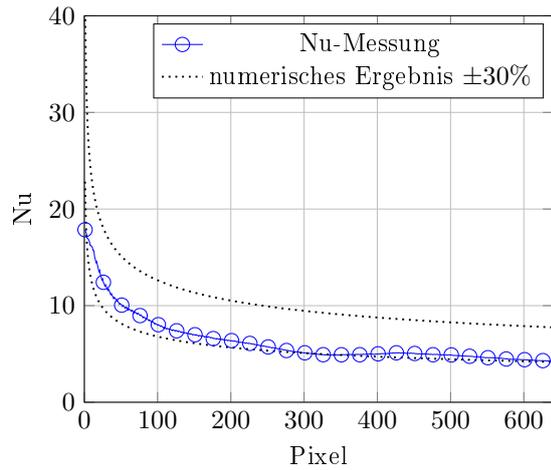
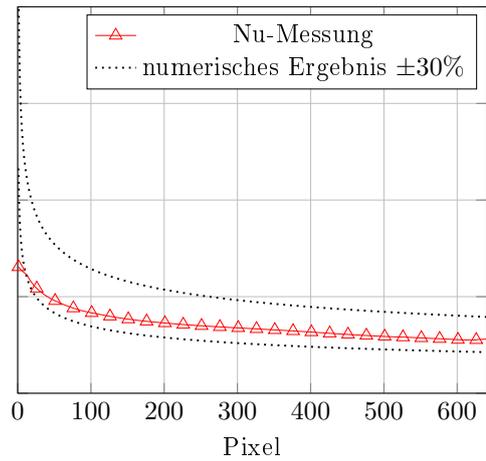


Abbildung 3.11: Messabweichungen, $s=1,5 \text{ mm}$

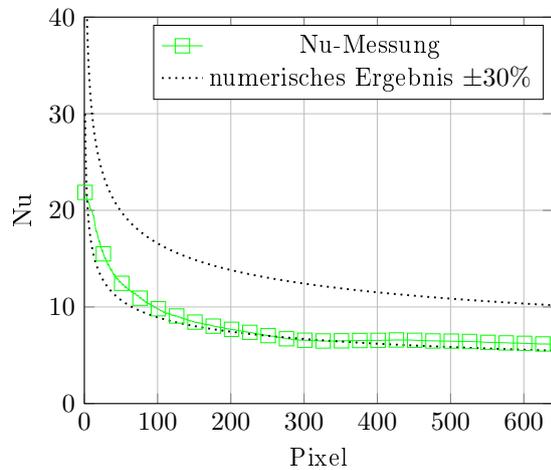
3 Versuchsaufbau und -vorbereitung



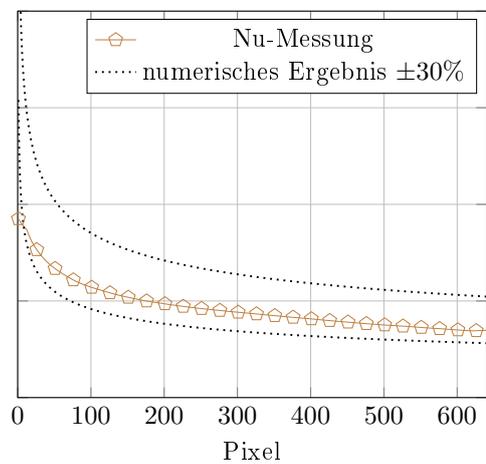
(a) $\dot{q} = 2,5 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 119 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $Re = 266$



(b) $\dot{q} = 43 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 106 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $Re = 462$



(c) $\dot{q} = 4,6 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 338 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $Re = 724$



(d) $\dot{q} = 65,3 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 337 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $Re = 1097$

Abbildung 3.12: Lokale Nu-Zahlen bei einphasiger Vorwärmung, $s = 1 \text{ mm}$

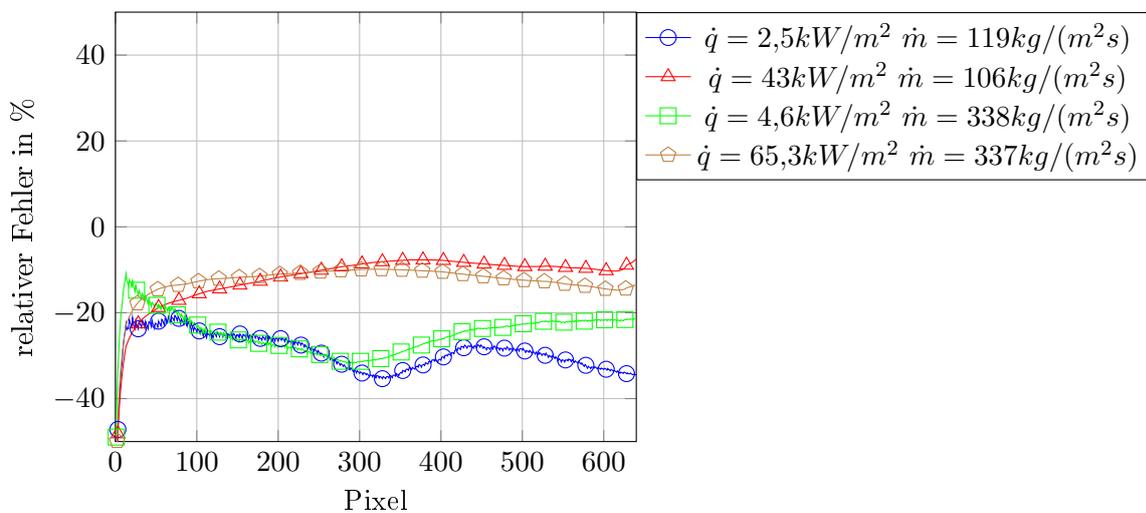
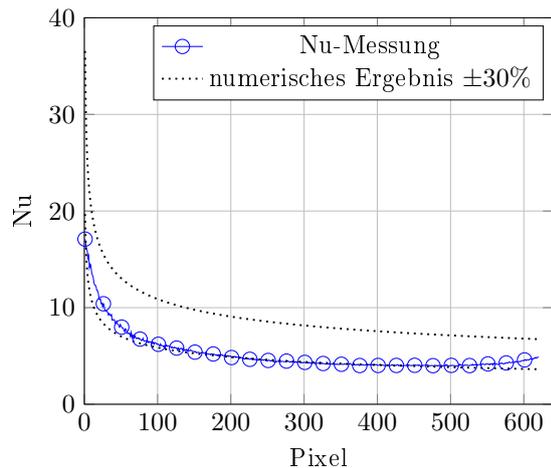
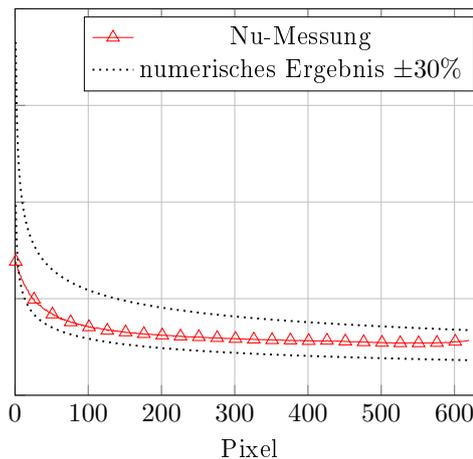


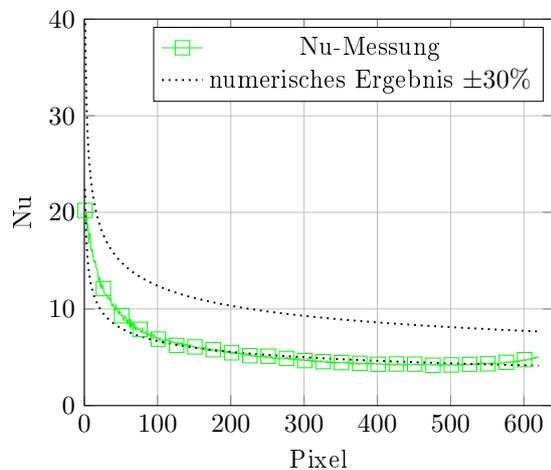
Abbildung 3.13: Messabweichungen, $s=1 \text{ mm}$



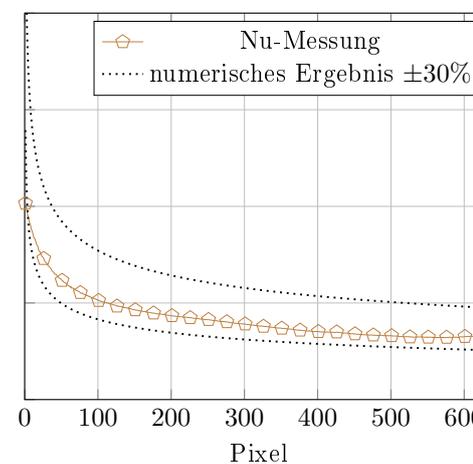
(a) $\dot{q} = 19,9 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 244 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $Re = 412$



(b) $\dot{q} = 63,4 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 244 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $Re = 410$



(c) $\dot{q} = 20 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 398 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $Re = 681$



(d) $\dot{q} = 133 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 906 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $Re = 1581$

Abbildung 3.14: Lokale Nu-Zahlen bei einphasiger Vorwärmung, $s = 0,5 \text{ mm}$

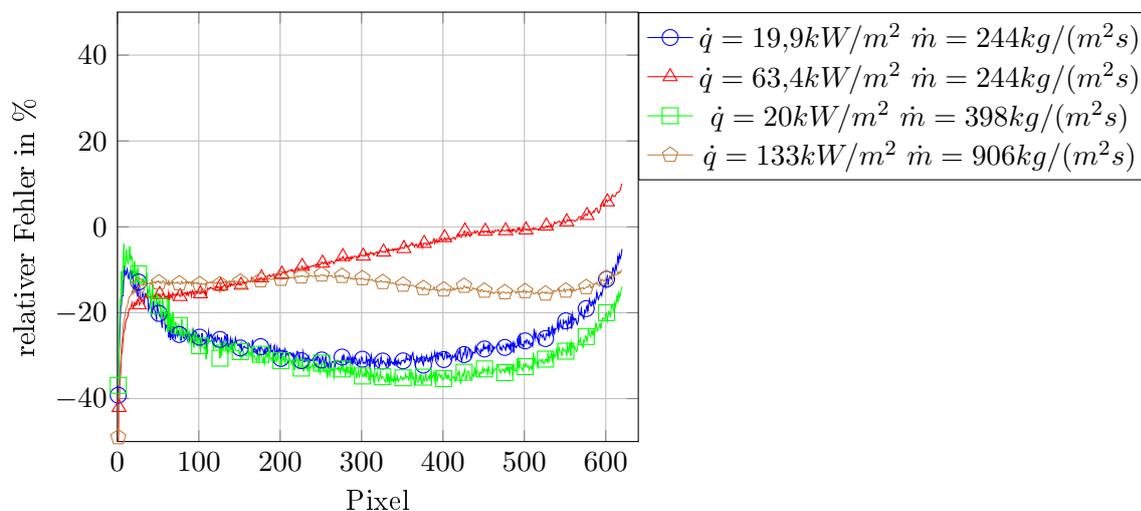


Abbildung 3.15: Messabweichungen, $s=0,5 \text{ mm}$

Tabelle 3.2: Stoffwerte n-Hexan und n-Dekan bei $\vartheta = 50\text{ }^\circ\text{C}$ nach [1]

Größe	Einheit	n-Hexan	n-Dekan
Dichte der Flüssigkeit	kg/m^3	634,3	708,1
Verdampfungsenthalpie	J/g	348,3	346,1
Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit	$W/(mK)$	0,111	0,126
spez. Wärmekapazität der Flüssigkeit	$J/(gK)$	2,257	2,297
Oberflächenspannung der Flüssigkeit	mN/m	15,2	21
Dynamische Viskosität der Flüssigkeit	$mPas \cdot s$	0,25	0,62
Siedetemperatur bei p=1bar	$^\circ\text{C}$	68,4	173,8

ähnliche physikalische und thermische Eigenschaften anzustreben. Unterschiede in der Siedetemperatur sind, wie erläutert, erforderlich.

Unter Beachtung der angegebenen Anforderungen erfolgten die Verifizierungsmessungen mit dem Testmedium n-Dekan. Seine physikalischen und thermischen Eigenschaften sind in der Tabelle 3.2 jenen des Versuchsmediums n-Hexan gegenübergestellt.

Mit der im Kapitel 3.3 beschriebenen Berechnungsmethodik wird die lokale Nu-Zahl experimentell bestimmt. Die in den Abbildungen 3.10, 3.12 und 3.14 dargestellten $\pm 30\%$ -Bereiche der numerisch ermittelten Nu-Zahlen basieren auf Lösungen von Shah und Bhatti [42]. Sie werden dimensionslos für Ringspalte mit einseitiger Beheizung des äußeren Rohres bei konstanter Wärmestromdichte und adiabater Innenwand angegeben. Die Strömung ist hydraulisch eingelaufen und der thermische Einlauf wird berücksichtigt. Diskrete Werte der numerischen Lösung sind der Literatur tabellarisch zu entnehmen und bilden die Grundlage für die nach Approximation ermittelten $\pm 30\%$ -Bereiche der Nu-Zahlen.

Testsektion s=1,5mm

Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung von experimentellen und theoretischen Nu-Zahlen, siehe Abbildung 3.10.

Wie in Abbildung 3.11 zu sehen ist, kann sowohl bei der Variation der Wärmestromdichte als auch bei Variation der Massenstromdichte keine signifikante Änderung der Messabweichung festgestellt werden. Lediglich am Ein- und Auslauf des Kanals lassen sich größere Abweichungen von den vorhergesagten Werten feststellen. Diese Abweichung ist am Auslauf des Kanals wesentlich ausgeprägter.

Testsektion s=1mm

Demgegenüber lassen sich bei Verringerung der Spaltweite größere Abweichungen registrieren, siehe Abbildungen 3.12 und 3.13. Besonders deutlich wird dies bei relativ kleinen Wärmestromdichten. Es ist dabei hervorzuheben, dass die hier gewählten Wärmestromdichten von $\dot{q} = 2,5kW/m^2$ und $\dot{q} = 4,6kW/m^2$ eine Größenordnung unter denen der Testsektion s=1,5mm mit $\dot{q} \approx 23kW/m^2$ liegen. Gründe für diese größeren Messabweichungen lassen sich unter anderen in einem größeren Einfluss des Messfehlers der Labornetzteile auf den Gesamtfehler finden, siehe Kapitel 3.4. Der Einfluss der Massenstromdichte kann wie bei den Versuchen mit der Testsektion s=1,5mm vernachlässigt werden.

Somit sollte bei den zweiphasigen Versuchen auf Experimente mit besonders kleinen Wärmestromdichten möglichst verzichtet werden.

Testsektion s=0,5mm

Auch hier lassen sich Abweichungen von der numerischen Lösung registrieren, wie sie bei der Testsektion s=1,0mm qualitativ ermittelt worden sind, siehe Abbildungen 3.14 und 3.15. Versuche mit Wärmestromdichten von $\dot{q} \approx 20 \text{ kW/m}^2$ führen bereits zu größeren relativen Fehlern. Dies stützt die Annahme des Einflusses des Messfehlers der Labornetzteile, da bei kleineren Spaltweiten auch kleinere Stromstärken einzustellen sind.

Bei einer Wärmestromdichte $\dot{q} \approx 63 \text{ kW/m}^2$ und Massenstromdichte von $\dot{m} = 244 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$ nehmen die Messabweichungen zum Kanalausstritt hin ab. Sie liegen hingegen bei höchster Wärme- und Massenstromdichte relativ konstant unter 20%.

Der Einfluss der Verlustwärmestromdichte auf den Unterschied zwischen experimentellem Ergebnis und numerischer Lösung ist wegen der relativ niedrigen Wandtemperaturen ($< 40^\circ\text{C}$) klein.

Einen großen Einfluss auf die relativen Fehler der Abbildungen 3.13 und 3.15 hat demgegenüber die Konzentrität des inneren Rohres der Testsektion. Dieses durch Fertigungstoleranzen entstehende Problem vergrößert sich mit abnehmender charakteristischer Länge des Ringspalts. Auch wenn dieses Konzentritätsproblem hier nicht quantifizierbar ist, so ist doch davon auszugehen, dass es den allgemeinen Trend zunehmender relativer Fehler mit abnehmender Spaltweite mit beeinflusst.

3.3 Versuchsauswertung

Für die systematischen Untersuchungen des Siedeprozesses und die Auslegung eines Verdampfers sind die Kenntnis des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten und Strömungsdampfgehaltes von elementarer Bedeutung. Die Ermittlung dieser Größen erfolgt unter Nutzung des axialen Temperaturprofils, welches mittels der Infrarotkamera ImageIR 8300 aufgenommen wird.

Alle wesentlichen Berechnungen werden Online, d.h. "Inprozess", also während des Experiments bestimmt, woraus sich wesentliche Vorteile verglichen mit der Postprozessanalyse ergeben. Unter anderem lassen sich die Dynamik des Siedeprozesses nach Einstellgrößenänderungen, die Wechselwirkungen der Einstellgrößen untereinander und ihr Einfluss auf den Wärmeübergang effektiv untersuchen.

Wesentliche Vorteile einer solchen ereignisnahen Versuchsdurchführung sind auch in einem sicheren Anlagenbetrieb zu sehen. So kann man beispielsweise beim Überschreiten von Wandtemperaturen oder bei einem Pumpenausfall die Labornetzteile abschalten und somit einer Havarie entgegenwirken.

Zusätzlich entfällt eine aufwendige Nachbereitung der Daten, welche nicht nur eine mögliche Fehlerquelle darstellt, sondern auch wertvolle Zeit beansprucht.

Die Implementierung der Messwertrouninen und Anlagensteuerung erfolgt in LabView. Alle Berechnungen werden mit einer Frequenz von 1Hz ausgeführt, die Ergebnisse und Einstellgrößen in einer Messdatei gespeichert und dem Bediener mittels einer Benutzeroberfläche bildlich bereitgestellt.

Der lokale Wärmeübergangskoeffizient ist durch die Gleichung (3.7)

$$\alpha(z) = \frac{\dot{q}(z)}{T_{W,i}(z) - T_{Fl}(z)} \quad (3.7)$$

definiert.

Die darin enthaltene Wärmestromdichte, Gleichung (3.8),

$$\dot{q}(z) = \frac{\rho_{el}(z) * L * I^2}{A_q * A_S} - \frac{d_{a,a}}{d_{a,i}} \dot{q}_{Ver}(z), \quad (3.8)$$

ist bis auf die geringe Temperaturabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstands sowie die axialen Änderungen des Wärmeverlustes annähernd konstant.

Tabelle 3.3: Koeffizienten der ANTOINE-Gleichung bei p in Torr und ϑ in $^{\circ}\text{C}$ [65]

Fluid	a	b	c
n-Hexan	6,886	1175,98	224,89

Durch Lösung des stationären eindimensionalen Wärmeleitproblems mit Quelle unter Nutzung der FOURIERSchen Differentialgleichung gelingt bei Kenntnis der metallischen Wandaußentemperatur und der Wärmeverluste an die Umgebung die Ermittlung der in Gleichung (3.7) enthaltenen Wandinnentemperatur, Gleichung (3.9),

$$T_{W,i}(z) = T_{W,a,m}(z) + \frac{\rho_{el}(z)I^2}{4\pi^2(r_{a,a}^2 - r_{a,i}^2)\lambda_{inc}(z)} \left(1 + 2 \frac{r_{a,a}^2}{r_{a,a}^2 - r_{a,i}^2} \ln \frac{r_{a,i}}{r_{a,a}} \right) + \dots \quad (3.9)$$

$$\dots + \frac{\dot{q}_{Ver}(z)r_{a,a}}{\lambda_{inc}(z)} \ln \frac{r_{a,a}}{r_{a,i}}.$$

Bei der Bestimmung der axialen Fluidtemperatur $T_{Fl}(z)$ wird im einphasigen und im unterkühlten Bereich die kalorische Mitteltemperatur, Gleichung (3.10),

$$\bar{T}_{fl}(z=0) = T_{Fl, ein} \quad (3.10)$$

$$, \bar{T}_{fl}(z + \Delta z) = T_{fl}(z) + \frac{4\dot{q}(z) \cdot \Delta z}{\dot{m} \cdot c_{fl}(z)} \frac{d_{a,i}}{(d_{a,a}^2 - d_{a,i}^2)},$$

verwendet. Erreicht diese kalorische Fluidmitteltemperatur die druckabhängige Siedetemperatur $\bar{T}_{fl}(z) = T_S(p)$, Gleichung (3.11), so wird im weiteren axialen Verlauf für die Berechnung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten die druckabhängige Siedetemperatur

$$\vartheta_S(p(z)) = \frac{b}{a - \lg p(z)} - c \quad (3.11)$$

eingesetzt. Der Druckverlust des Kanals setzt sich aus dem geodätischen, Beschleunigungs- und Reibungsdruckverlust zusammen und wird im Rahmen dieser Arbeit zwischen Ein- und Austrittsdruck linearisiert. Die in der ANTOINE-Gleichung enthaltenen Koeffizienten für n-Hexan sind in der Tabelle 3.3 angegeben.

Als dimensionslose axiale Koordinate ist der Strömungsdampfgehalt von elementarer Bedeutung, unter anderem auch zur fundierten Vergleichbarkeit unterschiedlicher Experimente. Er wird aufgrund des verwendeten Versuchsaufbaus und der schwierigen messtechnischen Erfassung theoretisch mittels einer Energiebilanz bestimmt. Dabei wird dem theoretischen Strömungsdampfgehalt $\dot{x} = 0$ definitionsgemäß jene axiale Position zugewiesen, bei der $\bar{T}_{fl}(z) = T_S(p(z))$ gilt. Der weitere \dot{x} -Verlauf lässt sich mit der Gleichung (3.12) berechnen,

$$\dot{x}(n) = \dot{x}(n-1) + \frac{\dot{Q}(z)}{\dot{M}\Delta h_V(z)}. \quad (3.12)$$

Wie [7] zeigt, führt diese Berechnung bei mittleren Strömungsdampfgehalten zu befriedigenden Übereinstimmungen mit dem realen Strömungsdampfgehalt. Jedoch kommt es bei $\dot{x} \approx 0$ und $\dot{x} \approx 1$ zu Abweichungen zwischen dem realen und dem theoretischen Strömungsdampfgehalt. So lässt sich, wie in Kapitel 7 ersichtlich ist, auch vor Erreichen der axialen Position $\dot{x} = 0$ eine zweiphasige Strömung registrieren. Um auch Wärmeübergangskoeffizienten in diesem Bereich vergleichen zu können, wird in dieser Arbeit ein negativer Strömungsdampfgehalt definiert, Gleichung (3.13),

$$\dot{x}(n) = \dot{x}(n+1) - \frac{\dot{Q}(z)}{\dot{M}\Delta h_V(z)}. \quad (3.13)$$

Die temperaturabhängigen Stoffwerte der Gleichungen (3.8), (3.9), (3.10), (3.12) und (3.13) sind [1] entnommen worden.

3.4 Fehlerabschätzung

Die exakte Messung physikalischer Größen ist grundsätzlich nicht möglich. Für die Festlegung des zu untersuchenden Parameterraumes und die Interpretation der erhaltenen Ergebnisse ist daher eine Fehleranalyse hinsichtlich der zu ermittelnden Zielgröße erforderlich.

Im Rahmen dieser Arbeit wird, wie auch bei der Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten und des Strömungsdampfgehaltes, die Fehlerabschätzung in LabView implementiert und visualisiert. So hat der Experimentator bereits während des Versuches Kenntnis über den in den Messungen enthaltenen wahrscheinlichen Gesamtfehler.

Die Fehlerabschätzung erfolgt nach den Regeln der Fehlerfortpflanzung, in dem das totale Differential des wahrscheinlichen Gesamtfehlers $\Delta\alpha_{abs}$ gebildet und quadriert wird. Einzusetzen sind die kleinen Messabweichungen oder Fertigungstoleranzen ΔI , $\Delta \dot{M}$ bzw. Δp , $\Delta T_{Wa,m}$, $\Delta d_{a,a}$, $\Delta d_{a,i}$ und $\Delta T_{Fl,ein}$, siehe Tabelle 3.4, in die Ansätze (3.14) für die Fehleranalyse bei einphasiger Vorwärmung und unterkühltem Sieden

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_{abs}^2 (\dot{x} < 0) = & \left(\frac{\delta\alpha}{\delta I}\right)^2 \Delta I^2 + \left(\frac{\delta\alpha}{\delta \dot{M}}\right)^2 \Delta \dot{M}^2 + \left(\frac{\delta\alpha}{\delta T_{Wa,m}}\right)^2 \Delta T_{Wa,m}^2 + \dots \\ & \dots + \left(\frac{\delta\alpha}{\delta T_{Fl,ein}}\right)^2 \Delta T_{Fl,ein}^2 + \left(\frac{\delta\alpha}{\delta d_{a,a}}\right)^2 \Delta d_{a,a}^2 + \left(\frac{\delta\alpha}{\delta d_{a,i}}\right)^2 \Delta d_{a,i}^2 \end{aligned} \quad (3.14)$$

sowie (3.15) für die Fehleranalyse im Bereich des Sättigungssiedens

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_{abs}^2 (\dot{x} \geq 0) = & \left(\frac{\delta\alpha}{\delta I}\right)^2 \Delta I^2 + \left(\frac{\delta\alpha}{\delta p}\right)^2 \Delta p^2 + \left(\frac{\delta\alpha}{\delta T_{Wa,m}}\right)^2 \Delta T_{Wa,m}^2 + \dots \\ & \dots + \left(\frac{\delta\alpha}{\delta d_{a,a}}\right)^2 \Delta d_{a,a}^2 + \left(\frac{\delta\alpha}{\delta d_{a,i}}\right)^2 \Delta d_{a,i}^2. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Zur Vergleichbarkeit der ermittelten Fehler wird der relative Gesamtfehler, Gleichung (3.16), definiert

$$\Delta\alpha_{rel} = \frac{\Delta\alpha_{abs}}{\alpha_{exp}}. \quad (3.16)$$

Er ist im Bereich $\dot{x} \geq 0$ in der Abbildung 3.16 in Abhängigkeit von den Einflussgrößen dargestellt. Relative Gesamtfehler einschließlich des Bereichs $\dot{x} < 0$ sind im Anhang A angegeben.

Es werden bei $\dot{x} \geq 0$ relative Fehler zwischen 8..10% ermittelt, wobei sich praktisch keine Abhängigkeiten von den Einflussgrößen \dot{q} , \dot{m} , T_U und \dot{x} feststellen lassen. Lediglich bei der Testsektion $s=0,5\text{mm}$ mit den vergleichsweise kleineren Fehlern ist eine schwach ausgeprägte Drift hin zu größeren $\Delta\alpha_{rel}(\dot{x})$ -Werten zu registrieren, Abbildung 3.16(e) im Vergleich mit den Abbildungen 3.16(a) und 3.16(c).

Die Analyse der Einzelfehleranteile am relativen Gesamtfehler (rel. Einzelfehler / rel. Gesamtfehler) in den Abbildungen 3.16(b), 3.16(d) und 3.16(f) zeigt die kleinen und damit für die Präzision der Messungen vernachlässigbaren Einflüsse der wahrscheinlichen Fehler $\Delta d_{a,a}$ und ΔI . Auch die kleinen Δp -Fehler wirken sich anteilmäßig nicht mehr als 5% ($s=0,5\text{mm}$, Abbildung 3.16(f)) am Gesamtfehler aus.

Aus diesem Resultat der Fehleranalyse lässt sich schlussfolgern, dass der durch Linearisierung des axialen Druckverlaufes $p(z)$ zwischen den gemessenen Drücken in die Auswertung gelangte Fehler vernachlässigbar in Bezug auf den wahrscheinlichen Gesamtfehler ist.

Tabelle 3.4: Messabweichungen einzelner Größen

Sensor/ Messgröße	Formelzeichen	Messabweichung/ Fertigungstoleranz	Messbereich
Labornetzteile 2x SM15-200-D	I	0,4A	0-400A
Coriolis-Massenstromsensor Massflo- Mass 2100	\dot{M}	0,15% des Messwertes	0..65kg/h
Druckmessgeräte Yokogawa EJA 510A Yokogawa EJX 110A	p Δp	0,005bar 0,0006bar	0..5bar 0..1,5bar
IR-Kamera	$T_{W,a,m}$	0,4K	333,15..473,15K
Thermoelement Typ K	$T_{FL,ein}$	0,1K	268,15..473,15K
Durchmesser	$d_{a,a}/d_{i,a}$ $d_{a,i}/d_{i,i}$	0,01mm 0,06mm	6..16mm/5..15mm 5..15mm/4..14mm

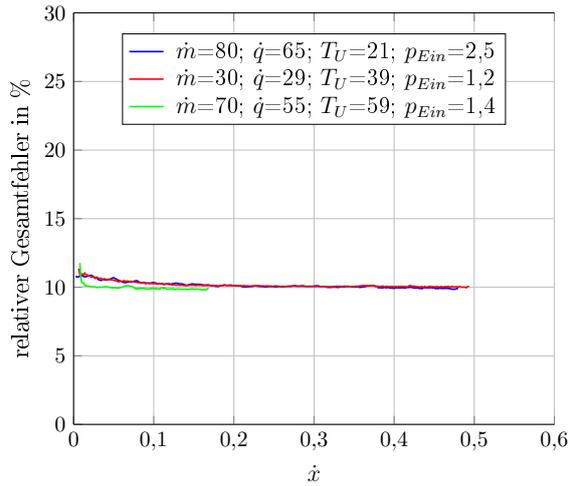
Einen merklichen Anteil am wahrscheinlichen Gesamtfehler erreicht der Einzelfehler der metallischen Wandaußentemperatur mit Werten zwischen 5 und 40%. Seine indirekte messtechnische IR-Ermittlung bestimmt unter Nutzung der FOURIERschen Differentialgleichung die für den Wärmeübergangskoeffizienten relevante Wandinnentemperatur $T_{W,i}$. Angesichts der sich in Minikanälen beim Sieden einstellenden kleinen Temperaturdifferenzen ($T_{W,i} - T_S(p(z))$) wirken sich kleine Fehler der metallischen Wandaußentemperatur relativ stark auf den Gesamtfehler aus.

Dominant im Vergleich mit allen anderen Einzelfehlern ist der Innendurchmesser des heizenden Rohres. Die Reduzierung dieses Einzelfehlers senkt den Fehlereinfluss auf die Wärmestromdichte $\dot{q}(z)$ (über die Heizleistung) und auf $T_{W,i}$ (über das Wärmeleitproblem in der heizenden Wand). Der Anspruch an die entsprechende Fehlerreduzierung ist wegen der Miniaturabmessungen der Testsektion groß.

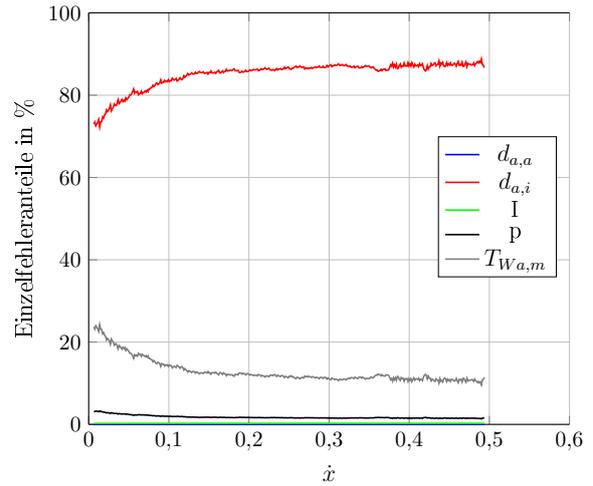
Hinzu kommt das hier nicht analysierte Problem der Konzentrität des Ringspalts, dessen Einfluss auf den lokalen (azimutale Koordinate) Wärmeübergangskoeffizienten insbesondere bei kleinerer charakteristischer Länge der Testsektion zunehmen wird.

Im Resultat der Fehleranalyse lässt sich somit feststellen, dass die Präzision der IR-Wandtemperaturbestimmung und der Kanalgeometrie entscheidend für den Fehler sind, mit den sich der axiale Wärmeübergangskoeffizient ermitteln lässt.

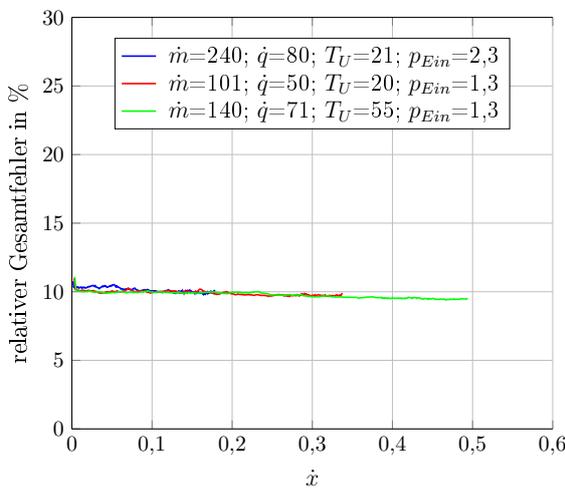
Mit den hier erreichten Präzisionen sollen im folgenden die experimentellen Voruntersuchungen sowie die systematischen Siedeexperimente vorgenommen werden.



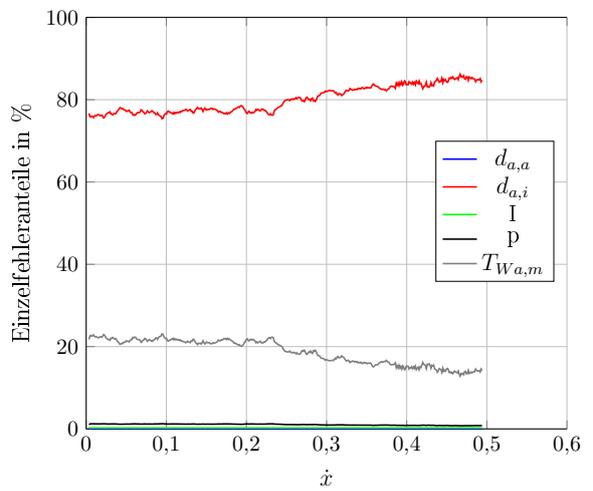
(a) Relativer Gesamtfehler, $s = 1,5mm$



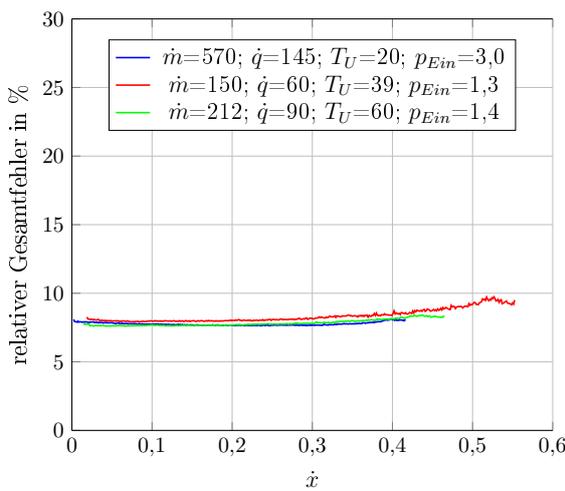
(b) Einzelfehleranteile am relativen Gesamtfehler, $\dot{m}=30; \dot{q}=29; T_U=39; p_{Ein}=1,2; s=1,5$



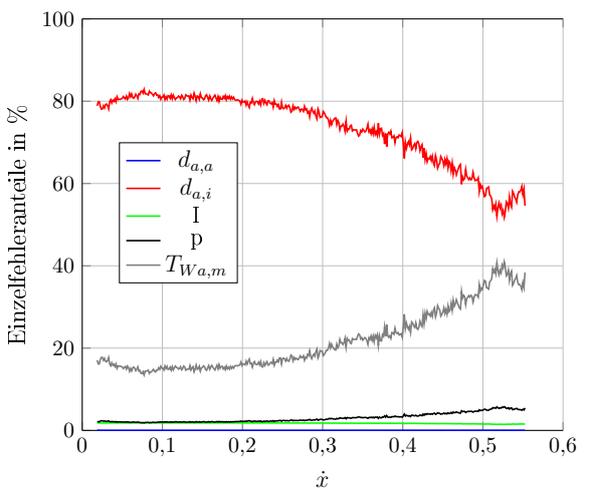
(c) Relativer Gesamtfehler, $s = 1,0mm$



(d) Einzelfehleranteile am relativen Gesamtfehler, $\dot{m}=140; \dot{q}=71; T_U=55; p_{Ein}=1,3; s=1,0$



(e) Relativer Gesamtfehler, $s = 0,5mm$



(f) Einzelfehleranteile am relativen Gesamtfehler, $\dot{m}=150; \dot{q}=60; T_U=39; p_{Ein}=1,3; s=0,5$

Abbildung 3.16: Relative Gesamtfehler und Einzelfehleranteile

4 Experimentelle Voruntersuchungen

Den im Fokus der Arbeit stehenden experimentellen Analysen des Wärmeübergangs im Ringspalt werden Voruntersuchungen vorangestellt, die sich schwerpunktmäßig mit den Arbeitsbereichen der Testsektionen, erforderlichen Messzeiten, Einschwingzeiten nach Parameteränderung, Messwertänderungen nach temporärem Ausfall der Heizflächenbelastung, Hystereseeffekten sowie mit der Strategie der Parametereinstellungen befassen.

Vorgenommen werden die Voruntersuchungen mit dem Testmedium n-Hexan in der IR-Testsektion $s=0,5\text{mm}$ bei jenen Betriebsparametern, die in den Abbildungen 4.2 bis 4.8 angegeben sind. Jede Parameterkombination wird dreimal vermessen und zwar an drei unterschiedlichen Tagen.

4.1 Arbeitsbereiche der Testsektionen

Die Experimente sollen bei definierten Unterkühlungseintrittstemperaturen $T_U = T_S(p_{ein}) - T_{ein} = 20..60\text{K}$ in den Testsektionen durchgeführt werden, deren (radiale) Abmessungen in der Tabelle 3.1 angegeben sind und deren Länge L jeweils $0,3\text{m}$ beträgt.

Die Voruntersuchungen müssen sich insofern auf die wesentlichen Betriebsparameter Massendichte und Wärmestromdichte konzentrieren, weil sie letztlich durch die Mikrodosierpumpe und die Labornetzteile zu realisieren sind. Die folgenden Analysen sind als Abschätzung einzuordnen. Die tatsächlich realisierten \dot{m} - und \dot{q} -Werte im Versuchsbetrieb sind das Resultat von Feineinstellungen, insbesondere auch in Abhängigkeit von den Pumpen- und Anlagen-/Testsektionskennlinien sowie vom Verdampfungsziel, welches zu erreichen ist, stets aber auch eine ausreichende energetische Entfernung vom Zustand weitgehender Austrocknung (Dryout) der Heizfläche aufweisen muss.

Für diese Abschätzung werden die Betriebsparameter wie folgt gewählt: $T_U = 40\text{K}$, $p = 2\text{bar}$, $T_S = 92^\circ\text{C} = 365\text{K}$, $\dot{x}_{aus} = 0,2; 0,4; 0,6$, $\bar{w}_{Fl,ein} = 1\text{m/s}$. Überprüft werden die größte, $s=1,5\text{mm}$, und kleinste, $s=0,5\text{mm}$, Spaltweite. Des weiteren werden die Stoffwerte des Arbeitsmediums n-Hexan $\bar{c}_{Fl} = 2,26\text{kJ}/(\text{kgK})$, $\Delta h_V = 348\text{kJ}/\text{kg}$, $\rho_{Fl} = 634\text{kg}/\text{m}^3$ und der spezifische elektrische Widerstand der heizenden Wand $\rho_{el} = 1,19 \cdot 10^{-6}\Omega\text{m}$ benötigt.

Wesentliche Flächen der Testsektionen sind durch die Gleichungen (4.1) bis (4.4) definiert und als Zahlenwerte in der Tabelle 4.1 angegeben.

Strömungsquerschnitt:

$$A_q(s) = \frac{\pi}{4}(d_{a,i}^2 - d_{i,a}^2) \quad (4.1)$$

Heizfläche der IR-Messungen:

$$A_{W\ddot{U}}(s) = \pi d_{a,i} L \quad (4.2)$$

Querschnittsfläche des Stromleiters der IR-Messung:

$$A_I(s) = \frac{\pi}{4}(d_{a,a}^2 - d_{a,i}^2) \quad (4.3)$$

Flächenverhältnis:

$$A_q(s)/A_{W\ddot{U}}(s) = \frac{1}{4} \frac{d_{a,i}^2 - d_{i,a}^2}{d_{a,i} L} \quad (4.4)$$

Tabelle 4.1: Volumenströme und relevante Flächen der Testsektionen für Strömung und Wärmeübertragung

s in mm	$A_q(s)$ in m^2	$A_{W\ddot{U}}(s)$ in m^2	$A_I(s)$ in m^2	$A_q(s)/A_{W\ddot{U}}(s)$	$\dot{V}(s)$ in l/min
0,5	$7,07 \cdot 10^{-6}$	$4,71 \cdot 10^{-3}$	$8,64 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	0,424
1,5	$6,36 \cdot 10^{-5}$	$14,14 \cdot 10^{-3}$	$2,4347 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	3,8

Massenstromdichte

Sie ist, wie erwähnt, durch die Mikrodosierpumpe zu gewährleisten und ist leistungsmäßig durch den Magnetkupplungsantrieb begrenzt. Zusätzlich soll die Massenstromdichte aus Lärmschutzgründen nicht so groß sein, dass die Strömungsgeräusche bestimmte Geräuschpegel überschreiten.

Die Massenstromdichte ist durch die mittlere Eintrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit festgelegt, Gleichung (4.5).

$$\dot{m} = \bar{w}_{Fl,ein} \cdot \rho_{Fl,Hexan,50^\circ C} = 1m/s \cdot 634kg/m^3 = 634kg/(m^2s) \quad (4.5)$$

Daraus ergibt sich der Volumenstrom der Mikrodosierpumpe, Gleichung (4.6):

$$\dot{V}(s) = \frac{\dot{m}A_q(s)}{\rho_{Fl,Hexan,50^\circ C}} = \frac{634kg/(m^2s)}{634kg/m^3} A_q(s) \quad (4.6)$$

Die Mikrodosierpumpe liefert maximal 3380 ml/min (ohne Gegendruck) und erreicht einen maximalen Differenzdruck von 3,5bar. In Abhängigkeit vom Gegendruck stellt sich der Arbeitspunkt der Pumpe ein (Pumpenkennlinie). Hohe Gegendrücke lassen den geförderten Volumenstrom der Pumpe auch deshalb gegen null gehen, weil die Magnetkupplung keine Kraftübertragung ermöglicht. Daher wird die relativ hohe Massenstromdichte der Testsektion $s=0,5mm$ in der Testsektion $s=1,5mm$ bei weitem nicht erreicht, siehe Kapitel 6 und 7. Auch Überlappungen der Arbeitsbereiche von Testsektionen verschiedener charakteristischer Längen stehen in Frage, siehe Tabellen 4.6 bis 4.8.

Die Abschätzung der Strömungsgeräusche der Testsektionen bedarf der Kenntnis der mittleren Dampfgeschwindigkeit. Sie ist gemäß des Dampfmassenstroms, Gleichung (4.7),

$$\dot{M}_D = \bar{w}_D A_{q,D} \rho'' = \dot{x} \dot{M} = \dot{x} \dot{m} A_q, \quad (4.7)$$

durch den Strömungsdampfgehalt \dot{x} und das Querschnittflächenverhältnis $A_{q,D}/A_q$ bestimmt, Gleichung (4.8),

$$\bar{w}_D = \frac{\dot{m} \cdot \dot{x}}{\rho'' \frac{A_{q,D}}{A_q}}. \quad (4.8)$$

Das Querschnittflächenverhältnis, Gleichung (4.9),

$$\frac{A_{q,D}}{A_q} = \frac{A_{q,D}}{A_q} \frac{\Delta z}{\Delta z} = \frac{V_D}{V} = \varphi, \quad (4.9)$$

lässt sich als volumetrischer Dampfgehalt φ bezeichnen, der sich vom volumetrischen Strömungsdampfgehalt, Gleichung (4.10)

$$\dot{\varphi} = \frac{\dot{V}_D}{\dot{V}}, \quad (4.10)$$

unterscheidet.

Zwischen dem volumetrischen Strömungsdampfgehalt und dem Strömungsdampfgehalt gilt der Zusammenhang (4.11)

4 Experimentelle Voruntersuchungen

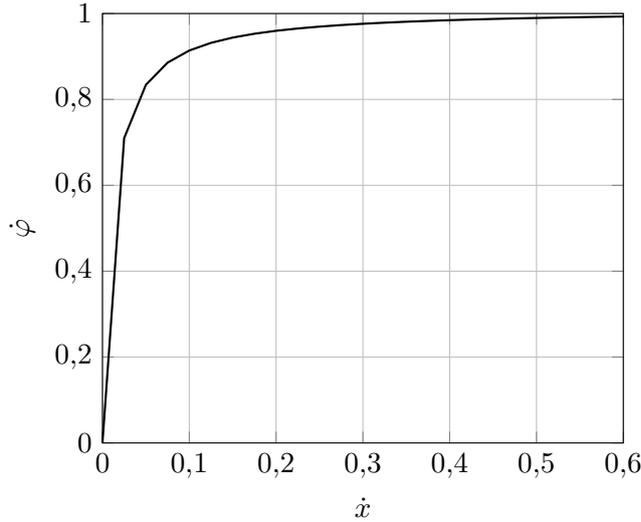


Abbildung 4.1: Abhängigkeit des volumetrischen Strömungsdampfgehaltes vom Strömungsdampfgehalt

$$\dot{x} = \frac{\dot{M}_D}{\dot{M}_D + \dot{M}_{fl}} = \frac{\dot{V}_D \rho''}{\dot{V}_D \rho'' + \dot{V}_{fl} \rho'} = \frac{\dot{\varphi} \dot{V} \rho''}{\dot{\varphi} \dot{V} \rho'' + (1 - \dot{\varphi}) \dot{V} \rho'} = \frac{\dot{\varphi}}{\dot{\varphi} + (1 - \dot{\varphi}) \rho' / \rho''}, \quad (4.11)$$

bzw. Gleichung (4.12)

$$\dot{\varphi} = \frac{\dot{x} \rho' / \rho''}{1 + \dot{x} \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right)}. \quad (4.12)$$

Für Hexan, $\rho' / \rho''(2bar) = \frac{589,002}{6,169} = 95,48$ führt diese Abhängigkeit bereits bei relativ kleinen Strömungsdampfgehalten zu $\dot{\varphi}$ -Werten, die sich 1 nähern, Abbildung 4.1.

Diese Tendenz kann jedoch nicht unmittelbar in der Gleichung (4.8) genutzt werden, da der volumetrische Strömungsdampfgehalt und der volumetrische Dampfgehalt nur dann übereinstimmen, wenn es keinen Schlupf zwischen Dampf und Flüssigkeit gibt, also $w_D = w_{fl}$ gilt, Gleichung (4.13),

$$\dot{\varphi} = \frac{\dot{V}_D}{\dot{V}} = \frac{w_D A_D}{w_D A_D + w_{fl} A_{fl}} = \frac{A_D}{A} = \varphi. \quad (4.13)$$

Zwar kann man bei fortgeschrittenem Verdampfungsprozess ggf. von vernachlässigbarem Schlupf "im Kern" des Minikanals ausgehen. Jedoch sind die mittleren Wandfilmgeschwindigkeiten wesentlich kleiner als die mittleren Dampfgeschwindigkeiten. Daher kann im Rahmen der Abschätzung der mittleren Dampfgeschwindigkeit der Zusammenhang (4.14) wegen $\varphi < 1$ nur als Ungleichung behandelt werden,

$$\bar{w}_D > \frac{\dot{m} \cdot \dot{x}}{\rho''}, \quad (4.14)$$

das heißt, es werden mit dem Produkt $\frac{\dot{m} \cdot \dot{x}}{\rho''}$ die minimalen Dampfgeschwindigkeiten bestimmt. Berücksichtigt man darüber hinaus die Schallgeschwindigkeit des Dampfes $w_{Schall}(92^\circ\text{C}) = 178,94\text{m/s}$, dann lassen sich auch die relativen Dampfgeschwindigkeiten in Form der Mach-Zahlen abschätzen, Tabelle 4.2.

Bezogen auf Luft, dem für den Experimentator relevanten Fortpflanzungsmedium für den Schall, ergibt sich abschätzungsgemäß eine Ma-Zahl von 0,2 ($\dot{x} = 0,6; w_{Schall, Luft}(293\text{K}) \cong$

Tabelle 4.2: Dampfgeschwindigkeiten und Machzahlen, $p = 2\text{bar}$

\dot{x}	\bar{w}_D in m/s	$Ma = \bar{w}_D/w_{schall}$
0,2	>23	>0,12
0,4	>46	>0,23
0,6	>69	>0,35

Tabelle 4.3: Erforderliche elektrische Ströme I in A

s in mm	\dot{x}	\dot{q} in kW/m^2	R_{el} in Ω	P_{el} in kW	I in A
	0,2	195		0,918	163
0,5	0,4	261	0,0347	1,229	188
	0,6	327		1,54	211
	0,2	585		8,27	820
1,5	0,4	784	0,0123	11,09	949
	0,6	982		13,885	1062

340m/s), ein Wert, der für offene Systeme (Verdichter, Turbinen) durchaus arbeitsschutzrelevant ist. Die hier vorliegenden Bedingungen der Kanalverdampfung und anschließenden Kondensation dämpfen an den jeweiligen Wandübergängen die Strömungsgeräusche, so dass vor den systematischen Versuchen eine geräuscharme Versuchsdurchführung prognostiziert werden kann.

Wärmestromdichte

Der Abschätzung für den Fall $T_U = 60K$ zugrunde liegt die Energiebilanz (4.15)

$$\dot{Q} = \dot{q}A_{W\ddot{U}}(s) = \dot{m}A_q(s)[\bar{c}_{Fl}(T_S(p) - T_{ein}) + \Delta\dot{x}\Delta h_V], \quad (4.15)$$

mit $\Delta\dot{x} = \dot{x} - 0 = \dot{x}$, die zur Bestimmungsgleichung (4.16) für die Wärmestromdichte führt,

$$\dot{q} = \dot{m} \frac{A_q(s)}{A_{W\ddot{U}}(s)} [\bar{c}_{Fl}(T_S(p) - T_{ein}) + \dot{x}\Delta h_V]. \quad (4.16)$$

Setzt man die verfügbaren exemplarischen Daten ein,

$$\dot{q} = 634 \frac{A_q(s)}{A_{W\ddot{U}}(s)} [2,26 \cdot 60 + \dot{x} \cdot 348] kW/m^2,$$

dann ist \dot{q} eine Funktion des Verdampfungsziels \dot{x} und des s-abhängigen Flächenverhältnisses (4.4) $\frac{A_q(s)}{A_{W\ddot{U}}(s)}$, mit der sich die elektrische Heizleistung $P_{el}(s)$, Gleichung (4.17),

$$P_{el}(s) = \dot{q}A_{W\ddot{U}}(s), \quad (4.17)$$

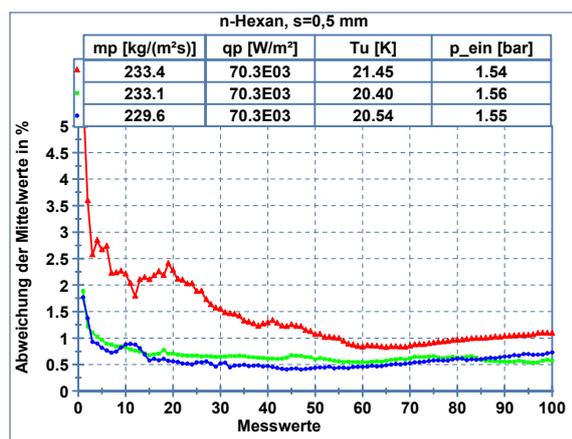
ermitteln lässt, siehe Tabelle 4.3.

Mit den Zusammenhängen (4.18) und (4.19) ergeben sich die Anforderungen an die Stromversorgung der Labornetzteile. Zur Verfügung stehen zwei Netzteile mit jeweils $I_{max} = 200A$, die in Parallelschaltung maximal 400A bereitstellen können. Somit begrenzt, unabhängig vom Anspruch an die Leistungsfähigkeit und technische Realisierung der elektrischen Anschlüsse (Kupferbacken), auch die Stromversorgung den Arbeitsbereich der größeren Testsektion $s=1,5\text{mm}$, siehe Kapitel 6 und 7.

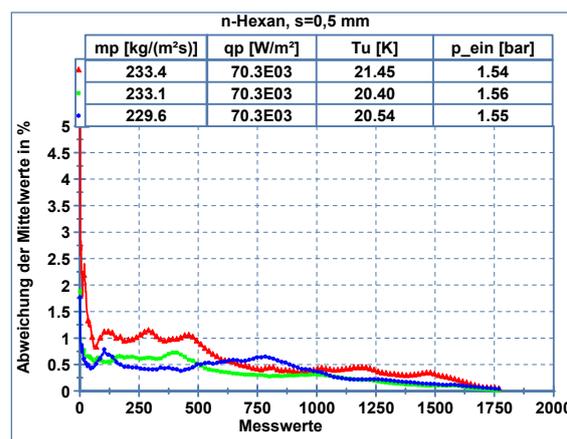
$$R_{el}(s) = \rho_{el} \frac{L}{A_I(s)} \quad (4.18)$$

Tabelle 4.4: Betriebsparameter zur Ermittlung der erforderlichen Messzeit

Tu in K	\dot{m} in $kg/(m^2s)$	\dot{q} in $kW/(m^2)$
20	560	150
20	225	70
60	225	120
60	525	200



(a) Messzeit 100s



(b) Gesamtmesszeit 1750s

Abbildung 4.2: Einfluss der Messzeit auf den zeitlich und örtlich gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten bei niedrigeren \dot{m} - und \dot{q} -Werten

$$I(s) = \sqrt{\frac{P_{el}(s)}{R_{el}(s)}} \quad (4.19)$$

4.2 Erforderliche Messzeit

Das Testmedium tritt einphasig in den Strömungskanal ein und wird bis zum jeweiligen Zustand des Strömungssiedens erwärmt. Die Messzeiten werden zwischen zwei und 1750s variiert.

Jede Sekunde wird an jedem lokalen Pixel ein Messwertsatz und der dazugehörige lokale Wärmeübergangskoeffizient ermittelt. Daraus lässt sich der bis zum betrachteten Zeitpunkt zeitlich und über die Kanallänge gemittelte Wärmeübergangskoeffizient und somit seine Abweichung von jenem bei der maximalen Messzeit bestimmen.

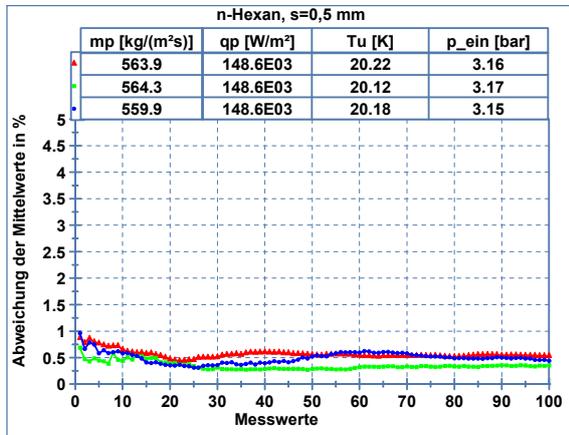
Die Betriebsparameter sind in der Tabelle 4.4 zusammengestellt und enthalten hinsichtlich der Wärme- und Massenstromdichte sowie der Unterkühlungseintrittstemperatur jeweils höhere und niedrigere Werte.

Exemplarisch werden Messergebnisse bei der niedrigeren Unterkühlungseintrittstemperatur ca. 20K dargestellt. Ergebnisse bei der höheren Unterkühlungseintrittstemperatur ca. 60K enthält Anhang B.

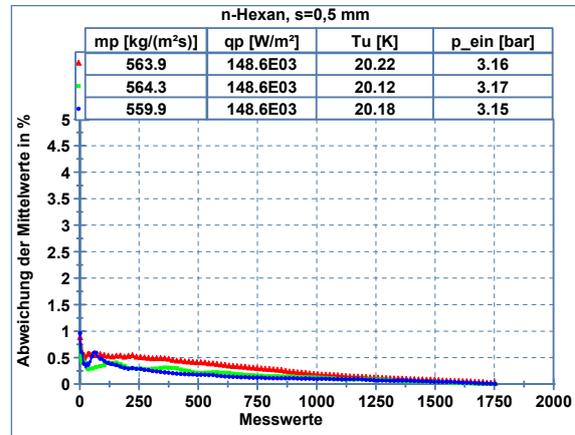
In den Abbildungen 4.2 und 4.3 sind auf der Abzisse die Messzeit und auf der Ordinate die relative Abweichung (4.20)

$$\alpha_{rel} = (\bar{\alpha}(t) - \bar{\alpha}(t_{max}))/\bar{\alpha}(t_{max}) \quad (4.20)$$

dargestellt.

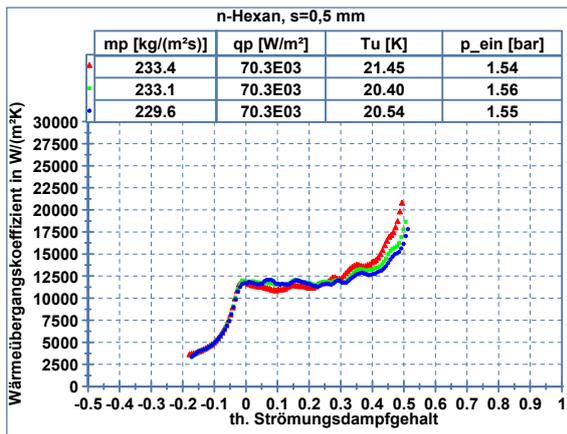


(a) Messzeit 100s

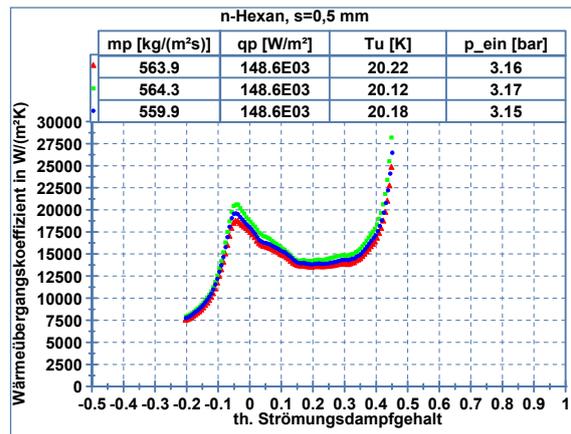


(b) Gesamtmesszeit 1750s

Abbildung 4.3: Einfluss der Messzeit auf den zeitlich und örtlich gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten bei höheren \dot{m} - und \dot{q} -Werten



(a) niedrigere \dot{m} - und \dot{q} -Werte



(b) höhere \dot{m} - und \dot{q} -Werte

Abbildung 4.4: In der gesamten Messzeit gemittelte Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit vom Strömungsdampfgehalt

Tabelle 4.5: Betriebsparameter zur Ermittlung der Einschwingzeiten

Tu in K	\dot{m} in $kg/(m^2s)$	\dot{q} in $kW/(m^2)$
20	225	70 → 100
60	225	70 → 120
20	525	90 → 150
60	525	110 → 200

Die Abbildungen 4.4(a) und 4.4(b) enthalten die bis zur Maximalzeit gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit vom Strömungsdampfgehalt.

In den Abbildungen 4.2 und 4.3 wird deutlich, dass sich nach einer zeitlich relativ kleinen Messzeit bereits Wärmeübergangskoeffizienten einstellen, die sich bis auf 1% und weniger dem Mittelwert bei maximaler Messzeit nähern. Dabei ist zu berücksichtigen, dass zwischenzeitliche Zunahmen der relativen Abweichung $(\bar{\alpha}(t) - \bar{\alpha}(t_{max}))/\bar{\alpha}(t_{max})$ auf anlageninterne Regelprozesse, wie die Temperaturregelung des Wärmeübertragers, Abbildung 3.1, zurückzuführen sind. Insbesondere die zeitgestreckten Darstellungen 4.2(a) und 4.3(a) zeigen, dass bereits eine Messzeit von 60s durchaus ausreicht, um messzeitbedingte Abweichungen von 1% und weniger zu gewährleisten. In den systematischen Untersuchungen der Arbeit, Kapitel 6, sind sicherheitshalber Messzeiten von 120s realisiert worden.

Die $\alpha(\dot{x})$ -Verläufe in den Abbildungen 4.4(a) und 4.4(b) zeigen unter Berücksichtigung der oben angeführten Versuchsbedingungen den Grad der Reproduzierbarkeit der Messwerte. Dieser ist stark ausgeprägt im einphasigen Bereich und im Gebiet des unterkühlten Siedens. Auch im Gebiet des Sättigungssiedens ist die Reproduzierbarkeit der Messwerte gegeben, die am Kanalausstritt ggf. etwas differieren.

4.3 Einschwingzeiten nach Parameteränderung

Systematische experimentelle Untersuchungen bei der Abarbeitung von Versuchsplänen bedingen die Einstellung einer Vielzahl von Parameterkombinationen. Daher ist die Kenntnis der Einschwingzeit nach Parameteränderung von wesentlichem Interesse. Hier wird die Wärmestromdichte schlagartig bei unterschiedlichen Massenstromdichten und Unterkühlungseintrittstemperaturen geändert. Die Tabelle 4.5 enthält die realisierten Parameterkombinationen.

Schlagartige Zunahmen der Wärmestromdichte bei gleicher Pumpendrehzahl hätten zur Folge, dass wegen erhöhten Druckverlustes im Strömungskanal gemäß der Pumpenkennlinie die tatsächliche Massenstromdichte sinkt. Ziel des Versuches ist aber, die voreingestellte Massenstromdichte auch nach der \dot{q} -Zunahme beizubehalten. Daher muss vor der \dot{q} -Änderung eine solche Anhebung der Pumpendrehzahl vorgenommen werden, dass sich nach der \dot{q} -Zunahme der vorherige \dot{m} -Wert unter der Bedingung des höheren Druckverlustes wieder näherungsweise einstellt.

Darüber hinaus führt die Zunahme des Druckverlustes bei annähernd gleichem Austrittsdruck zu höheren Siedetemperaturen und damit zu größeren Unterkühlungseintrittstemperaturen, die hier nicht in Bezug auf ihren Ursprungswert nachgeregelt werden. Die Auswertungen werden lokal vorgenommen und zwar für Pixel, die im Gebiet des unterkühlten Siedens, und solche, die im Gebiet des Sättigungssiedens liegen. In den Abbildungen 4.5 und 4.6 werden bei den in der Tabelle 4.5 angegebenen Parameterkombinationen die lokalen Änderungen von α bei den in der Folge der \dot{q} -Änderung sich ergebenden \dot{m} - und T_U -Änderungen in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt.

Deutlich werden die unterschiedlichen Transportintensitäten für thermische Energie zwischen den Bereichen des unterkühlten Siedens und des Sättigungssiedens. Wesentlich größere Wärmeübergangskoeffizienten werden beim Sättigungssieden ermittelt.

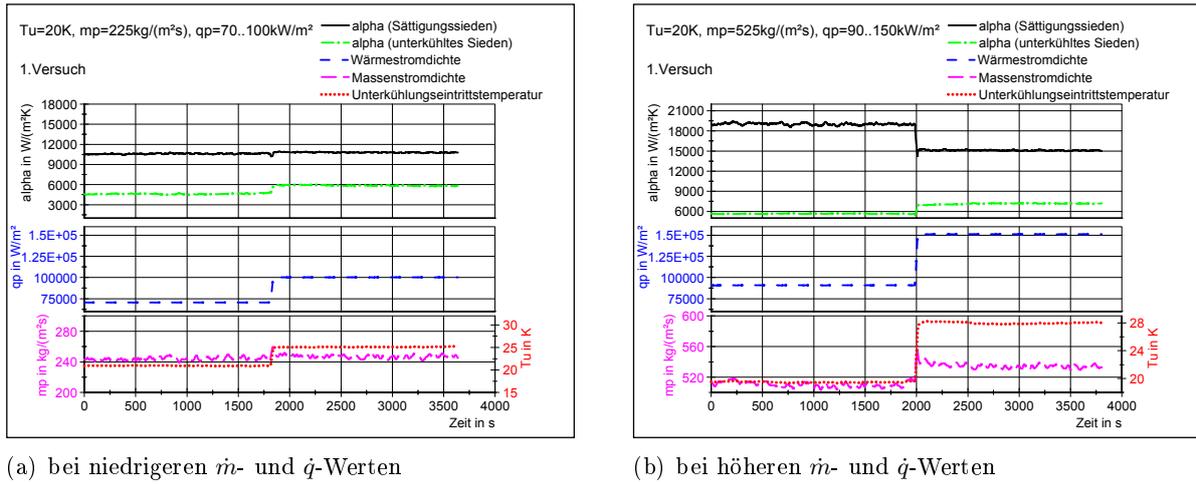


Abbildung 4.5: Einschwingverhalten bei niedrigeren Unterkühlungseintrittstemperaturen

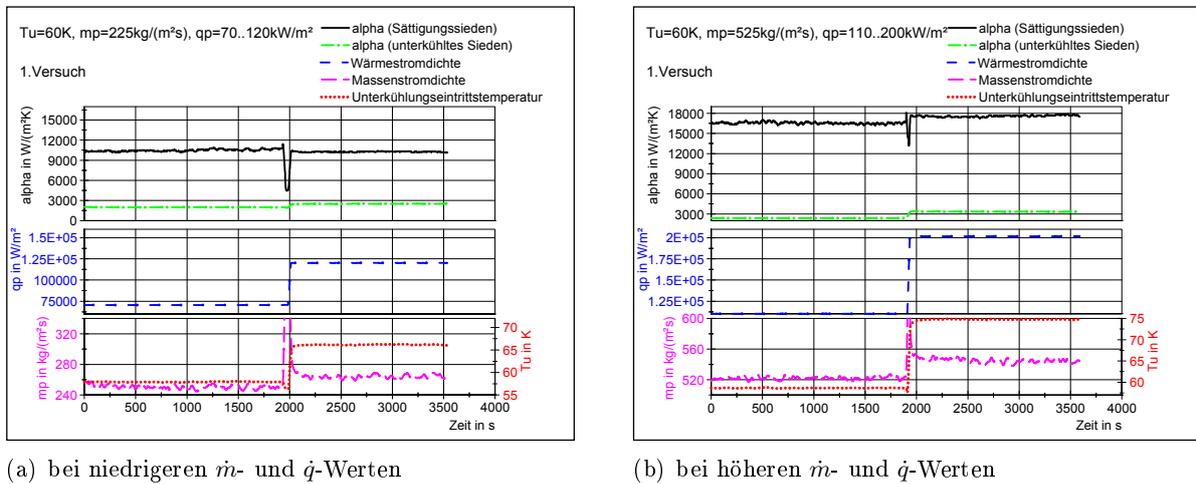


Abbildung 4.6: Einschwingverhalten bei höheren Unterkühlungseintrittstemperaturen

Die schnelle Folge der Maßnahmen - Anhebung der Pumpendrehzahl und der Wärmestromdichte - soll die Beibehaltung des geforderten \dot{m} -Einstellwertes gewährleisten. Dies gelingt gut bei niedrigen T_U -, \dot{m} - und \dot{q} -Werten, Abbildung 4.5. Größere T_U - sowie \dot{m} - und \dot{q} -Werte haben in den Abbildungen 4.5(b) und in den Abbildungen 4.6(a) und 4.6(b) kleine Abweichungen vom alten \dot{m} -Wert zur Folge.

Die Präzision der Korrektur der Pumpendrehzahl, die hier in den Voruntersuchungen oft nur zu einer näherungsweisen Beibehaltung der Massenstromdichte führt, konnte im Verlauf der Arbeit entscheidend verbessert werden.

Das Einschwingverhalten des Systems nach sprungförmiger \dot{m} -Änderung wird zeitlich dominant durch den Thermostaten des Vorwärmers, siehe Abbildung 3.1, der die Flüssigkeitseintrittstemperatur gemäß experimenteller Forderung nachregelt, beeinflusst. Die rekuperative Beheizung (oder seltener Kühlung) ist mit thermischen Trägheiten verbunden, die die Regelungszeit des Thermostaten bestimmt.

Diese Regelungszeit gibt letztlich die Antwort auf die Frage nach der Einschwingzeit nach Parameterveränderung. In der Abbildung 4.5(b) liest man eine Einschwingzeit von ca. 1200s ab. Das heißt, bei den systematischen Versuchen muss nach Erreichen der Parameterwerte eine Wartezeit von 20 min eingeplant werden.

4 Experimentelle Voruntersuchungen

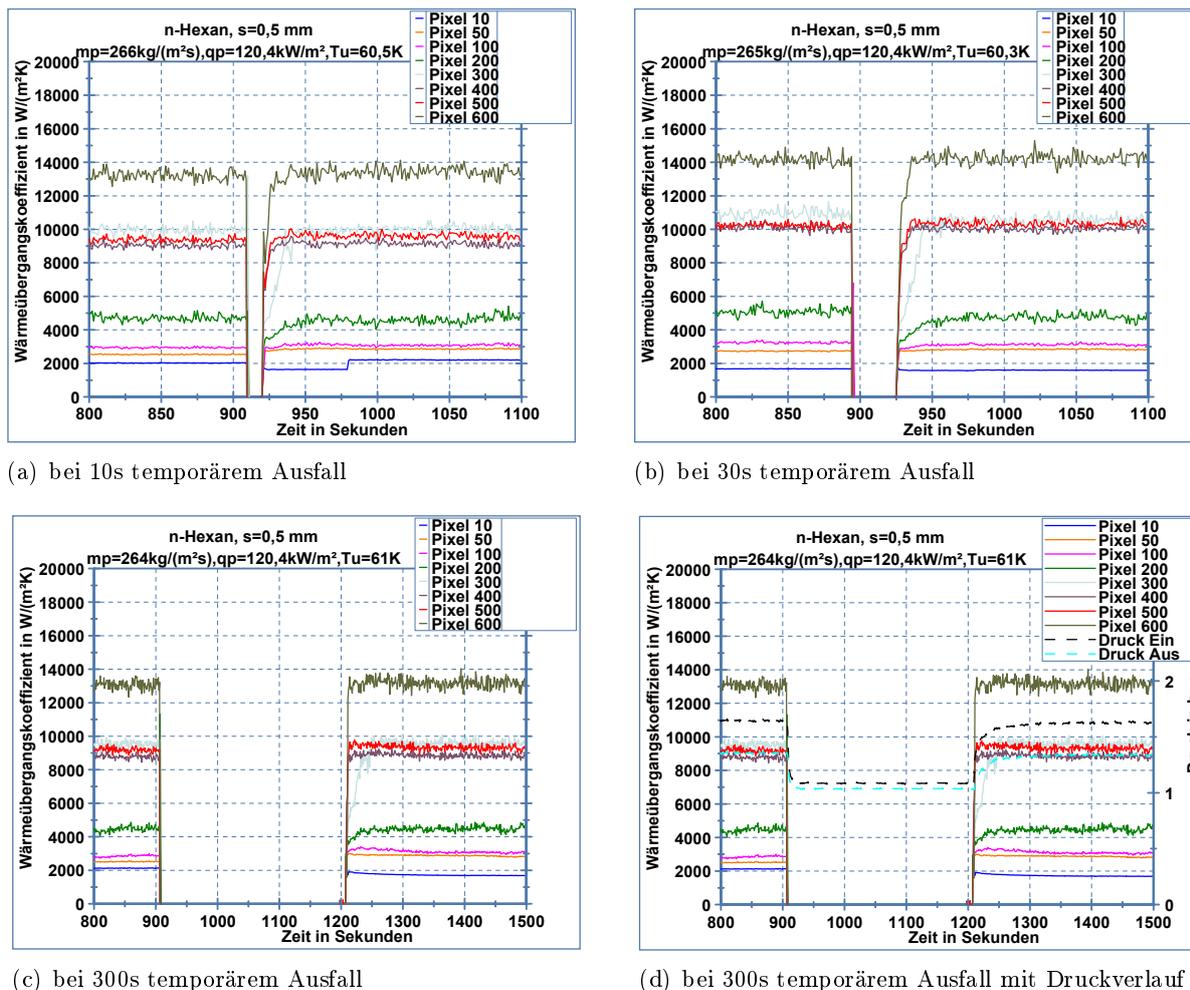


Abbildung 4.7: Zeitlicher Verlauf bei temporärem Ausfall der Wärmestromdichte

4.4 Messwertänderungen nach temporärem Ausfall der Heizflächenbelastung

Die Zielstellung für diesen Teil der Voruntersuchungen betrifft letztlich die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse bei temporärem Ausfall der Heizflächenbelastung. Stand dabei zu Beginn der Analysen die Frage nach der Veränderung des Wärmeübergangs in der Zweiphasenströmung im Fokus, wenn die Untersuchungen für Stunden unterbrochen werden, so konzentrieren sich die aktuellen Untersuchungen auf Versuchsunterbrechungen im Sekundenbereich, 10, 30, 300 s. Bei vorangegangenen Analysen zur Reproduzierbarkeit von Messtag zu Messtag konnten zufriedenstellende Ergebnisse festgestellt werden.

Die Untersuchungen werden für die Parameterkombination $\dot{q} = 120 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 265 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$ und $T_u = 60 \text{ K}$ durchgeführt. Dargestellt sind in den Abbildungen 4.7(a) bis 4.7(d) die zeitliche Abhängigkeit des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich des Lastausfalles an 8 Pixelorten: 10, 50, 100 (47,97mm), 200, 300 (143,91mm), 400, 500, 600 (287,81mm).

Die Tendenzen in den Abbildungen 4.7(a) bis 4.7(d) zeigen eindrücklich die enormen Zunahmen der Transportintensitäten für thermische Energie beim Übergang von der einphasigen zur zweiphasigen Strömung im Kanal. Liegen bei den realisierten Betriebsparametern die α -Zahlen am Kanaleintritt in der theoretisch einphasigen Strömung noch bei ca. $2 \text{ kW/(m}^2 \text{ K)}$, so steigen sie zu Beginn des Strömungssiedens auf das 5-fache und in der Nähe des Kanalaustritts auf das 7-fache. Die ansteigenden α -Zahlen bei unterkühltem Sieden zeigt der Verlauf bei Pixel

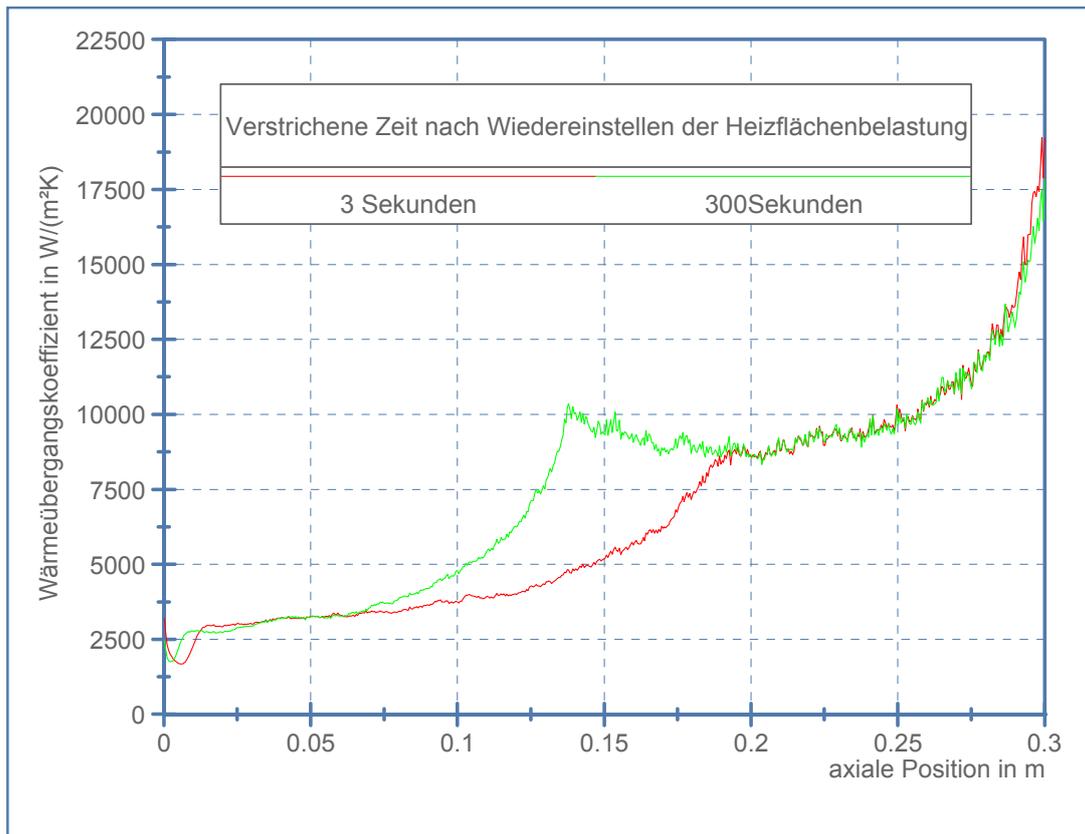


Abbildung 4.8: Zeitliche Drift des Verlaufes $\alpha(\dot{x})$ nach temporärem \dot{q} -Ausfall, $\dot{q} = 120 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 250 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$, $T_U = 60 \text{ K}$

200 (ca. 96 mm), und den annähernden Plateaucharakter des $\alpha(\dot{x})$ -Verlaufes nach dem Einsetzen des Strömungssiedens zeigen die Pixelorte 300, 400, 500.

Die instationären Einschwingprozesse in der Folge des Lastausfalles sind hochdynamisch im Bereich des unterkühlten Siedens und verlieren ihre hohe Dynamik im Bereich des Strömungssiedens. Bemerkenswert ist das Einschwingverhalten insbesondere am Pixelort 300 ($\dot{x} \approx 0$), wo sich der alte α -Wert vor \dot{q} -Ausfall erst nach relativ langer Zeit ($< 50 \text{ s}$), abhängig von der Dauer des \dot{q} -Ausfalls, wieder einstellt. Dies heißt auch, dass die Reproduzierbarkeit bei Heizflächenbelastungsänderung prinzipiell nachweisbar ist, auch wenn es im Bereich des unterkühlten Siedens einige Hinweise darauf gibt, dass sich kleine Intensitätsverbesserungen einstellen. Die schlagartige Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten am Pixel 10 ca. 60 s nach \dot{q} -Neuaktivierung weist exemplarisch in Abbildung 4.7(a) auf zweiphasige Effekte an der Heizfläche trotz hoher Eintrittsunterkühlung von 60 K hin. Bereits aktivierte oder/und neu aktivierte Siedekeime verursachen die α -Stufe bei $t = 980 \text{ s}$.

Das charakteristische Einschwingverhalten nach temporärem Lastausfall lässt sich aufschlussreich auch mittels der in der Abbildung 4.7(d) exemplarisch dargestellten zeitlichen Verläufe von Ein- und Austrittsdruck sowie der in der Abbildung 4.8 dargestellten zeitlichen Drift des Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha(\dot{x}, t)$ diskutieren. Wie die α -Zahlen stellen sich auch die Drücke nach plötzlicher Lastaufprägung nicht sofort wieder auf die vor Lastausfall gemessenen Werte ein. Der Einschwingvorgang für den Druck dauert ca. 50 bis 100 s mit entsprechenden Auswirkungen auf den zweiphasigen Wärmeübergang. Dieser weist nach Lastaufprägung hohe Dynamiken und damit kleine Einschwingzeiten in den Bereichen des unterkühlten Siedens und des ausgebildeten Sättigungssiedens auf. Demgegenüber stellt sich die alte Intensität des Wärmeübergangs zu Beginn des Sättigungssiedens erst nach einer relativ langen Einschwingzeit ein. Berücksichtigt man einerseits, dass gemäß der Pumpenkennlinie die Massenstromdichte mit Zunahme des

Eintrittsdruckes sinkt, dann verkürzt sich bei gegebener Wärmestromdichte die einphasige Vorwärmung und der Zustand $\dot{x}=0$ wandert stromaufwärts, siehe Abbildung 4.8. Andererseits ist diese Abnahme der Massenstromdichte nur relativ klein, so dass ggf. die hochdynamische Wanderung des Zustands $\dot{x}=0$ darüber hinaus auf Energiespeichereffekte von Medium und Wand sowie instationäre Initialisierungseffekte von Blasenkeimen zurückzuführen ist. Hervorzuheben ist die lokale Unabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten bei ausgebildetem Sättigungssieden unabhängig von der jeweiligen Phase des Einschwingprozesses.

Des Weiteren können aus den Tendenzen in der Abbildung 4.8 folgende grundsätzliche Schlussfolgerungen gezogen werden. Wird die Intensität des zweiphasigen Wärmeübergangs durch die Festlegung der Betriebsparameter \dot{q} , \dot{m} , l_{ch} , T_U , p sowie des Mediums vorgegeben, dann entscheidet die Lage von $\dot{x} = 0$ im Kanal über den speziellen $\alpha(\dot{x})$ -Verlauf. Die Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten zu Beginn des Sättigungssiedens verbindet sich eher mit stärkeren Änderungen der Temperaturdifferenz ($T_W - T_S$). Demgegenüber stellen sich zu Beginn des Sättigungssiedens leicht steigende Tendenzen von α ein, wenn der Anstieg $d(T_W - T_S)/d\dot{x}$ weniger stark ausgeprägt ist. Künftige Überprüfungen dieses Zusammenhanges $d\alpha/d\dot{x}$ durch die Analyse der Blasenaktivierung und der Lebensläufe der Blasen sollten von besonderem wissenschaftlichen Interesse sein. Nimmt der Bereich der Vorwärmung nur einen kleinen Betrag der Kanallänge ein, so ist der Abfall des Wärmeübergangskoeffizienten nach $\dot{x} = 0$ ausgeprägt.

Erwähnenswert sind auch die Unterschiede der instationären Schwankungen des Wärmeübergangskoeffizienten in den verschiedenen Bereichen. Diese Schwankungen sind vernachlässigbar bzw. schwach ausgeprägt im Bereich des Kanaleintritts und verstärken sich kontinuierlich bis in den Bereich des Strömungssiedens hinein. Dort gewinnt die Periodizität des lokalen Druck- und Massenstromverlaufes neben dem lokalen volumetrischen Dampfgehalt sowie der lokalen Flüssigkeitsbenetzung der Heizfläche dominanten Einfluss auf den Wärmeübergang im Kanal.

4.5 Hystereseeffekte

In der Literatur wird der Hystereseeffekt des Siedens (Behältersieden) im Bereich des Onset of Nucleate Boiling (ONB) beschrieben.

Die eigenen Hysterese-Experimente werden bei stufenförmiger Änderung der Betriebsparameter \dot{q} , \dot{m} und T_U vorgenommen. Keine Hystereseeffekte konnten bei der Variation von \dot{m} und T_U festgestellt werden.

Die in der Literatur beschriebenen Hystereseeffekte im Bereich des ONB lassen sich bei \dot{q} -Variation, die aber beim komplexen Prozess des Siedens auch zu Änderungen anderer Parameter führen, siehe Kapitel 4.3, nur schwach nachweisen.

Für die Hauptuntersuchungen der Arbeit, siehe die Kapitel 6 und 7, müssen diese Hystereseeffekte nicht berücksichtigt werden, weil sie sich zum einen in Backennähe vollziehen und in die Versuchsauswertung wegen des Ausschlusses von Randeffekten nicht einfließen. Zum anderen wird das ganze übrige Siedegeschehen von Hystereseeffekten praktisch nicht beeinflusst, was insbesondere hinsichtlich der Versuchsplanung und Auswertemethodik, siehe Kapitel 5, von großer Bedeutung ist.

4.6 Strategie der Parametereinstellungen

Prinzipiell gibt es bei der Parametereinstellung zwei grundsätzliche Probleme.

Das erste Problem resultiert aus der Spezifik des komplexen Siedeprozesses.

Ändert man beispielsweise bei der Neueinstellung eines Versuchspunktes die Wärmestromdichte, dann verstellen sich bei unveränderter Pumpendrehzahl wegen der Änderung des Siedeprozesses der Druckverlust, die siededruckabhängige Unterkühlungstemperatur und die Massenstromdichte. Plant man unter diesen Bedingungen eine Versuchsdurchführung nach dem klassischen Grundsatz „one factor at a time“, also dass bei Konstanz aller übrigen Parameter stets nur ein

Parameter variiert wird [84], dann wären die Massenstromdichte und die Unterkühlungstemperatur nachzuregulieren. Unabhängig davon, dass sich diese beiden Größen gegenseitig beeinflussen, lässt sich auch dann keine eindeutige Zuordnung des Messergebnisses (Wärmeübergangskoeffizient) zur variierten Wärmestromdichte erzielen, weil sich der Siededruck ebenfalls verändert. Dieses Charakteristikum der zur Atmosphäre hin offenen Versuchsanlage muss hingenommen werden.

Ein zweites Problem resultiert aus der Aufgabenstellung dieser Arbeit.

Neben dem Einfluss der Betriebsparameter \dot{q} , \dot{m} , T_U auf den Wärmeübergang beim Strömungssieden ist auch jener der charakteristischen Länge zu ermitteln. Diese Spezifik der Aufgabenstellung hat unter Berücksichtigung der Gleichung (3.1) zur Folge, dass die gemäß des klassischen Grundsatzes der Versuchsdurchführung erforderlichen Parameterwerte-Überlappungen beim Übergang von einer Kanaldimension auf die andere nur in den Rändern der jeweils versuchstechnisch realisierbaren Parameterbereiche erreicht werden können, siehe die Tabellen 4.6 bis 4.8.

Unter diesen Bedingungen musste nach einer Strategie der Parametereinstellungen gesucht werden, die von dem Prinzip "one factor at a time" abweicht. Im folgenden wird auf eine solche Strategie eingegangen.

Tabelle 4.6: Thermodynamischer Strömungsdampfgehalt bei der Testsektion $s=1,5\text{mm}$

\dot{q} in kW/m^2	\dot{m} in $kg/(m^2s)$						T_U in K
	75	100	125	175	225	300 375	
70	0,489	0,331	0,237				
80	0,575	0,397	0,291				
90	0,663	0,464	0,344				20
100	0,752	0,530	0,397				
	0,841	0,597	0,450				
110	0,706	0,462	0,315				40
	0,570	0,326	0,180				60

Tabelle 4.7: Thermodynamischer Strömungsdampfgehalt bei der Testsektion s=1mm

\dot{q} in kW/m^2	\dot{m} in $kg/(m^2s)$						T_U in K
	75	100	125	175	225	300	
70			0,424	0,264	0,175		
80			0,504	0,321	0,220		
90			0,583	0,378	0,264		20
100			0,663	0,435	0,308		
			0,743	0,492	0,353		
110			0,608	0,357	0,218		40
			0,473	0,222	0,082		60

Tabelle 4.8: Thermodynamischer Strömungsdampfgehalt bei der Testsektion s=0,5mm

\dot{q} in kW/m^2	\dot{m} in $kg/(m^2s)$						T_U in K
	75	100	125	175	225	300	
70					0,500	0,341	0,246
80					0,591	0,410	0,301
90					0,682	0,478	0,355
100					0,773	0,546	0,410
					0,863	0,614	0,464
110					0,728	0,479	0,329
					0,593	0,343	0,194

5 Versuchsplanung

Traditionell verwendet man den Begriff Versuchsplanung für die formale Planung von versuchstechnisch zu realisierenden Parameterkombinationen, wie sie in den Tabellen 4.6 bis 4.8 angegeben sind. Arbeitet man einen solchen Versuchsplan dann ebenfalls formal nach der klassischen Vorgehensweise des Ein-Faktor-Experimentes, engl.: one factor at a time, ab und nimmt die Auswertung der Messergebnisse vor, ohne den Parameterraum optimal zu erfassen und die Wechselwirkungen (WW) zwischen den Parametern zu analysieren, dann kann man dem Anspruch des komplexen Wärmeübergangs beim Strömungssieden nur wenig befriedigend gerecht werden. Die Verbesserung dieser Situation soll mit der in der Literatur angegebenen Methode "Design of Experiments", DoE [30], die man im Deutschen oftmals statistische Versuchsplanung nennt, erreicht werden.

5.1 Vergleich der DoE-Methode mit dem „one factor at a time“-Prinzip

Die Verdeutlichung der Methoden erfolge an dem hier verwendeten Fallbeispiel des einphasigen Wärmeübergangs in der laminaren Grenzschicht an einer parallel angeströmten dünnen Platte. Im Zusammenhang $Nu(Re, Pr)$ bestimmen die Parameter oder Faktoren Re und Pr den Wert der Funktion Nu , die im Beispiel experimentell zu ermitteln wäre. Sollen z.B. im Rahmen des „one factor at a time“-Prinzips die Nu -Werte für $Pr=0,7$ bei den Re -Zahlen 10.000 und 100.000 sowie für $Pr=7$ bei $Re=10.000$ aus statistischen Gründen zur Erzielung eines bestimmten Vertrauensbereiches streuender Messwerte jeweils mit 4 Einzelversuchen gemessen werden, dann ergibt sich ein Versuchsaufwand von $3 \times 4 = 12$ Messungen, Abbildung 5.1(a). Bezieht man demgegenüber gemäß des DoE-Prinzips alle möglichen Kombinationen der Parameter, hier alle Randwerte der Parameter, in die Versuchsplanung ein, Abbildung 5.1(b), dann zeigt sich [51]:

- Es sind insgesamt nur $2 \times 4 = 8$ Einzelversuche durchzuführen. Aber zur Auswertung stehen 4 Wertepaare zur Ermittlung des Einflusses der Re -Zahl zur Verfügung, dies sind je 2 bei $Pr=0,7$ sowie $Pr=7$. Und auch der Einfluss der Pr -Zahl wird durch 4 Wertepaare erfasst, nämlich jeweils 2 bei $Re=10.000$ sowie $Re=100.000$. Somit sind statistisch gesehen die beiden Vorgehensweisen gleichwertig, der Versuchsaufwand aber bei der DoE-Versuchsplanung kleiner.
- Der DoE-Versuchsplan ist ausgewogen. Allen Parametervarianten wird in der Phase der Versuchsplanung jeweils die gleiche Bedeutung zugemessen, da sie in der unteren und der oberen Einstellung (Stufe) gleich oft experimentell analysiert werden. Das heißt, jedes Messergebnis wird sowohl für die Ermittlung des Einflusses der Re - als auch der Pr -Zahl und somit mehrfach genutzt. Dies führt zur Reduzierung des Versuchsaufwands [51].
- Das DoE-Prinzip erfordert eine möglichst präzise Vorausanalyse des zu untersuchenden Parameterraumes (Raum der Einstellbereiche der untersuchten Parameter). Mit einer solchen gründlichen Versuchsvorbereitung verbinden sich enorme methodische Vorteile. Denn die Einflussgrößen werden ausgehend von den Rändern des Parameterraumes variiert und somit der gesamte Raum erfasst und gleichmäßig, das heißt ausgewogen, hinsichtlich des Einflusses der Parameter untersucht [84]. Damit wird die Funktion der Zielgröße im gesamten Raum empirisch ausgewogen erfasst, und die Parametervariation erfolgt nicht, wie

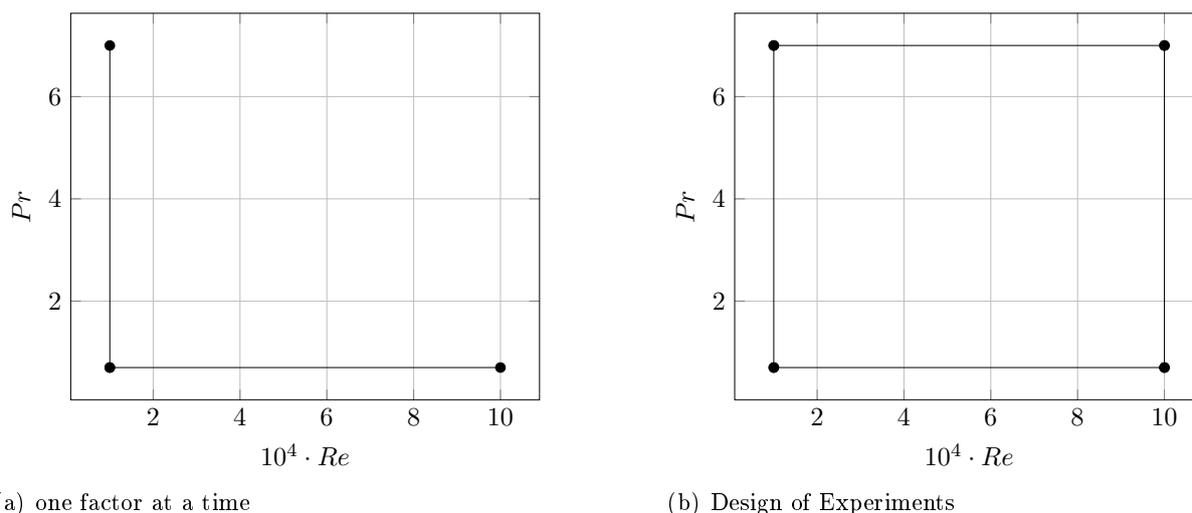


Abbildung 5.1: Versuchsplan

im allgemeinen bei der “one factor at a time“-Methode von einer gewählten Parametereinstellung, ggf. einer Ecke im Parameterraum, ausgehend, siehe Abbildung 5.1.

- Mit den Parametereinstellungen in den Randlagen des Parameterraumes begibt man sich nicht zuletzt vorteilhaft in das Wertenniveau der Funktionswerte hinein und kann somit charakteristische empirische Mittelwerte und Trends relativ gesichert und mit minimalem Aufwand angeben.

5.2 Erläuterung der Methode mittels Fallstudie

Wie in Kapitel 5.1 erwähnt, soll die Methode am Beispiel des Wärmeübergangs in der laminaren Plattengrenzschicht bei konstanter Wandtemperatur erläutert werden. Bei konstanten Stoffwerten lässt sich die diesbezügliche lokale Nu-Zahl mit der Gleichung (5.1) beschreiben.

$$Nu = 0,332Re^{0,5}Pr^{0,33} \quad (5.1)$$

Diese analytische Näherungslösung des Problems ist in Abbildung 5.2 exemplarisch dargestellt, und soll mit einem linearen empirischen Modell approximiert werden. Dazu werden die 4 Randwerte $Nu(Re=10.000; Pr=0,7)=29,5$, $Nu(Re=100.000; Pr=0,7)=93,3$, $Nu(Re=10.000; Pr=7)=63,1$, $Nu(Re=100.000; Pr=7)=199,5$ als repräsentative Ergebnisse von Experimenten aufgefasst, die in der messtechnischen Realität wegen ihrer Zufallsstreuung durch Wiederholmessungen statistisch im angestrebten Vertrauensbereich hinreichend abzusichern sind.

5.2.1 Modellformulierung mittels 2^2 -Versuchsplan

Durch die Versuchsplanung, nämlich die Nu-Funktion in den 4 Randlagen zu messen, wird der gesamte Parameterraum erfasst und zwar mit einem ausgewogenen Versuchsplan. Das heißt, man sortiert alle Re-Einstellungen nach (-), $Re=10.000$, das sind zwei Einstellungen und nach (+), $Re=100.000$, das sind auch zwei Einstellungen. Die Sortierung der Pr-Einstellungen führt ebenfalls ausgewogen zu jeweils zwei Einstellungen bei (-), $Pr=0,7$, und zwei Einstellungen bei (+), $Pr=7$, Tabelle 5.1. Führt man die Fachtermini der Versuchsplanung ein, dann sind die Parameter Re und Pr Faktoren (F) zu nennen, die auf jeweils zwei Stufen (St) ($Re=10.000$ und 100.000 , $Pr=0,7$ und 7) vorgegeben werden. Gemäß

$$z_V = z_{St}^{z_F} = 2^2 = 4 \quad (5.2)$$

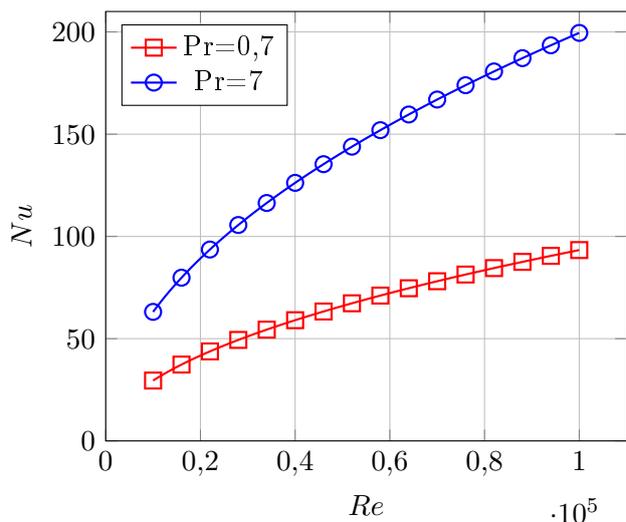


Abbildung 5.2: Nu-Funktion einer laminar und einphasig längs angeströmten dünnen ebenen Platte

Tabelle 5.1: 2^2 -Versuchsplan des Fallbeispiels $Nu=f(Re, Pr)$

Versuch	Re	Pr	Re*Pr	Nu
1	-	-	+	29,5
2	+	-	-	93,3
3	-	+	-	63,1
4	+	+	+	199,5
MW+	146,4	131,3	114,5	
MW-	46,3	61,4	78,2	
Effekt	100,1	69,9	36,3	

[51] ergeben sich bei diesem Versuchsplan $z_V = 4$ Kombinationen oder Versuchseinstellungen (V). Zielgröße (oder auch Qualitätsmerkmal genannt) ist die Nu-Zahl.

Der Stufenabstand bestimmt die Wirkung, den sogenannten Effekt, eines Faktors auf die Zielgröße. Wie in Abbildung 5.5 zu sehen ist, haben kleine Stufenabstände entsprechend kleine Effekte zur Folge, so dass sie unter Umständen bei begrenztem Versuchsumfang von der Zufallsstreuung oder grundsätzlich auch vom gerätebedingtem Rauschen des Messsignals verdeckt werden. Die Wirkungen der Faktoren auf die Zielgröße lassen sich im Allgemeinen bei kleinem Stufenabstand hinsichtlich ihres Funktionsverlaufes eher linear approximieren. Große Stufenabstände sind demgegenüber in Vorversuchen bzw. orientierenden Versuchen zu wählen, in denen es zunächst um die Suche nach dem prinzipiellen Trend oder dem grundsätzlichen Niveau der Zielgröße geht. Große Stufenabstände sollten jedoch möglichst keine Funktionsextrema oder -unstetigkeiten der Systemantwort beinhalten. Treten solche Charakteristiken auf, dann sind zweckmäßigerweise Gültigkeitsbereiche zu definieren, in denen die empirische Beschreibung der Funktion/Zielgröße einfacher gelingt.

In Tabelle 5.1 sind die Effekte der Faktoren Re und Pr auf die Zielgröße Nu als Differenz zwischen den Mittelwerten (MW) bei der Einstellung (+) und der Einstellung (-) [31] angegeben.

Darüber hinaus ist in der Tabelle 5.1 berücksichtigt worden, dass der Effekt eines Faktors von der Größe des anderen abhängt, also eine Wechselwirkung Einfluss auf die Zielgröße nimmt. Solch ein Wechselwirkungseffekt wird durch das Produkt $Re*Pr$ berücksichtigt und lässt sich auch als Einfluss der Randbedingungen interpretieren [84]. Der Wechselwirkungsspalte ist zu entnehmen, ob die Faktoren die Werte der gleichen Stufe ($(+)*(+)=(+)$, $(-)*(-)=(+)$) annehmen oder von unterschiedlichen Stufen ($(+)*(-)=(-)$, $(-)*(+)=(-)$) herrühren. Wie auch beim Effekt der Faktoren wird der Wechselwirkungseffekt aus der Differenz der Stufenmittelwerte bestimmt. Das Effektediagramm Abbildung 5.3 verdeutlicht die Tendenzen. Man liest die Haupteffekte von Re, 100,1, und Pr, 69,9, Abbildung 5.3(a), sowie den Wechselwirkungseffekt ab, Abbildung 5.3(b).

Der Wechselwirkungseffekt bewirkt eine Änderung des Anstiegs der Linie Pr(+) im Bezug auf die Linie Pr(-). Das heißt, verschwindende Wechselwirkungseffekte habe parallele Linien zur Folge. Hier ist mit 36,3 der Wechselwirkungseffekt beträchtlich und nicht vernachlässigbar.

Die Kenntnis der Haupt- und Wechselwirkungseffekte ermöglicht die Formulierung eines empi-

5 Versuchsplanung

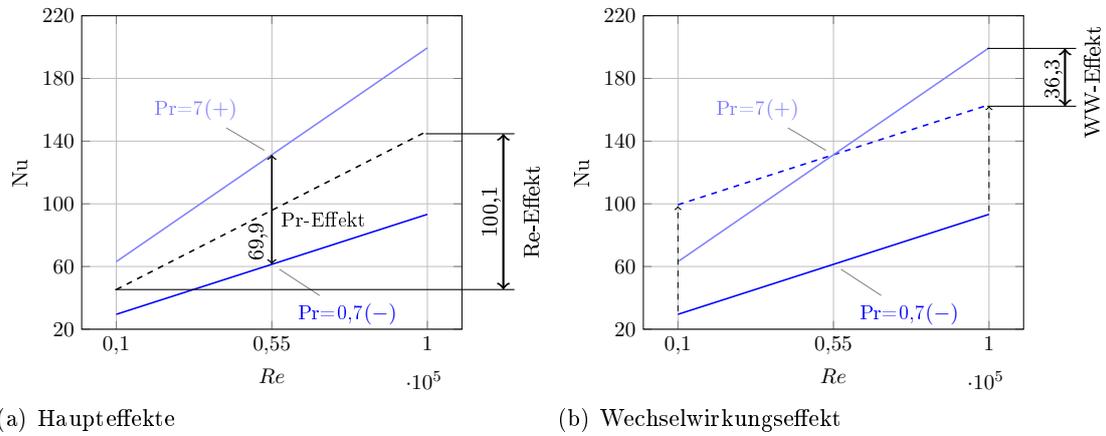


Abbildung 5.3: Haupt- und Wechselwirkungseffekte

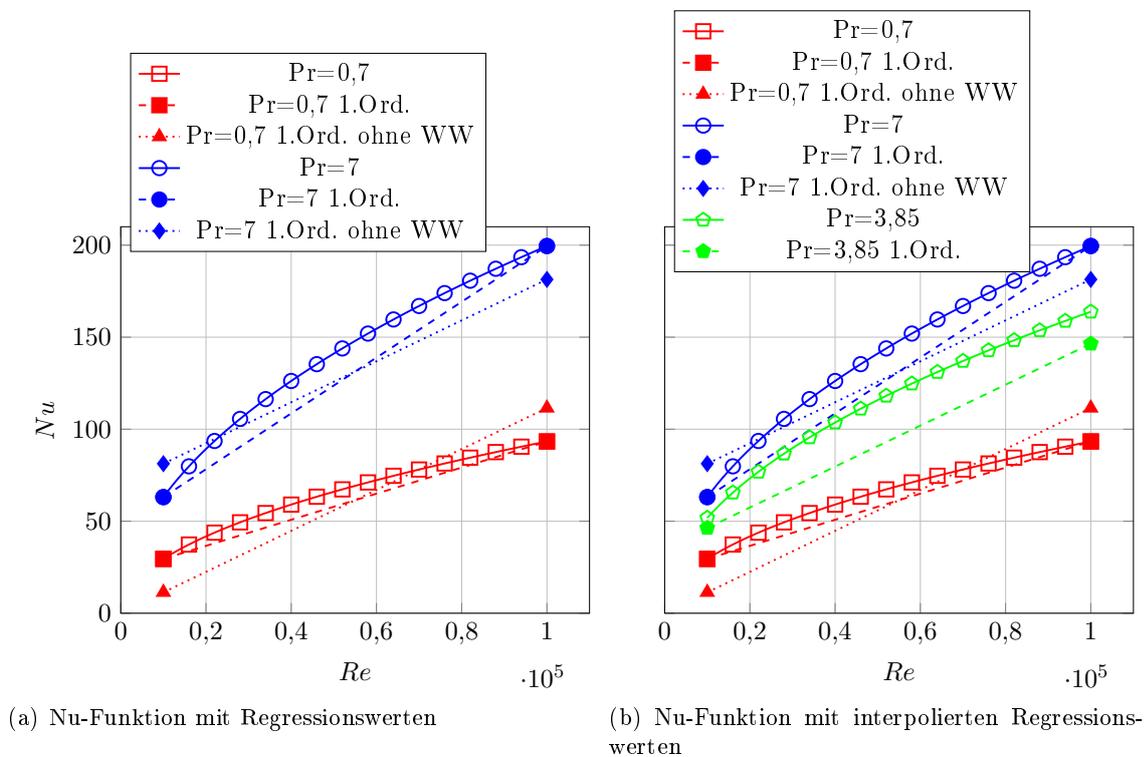


Abbildung 5.4: Nu-Funktion mit Regressionswerten

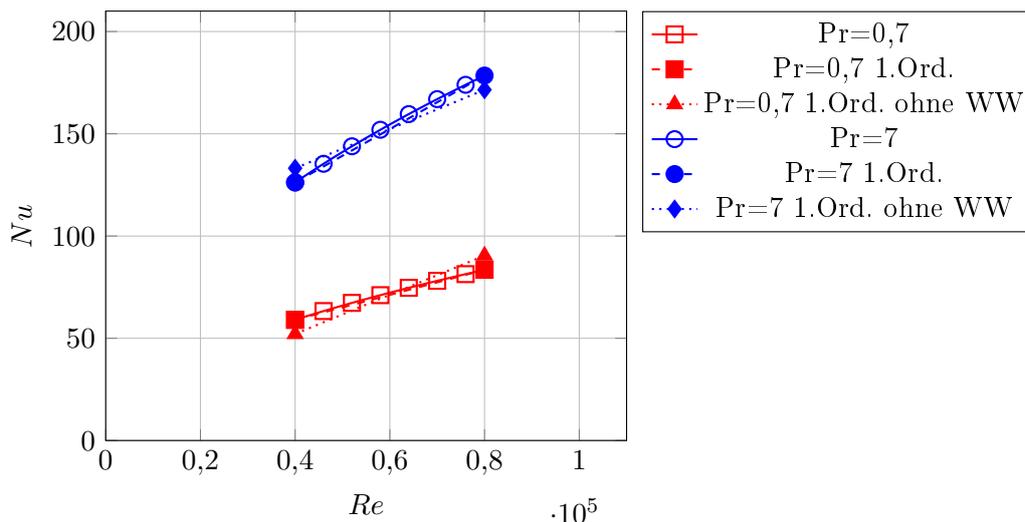


Abbildung 5.5: Nu-Funktion mit Regressionswerten bei kleinerem Stufenabstand

rischen Modells für die quasi experimentell (siehe oben: die analytischen Funktionswerte $Nu(Re, Pr)$ sind als Messwerte aufgefasst worden) ermittelten Zusammenhänge. Formuliert man, wie oben als Aufgabe gestellt, ein lineares empirisches Modell, Gleichung (5.3),

$$Nu_I(Re, Pr) = c_0 + c_1 Re + c_2 Pr + c_3 RePr$$

$$10.000 \leq Re \leq 100.000$$

$$0,7 \leq Pr \leq 7,$$
(5.3)

dann erfüllt dieser Zusammenhang mit $c_0 = 96,37$; $c_1 = 50,06$; $c_2 = 34,95$; $c_3 = 18,16$ die oben postulierten 4 Messwerte von Nu im Bereich $10.000 < Re < 100.000$ und $0,7 < Pr < 7$. Die Gleichung (5.3) beschreibt damit die in der Abbildung 5.4(a) eingezeichneten Linearfunktionen, deren maximale relative Abweichung $(Nu_{linear} - Nu_{analytisch})/Nu_{analytisch}$ bei $Re \approx 32.000$ ca. 14 % beträgt. Dies ist angesichts des Versuchsaufwandes von 8 Einzelversuchen für den großen Stufenabstand von $\Delta Re = 90.000$ ein respektables Ergebnis. Dabei darf man jedoch nicht den Wechselwirkungseffekt vernachlässigen. Setzt man diesen Effekt Null, dann lassen sich die "experimentellen" Nu -Werte nicht mehr erfüllen und die resultierenden parallelen Regressionsgeraden schneiden jeweils die analytische Lösung des Wärmeübergangsproblems, siehe Abbildung 5.4(a).

Deutlich wird eine Schwäche des Modells (5.3), wenn man es im überstrichenen Bereich $10.000 < Re < 100.000$ auf eine zwischen 0,7 und 7 liegende Pr -Zahl, z.B. $Pr = 3,85$, anwendet, siehe Abbildung 5.4(b). Dann weicht das lineare Modell deutlich vom analytischen Modell ab, was auf einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen den Faktoren und der Zielgröße hinweist. Dieser ist tatsächlich auch durch die Funktion (5.1) gegeben, so dass das empirische Modell mit einem nichtlinearen Ansatz entsprechend anzupassen wäre. Auf eine solche Modellverbesserung, die im allgemeinen zusätzliche experimentelle Informationen erfordert, wird im Rahmen dieser Fallstudie nicht eingegangen.

Den Einfluss des Stufenabstandes zeigt, wie erwähnt, die Abbildung 5.5. Dieser Abstand ist von $\Delta Re = 90.000$ auf $\Delta Re = 40.000$ reduziert worden, so dass die lineare Modellapproximation zu einer maximalen relativen Abweichung $(Nu_{linear} - Nu_{analytisch})/Nu_{analytisch}$ bei $Re \approx 57.000$ von ca. 1,5% führt.

Die resultierende sehr präzise Nu -Gleichung lautet

$$Nu_{II}(Re, Pr) = 111,79 + 19,18Re + 40,54Pr + 6,96RePr$$

$$40.000 \leq Re \leq 80.000$$

$$0,7 \leq Pr \leq 7.$$
(5.4)

Tabelle 5.2: Signifikanzanalyse der Effekte

Nr. i	Re	Pr	Re*Pr	Einzelwerte j $Nu_{i,j}$			Mittelwert $Nu_i = Nu$	Varianz s_i^2
1	-	-	+	30,9	29,0	28,6	29,5	1,51
2	+	-	-	96,2	94,1	89,6	93,3	11,37
3	-	+	-	64,0	61,8	63,5	61,1	1,33
4	+	+	+	203,2	195,2	200,1	199,5	16,27
Effekt	100,1	69,9	36,3				Varianz $s^2 = 7,62$	

5.2.2 Signifikanzanalyse und Wechselwirkungseffekt

Die diesen Betrachtungen zugrundegelegten Funktionswerte sollen, wie oben erwähnt, als repräsentative Ergebnisse aufgefasst werden. Vervollständigt man diese Annahme des Fallbeispiels, dann lassen sich die Nu-Werte der Tabelle 5.1 wiederum als arithmetische Mittelwerte von z.B. drei statistisch begründeten experimentellen Realisierungen je Versuch interpretieren, siehe Tabelle 5.2. Darin berechnen sich die arithmetischen Mittelwerte $Nu_i = Nu$ und die Varianzen der Einzelwerte s_i^2 der Parameterkombinationen (Faktorstufenkombinationen) mit den Ansätzen (5.5) und (5.6)

$$Nu_i = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^3 Nu_{i,j} \quad (5.5)$$

$$s_i^2 = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 (Nu_{i,j} - Nu_i)^2. \quad (5.6)$$

Mit dem Mittelwert der Einzelvarianzen

$$s^2 = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 s_i^2, \quad (5.7)$$

$s^2=7,62$, lässt sich die Standardabweichung der Effekte

$$s = \sqrt{\frac{4s^2}{N}} \quad (5.8)$$

abschätzen [51]. Mit der Zahl der Einzelerperimente, hier im konstruierten Fallbeispiel $N=12$, folgt $s=1,5937$, womit sich jene Vertrauensbereiche $t_W \cdot s$ angeben lassen, in denen mit 95%, 99% oder 99,9% Wahrscheinlichkeit der wahre unbekannte Funktionswert Nu_i^* zu erwarten ist. Die t_W -Werte sind im Anhang C in Abhängigkeit der freien Stichprobenzahl f ,

$$f = N - z_V, \quad (5.9)$$

(in der Literatur [51] Freiheitsgrad genannt) tabelliert. Es ergeben sich im Fallbeispiel mit $f=12-4=8$ folgende Vertrauensbereiche:

$$\begin{aligned} 95\% : t_W \cdot s &= 2,306 \cdot 1,5937 = 3,675 \\ 99\% : t_W \cdot s &= 3,355 \cdot 1,5937 = 5,347 \\ 99,9\% : t_W \cdot s &= 5,041 \cdot 1,5937 = 8,034. \end{aligned}$$

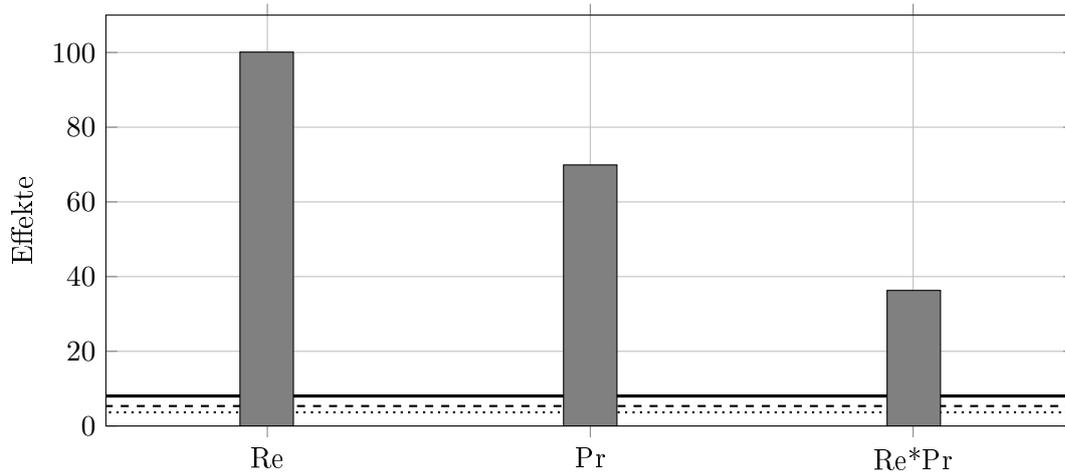


Abbildung 5.6: Signifikanz der Effekte in Bezug auf exemplarische Vertrauensbereiche

Der grafische Vergleich dieser Vertrauensbereiche mit den Haupteffekten und dem Wechselwirkungseffekt, welche in der Tabelle 5.1 ermittelt beziehungsweise in der Abbildung 5.3 dargestellt sind, zeigt in der Abbildung 5.6 ihre hohe Signifikanz.

Dieses Ergebnis ist die “empirische“ Aussage des Fallbeispiels, Gleichung (5.1), wobei die Haupteinflüsse durch Re und Pr auf Nu nicht additiv sind. Das heißt, die Nu-Zahl ergibt sich bei gleichzeitiger Änderung von Re und Pr nicht aus der Summe der einzelnen Effekte der Kennzahlen. Vielmehr wird, wie erwähnt, der Effekt einer Kennzahl (z.B. Re) auf die Nu-Zahl durch den jeweiligen Wert der anderen Kennzahl (z.B. Pr) beeinflusst. Dieser kombinierte Einfluss auf die Zielgröße Nu wird durch den Wechselwirkungseffekt (WWE) erfasst.

Im Fallbeispiel weist dieser Effekt wie auch die Haupteffekte (HE) von Re und Pr jeweils ein positives Vorzeichen auf. Somit verstärkt er in Richtung zunehmender Pr-Werte den Re-Effekt auf Nu in Richtung zunehmender Re-Werte. Symmetrisch gilt auch die Aussage: Der positive WWE verstärkt in Richtung zunehmender Re-Werte den Pr-Effekt auf Nu in Richtung zunehmender Pr-Werte.

Im Allgemeinen, siehe Kapitel 6, kann der WWE ein anderes Vorzeichen als die Haupteffekte aufweisen. Bezeichnet man die Einflussparameter allgemein x_1 und x_2 , dann lassen sich z.B. bei jeweils positivem WWE die folgenden Fälle formulieren.

Haupteffekt (HE1) negativ \rightarrow Der WWE verringert den negativen HE1 in Richtung zunehmender x_1 - und x_2 -Werte.

Haupteffekt (HE2) positiv \rightarrow Der WWE verstärkt den positiven HE2 in Richtung zunehmender x_1 - und x_2 -Werte.

Im Fallbeispiel spricht man von 2-Faktor-Wechselwirkungseffekten [79], weil die beiden Faktoren Re und Pr einen kombinierten Einfluss auf Nu im Rahmen der Wechselwirkungen ausüben. Nehmen weitere Faktoren x_3 , x_4 usw. Einfluss auf die Zielgröße, dann können prinzipiell 3-Faktor-WWE, 4-Faktor-WWE usw. auftreten. Hinsichtlich ihrer erwartbaren quantitativen Größen geht man von der Abbildung 5.3 aus. Der 2-Faktor-WWE ist die halbe Differenz zwischen dem Haupteffekt HE1 auf der oberen Stufe von x_2 und diesem Effekt auf der unteren Stufe von x_2 . Der 3-Faktor-WWE ist demzufolge exemplarisch die halbe Differenz zwischen dem WWE 12 auf der oberen Stufe von x_3 und diesem Effekt auf der unteren Stufe von x_3 . Diese Folge sollte für höhere Wechselwirkungseffekte zu immer kleineren Zahlenwerten führen, so dass ihre Vernachlässigung im Allgemeinen zu erwarten ist. Für die praktische Handhabbarkeit der Methode der Versuchsplanung ist diese Vernachlässigung höherer WWE von besonderer Bedeutung.

Tabelle 5.3: Randomisierung und Blockbildung zur Verringerung von Trendeinflüssen auf die Effekte

Nr.	Versuch	Block	Re	Pr	Nu_j	$\Delta Nu_{j,Trend}$	$Nu_{j,Trend}$
1	3	1	-	+	64,0	-1	63,0
2	1	1	-	-	30,9	-2	28,9
3	4	1	+	+	203,2	-3	200,2
4	2	1	+	-	96,2	-4	92,2
1	4	2	+	+	195,2	-5	190,2
2	2	2	+	-	94,1	-6	88,1
3	3	2	-	+	61,8	-7	54,8
4	1	2	-	-	29,0	-8	21,0
1	2	3	+	-	89,6	-9	80,6
2	3	3	-	+	63,5	-10	53,5
3	1	3	-	-	28,6	-11	17,6
4	4	3	+	+	200,1	-12	188,1

Tabelle 5.4: Signifikanzanalyse der Effekte mit Trend bei randomisierter Reihenfolge der Einzelversuche

Nr. i	Re	Pr	Re·Pr	Einzelwerte j			Mittelwert $Nu_{i,Trend}$	Varianz
				28,9	21,0	17,6		
1	-	-	+	28,9	21,0	17,6	22,5	33,61
2	+	-	-	92,2	88,1	80,6	86,97	34,6
3	-	+	-	63,0	54,8	53,5	57,1	26,53
4	+	+	+	200,2	190,2	188,1	192,83	47,03
Effekt	100,1	70,23	35,63				Varianz $s^2 = 35,44$	

5.2.3 Blockbildung und Randomisierung

Die Verfälschung der Versuchsergebnisse durch systematische Einflüsse oder objektive Trends ist ein bedeutendes Problem der experimentellen Praxis. In der DoE-Versuchsplanung wird solchen Fehlern durch Blockbildung und Randomisierung entgegengewirkt. Im Rahmen des Fallbeispiels wird die Wirkungsweise dieser beiden Methoden für den postulierten Fall trendförmig sinkender Nu-Einzelwerte demonstriert. Angenommen wird ein von Versuch zu Versuch sinkendes Nu-Ergebnis jeweils um den Zahlenwert 1.

Da die vier Faktorstufenkombinationen einer experimentellen Realisierung einen Block bilden [79], ergibt sich unter Bezug auf die Werte der Tabelle 5.2 folgende Blockstruktur, Tabelle 5.3. Innerhalb der Blöcke der Tabelle 5.3 ist randomisiert worden, das heißt die Reihenfolge der Einzelversuche ist zufällig und von Block zu Block unterschiedlich. Die Auswirkung des zugrundegelegten postulierten Trends auf die Ergebnisse zeigt die Tabelle 5.4, in der die Einzelversuche nach zufälliger (randomisierter) Realisierung wieder in der systematischen Reihenfolge der Tabelle 5.2 aufgelistet sind. Die Wirkung der Randomisierung ist eindrucksvoll. Trotz Trend werden die Effekte bei randomisierter Realisierung der Einzelversuche nicht mehr als zufällig verfälscht, siehe Tabelle 5.2. Jedoch verursacht der Trend eine deutliche Zunahme der Varianz (um ca. das

Tabelle 5.5: Signifikanzanalyse unter Trendbedingungen durch Verwendung der Differenzen zum jeweiligen Block-Mittelwert

Nr. i	Re	Pr	Re·Pr	subtrahierte Einzelwerte $\Delta Nu_{i,j}$			Mittelwert der Differenzen ΔNu_i	Varianz s_i^2
1	-	-	+	-67,175	-67,525	-67,35	-67,35	0,0306
2	+	-	-	-3,875	-0,425	-4,35	-2,883	4,589
3	-	+	-	-33,075	-33,725	-31,45	-32,75	1,3731
4	+	+	+	104,125	101,675	103,15	102,983	1,5215
Effekt	100,1	70,233	35,636				Varianz $s^2 = 1,87855$	

5-fache!), womit sich die Signifikanz der Effekte verringert:

$$s_{Trend} = \sqrt{\frac{4s_{Trend}^2}{N}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 35,44}{12}} = 3,437$$

$$95\% : t_W \cdot s_{Trend} = 2,306 \cdot 3,437 = 7,926$$

$$99\% : t_W \cdot s_{Trend} = 3,355 \cdot 3,437 = 11,531$$

$$99,9\% : t_W \cdot s_{Trend} = 5,041 \cdot 3,437 = 17,326.$$

Diese trendbedingte stärkere Streuung der Einzelwerte lässt sich durch das Blockbildungs-Prinzip vermindern. Denn trendbedingte zahlenmäßige Differenzen zwischen den Blöcken werden dann unterdrückt, wenn die experimentellen Einzelwerte im Block durch ihre Differenzen zum Block-Mittelwert ersetzt werden. Er repräsentiert nämlich jeweils das Versuchsergebnis für eine Faktorstufenkombination und sollte sich von Block zu Block nur zufällig unterscheiden. Die Subtraktion der Block-Mittelwerte von den Einzelwerten des Blocks ändert nichts an den Werten der Effekte, siehe Tabelle 5.5. Mit dem Abzug der Block-Mittelwerte von den Einzelwerten des Blocks begibt man sich in das Wertenniveau des jeweiligen Blocks hinein und berücksichtigt bei der Signifikanzanalyse zweckmäßig und vorteilhaft die Änderungen der Einzelwerte in Bezug auf die jeweiligen repräsentativen Blockwerte. Gleichzeitig bleiben aber in einer solchen Analyse nicht nur die trendbedingten (systematischen) Wertedriften zwischen den Blöcken unberücksichtigt, sondern auch jene durch Zufallsstreuungen der Messwerte. Sollen letztere nicht durch die Blockbildung unterdrückt werden, korrigiert man [51] die Varianz gemäß Gleichung (5.10)

$$s^{*2} = \frac{f}{f^*} s^2, \quad (5.10)$$

mit $f^* = f - (z_B - 1)$, worin z_B für die Zahl der Blöcke steht. Die korrigierte Varianz beträgt demnach

$$s^{*2} = \frac{f}{f^*} s^2 = \frac{8}{8-2} 1,87855 = 2,50473.$$

5.2.4 Vermengung der Effekte

Gemäß Gleichung (5.2) nimmt die Zahl der Kombinationen der Versuchseinstellungen mit der Parameter- bzw. Faktorenzahl exponentiell zu. Anstelle der vier Versuchseinstellungen gemäß Tabelle 5.1 ergeben sich im Falle der experimentellen Analyse eines exemplarischen Zusammenhangs

$$Nu = Nu(Re, Pr, f(\eta/\eta_W)) \quad (5.11)$$

Tabelle 5.6: Vollständiger faktorieller Versuchsplan mit 3 Faktoren auf je 2 Stufen

Nr.	Re	Pr	F	Re·Pr	Re·F	Pr·F	Re·Pr·F
1	-	-	-	+	+	+	-
2	+	-	-	-	-	+	+
3	-	+	-	-	+	-	+
4	+	+	-	+	-	-	-
5	-	-	+	+	+	-	+
6	+	-	+	-	-	-	-
7	-	+	+	-	-	+	-
8	+	+	+	+	+	+	+

bereits 8 Versuchseinstellungen und das potentielle Auftreten einer 3-Faktor-Wechselwirkung, siehe Tabelle 5.6 mit $f(\eta/\eta_W) \equiv F$. Man spricht von einem vollständigen faktoriellen Versuchsplan mit $2^3 = 8$ Faktorstufenkombinationen [51]. Folgt nun der Wechselwirkungseffekt $Re \cdot Pr \cdot F$ der allgemeinen Tendenz, dass höhere WWE relativ klein und somit ggf. vernachlässigbar sind, dann ergibt sich prinzipiell die Möglichkeit der Ersetzung der 3-Faktor-WW durch einen weiteren Parameter. Dieser lässt sich bei z.B. zeitlich driftenden Versuchsergebnissen zweckmäßig zur Nutzung des Blockbildungsprinzips einsetzen.

Eine solche Vorgehensweise - man ersetzt die 3-Faktor-WW ($Re \cdot Pr \cdot F$) durch einen neuen Faktor (hier vorzugsweise als Blockfaktor F_B) - lässt sich gemäß der DoE-Systematik auch als Formulierung eines fraktionellen faktoriellen 2^{4-1} -Versuchsplans sehen [51], siehe Tabelle 5.7, der Teil des vollständigen faktoriellen 2^4 -Versuchsplans gemäß Tabelle 5.8 ist.

Tabelle 5.7: Fraktioneller faktorieller 2^{4-1} -Versuchsplan durch Einführung des Blockfaktors F_B

Nr.	Re	Pr	F	F_B
1	-	-	-	-
2	+	-	-	+
3	-	+	-	+
4	+	+	-	-
5	-	-	+	+
6	+	-	+	-
7	-	+	+	-
8	+	+	+	+

Das heißt, man erreicht mit dem 2^{4-1} -Versuchsplan als Teil des 2^4 -Planes eine wesentliche Reduzierung des Versuchsaufwandes. Diesen Vorteil des 2^{4-1} -Versuchsplanes erkaufte man sich jedoch mit dem Nachteil der Vermengung der Effekte, wie die Ergebnisse der Tabelle 5.9 ergeben.

Man erkennt die Identitäten der Spalten Re und $Pr \cdot F \cdot F_B$, Pr und $Re \cdot F \cdot F_B$, F und $Re \cdot Pr \cdot F_B$ usw. Das heißt z.B., der Effekt von Re lässt sich nicht losgelöst vom Effekt $Pr \cdot F \cdot F_B$ ermitteln, weil man lediglich die Summe der Effekte von Re und $Pr \cdot F \cdot F_B$ berechnen kann. Diese Vermengung der Effekte trifft auch für F_B und $Re \cdot Pr \cdot F$, $Re \cdot Pr$ und $F \cdot F_B$, $Re \cdot F$ und $Pr \cdot F_B$, $Re \cdot F_B$ und $Pr \cdot F$ sowie $Re \cdot Pr \cdot F \cdot F_B$ und Mittelwert zu. Dies lässt

sich logisch mit der Zahl der Versuche erklären.

Mit den $2^{4-1} = 2^3 = 8$ Versuchen des fraktionellen faktoriellen Versuchsplans lassen sich 8 Größen bestimmen, nämlich 7 Effekte und der Mittelwert [51]. Daher können die restlichen 7 Effekte in der Tabelle 5.9 nicht unabhängig ermittelt werden, sie sind paarweise mit den anderen 7 Effekten verknüpft bzw. im DoE-Sprachgebrauch vermengt.

Lassen sich die Gewichte der einzelnen Effekte in diesen Verknüpfungen nicht zufriedenstellend feststellen (beispielsweise durch begründbare Vernachlässigung von vermengten Partnern), dann muss das Modell der fraktionierten faktoriellen Versuchsplanung aufgegeben werden. Im Falle des hier diskutierten 2^{4-1} -Planes ist dann ggf. auf den vollständigen faktoriellen 2^4 -Versuchsplan

Tabelle 5.8: Vollständiger faktorieller 2^4 -Versuchsplan mit 4 Faktoren auf je 2 Stufen

Nr.	Re	Pr	F	F_B	Nummer des 2^{4-1} - Versuchsplans
1	-	-	-	-	1
2	+	-	-	-	
3	-	+	-	-	
4	+	+	-	-	4
5	-	-	+	-	
6	+	-	+	-	6
7	-	+	+	-	7
8	+	+	+	-	
9	-	-	-	+	
10	+	-	-	+	2
11	-	+	-	+	3
12	+	+	-	+	
13	-	-	+	+	5
14	+	-	+	+	
15	-	+	+	+	
16	+	+	+	+	8

Tabelle 5.9: Fraktioneller faktorieller 2^{4-1} -Versuchsplan gemäß Tabelle 5.7 mit allen WWE

Nr.	Re	Pr	F	F_B	Re·Pr	Re·F	Re· F_B	Pr·F	Pr· F_B	F· F_B
1	-	-	-	-	+	+	+	+	+	+
2	+	-	-	+	-	-	+	+	-	-
3	-	+	-	+	-	+	-	-	+	-
4	+	+	-	-	+	-	-	-	-	+
5	-	-	+	+	+	-	-	-	-	+
6	+	-	+	-	-	+	-	-	+	-
7	-	+	+	-	-	-	+	+	-	-
8	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+

Nr.	Re·Pr·F	Re·Pr· F_B	Re·F· F_B	Pr·F· F_B	Re·Pr·F· F_B
1	-	-	-	-	+
2	+	-	-	+	+
3	+	-	+	-	+
4	-	-	+	+	+
5	+	+	-	-	+
6	-	+	-	+	+
7	-	+	+	-	+
8	+	+	+	+	+

überzugehen, was gleichbedeutend mit einem größeren Versuchsaufwand ist. Dieser lässt sich jedoch bei unaufklärbaren Vermengungsproblemen nicht vermeiden.

Wendet man aber den 2^{4-1} -Versuchsplan, wie oben bereits angedeutet, zur Nutzung des Blockbildungsprinzips an, dann ist seine Methodik vorteilhaft und somit zu empfehlen. Denn der Blockbildungsfaktor F_B wird im Allgemeinen keine WW mit den Variablen eingehen. Die Blöcke werden durch die Vorzeichen von F_B definiert, so z.B. Block 1 durch das negative Vorzeichen und Block 2 durch das positive Vorzeichen des Blockbildungsfaktors. So lässt sich, basierend auf Tabelle 5.9, der folgende 2^3 -Versuchsplan für die Einflussparameter formulieren, siehe Tabelle 5.10.

Tabelle 5.10: $2^3 = 2^{4-1}$ -Versuchsplan mit Ersetzung der 3-Faktor-WW $Re \cdot Pr \cdot F$, Tabelle 5.6, durch den Blockbildungsfaktor F_B

Nr.	Versuch	Block F_B	Re	Pr	F
1	1	1	-	-	-
4	2	1	+	+	-
7	3	1	-	+	+
6	4	1	+	-	+
5	5	2	-	-	+
8	6	2	+	+	+
3	7	2	-	+	-
2	8	2	+	-	-

Sortiert man die Versuche gemäß der Standardreihenfolge für 2^3 -Pläne [51], dann ergibt sich der Versuchsplan der Tabelle 5.11, in der die 2-Faktor-WW enthalten sind. Die Ermittlung der Effekte und ihre Signifikanzbewertung erfolgt wie bei den vollständigen faktoriellen Versuchsplänen, siehe z.B. Tabelle 5.2 und die Gleichungen (5.5) bis (5.8). Auf ein diesbezügliches Zahlenbeispiel kann daher an dieser Stelle verzichtet werden.

Somit sind im Rahmen der Fallstudie die wesentlichen Methoden der DoE-Versuchsplanung - Wiederholung, Randomisierung, Blockbildung und Vermengung - in die Untersuchungsmethodik der Arbeit eingeführt worden.

Es muss angemerkt werden, dass der Verfasser seine Siedeexperimente zunächst klassisch nach der Methode des Ein-Faktor-

Experiments geplant und auch teilweise durchgeführt hat. Erst mit einem tieferen Verständnis der komplexen Mechanismen des Strömungssiedens im Verlauf der Bearbeitung der Dissertation führten die gravierenden Nachteile des klassischen "one factor at a time"-Prinzips zu dem beschriebenen Methodenwechsel hin zur DoE-Versuchsplanung. Sie prägt die Durchführung und Auswertung der Siedeexperimente in den Kapiteln 6 und 7, insbesondere auch numerisch unterstützt mit der kommerziellen Software Visual-XSel, und sollte perspektivisch bei konsequenter und schöpferischer Anwendung das Werkzeug für die weitere Aufklärung der physikalischen Prozesse des Strömungssiedens sein.

Tabelle 5.11: Standardformulierung des 2^3 -Versuchsplans der Tabelle 5.10

Nr.	Versuch	Block F_B	Re	Pr	F	$Re \cdot Pr$	$Re \cdot F$	$Pr \cdot F$
1	1	1	-	-	-	+	+	+
2	8	2	+	-	-	-	-	+
3	7	2	-	+	-	-	+	-
4	2	1	+	+	-	+	-	-
5	5	2	-	-	+	+	-	-
6	4	1	+	-	+	-	+	-
7	3	1	-	+	+	-	-	+
8	6	2	+	+	+	+	+	+

6 Durchführung und Auswertung der Siedeexperimente

Der in Entwicklung und Auslegung tätige Ingenieur stellt beim System Verdampfer die Frage nach der Systemantwort, wenn dem ausgelegten Apparat bestimmte Eingangsgrößen aufgeprägt werden, Abbildung 6.1, [84].

Wendet man diese Systembetrachtung auf die Aufgabenstellung der Arbeit an, dann werden die Betriebsparameter \dot{q} , \dot{m} , T_U sowie im weiteren Sinne Spaltweite und Arbeitsmedium dem System Verdampfer gezielt aufgeprägt. Der Druck ist im Unterschied dazu eine Eingangsgröße, die, wie bereits erwähnt, nicht gezielt geändert werden kann und somit faktisch als Störgröße aufzufassen ist. Der lokale Wärmeübergangskoeffizient ist bei gegebener Testsektion die Systemantwort.

Ein exemplarisches Messergebnis, das auch den Nachweis hinreichender Reproduzierbarkeit der Werte liefert, ist in der Abbildung 6.2 dargestellt. Es weist alle charakteristischen Trends des Wärmeübergangs auf, wie sie sich im Verlauf des Strömungssiedens im Kanal ausprägen: der steile Anstieg beim unterkühlten Blasensieden durch stromabwärts zunehmende Keimaktivierung, das relative Maximum des Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich $\dot{x} = 0$, die Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten zu Beginn des Sättigungssiedens und die schließlich folgende Trendwende hin zu wachsenden α -Werten in der Vorphase des Dryouts, was auf den Mechanismus des konvektiven Siedens hinweist. Allein diese komprimierte Darstellung der Trends enthält bereits eine Vielfalt von Systemantworten, die schließlich unendlich groß wird, wenn der Verlauf lokal Punkt für Punkt aufgelöst wird.

Es besteht daher grundsätzlich die Notwendigkeit, diese lokale Vielfalt einzuschränken. Eine diesbezüglich sehr starke Einschränkung ist in der Abbildung 6.3 dargestellt.

Es werden die Bereiche $\dot{x} < 0$, einphasige Vorwärmung und unterkühltes Blasensieden, $\dot{x} \approx 0$ (Bereich $\dot{x} = -0,01..0,01$), Beginn des Sättigungssiedens, und $\dot{x} > 0$, Sättigungssieden, gebildet, in denen die Systemantworten auf die aufgeprägten Eingangsgrößen in Form gemittelter Wärmeübergangskoeffizienten analysiert werden. Die Mittelung erfolgt arithmetisch durch Nutzung der pixelweise ermittelten Werte (1 Pixel $\approx 0,5\text{mm}$). Somit spezifiziert sich die allgemeine Systemantwort in der Abbildung 6.1, die theoretisch von unendlicher Größe und damit in der Analyse schwer beherrschbar ist. Durch die Bereichsbildungen ergeben sich jetzt die Systemantworten der Abbildung 6.4.

6.1 Erste Untersuchungen

Sie werden für die Systembetrachtung, wie sie in der Abbildung 6.4 dargestellt ist, durchgeführt. Die Vorgabe der Eingangsgrößen, auch Faktoren oder Parameter genannt, erfolgt im Rahmen der DoE-Methode, siehe Kapitel 5, gemäß den in der Tabelle 6.1 angegebenen Werten. Dabei werden die Faktorstufen mit dem jeweils kleineren Zahlenwert einheitlich auf (-) und jene mit dem jeweils größeren Zahlenwert einheitlich auf (+) codiert.

Untersuchungsziel sind die Trends der Systemantworten im Bezug auf die an den Grenzen des Parameterraumes, siehe Tabelle 6.1, vorgegebenen Parameterkombinationen. Diese empirischen Trends beschreiben im Parameterraum im Rahmen der erreichten Genauigkeit die Effekte der Faktoren \dot{q} , \dot{m} , T_U auf die Systemantwort, den Wärmeübergangskoeffizienten. Diese Beschreibung ist wegen der Ausgewogenheit des Versuchsplans auch dann zuverlässig, wenn ein Effekt

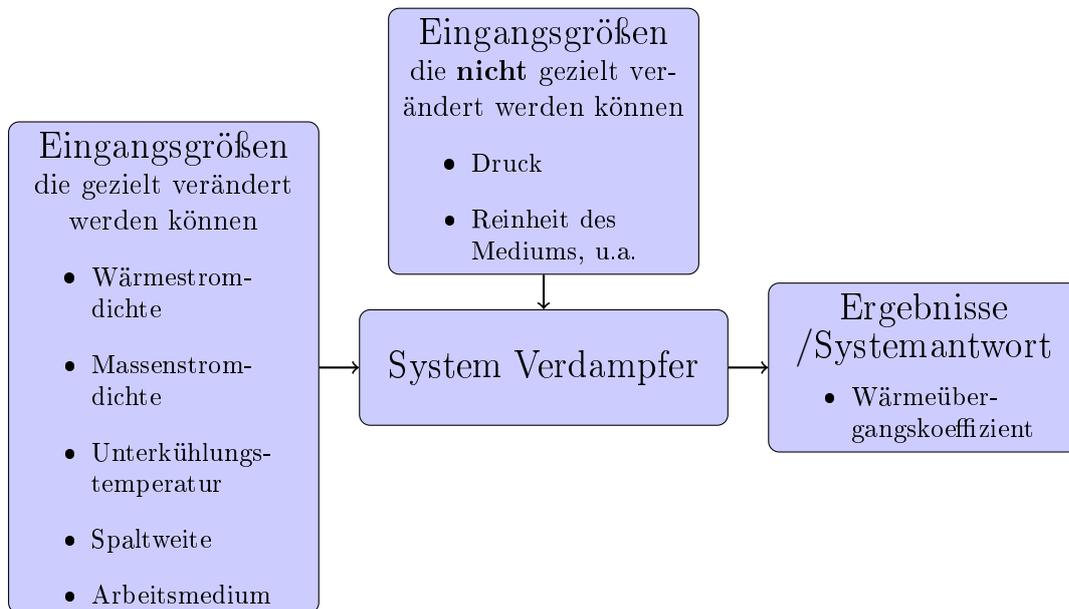
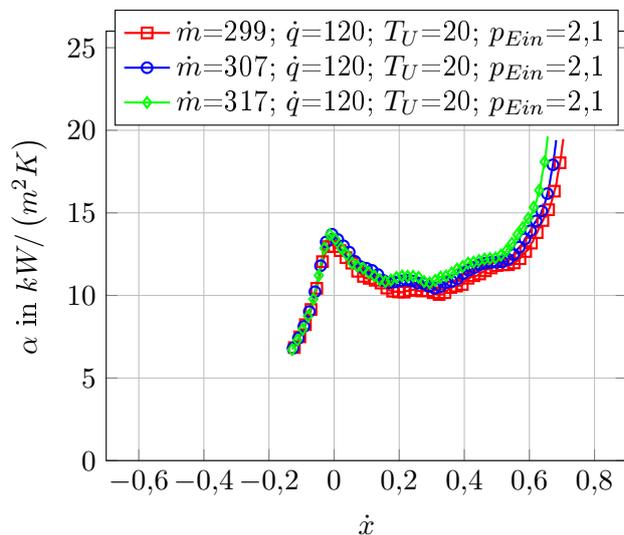


Abbildung 6.1: Systembeschreibung



\dot{m} in $kg/(m^2s)$; \dot{q} in kW/m^2 ; T_U in K ; p_{Ein} in bar

Abbildung 6.2: Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit vom Strömungsdampfgehalt

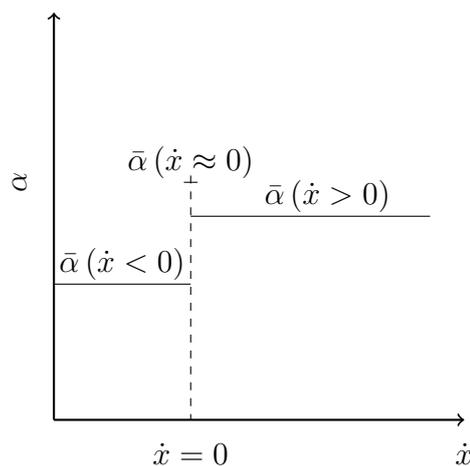


Abbildung 6.3: Spezifizierung der Systemantwort

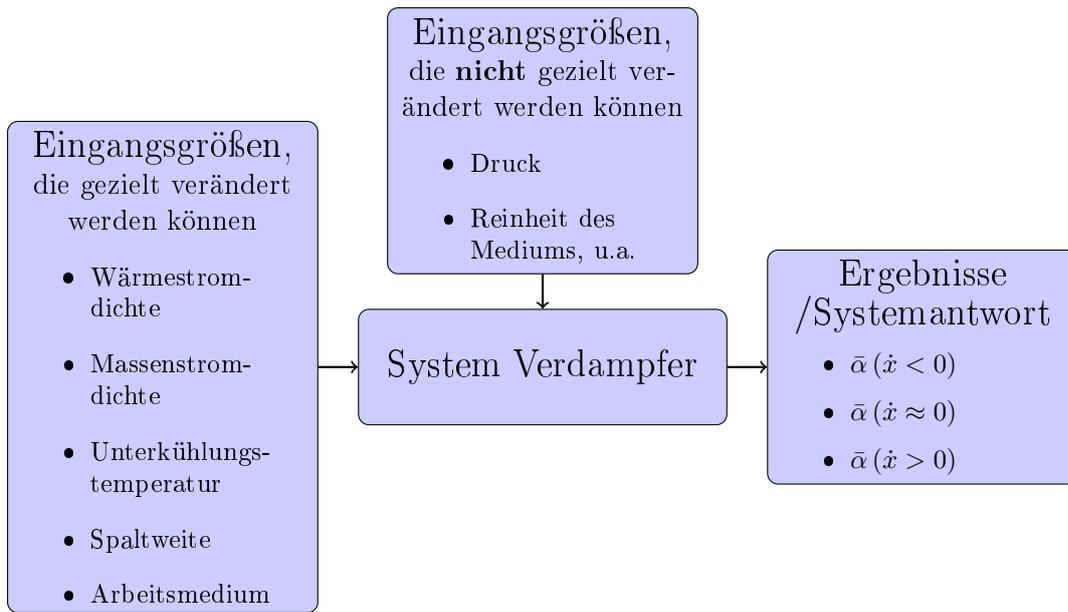
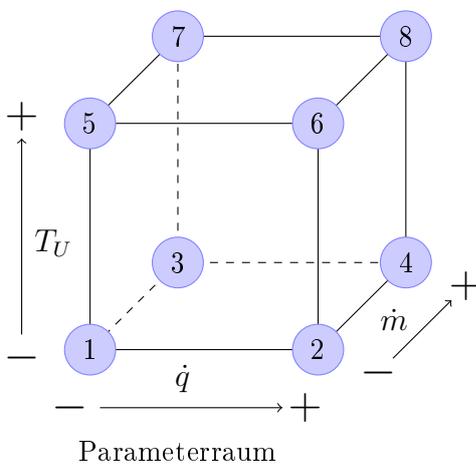


Abbildung 6.4: Systembeschreibung bei Spezifizierung der Systemantwort

Tabelle 6.1: Einstellungswerte für erste Untersuchungen

Faktor/Parameter	Symbol	Einstellungen		Einheit
		-	+	
Wärmestromdichte	\dot{q}	80	120	kW/m^2
Massenstromdichte	\dot{m}	300	500	$kg/(m^2s)$
Unterkühlungstemperatur	T_U	20	40	K



Versuch	\dot{q}	\dot{m}	T_U	\dot{q}	\dot{m}	T_U
1	-	-	-	80	300	20
2	+	-	-	120	300	20
3	-	+	-	80	500	20
4	+	+	-	120	500	20
5	-	-	+	80	300	40
6	+	-	+	120	300	40
7	-	+	+	80	500	40
8	+	+	+	120	500	40

Tabelle 6.2: Versuchsplan für erste Untersuchungen

Block 1				Block 2				Block 3			
Versuch	\dot{q}	\dot{m}	T_U	Versuch	\dot{q}	\dot{m}	T_U	Versuch	\dot{q}	\dot{m}	T_U
7	-	+	+	1	-	-	-	4	+	+	-
2	+	-	-	3	-	+	-	2	+	-	-
3	-	+	-	6	+	-	+	1	-	-	-
5	-	-	+	5	-	-	+	7	-	+	+
6	+	-	+	2	+	-	-	5	-	-	+
8	+	+	+	4	+	+	-	3	-	+	-
4	+	+	-	8	+	+	+	6	+	-	+
1	-	-	-	7	-	+	+	8	+	+	+

relativ klein ist.

Der Versuchsaufwand ist durch die Gleichung (5.2) gegeben. Es sind 8 Parameterkombinationen messtechnisch zu untersuchen, wobei die Systemantworten wegen der Zufallsstreuung der Messwerte in hinreichendem Maße statistisch abzusichern sind. Im Allgemeinen sind für jede Parameterkombination 3 Messungen vorgenommen worden, was im vorliegenden Fall zu einem Aufwand von insgesamt 24 Experimenten führt.

Dabei sind möglichst die Prinzipien der Blockbildung und Randomisierung anzuwenden, siehe auch Kapitel 5.

Blockbildung: Man arbeitet die Parameterkombinationen in Gruppen \equiv Blöcken zum Beispiel tages- oder wochenweise ab, so dass im Block jede Parameterkombination gleich häufig untersucht wird. Damit ist zu erwarten, dass im Block die Zufallsstreuungen möglichst klein sind.

Aufgrund der Ausgewogenheit innerhalb der Blöcke lassen sich ggf. Unterschiede zwischen ihnen erkennen und im Rahmen der Analyse eliminieren. Dadurch sinkt die unvermeidliche Zufallsstreuung der Werte [51].

Im Zusammenhang mit Siedeeperimenten kommt der Blockbildung besondere Bedeutung zu, weil sich die entsprechenden Heizflächencharakteristika zeitlich verändern. Solche sind beobachtet worden [86] und müssen auch im Rahmen dieser Arbeit thematisiert werden, siehe Kapitel 6.3.

Randomisierung: In jedem Block wird die Reihenfolge der Experimente mit Hilfe von Zufallszahlen festgelegt. Damit kann man verhindern, dass eine Verfälschung der Systemantworten durch unbekannte, nicht kontrollierbare Trends erfolgt.

Blockbildung und Randomisierung sind somit unentbehrliche Maßnahmen zur Erzielung möglichst fehlerarmer Systemantworten. Dabei werden

- zunächst mit der Blockbildung die Wirkungen bekannter kontrollierbarer Trends auf die Zufallsstreuung der Werte minimiert
- und dann mit der Randomisierung Fehler durch verbliebene unbekannte, nichtkontrollierbare Trends minimiert [51].

Im Bezug auf die Parameterkombinationen der Tabelle 6.1 sind unter Anwendung des Tandemprinzips Blockbildung/Randomisierung drei Blöcke gebildet und es ist in den Blöcken randomisiert worden, siehe Tabelle 6.2. Die Blöcke stehen jeweils für Tagesmessungen. Die Zufallszahlen sind mit dem von Microsoft Excel angebotenen System ermittelt worden.

Mit dieser Versuchsplanung konnten die ersten systematischen Messungen durchgeführt werden. Eingesetzt wurde die **Testsektion** $s=0,5\text{mm}$ und das Arbeitsmedium n-Hexan. Die nicht gezielt einstellbare Größe, der Druck, wies am Eintritt Werte zwischen 1,5 und 2,6 bar auf. Die Präsentation der Ergebnisse erfolgt zunächst in der bisherigen Darstellungsform, siehe die Abbildungen 6.5(a) bis 6.5(d). Aufgetragen sind in diesen Abbildungen die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit vom thermodynamischen Strömungsdampfgehalt.

Diese Darstellungsform ist sicherlich vorteilhaft, wenn es um die Abgrenzung der Siedebereiche, die Erkennung von Siedemechanismen und grundsätzlich um die qualitativen Trends $\alpha(\dot{x})$ in Abhängigkeit von den Betriebsparametern geht. So ist den Abbildungen 6.5(a) bis 6.5(d) zu entnehmen, dass sich deutliche Verlaufsänderungen $\alpha(\dot{x})$ im Vergleich des \dot{q} -Einflusses mit den \dot{m} - bzw. T_U -Einflüssen ergeben.

Es prägt sich zum Beispiel in Abbildung 6.5(a) bei der \dot{q} -Variation ($\dot{q} = 80\text{kW}/\text{m}^2, (-)$, $\dot{q} = 120\text{kW}/\text{m}^2, (+)$) eine markante Funktionsänderung aus. Erreicht bei der $(-)$ -Codierung der Wärmestromdichte die Funktion α einen Wert von $11\text{kW}/(\text{m}^2\text{K})$ bei $\dot{x} \approx 0$, so beträgt dieser Wert bei der $(+)$ -Codierung ca. $14\text{kW}/(\text{m}^2\text{K})$. Diese $\alpha(\dot{x} \approx 0)$ -Werte gehen einher mit unterschiedlichen anschließenden Trends.

Bei $\dot{q}(-)$ zeigt sich näherungsweise ein α -Plateau, welches ab $\dot{x} \approx 0,3$ übergeht in steil ansteigende Wärmeübergangskoeffizienten. Demgegenüber zeigt der $\alpha(\dot{x})$ -Verlauf bei $\dot{q}(+)$ den oben bereits kommentierten Trend. Nachdem der vergleichsweise größere Wert von $\alpha(\dot{x} \approx 0) = 14\text{kW}/(\text{m}^2\text{K})$ erreicht worden ist, sinken die α -Werte zunächst sogar unter jene des α -Plateaus bei $\dot{q}(-)$ ($\approx 10\text{kW}/(\text{m}^2\text{K}) \longleftrightarrow \approx 12\text{kW}/(\text{m}^2\text{K})$), bevor sie bei $\dot{x} \approx 0,4$ wieder zunehmen.

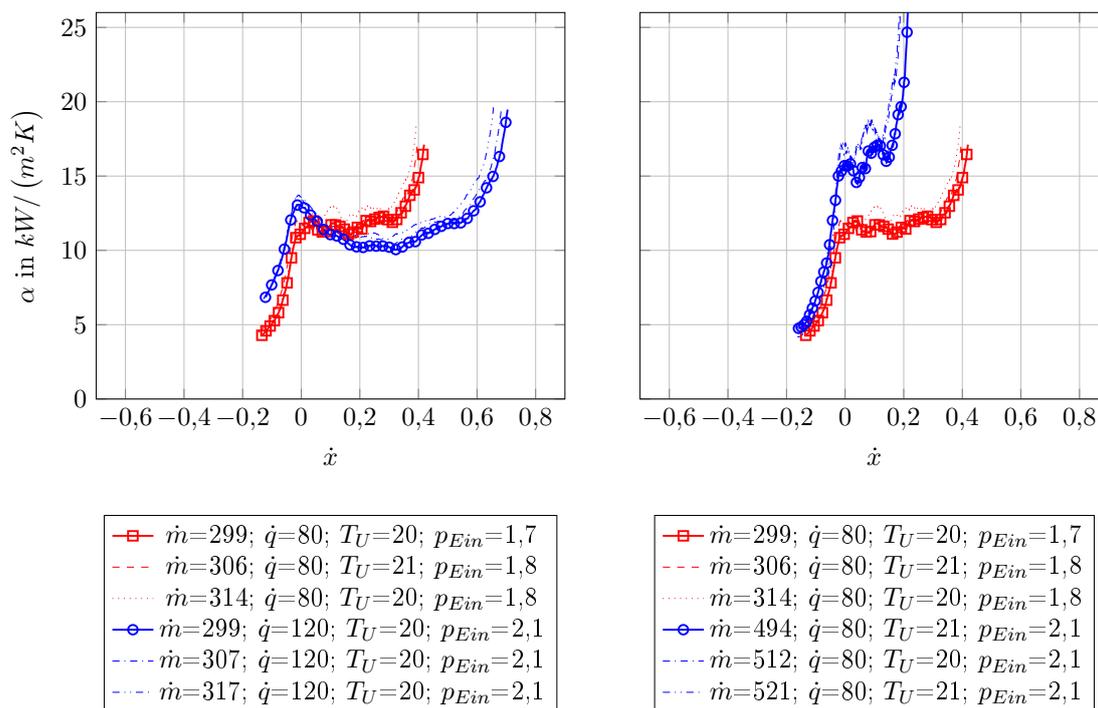
Die Variationen von Massenstromdichte und Unterkühlungstemperatur haben einen anderen Effekt zur Folge. Nachdem der $\alpha(\dot{x} \approx 0)$ -Wert jeweils erreicht worden ist, prägen sich in beiden Fällen durchweg steigende α -Verläufe aus. Dabei steigt in Abbildung 6.5(b) der $\alpha(\dot{x} \approx 0)$ -Wert bei der \dot{m} -Variation auf $\dot{m}(+)$ beträchtlich (ca. $12\text{kW}/(\text{m}^2\text{K}) \rightarrow \text{ca. } 17\text{kW}/(\text{m}^2\text{K})$) und der anschließende α -Verlauf unterliegt bemerkenswerten Schwankungen. In der Abbildung 6.5(c) nimmt der $\alpha(\dot{x} \approx 0)$ -Wert bei der T_U -Variation auf $T_U(-)$ zu (ca. $10\text{kW}/(\text{m}^2\text{K}) \rightarrow \text{ca. } 12\text{kW}/(\text{m}^2\text{K})$) und der folgende α -Verlauf weist deutlich zwei Bereiche auf mit zunehmend steileren Anstiegen.

Diese Trends sind, wie oben ausgeführt, aufschlussreich bei grundsätzlichen Untersuchungen zum Strömungssieden. Besonders deutlich wird dies bei Parameterkombinationen, die die Analyse der Wechselwirkungen zwischen Wärme- und Massenstromdichte ermöglichen, Abbildung 6.5(d). In α -Verläufen mit $\dot{q}(-)$ werden unabhängig von der Massenstromdichte die charakteristischen Abnahmen nach dem Durchlaufen der $\alpha(\dot{x} \approx 0)$ -Situation nicht registriert. Die Variation der Massenstromdichte von $\dot{m}(-)$ auf $\dot{m}(+)$ führt zu merklich größeren Wärmeübergangskoeffizienten. Demgegenüber weisen beide α -Verläufe bei $\dot{q}(+)$ die besagten ausgeprägten Abnahmen zu Beginn des Sättigungssiedens auf, wobei steigende Massenstromdichten ebenfalls zu größeren Wärmeübergangskoeffizienten führen. Dabei gewinnt man den Eindruck, dass größere Wärmeübergangskoeffizienten des Strömungssiedens eher durch eine Zunahme der Massenstromdichte erreichbar sind. Dieser Eindruck verstärkt sich im Bereich $\dot{x} > 0$ noch durch den Trend vergleichsweise kleinerer α -Zahlen (ab $\dot{x} > 0,05$) bei höheren Wärmestromdichten.

Diese Analysen entsprechen bisherigen Diskussionsweisen. Man gelangt zu aufschlussreichen qualitativen Aussagen. Sucht man jedoch, siehe oben, nach quantitativen Trends der Systemantwort, insbesondere auch in Bezug auf Wechselwirkungseffekte und Nichtlinearitäten, dann bieten sich handlichere Analysemethoden an. Solche sind in Kapitel 5 mittels Fallstudie eingeführt worden und sollen hier zum Einsatz gelangen.

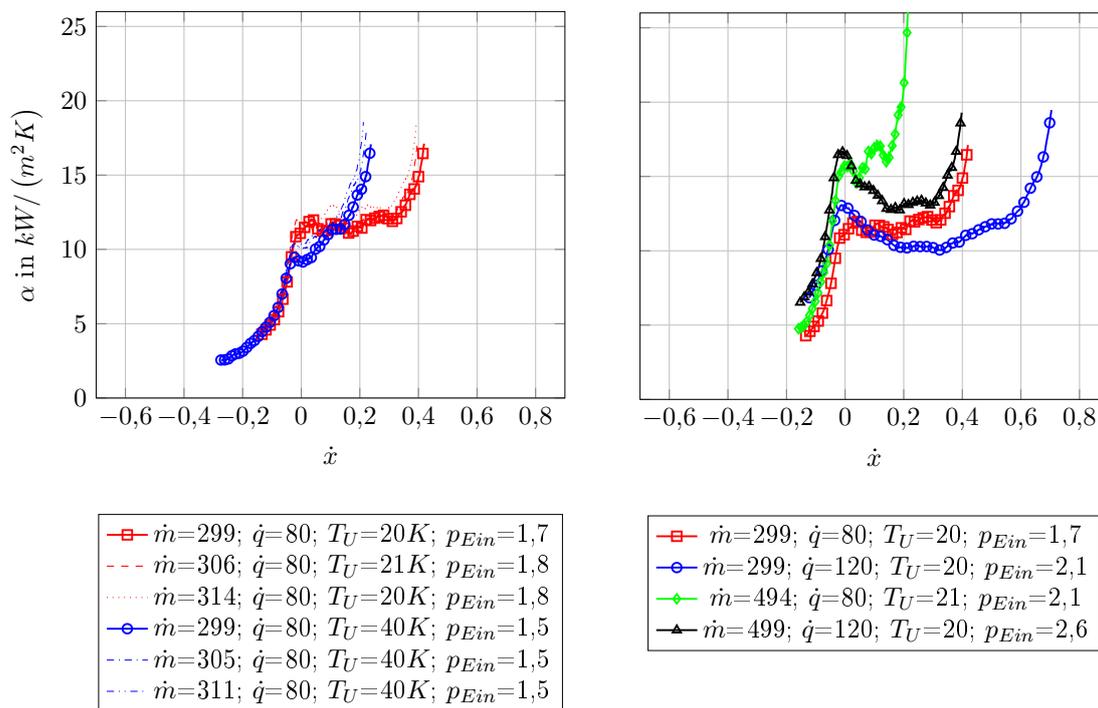
Für die in der Tabelle 6.1 angegebenen Parameter/Faktoren ergeben sich nach Blockbildung/Randomisierung, Tabelle 6.2, die Systemantworten, das sind die gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten. Exemplarisch sind in der Tabelle 6.3 für den postulierten Bereich $\dot{x} > 0$ die mittleren Messwerte in den einzelnen Blöcken, die Mittelwerte $\bar{\alpha}(\dot{x} > 0)$ der Einzelversuche und der globale Mittelwert (mittlerer Wärmeübergangskoeffizient aller 24 Einzelversuche)

6 Durchführung und Auswertung der Siedeeperimente



(a) Variation der Wärmestromdichte

(b) Variation der Massenstromdichte



(c) Variation der Unterkühlungstemperatur

(d) Wechselwirkung zwischen Wärme- und Massenstromdichte

$$\dot{m} \text{ in } kg/(m^2s); \dot{q} \text{ in } kW/m^2; T_U \text{ in } K; p_{Ein} \text{ in } bar$$

Abbildung 6.5: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von den Betriebsparametern

Tabelle 6.3: Exemplarische Ergebnisse der ersten Untersuchungen

Nr.	\dot{q}	\dot{m}	T_U	$\bar{\alpha}(\dot{x} > 0)$ in $W/(m^2K)$			
				1.Bl.	2.Bl.	3.Bl.	Mittel
1	-	-	-	12181	12086	12886	12384
2	+	-	-	11749	12102	12264	12038
3	-	+	-	17068	18721	18915	18235
4	+	+	-	14105	14620	14597	14441
5	-	-	+	11715	12386	12610	12237
6	+	-	+	10669	11003	11115	10929
7	-	+	+	20501	24224	23688	22804
8	+	+	+	13293	14001	14096	13796
Mittelwert über alle Versuche							14608

angegeben.

Der Versuchsplan ist ausgewogen, denn die Codierungen $\dot{q}(+)$, $\dot{q}(-)$, $\dot{m}(+)$, $\dot{m}(-)$, $T_U(+)$, $T_U(-)$ treten gleich oft auf. Daher wird eine gegebenenfalls kleine Wirkung eines Faktors ermittelbar sein, auch wenn die anderen Faktoren wesentlich größere Einflüsse ausüben [84].

Den Parameterraum des vollfaktoriellen Versuchsplans zeigt die Abbildung 6.6. Die Eingangsgrößen repräsentieren die Randlagen des Parameterraums. Dabei werden die gleichen Versuchsdaten für jeden Faktor anders gruppiert [84]. Die Effekte, also die Wirkungen der Eingangsgrößen auf den Wärmeübergangskoeffizienten, berechnen sich aus der Differenz der jeweiligen Stufenmittelwerte, siehe die auf Tabelle 6.3 basierende Tabelle 6.6 für den Gültigkeitsbereich $\dot{x} > 0$. In gleicher Weise werden die Wechselwirkungseffekte ermittelt. Tabelle 6.6 enthält die quantitativen Werte der Effekte \dot{q} , \dot{m} , T_U , die Zweifachwechselwirkungseffekte $\dot{q} \cdot \dot{m}$, $\dot{q} \cdot T_U$, $\dot{m} \cdot T_U$ und den Dreifachwechselwirkungseffekt $\dot{q} \cdot \dot{m} \cdot T_U$. Der globale Mittelwert der Wärmeübergangskoeffizienten beträgt $14608W/(m^2K)$, siehe auch Tabelle 6.3.

Für die Deutung und Kommentierung der Ergebnisse wesentlich ist die Richtung, in der die Stufen codiert sind. Wie erwähnt, steht die Codierung (-) für den jeweilig kleineren Wert der Einstellgröße und (+) für den jeweils größeren Wert des Faktors. Das heißt, Effekte mit positivem Vorzeichen weisen auf eine Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten mit steigendem Faktorwert hin, Effekte mit negativem Vorzeichen auf eine Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten mit steigendem Faktorwert.

Auch die Vorzeichen der Wechselwirkungseffekte lassen sich gemäß dieser Codierungskonvention interpretieren. Wie in Kapitel 5 erwähnt, wird der Wechselwirkungseffekt davon bestimmt, wie der Effekt eines Faktors von der Einstellung eines anderen Faktors abhängt [84]. Stimmen die Vorzeichen von Effekt und Wechselwirkungseffekt überein, dann hat die Wechselwirkung verstärkende Wirkung, das heißt, es ergeben sich größere Abnahmen des Wärmeübergangskoeffizienten bei negativem Vorzeichen bzw. größere Zunahmen von α bei positivem Vorzeichen.

Unterschiedliche Vorzeichen von Effekt und Wechselwirkungseffekt weisen auf eine abschwächende Wirkung des Wechselwirkungseffektes hin, das heißt, es ergibt sich ein resultierender Effekt, der kleiner als die Summe der Effekte ist.

Insofern lassen sich bereits aus den absoluten Größen sowie den Vorzeichen der Effekte und Wechselwirkungseffekte in der exemplarisch kommentierten Tabelle 6.6 alle relevanten Schlussfolgerungen für den Einfluss der Betriebsparameter \dot{q} , \dot{m} , T_U auf die Systemantwort $\bar{\alpha}$ ablesen.

Noch anschaulicher lassen sich die ermittelten Trends jedoch in den Abbildungen 6.7 bis 6.12 darstellen. In den Abbildungen 6.7, 6.9 und 6.11 sind die Effekte der Betriebsparameter und

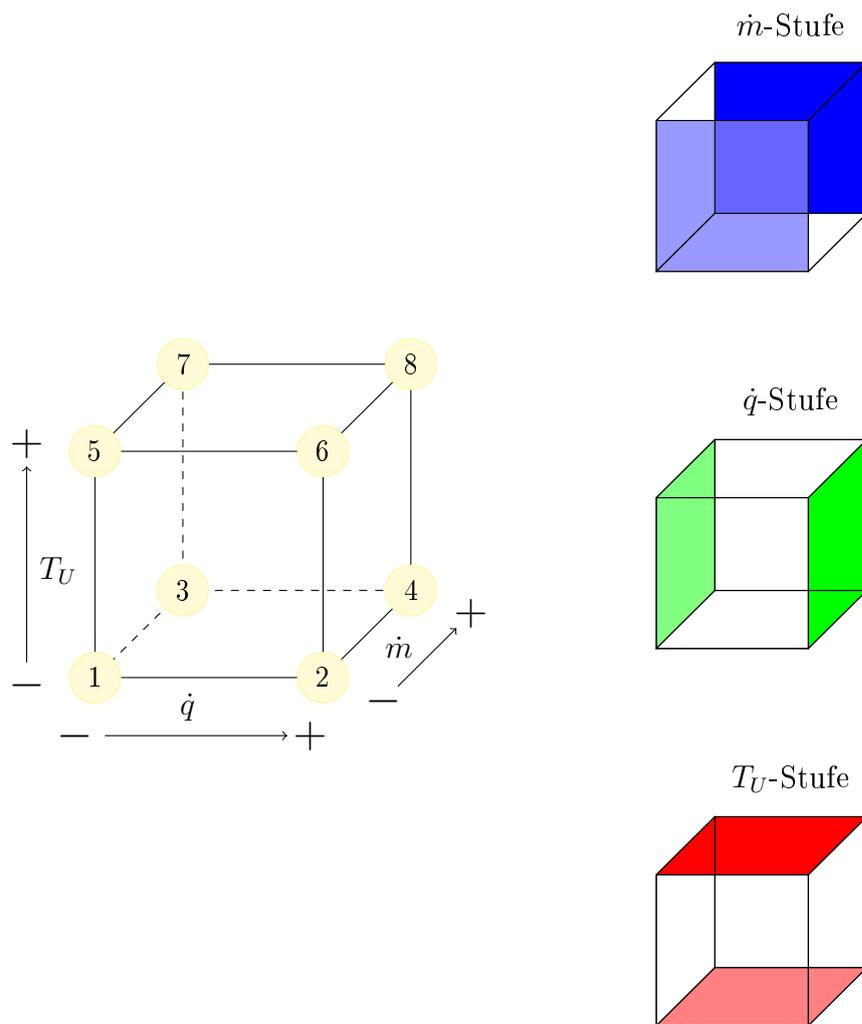


Abbildung 6.6: Graphische Darstellung der Parameterkombinationen zur Effektbestimmung

Tabelle 6.4: Systemantworten $\bar{\alpha}$ in $W/(m^2K)$ im Bereich $\dot{x} < 0$

Nr.	\dot{q}	\dot{m}	T_U	$\dot{q} \cdot \dot{m}$	$\dot{q} \cdot T_U$	$\dot{m} \cdot T_U$	$\dot{q} \cdot \dot{m} \cdot T_U$	$\bar{\alpha} (\dot{x} < 0)$
1	-	-	-	+	+	+	-	7319
2	+	-	-	-	-	+	+	10092
3	-	+	-	-	+	-	+	8867
4	+	+	-	+	-	-	-	10990
5	-	-	+	+	-	-	+	5120
6	+	-	+	-	+	-	-	6829
7	-	+	+	-	-	+	-	6254
8	+	+	+	+	+	+	+	7321
MW+	8808	8358	6381	7687	7584	7747	7850	
MW-	6890	7340	9317	8011	8114	7951	7848	7849
Effekt	1918	1018	-2936	-323	-530	-205	2	

Tabelle 6.5: Systemantworten $\bar{\alpha}$ in $W/(m^2K)$ im Bereich $\dot{x} \approx 0$

Nr.	\dot{q}	\dot{m}	T_U	$\dot{q} \cdot \dot{m}$	$\dot{q} \cdot T_U$	$\dot{m} \cdot T_U$	$\dot{q} \cdot \dot{m} \cdot T_U$	$\bar{\alpha} (\dot{x} \approx 0)$
1	-	-	-	+	+	+	-	11407
2	+	-	-	-	-	+	+	13331
3	-	+	-	-	+	-	+	16475
4	+	+	-	+	-	-	-	16765
5	-	-	+	+	-	-	+	9875
6	+	-	+	-	+	-	-	11302
7	-	+	+	-	-	+	-	19133
8	+	+	+	+	+	+	+	13078
MW+	13619	16363	13347	12781	13066	14237	13190	
MW-	14223	11479	14495	15060	14776	13605	14652	13921
Effekt	-604	4884	-1148	-2279	-1711	633	-1462	

Tabelle 6.6: Systemantworten $\bar{\alpha}$ in $W/(m^2K)$ im Bereich $\dot{x} > 0$

Nr.	\dot{q}	\dot{m}	T_U	$\dot{q} \cdot \dot{m}$	$\dot{q} \cdot T_U$	$\dot{m} \cdot T_U$	$\dot{q} \cdot \dot{m} \cdot T_U$	$\bar{\alpha} (\dot{x} > 0)$
1	-	-	-	+	+	+	-	12384
2	+	-	-	-	-	+	+	12038
3	-	+	-	-	+	-	+	18235
4	+	+	-	+	-	-	-	14441
5	-	-	+	+	-	-	+	12237
6	+	-	+	-	+	-	-	10929
7	-	+	+	-	-	+	-	22804
8	+	+	+	+	+	+	+	13796
MW+	12801	17319	14942	13215	13836	15256	14077	
MW-	16415	11897	14274	16002	15380	13960	15140	14608
Effekt	-3614	5422	668	-2786	-1544	1296	-1062	

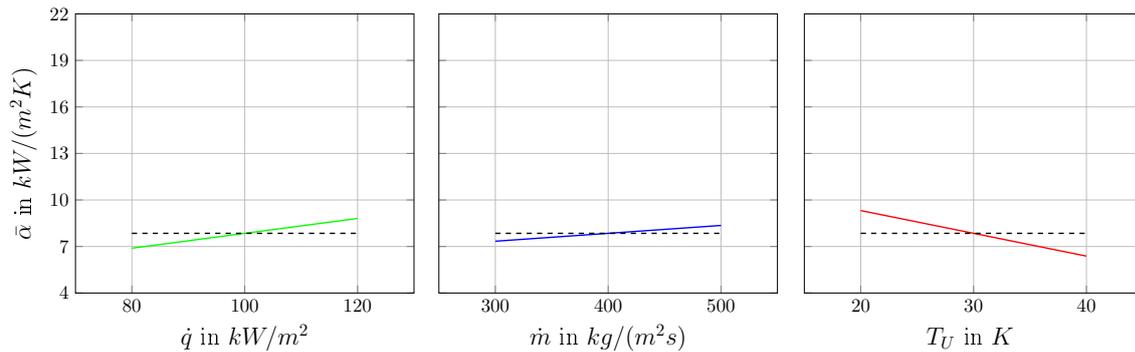


Abbildung 6.7: Haupteffekte bei $\hat{x} < 0$

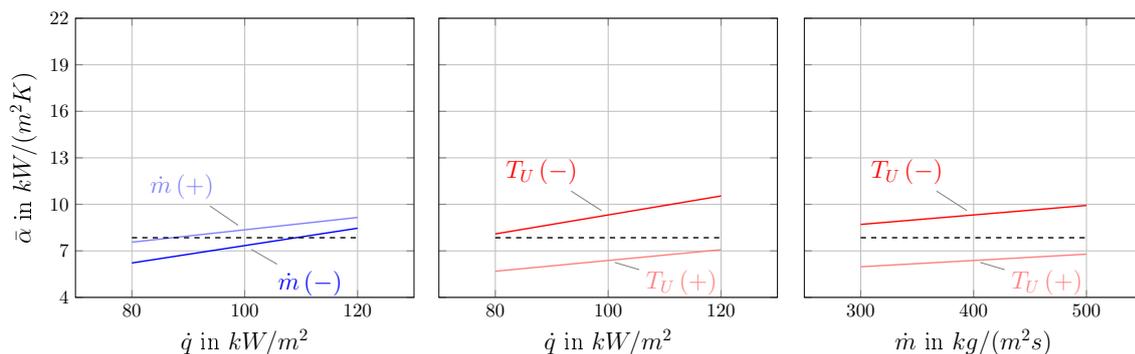


Abbildung 6.8: Wechselwirkungen bei $\hat{x} < 0$

in den Abbildungen 6.8, 6.10 und 6.12 die Zweifachwechselwirkungseffekte jeweils bei $\hat{x} < 0$, $\hat{x} \approx 0$ und $\hat{x} > 0$ dargestellt. Die zugrunde liegenden Ergebnisse der manuellen Auswertung im Rahmen der ersten Untersuchungen enthalten die Tabellen 6.4 bis 6.6.

Gültigkeitsbereich $\hat{x} < 0$:

Abbildung 6.7: Im Bereich des unterkühlten Blasensiedens haben steigende Wärme- und Massenstromdichten größere mittlere Wärmeübergangskoeffizienten zur Folge. Diese Trends sind physikalisch plausibel. Durch größere Wärmestromdichten werden die Zahl aktiver Blasenkeime und damit der Wärmeübergangskoeffizient angehoben.

Mit zunehmender Massenstromdichte steigt gemäß $\dot{m} = \bar{w}_{eff} \cdot \rho_{eff}$ bei gegebenem Testmedium die mittlere Geschwindigkeit im Kanal, wobei der Einfluss der noch kleinen Dampfblasen auf die effektive Dichte relativ klein ist. Größere mittlere Geschwindigkeiten werden einen noch kleinen Einfluss auf die Blasenfrequenz (Scherkräfte an Blase, Abreißdurchmesser) haben, füh-

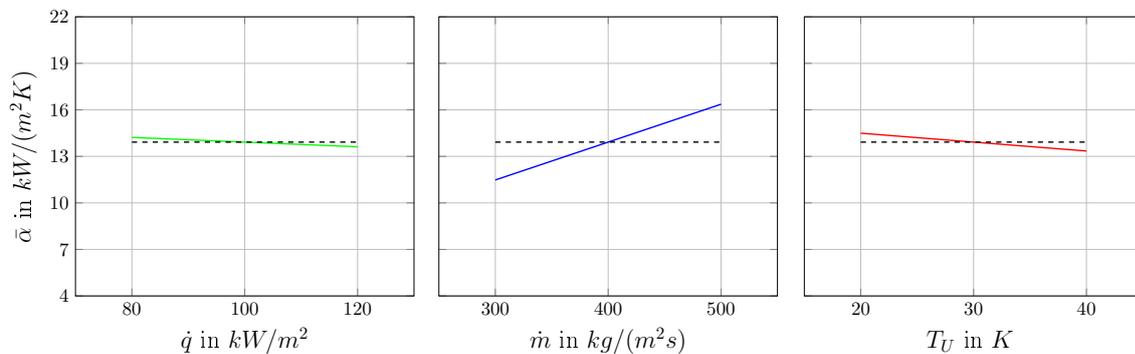


Abbildung 6.9: Haupteffekte bei $\hat{x} \approx 0$

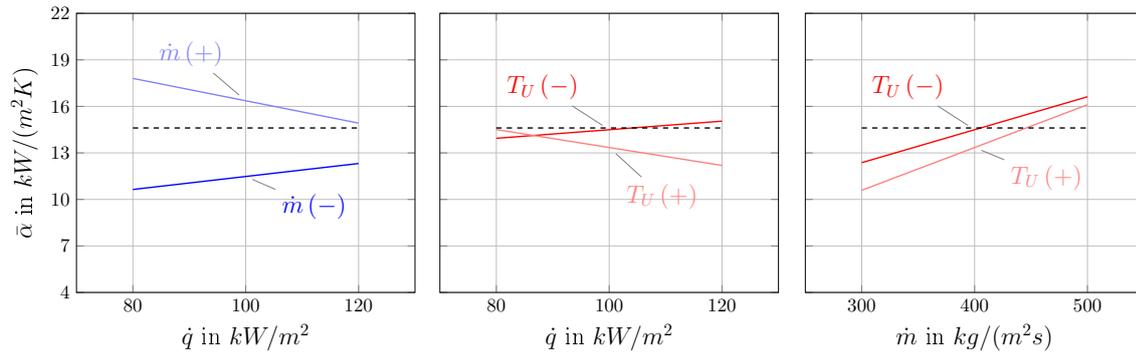


Abbildung 6.10: Wechselwirkungen bei $\dot{x} \approx 0$

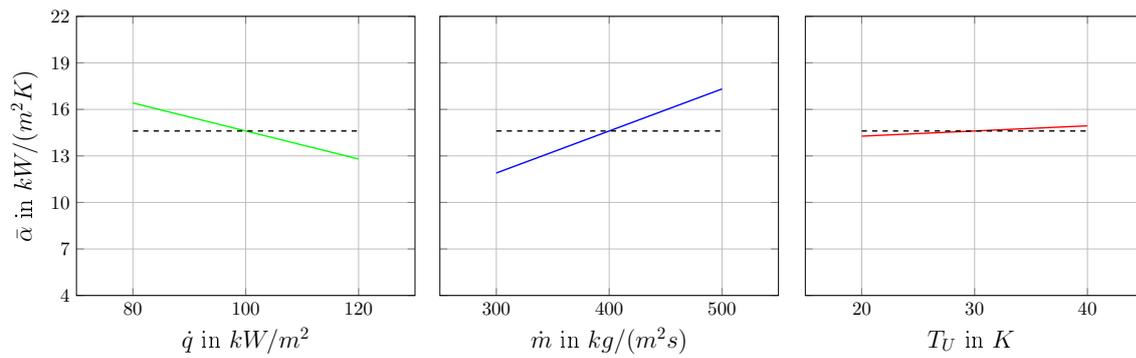


Abbildung 6.11: Haupteffekte bei $\dot{x} > 0$

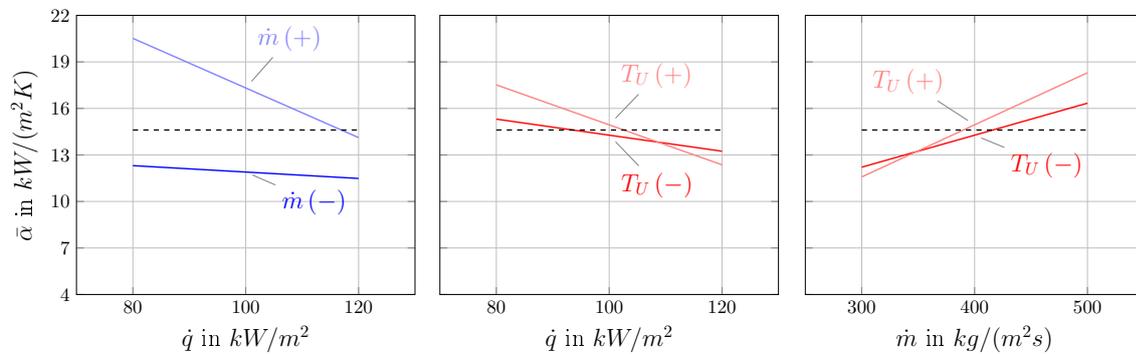


Abbildung 6.12: Wechselwirkungen bei $\dot{x} > 0$

ren aber zur Intensivierung des konvektiven Wärmeübergangs Wand-Flüssigkeit. Der Wärmeübergangskoeffizient steigt mit zunehmender Massenstromdichte, aber bei der hier realisierten Stufenänderung von $\Delta\dot{m} = 500 - 300\text{kg}/(\text{m}^2\text{s}) = 200\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ vergleichsweise weniger stark als beim Stufenabstand der Wärmestromdichte $\Delta\dot{q} = 120 - 80\text{kW}/\text{m}^2 = 40\text{kW}/\text{m}^2$.

Der Einfluss der Unterkühlungstemperatur auf den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich des unterkühlten Blasensiedens ist verständlicherweise relativ groß. Kleine Unterkühlungstemperaturen stehen kalorisch für kleinere energetische Abstände des Eintrittszustandes vom Siedezustand, so dass ggf. bereits unmittelbar nach dem Flüssigkeitseintritt in den Kanal die ersten Dampfblasen erscheinen und den steilen Anstieg $d\alpha/dz$ einleiten. Relativ große mittlere Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha} (\dot{x} < 0)$ sind die Folge.

Demgegenüber bildet sich bei größerem Siedepunktabstand und damit größerer Unterkühlungstemperatur nach dem Kanaleintritt zunächst erst einmal eine einphasige Strömung mit vergleichsweise kleineren Wärmeübergangskoeffizienten aus, bevor der Anstieg der Wandtemperatur die ersten Dampfblasen initialisiert. Im Mittel ergeben sich im Bereich des unterkühlten Blasensiedens in diesem Fall deutlich kleinere Wärmeübergangskoeffizienten, so dass der hier mit der Stufenänderung $\Delta T_U = 20\text{K}$ erreichte Effekt mehr als $\Delta\bar{\alpha} = 3000\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ beträgt.

Abbildung 6.8: Betrachtet man exemplarisch die Abhängigkeit $\bar{\alpha}(\dot{q}, \dot{m})$, dann ergebe sich in einer entsprechenden Darstellung nur ein einziger Verlauf, wenn α unabhängig von \dot{m} wäre. Dies ist offensichtlich nicht der Fall, wie die Abbildung 6.8 zeigt.

Eine zweite hypothetische Betrachtung geht zwar von einer Abhängigkeit von $\bar{\alpha}(\dot{q}, \dot{m})$ aus, jedoch in Form des Spezialfalls, dass sich bei einer gegebenen \dot{m} -Variation die $\bar{\alpha}$ -Werte unabhängig von \dot{q} stets um den gleichen Betrag ändern. Dann würden z.B. die beiden Verläufe $\bar{\alpha}(\dot{q}, \dot{m}(+))$ und $\bar{\alpha}(\dot{q}, \dot{m}(-))$ parallel verlaufen. Dies ist gemäß Abbildung 6.8 ebenso nicht der Fall, weil es unter Voraussetzung ihrer Signifikanz Wechselwirkungseffekte zwischen beiden Faktoren gibt. Es gilt nämlich für die Abhängigkeit $\bar{\alpha}(\dot{q}, \dot{m})$ unter Verwendung der Nummerierung der Parameterraumecken in Tabelle 6.1 sowie der $\bar{\alpha}(\dot{x} < 0)$ -Einzelversuchswerte der Tabelle 6.4 die Gleichung (6.1).

$$\begin{aligned} \frac{\bar{\alpha}1 + \bar{\alpha}4 + \bar{\alpha}5 + \bar{\alpha}8}{4} - \frac{\bar{\alpha}2 + \bar{\alpha}3 + \bar{\alpha}6 + \bar{\alpha}7}{4} &= \Delta\bar{\alpha} \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{\alpha}1 + \bar{\alpha}5}{2} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{\alpha}4 + \bar{\alpha}8}{2} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{\alpha}2 + \bar{\alpha}6}{2} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{\alpha}3 + \bar{\alpha}7}{2} \right) &= \Delta\bar{\alpha} \quad (6.1) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{7319 + 5120}{2} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{10990 + 7321}{2} \right) - \dots & \\ \dots - \frac{1}{2} \left(\frac{10092 + 6829}{2} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{8867 + 6254}{2} \right) &= -323\text{W}/(\text{m}^2\text{K}) \end{aligned}$$

Das heißt, der Effekt der Wärmestromdichte ist von der Größe der Massenstromdichte abhängig. In der Abhängigkeit $\bar{\alpha}(\dot{q}, \dot{m})$ erkennt man, dass die Auswirkung einer Änderung von \dot{q} auf $\bar{\alpha}$ größer ist, wenn \dot{m} kleiner ist.

Hinsichtlich der Unterkühlungstemperatur ist festzustellen, dass die Auswirkungen von Änderungen von \dot{q} und \dot{m} auf den Wärmeübergang jeweils größer sind, wenn die Unterkühlungstemperaturen kleiner sind. Die graphische Darstellung weist bereits darauf hin: Insgesamt sind die Wechselwirkungen zwischen den Faktoren \dot{q} , \dot{m} und T_U in Bezug auf die Intensität des Wärmeübergangs relativ klein, siehe die Zahlenwerte in der Tabelle 6.4. Die Vorzeichen dieser Zahlenwerte führen zu den Schlussfolgerungen:

- Die Zweifachwechselwirkung $\dot{q} \cdot \dot{m}$ wirkt abschwächend in Bezug auf die Effekte von \dot{q} und \dot{m} .

- Die Zweifachwechselwirkung $\dot{q} \cdot T_U$ wirkt verstärkend auf den Effekt von T_U und abschwächend auf jenen von \dot{q} .
- Der Wechselwirkungseffekt $\dot{m} \cdot T_U$ wirkt verstärkend auf den Effekt von T_U und abschwächend auf jenen von \dot{m} .

Die Dreifachwechselwirkung $\dot{q} \cdot \dot{m} \cdot T_U$ ist vernachlässigbar klein.

Gültigkeitsbereich $\dot{x} \approx 0$:

Abbildung 6.9: Die subjektive experimentelle Erfahrung hinsichtlich starker Abhängigkeiten der α -Niveaus und -Trends im Bereich $\dot{x} \approx 0$ von eingestellten Parametern bestätigt sich durch die Ergebnisse der DoE-Auswertemethode grundsätzlich.

Ein überraschendes Ergebnis dabei ist der vergleichsweise kleine Effekt der Wärmestromdichte, Abbildung 6.9. Zwar haben kleinere Wärmestromdichten größere Wärmeübergangskoeffizienten zur Folge. Jedoch sind diese Zunahmen bei den realisierten Parameterkombinationen mit ca. 12% in Bezug auf den \dot{m} -Effekt relativ klein. Letzterer ist im Rahmen der in der Arbeit erzielten Ergebnisse sehr groß. Er beträgt bei der Parameterstufung von $\Delta\dot{m} = 200\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ fast $5000\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ mit gleichlaufenden Trends: höhere Massenstromdichten haben größere Wärmeübergangskoeffizienten zur Folge.

Der Effekt der Unterkühlungstemperatur im Bereich $\dot{x} < 0$ setzt sich im Bereich $\dot{x} \approx 0$ fort: kleinere Unterkühlungstemperaturen führen zu größeren mittleren Wärmeübergangskoeffizienten.

Abbildung 6.10: Der enorme Einfluss der Massenstromdichte auf den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich $\dot{x} \approx 0$ hat bemerkenswerte Ausschläge bei den Wechselwirkungen zur Folge. So vollzieht sich ein vollständiger Trendwechsel in der Abhängigkeit $\bar{\alpha}(\dot{q}, \dot{m})$ in Folge der Parameterkombination $\dot{m}(-) = 300\text{kg}/(\text{m}^2\text{s}) \rightarrow \dot{m}(+) = 500\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$. Verstärkt sich bei $\dot{m}(+)$ noch die $\bar{\alpha}$ -Abnahme bei \dot{q} -Zunahme auf nahezu $\Delta\bar{\alpha} \approx -3000\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$, so kehrt sich dieser Trend bei $\dot{m}(-)$ vollständig um. Hier steigen die Wärmeübergangskoeffizienten mit \dot{q} -Zunahme. Das heißt, die Wechselwirkungen zwischen \dot{q} und \dot{m} sind sehr groß und ihre Vernachlässigung in empirischen Modellen des Wärmeübergangs im Kanal muss zu entsprechend großen Modellierungsfehlern führen.

Einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten bei \dot{q} -Zunahme übt auch die Unterkühlungstemperatur aus. Auch sie führt in den überstrichenen Parameterbereichen zu einem vollständigen Trendwechsel der Abhängigkeit $\bar{\alpha}(\dot{q}, T_U)$. Während \dot{q} -Zunahmen bei $T_U(-) = 20\text{K}$ merkbare α -Zunahmen bewirken, sinken die Wärmeübergangskoeffizienten im überstrichenen Parameterbereich bei $T_U(+) = 40\text{K}$ beträchtlich mit steigenden Wärmestromdichten. Diese großen Wechselwirkungen lassen sich bei der Funktion $\bar{\alpha}(\dot{m}, T_U)$ nicht feststellen. Es werden wohl wieder die großen $\bar{\alpha}(\dot{x} \approx 0)$ -Zunahmen bei der \dot{m} -Variation gemessen, aber diese sind nur wenig von der Unterkühlungstemperatur abhängig, weil die entsprechende Wechselwirkung klein ist.

Gültigkeitsbereich $\dot{x} > 0$:

Abbildung 6.11: Auch im Bereich des Sättigungssiedens führen die Ergebnisse der DoE-Methode zu klaren Trendaussagen. Eine sehr wesentliche Aussage in diesem Zusammenhang ist die deutliche $\bar{\alpha}$ -Abnahme in der zweiphasigen Strömung mit der zunehmenden Wärmestromdichte. Dieses Ergebnis der Arbeit steht im Widerspruch zu den Resultaten einiger Autoren, z.B. der Vorgängerarbeit von Diaz [26], die in der Abbildung 5.30 ihrer Arbeit den entgegengesetzten Trend bei einer charakteristischen Länge von 1mm präsentiert. Weitere Forschungsarbeiten sind erforderlich um diese Unterschiede aufzuklären. Dabei sollte noch konsequenter die DoE-Methode eingesetzt werden, deren Potential sich bei einer umfangreicheren und ausgewogeneren Datenbasis voll ausschöpfen ließe.

Der im Bereich $\dot{x} \approx 0$ ermittelte Trend $\alpha(\dot{m})$ setzt sich im Bereich des Sättigungssiedens fort. Die Variation der Massenstromdichte hat einen großen Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten der Zweiphasenströmung. Steigende Massenstromdichten haben kräftig steigende Wärmeübergangskoeffizienten zur Folge.

Gemeinsam mit dem Trend $\alpha(\dot{q})$ neigt man hypothetisch zu dem Deutungsansatz, dass im Minikanal $s=0,5\text{mm}$ im überstrichenen Parameterbereich mit steigender Wärmestromdichte die Kühlwirkung der Flüssigkeit, z.B. durch lokale Austrocknungen, sinkt. Diesem Trend entgegen wirkt eine zunehmende Massenstromdichte, die ein vermehrtes Vordringen der kühlenden Flüssigkeit zur Heizfläche bewirkt.

Solche physikalischen Deutungen der Trends $\alpha(\dot{q})$ bzw. $\alpha(\dot{m})$ werden jedoch ohne weitere essenzielle Informationen hypothetisch bleiben. Derartige Informationen lassen sich ggf. aus hoch auflösenden Visualisierungen der Strömungsformen im Minikanal gewinnen, siehe Kapitel 7.

Im Bereich des Sättigungssiedens schwindet der Einfluss der Unterkühlungstemperatur auf den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten der zweiphasigen Strömung. Im Gebiet des unterkühlten Blasensiedens noch eine dominierende Einflussgröße, wird sie während des voll ausgebildeten Strömungssiedens in ihrer Einflussnahme insbesondere durch die Massenstromdichte ersetzt.

Abbildung 6.12: Die Analyse der Wechselwirkungseffekte bestätigt den starken Einfluss der Massenstromdichte auf den Wärmeübergangskoeffizienten der zweiphasigen Strömung. Es lassen sich starke Wechselwirkungen zwischen \dot{q} und \dot{m} feststellen. So ist die $\bar{\alpha}$ -Abnahme bei \dot{q} -Zunahme im Fall der kleineren Massenstromdichte $\dot{m}(-)$ relativ schwach ausgeprägt. Wird die \dot{q} -Zunahme jedoch bei der größeren Massenstromdichte vorgenommen, dann ist die $\bar{\alpha}$ -Abnahme sehr viel stärker ausgeprägt. Ob dieser Wechselwirkungseffekt der Plausibilität des obigen hypothetischen Deutungsansatzes entgegensteht, kann im Rahmen der Arbeit nicht beantwortet werden. Immerhin unterstreicht dieser Effekt die Notwendigkeit der Erlangung weiterer Informationen über den Siedeprozess.

Der in Abbildung 6.11 registrierte kleine Einfluss der Unterkühlungstemperatur auf den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}(\dot{x} \approx 0)$ setzt sich bei den Wechselwirkungen dieser Größe mit der Wärmestromdichte nicht fort. Die Unterkühlungstemperatur hat größenordnungsmäßig den gleichen Wechselwirkungseffekt mit der Wärmestromdichte wie diese mit der Massenstromdichte. Steigende Unterkühlungstemperaturen führen zu wesentlich stärkeren $\bar{\alpha}$ -Abnahmen bei der \dot{q} -Zunahme.

Auch die Wechselwirkung zwischen \dot{m} und T_U ist bemerkenswert. Steigende \dot{m} -Werte haben ohnehin einen stark ausgeprägten Einfluss auf den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten, $\bar{\alpha}(\dot{x} > 0)$, Abbildung 6.11. Dieser Einfluss wird noch einmal verstärkt (gleiche Vorzeichen der Effekte von \dot{m} und $\dot{m} \cdot T_U$) durch die Unterkühlungstemperatur. Steigende T_U -Werte lassen die $\bar{\alpha}$ -Zunahme bei \dot{m} -Zunahme weiter anwachsen.

Erwähnenswert in den Tabellen 6.4 bis 6.6 sind auch die Dreifachwechselwirkungen sowie die globalen Mittelwerte. Dreifachwechselwirkungseffekte $\dot{q} \cdot \dot{m} \cdot T_U$ sind im Allgemeinen hinsichtlich ihres Einflusses auf den Wärmeübergangskoeffizienten nicht vernachlässigbar. Dies trifft für die Bereiche $\dot{x} \approx 0$ und $\dot{x} > 0$ zu, in denen sie die Größenordnungen der Zweifachwechselwirkungen erreichen. Allein im Bereich des unterkühlten Blasensiedens kann der $\dot{q} \cdot \dot{m} \cdot T_U$ -Effekt vernachlässigt werden.

Wie auch alle vorangehenden Aussagen im Zusammenhang mit der Kommentierung der Trends in den Abbildungen 6.7 bis 6.12 ist auch diese Aussage nicht nur das systematische Ergebnis der konsequenten Umsetzung eines DoE-Versuchsplan, sondern gleichzeitig potenzielle Aufgabenstellung künftiger Forschungsarbeiten, die nicht nur die Bestätigung dieser Trends anstreben, sondern auch die Aufklärung der verursachenden Mechanismen.

Die in den 8 Eckpunkten des Parameterraumes der Tabelle 6.1 gemäß des Blockbildungsprinzips gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten lassen sich jeweils arithmetisch mitteln. So ergeben sich z.B. im Bereich $\dot{x} > 0$ mittlere Wärmeübergangskoeffizienten zwischen $10929\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ und $22804\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$. Werden diese 8 Eckpunktmittelwerte wiederum arithmetisch gemittelt,

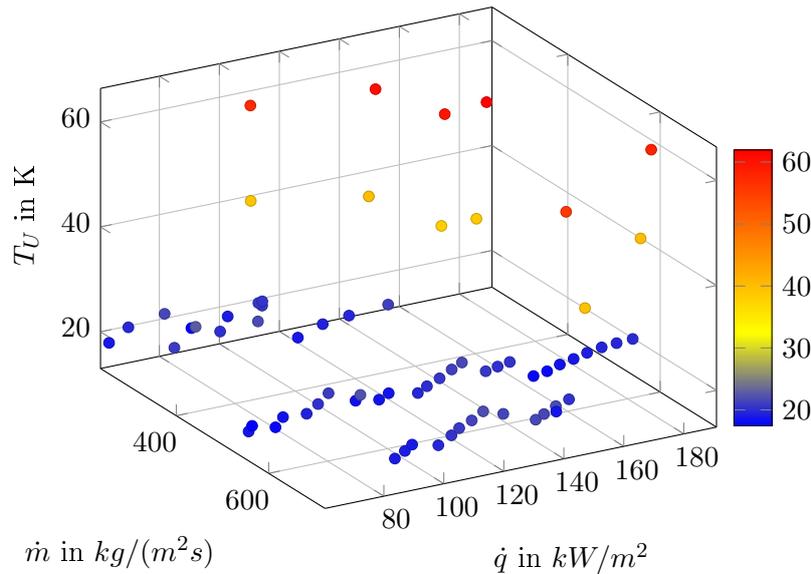


Abbildung 6.13: Anordnung von Experimenten zur rechnergestützten Analyse eines Parameterraumes, $s=0,5\text{mm}$

dann ergibt sich rechnerisch der globale $\bar{\alpha}$ -Wert im Mittelpunkt des Parameterraumes, $\bar{\alpha}_{glob}(\hat{x} > 0) = 14608\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$, der wie die globalen Mittelwerte $\bar{\alpha}_{glob}(\hat{x} < 0) = 7849\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ und $\bar{\alpha}_{glob}(\hat{x} \approx 0) = 13921\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ in den beiden anderen \hat{x} -Bereichen jeweils in linearer Beziehung zu den Mittelwerten der Eckpunkte des Parameterraumes steht. Ließen sich diese rechnerischen Mittelpunktswerte auch messtechnisch nachweisen, dann könnte die Systemantwort $\bar{\alpha}(\dot{q}, \dot{m}, T_U)$ mit einem linearen Modell in Abhängigkeit von den Einflussgrößen beschrieben werden. Die experimentelle Überprüfung des Mittelpunktes des Parameterraumes ($\dot{q}_{normiert} = 0 \hat{=} \dot{q} = 100\text{kW}/\text{m}^2$, $\dot{m}_{normiert} = 0 \hat{=} \dot{m} = 400\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, $T_{U,normiert} = 0 \hat{=} T_U = 30\text{K}$) ergab aber Abweichungen von den linear ermittelten rechnerischen Größen: $\bar{\alpha}_{glob,exp}(\hat{x} < 0) = 7379\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$, $\bar{\alpha}_{glob,exp}(\hat{x} \approx 0) = 12173\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ und $\bar{\alpha}_{glob,exp}(\hat{x} > 0) = 12092\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$. Somit ist von nicht-linearen Zusammenhängen $\bar{\alpha}(\dot{q}, \dot{m}, T_U)$ auszugehen, insbesondere in den Bereichen $\hat{x} \approx 0$ und $\hat{x} > 0$. Die Nichtlinearität im Bereich $\hat{x} < 0$ ist offensichtlich weniger stark ausgeprägt.

Die Ermittlung von nichtlinearen Zusammenhängen zwischen der Systemantwort und den Eingangsgrößen erfordert im Bezug auf den Parameterraum der Tabelle 6.1 die Kenntnis der Parameterkonstellationen und Systemantworten in weiteren Stützpunkten des Raumes. Im Folgenden wird auf die Analyse eines entsprechenden Parameterraumes eingegangen.

6.2 Rechnergestützte Analyse eines Parameterraumes

Verwendung finden hier experimentelle Ergebnisse der Testsektion $s=0,5\text{mm}$ und des Testmediums n-Hexan, deren physikalische und Präzisionswerte unzweifelhaft sind, die jedoch, dem Entwicklungsstand der Arbeit geschuldet, hinsichtlich der Parameterkonstellationen noch nicht nach dem DoE-Prinzip geplant sind.

In der Abbildung 6.13 sind der Parameterraum dargestellt und die Parameterbereiche angegeben.

Die eingetragenen Parameterkombinationen vermitteln einen Eindruck von der Unausgewogenheit der Versuchsplanung. Die 67 Messpunkte verdichten sich relativ ungeordnet in den Bereichen $T_U = 20..30\text{K}$, $\dot{q} = 100..150\text{kW}/\text{m}^2$ sowie $\dot{m} = 250..600\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$.

In weiten Bereichen des Parameterraumes fehlen in äquivalenter Verteilung und Dichte die im Allgemeinen erforderlichen Stützpunktinformationen, siehe Kapitel 4.1, so dass der Anspruch an das Analyseverfahren und die Wahrscheinlichkeit von Unschärfen der Analyseergebnisse groß

6 Durchführung und Auswertung der Siedeeperimente

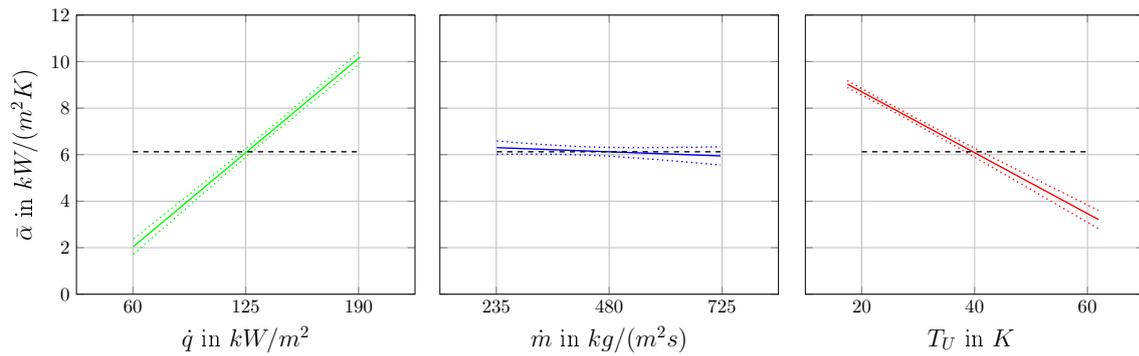


Abbildung 6.14: Rechnergestützte Auswertung der Haupteffekte, $\dot{x} < 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 1.Ordnung

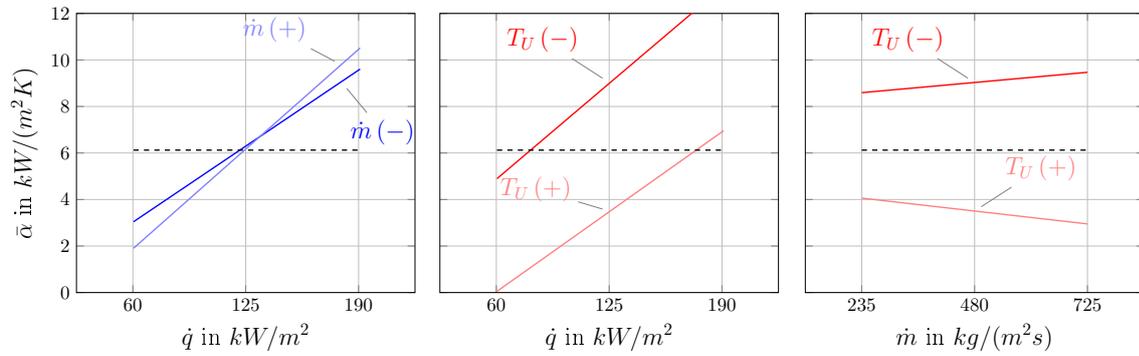
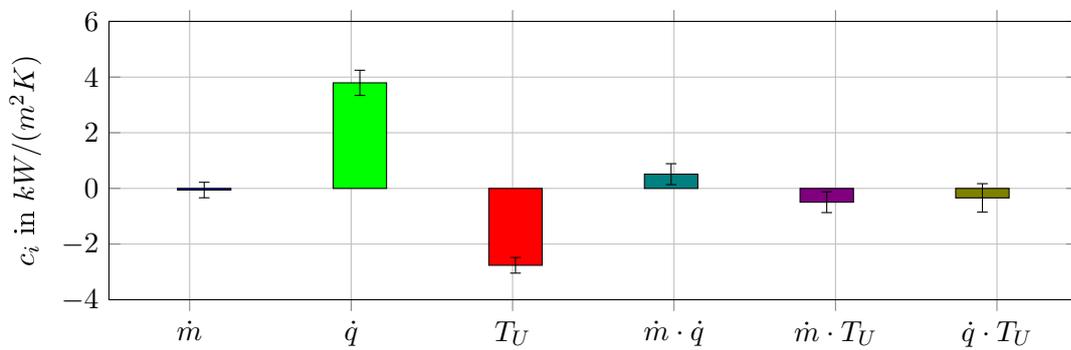


Abbildung 6.15: Rechnergestützte Auswertung der Wechselwirkungen, $\dot{x} < 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 1.Ordnung



$$\bar{\alpha}(\dot{x} < 0) = 6,27 - 0,06\dot{m} + 3,8\dot{q} - 2,76T_U + 0,51\dot{m} \cdot \dot{q} - 0,50\dot{m} \cdot T_U - 0,34\dot{q} \cdot T_U \quad (6.2)$$

Abbildung 6.16: Modellgrafik bei $\dot{x} < 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 1. Ordnung

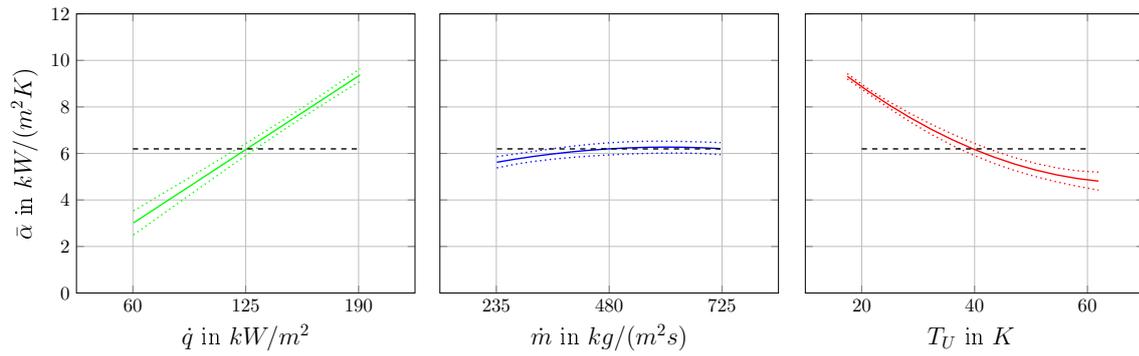


Abbildung 6.17: Rechnergestützte Auswertung der Haupteffekte, $\dot{x} < 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung

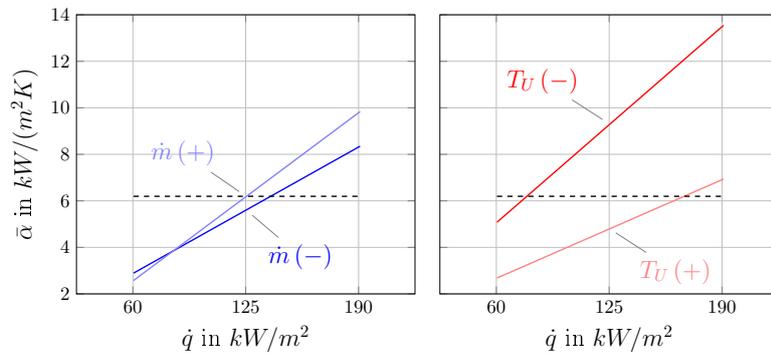
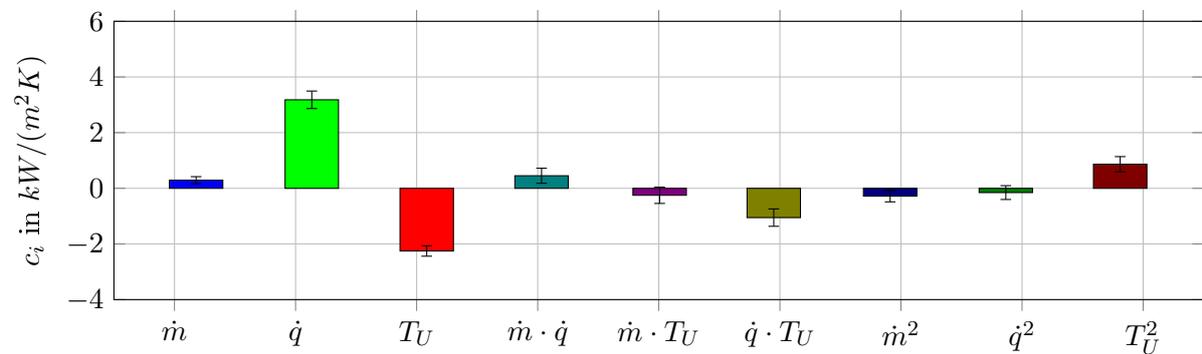


Abbildung 6.18: Rechnergestützte Auswertung der Wechselwirkungen, $\dot{x} < 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung



$$\bar{\alpha}(\dot{x} < 0) = 6,20 + 0,29\dot{m} + 3,18\dot{q} - 2,25T_U + 451,61\dot{m} \cdot \dot{q} - 1,05\dot{q} \cdot T_U - 0,28\dot{m}^2 + 0,87T_U^2 \quad (6.3)$$

Abbildung 6.19: Modellgrafik, $\dot{x} < 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2. Ordnung

6 Durchführung und Auswertung der Siedeeperimente

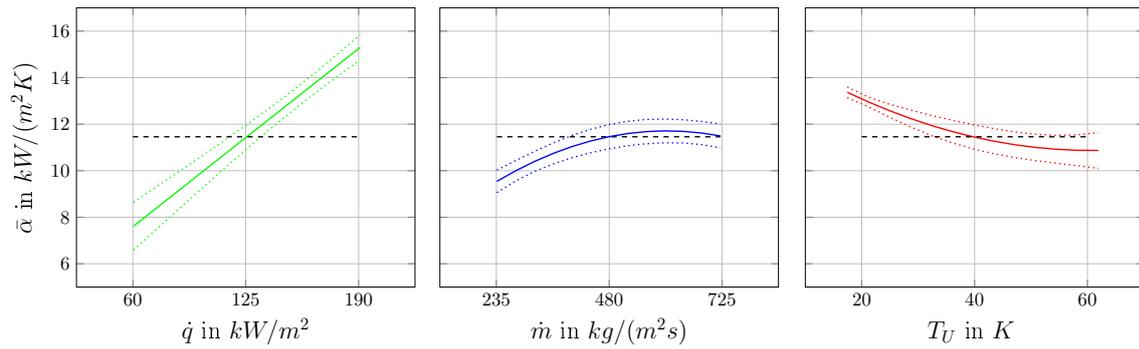


Abbildung 6.20: Rechnergestützte Auswertung der Haupteffekte, $\dot{x} \approx 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung

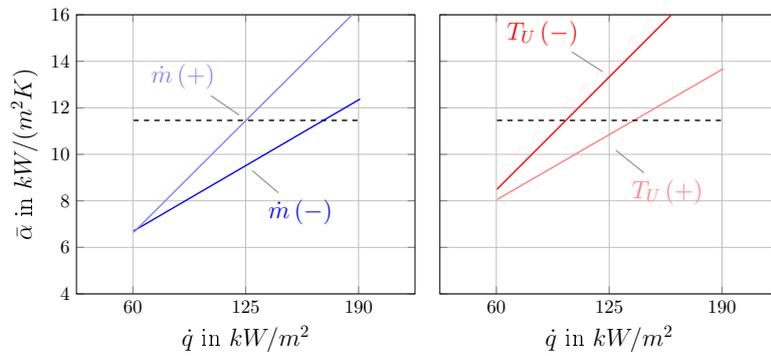
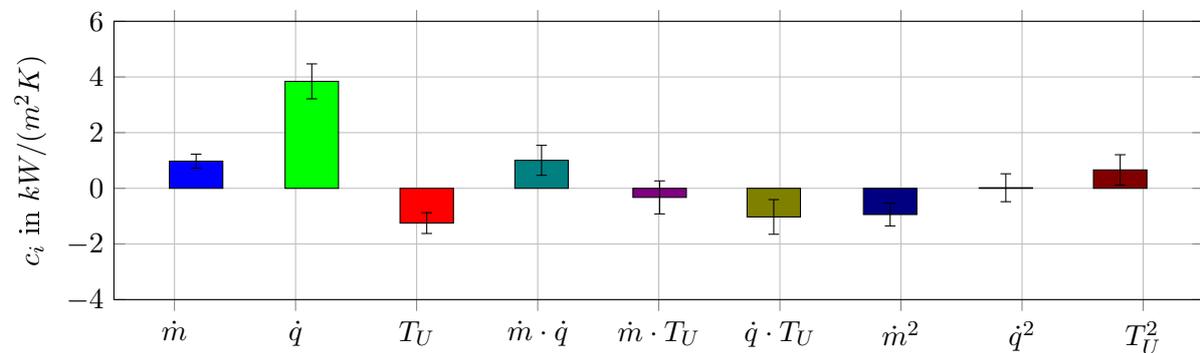


Abbildung 6.21: Rechnergestützte Auswertung der Wechselwirkungen, $\dot{x} \approx 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2. Ordnung



$$\bar{\alpha}(\dot{x} \approx 0) = 11,46 + 0,98\dot{m} + 3,84\dot{q} - 1,25T_U + 1,01\dot{m} \cdot \dot{q} - 1,03\dot{q} \cdot T_U - 0,94\dot{m}^2 + 0,66T_U^2 \quad (6.4)$$

Abbildung 6.22: Modellgrafik, $\dot{x} \approx 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2. Ordnung

6.2 Rechnergestützte Analyse eines Parameterraumes

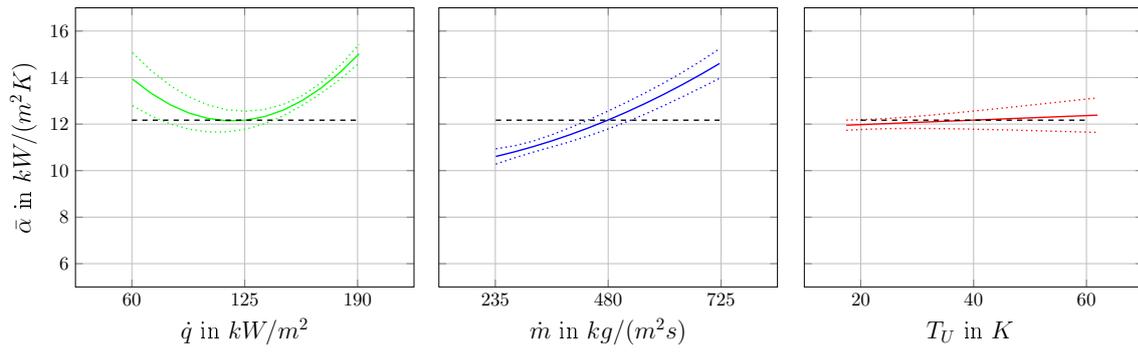


Abbildung 6.23: Rechnergestützte Auswertung der Haupteffekte, $\dot{x} > 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung

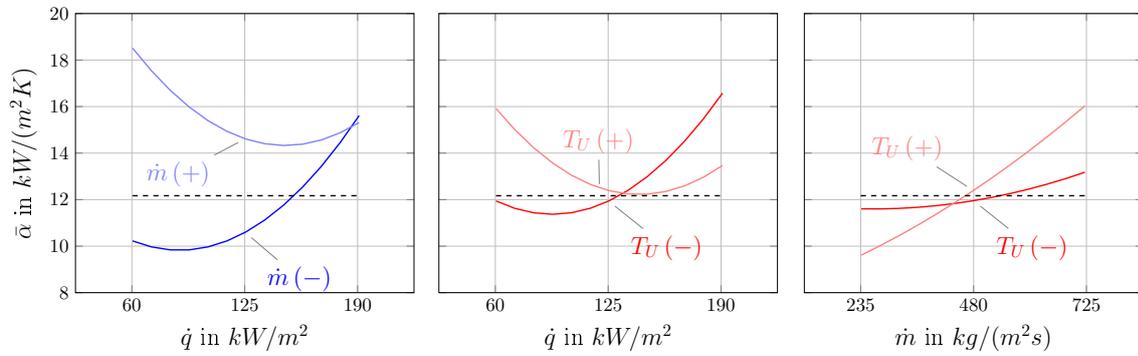
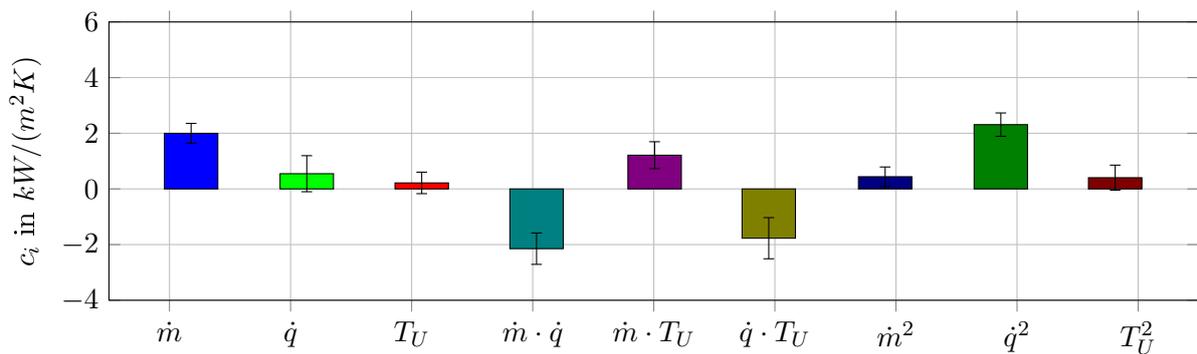


Abbildung 6.24: Rechnergestützte Auswertung der Wechselwirkungen, $\dot{x} > 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung



$$\begin{aligned} \bar{\alpha}(\dot{x} > 0) = & 12,17 + 2,00\dot{m} + 0,55\dot{q} + 0,22T_U - 2,15\dot{m} \cdot \dot{q} + \dots \\ & \dots + 1,21\dot{m} \cdot T_U - 1,77\dot{q} \cdot T_U + 0,44\dot{m}^2 + 2,31\dot{q}^2 \end{aligned} \quad (6.5)$$

Abbildung 6.25: Modellgrafik, $\dot{x} > 0$, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung

sind.

Die Vielzahl der Messpunkte lässt eine manuelle Auswertung nicht zu. Eingesetzt wird eine geeignete Analysesoftware, Visual-XSel 12.0, die aus der Datenbasis für die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}(\dot{x} < 0)$, $\bar{\alpha}(\dot{x} \approx 0)$ und $\bar{\alpha}(\dot{x} > 0)$ zunächst die in den Abbildungen 6.14 bis 6.25 dargestellten Ergebnisse erzielt. Die Kommentierung der Ergebnisse erfolgt unter anderem durch den Vergleich mit den DoE-geplanten Analyseergebnissen des Kapitels 6.1.

Vor der Diskussion der Ergebnisse soll zunächst grundsätzlich die Form der Korrelation festgelegt werden, siehe die allgemeinen Ansätze (6.6) als lineares Modell erster Ordnung und (6.7) als lineares Modell zweiter Ordnung, jeweils ohne Berücksichtigung der Dreifachwechselwirkungen.

$$y_i = c_0 + b_1 \cdot x_1 + b_2 \cdot x_2 + b_3 \cdot x_3 + b_4 \cdot x_1 \cdot x_2 + b_5 \cdot x_1 \cdot x_3 + b_6 \cdot x_2 \cdot x_3 \quad (6.6)$$

$$y_i = c_0 + c_1 \cdot x_1 + c_2 \cdot x_2 + c_3 \cdot x_3 + c_4 \cdot x_1 \cdot x_2 + c_5 \cdot x_1 \cdot x_3 + c_6 \cdot x_2 \cdot x_3 + c_7 \cdot x_1^2 + c_8 \cdot x_2^2 + c_9 \cdot x_3^2 \quad (6.7)$$

In den Abbildungen 6.14 bis 6.19 werden lineare Modellierungen erster und zweiter Ordnung gegenübergestellt. Präsentiert werden prinzipiell die rechnergestützt ermittelten Haupt- und Wechselwirkungseffekte sowie die Korrelationsgleichungen einschließlich der Modellgrafiken. Die punktierten Linien in den Abbildungen 6.14 und 6.17 stellen die Vertrauensbereiche der Haupteffekte dar, die senkrechten Fehlerbalken in den Abbildungen 6.16 und 6.19 die Standardabweichungen der Modellparameter. Die letzteren sind im Modell zweiter Ordnung erwartungsgemäß merklich kleiner, so dass den weiteren Analysen im folgenden allein die Modelle zweiter Ordnung zu Grunde gelegt werden.

$\dot{x} < 0$:

Im Bereich $\dot{x} < 0$ sind somit die Ergebnisse insbesondere der Abbildung 6.17 zu kommentieren. Eine \dot{m} -Abhängigkeit der α -Werte lässt sich darin nicht feststellen, und auf niedrigem Niveau, stärker ausgeprägt als im Kapitel 6.1, ist die α -Zunahme bei wachsendem \dot{q} -Wert. Auch die α -Abnahme bei steigenden T_U -Werten prägt sich etwas stärker aus als im Kapitel 6.1. Wechselwirkungseffekte, siehe Abbildung 6.18, sind relativ schwach ausgeprägt, wobei die größere $\alpha(\dot{q})$ -Zunahme bei der kleineren Unterkühlungseintrittstemperatur erwähnenswert ist. Berücksichtigt man in der Modellgrafik 6.19 nur die signifikanten Terme, so ergibt sich im Bereich $\dot{x} < 0$ die Korrelation (6.3), in der die Modellkoeffizienten für den Fall der zwischen den Stufen (-) und (+) normierten Einflussparameter ermittelt worden sind. Alle Koeffizienten c_i , $i=1..9$, und die Konstante c_0 des Modells (6.7) haben somit die Einheit $kW/(m^2K)$.

$\dot{x} \approx 0$:

Der Kommentierung zu Grunde liegen die Abbildungen 6.20 bis 6.22. in denen sich die repräsentativen $\bar{\alpha}$ -Werte im Vergleich zu $\bar{\alpha}(\dot{x} < 0)$ verdoppeln, aber ansonsten die Tendenzen praktisch nahezu unverändert bleiben. Dies führt insbesondere im Vergleich mit den steigenden $\alpha(\dot{m})$ -Werten des Kapitels 6.1 zu kleineren Unterschieden, die sich in der Abbildung 6.21 beim Wechselwirkungseffekt $\dot{m} \cdot \dot{q}$ auswirken. Merklich größere $\alpha(\dot{q})$ -Zunahmen werden bei der höheren Massenstromdichte gemessen.

Durch Herausnahme von nichtsignifikanten Termen in der Modellgrafik 6.22 erhält man das vereinfachte Regressionsergebnis (6.4).

$\dot{x} > 0$:

Die Massenstromdichte gewinnt in diesem Siedebereich im Unterschied zu den vorangegangenen Gebieten Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten, siehe Abbildung 6.23. Dieser steigt, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Kapitels 6.1, mit zunehmenden \dot{m} -Werten.

Komplexer zeigt sich in der Abbildung 6.23 der Einfluss der Wärmestromdichte auf $\bar{\alpha}$. Die Analysewerte des Kapitels 6.1 weisen in der Abbildung 6.11 sinkende $\bar{\alpha}$ -Werte bei steigenden Wärmestromdichten aus und zwar im Bereich $80kW/m^2 \leq \dot{q} \leq 120kW/m^2$. Diesen Trend im

etwa gleichen \dot{q} -Bereich erkennt man auch in der Abbildung 6.23. Er kehrt sich jedoch mit weiter zunehmenden \dot{q} -Werten um. Oberhalb von etwa $120\text{kW}/\text{m}^2$ steigen in diesem Siedebereich die $\bar{\alpha}(\dot{q})$ -Werte, ein Trend, der neue Aufgabenstellungen, insbesondere auf visualisierungstechnischem Gebiet, förmlich herausfordert.

Der Einfluss der Unterkühlungseintrittstemperatur, der in den stromaufwärts liegenden Siedebereichen durchweg absinkende $\bar{\alpha}(T_U)$ -Tendenzen aufweist, verschwindet im Bereich $\dot{x} > 0$ unter den gegebenen Bedingungen der Versuchsplanung, Messung, Auswertung und Modellierung.

Die jeweils eingezeichneten Vertrauensbereiche sind Ausdruck der Stützpunktverteilung im Parameterraum sowie der zufälligen Streuung der Messwerte. Die Vertrauensbereiche werden größer mit zunehmender Zufallsstreuung der Messwerte. Die Vertrauensbereiche engen sich ein durch Hinzunahme von experimentellen Stützpunkten und allgemein bei abnehmender Zufallsstreuung der Messwerte. Die Vertrauensbereiche in der Abbildung 6.23 zeigen z.B., dass weitere Experimente bei kleinem \dot{q} , großen \dot{m} - und T_U -Werten zu einer Verbesserung des Modells bei kleinem Aufwand führen.

Die Wechselwirkungseffekte, Abbildung 6.24, sind bereichsweise stark ausgeprägt. Die Stufenverläufe weisen sämtlich Schnittpunkte auf, an denen, unabhängig vom Stufenwert, die $\bar{\alpha}$ -Werte übereinstimmen. Unterhalb des Schnittpunktes wirken hinsichtlich der $\bar{\alpha}(\dot{q}, \dot{m})$ -Werte diese Tendenzen bei zunehmenden \dot{q} -Werten; im wesentlichen sinkend bei größeren Massenstromdichten bzw. im wesentlichen steigend bei $\dot{m}(-)$.

Die T_U -Stufenwerte $T_U(+)$ und $T_U(-)$ bewirken analoge Tendenzen $\bar{\alpha}(\dot{q}, T_U = \text{const.})$ bzw. etwa konstante $\bar{\alpha}(\dot{m}, T_U(-))$ -Werte und steigende $\bar{\alpha}(\dot{m}, T_U(+))$ -Koeffizienten.

Die Modellgrafik und die Korrelation in der Abbildung 6.25 lassen die relative Ausgewogenheit relevanter Einflussgrößen und Wechselwirkungen im Siedebereich $\dot{x} > 0$ erkennen. Bemerkenswert ist dabei im linearen Modell zweiter Ordnung, Gleichung (6.5), die Relation $\dot{q}/\dot{q}^2 \approx 0,24$, die Ausdruck des $\bar{\alpha}(\dot{q})$ -Verlaufes in der Abbildung 6.23 ist. Auch die Relevanz der Wechselwirkungseffekte $\dot{m} \cdot \dot{q}$, $\dot{m} \cdot T_U$ und $\dot{q} \cdot T_U$ in Bezug auf den etwa gleich großen \dot{m} -Haupteffekt ist erwähnenswert. Berücksichtigt man in der Modellgrafik 6.25 nur die signifikanten Terme, dann ergibt sich im Bereich $\dot{x} > 0$ die vereinfachte Korrelation (6.5).

Fasst man diese, trotz unausgewogener Anordnung der Messpunkte im Parameterraum, erzielten Ergebnisse zusammen, siehe Abbildung 6.30, dann wird in allen Einzeldiagrammen $\bar{\alpha}(\dot{q})$, $\bar{\alpha}(\dot{m})$ und $\bar{\alpha}(T_U)$ der wesentliche Einfluss des Strömungsdampfgehaltes auf den Wärmeübergangskoeffizienten deutlich. Der Strömungsdampfgehalt ist aber eigentlich eine Systemantwort, die darüber hinaus bereits durch die Energiebilanzen (3.13) und (3.12) bekannt ist. Der wesentliche Einfluss von \dot{x} auf die Systemantwort $\bar{\alpha}$ in der Abbildung 6.30 führt zu der Idee, die bekannte Systemantwort \dot{x} als Eingangsgröße im Auswerteverfahren einzusetzen. Das Verfahren muss dann nämlich die interessante Frage beantworten: Wie fallen die Systemantworten $\bar{\alpha}(\dot{q})$, $\bar{\alpha}(\dot{m})$ und $\bar{\alpha}(T_U)$ usw. aus, wenn die Eingangsgrößen \dot{q} , \dot{m} und T_U zusätzlich durch \dot{x} ergänzt werden? Diese Weiterentwicklung des Auswerteverfahrens ist nach [51] möglich, da Systemantworten prinzipiell auch als Eingangsgrößen eingesetzt werden können. In der rechenstechnischen Ausführung dieser neuen Systemanalyse, siehe Abbildung 6.26, wird folgendermaßen vorgegangen.

Die Testsektion, $L=300\text{mm}$, wird bei der Datenaufbereitung jedes Messpunktes wegen der axialen Abhängigkeit von \dot{x} in 60 äquidistante, sich über jeweils 10 IR-Pixel erstreckende Δz -Abschnitte unterteilt. Ihnen wird gemäß der Stufenwerte $\dot{q}(+)$, $\dot{q}(-)$, $\dot{m}(+)$, $\dot{m}(-)$, $T_U(+)$ und $T_U(-)$ jeweils unter Nutzung der Energiebilanzen (3.13) und (3.12) der mittlere $\bar{x}_{\Delta z}$ -Wert zugeordnet. Dieser Wert wird im Rechenprogramm formal als Eingangsgröße vorgegeben, was faktisch heißt: Ein experimenteller Messpunkt wird im Rahmen von 60 Rechnerläufen ausgewertet, jeweils ein Rechnerlauf für den jeweils aktuellen Δz -Abschnitt. Die Systemantwort ist jeweils der im aktuellen Δz -Abschnitt ermittelte mittlere Wärmeübergangskoeffizient $\bar{\alpha}_{\Delta z}$.

Die Ergebnisse der rechnergestützten Analyse sind in den Abbildungen 6.27 bis 6.29 sowie hinsichtlich der Haupteffekte in der Abbildung 6.30 dargestellt, wobei, wie in den Abbildungen

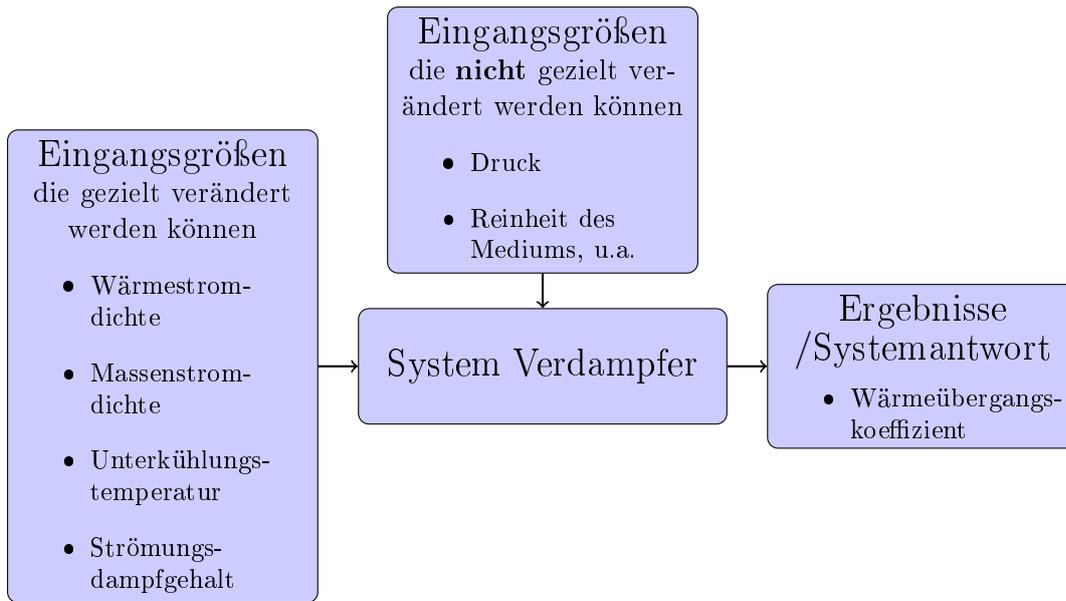


Abbildung 6.26: Systembeschreibung unter Einbeziehung des Staerungsdampfgehaltes

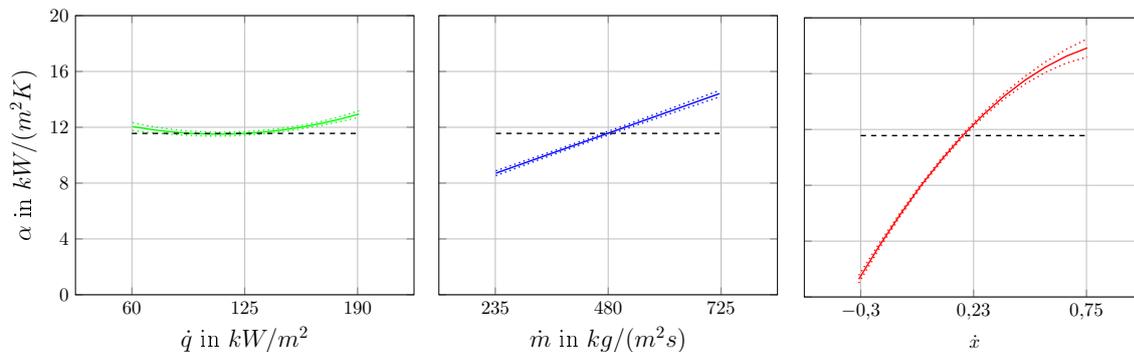


Abbildung 6.27: Rechnergestuetzte Auswertung der Haupteffekte unter Einbeziehung von \dot{x} , $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung

6.17, 6.20, 6.23, 6.18, 6.21 und 6.24, jeder einzelne Funktionsverlauf eines Einflussparameters sich bei den Mittelwerten aller anderen Parameter ergibt. So gilt beispielsweise der Verlauf $\bar{\alpha}(\dot{m})$ in Abbildung 6.27 bei den Mittelwerten $\dot{q} = 125\text{kW}/\text{m}^2$ und $\dot{x} = 0,23$.

Abbildung 6.27: Es lassen sich drei wesentliche Feststellungen für die globalen Trends über alle \dot{x} treffen.

- Der reine Effekt von \dot{q} (der sogenannte Haupteffekt) ist relativ klein. Damit verbleiben als relevante Haupteffekte jene der Massenstromdichte und des Staerungsdampfgehaltes.
- Die Massenstromdichte hat wesentlichen Einfluss auf den mittleren Waermeuebergangskoeffizienten $\bar{\alpha}_{\Delta z}$, im ueberstrichenen Wertebereich steigt der Waermeuebergangskoeffizient linear mit steigender Massenstromdichte an
- Die Beruecksichtigung der axialen Abhaengigkeit des Waermeuebergangskoeffizienten erfolgt durch den Staerungsdampfgehalt. Mit seiner Zunahme waechst der Waermeuebergangskoeffizient $\bar{\alpha}_{\Delta z}$ degressiv an. Dabei werden Zunahmen von bis zu $15000\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ erreicht, eine für verfahrens- bzw. waermetechnische wie festigkeitsmaeßige Analysen wertvolle Information.

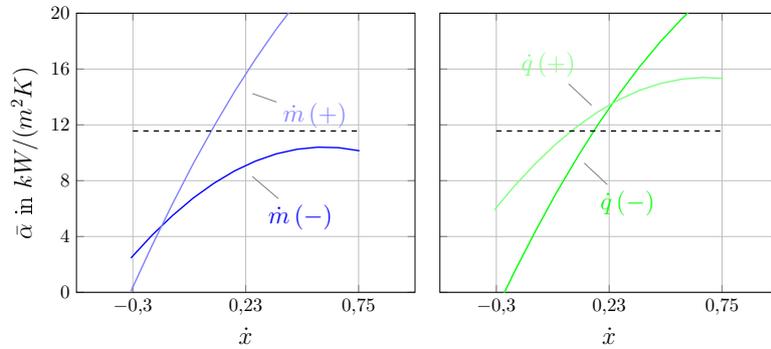
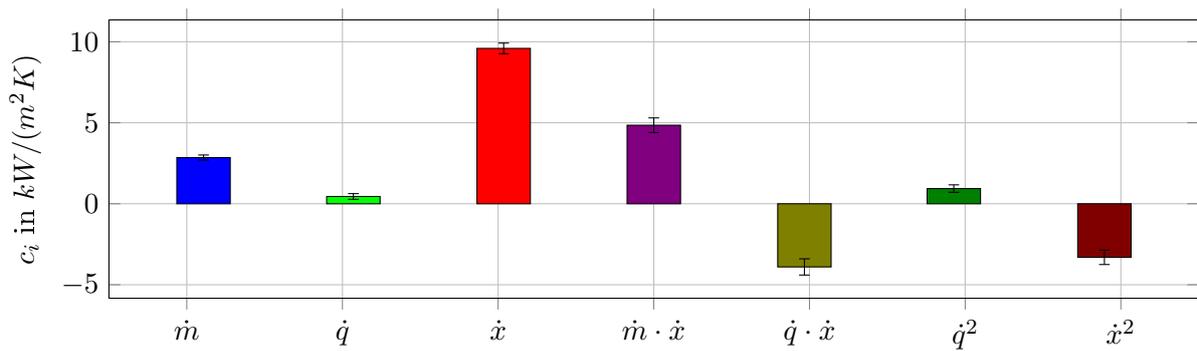


Abbildung 6.28: Rechnergestützte Auswertung der Wechselwirkungen unter Einbeziehung von \dot{x} , $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2. Ordnung



$$\alpha = 11,56 + 2,85\dot{m} + 0,45\dot{q} + 9,59\dot{x} - 4,85\dot{m} \cdot \dot{x} - 3,90\dot{q} \cdot \dot{x} + 0,94\dot{q}^2 - 3,31\dot{x}^2 \quad (6.8)$$

Abbildung 6.29: Modellgrafik unter Einbeziehung von \dot{x} , $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2. Ordnung

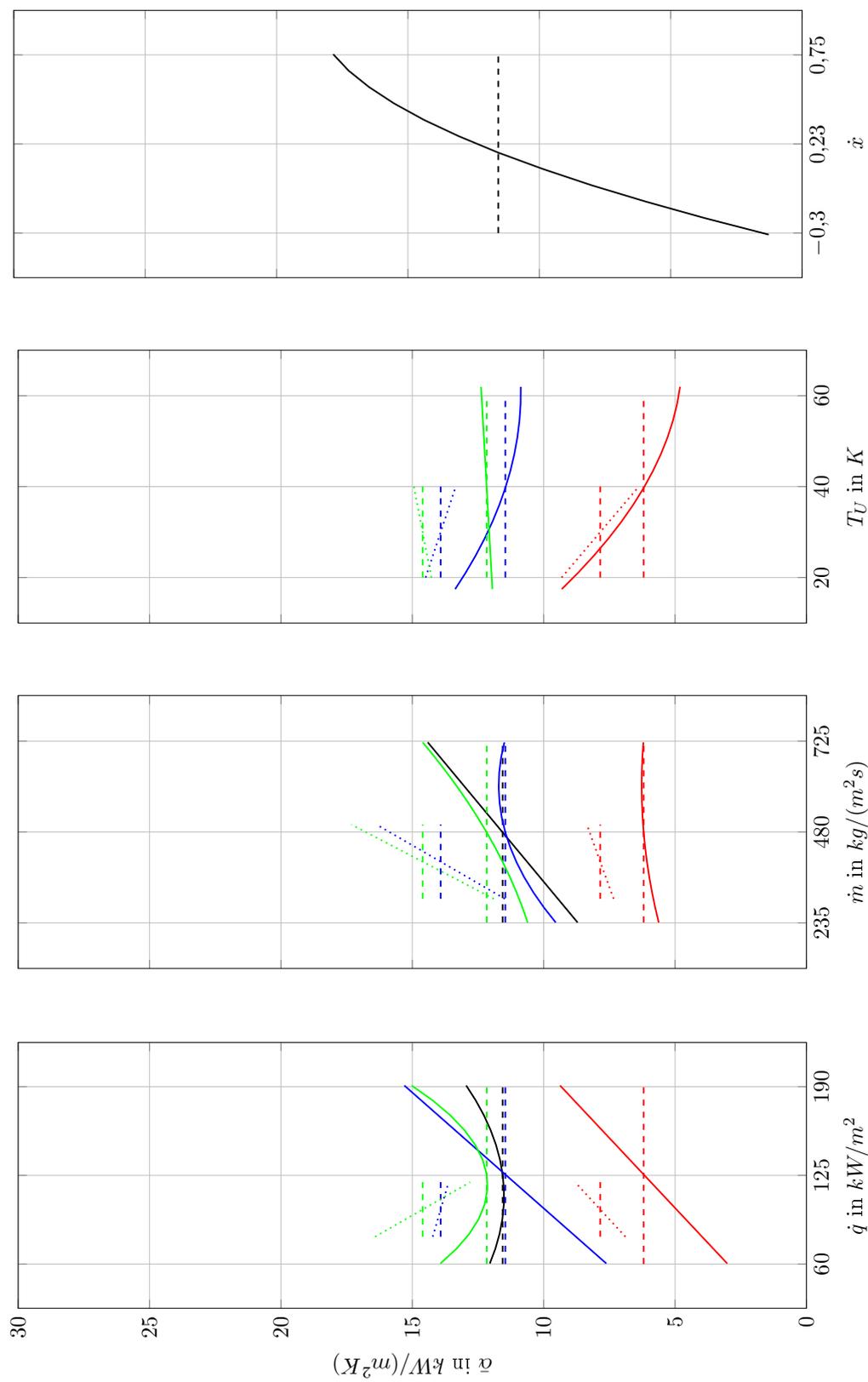


Abbildung 6.30: Rechnergestützte Auswertung der Haupteffekte (Modell 2.Ordnung) im Vergleich mit den Ergebnissen der ersten Untersuchungen, Kapitel 6.1 (Modell 1.Ordnung)

Abbildung 6.28:

Wechselwirkungseffekte betreffen praktisch allein die Einflussnahmen von \dot{m} und \dot{q} auf $\bar{\alpha}$ bei wachsenden \dot{x} -Werten. Dabei verursachen die Stufenwerte $\dot{m}(+)$ bzw. $\dot{q}(-)$ die jeweils größeren $\bar{\alpha}$ -Zunahmen.

Abbildung 6.29:

Die Dominanz des Strömungsdampfgehaltes und die Relevanz von \dot{m} sowie der Wechselwirkungseffekte $\dot{m} \cdot \dot{x}$ und $\dot{q} \cdot \dot{x}$ werden hinsichtlich ihres Einflusses auf $\bar{\alpha}$ deutlich. Unter Nutzung der Varianzanalyse sind in der Modellgrafik 6.29 und in der Gleichung (6.8) nur die signifikanten Terme aufgeführt.

Der globale Trend $\bar{\alpha}(\dot{x})$ in der Abbildung 6.27 überstreicht den experimentellen Siedeverlauf, wie er beispielsweise in Abbildung 6.2 exemplarisch dargestellt ist. Dieser enthält Funktionsextrema (relative Maxima und relative Minima) und kann durch die Modellgleichung praktisch nicht beschrieben werden. Wie in Kapitel 5.2 erwähnt, sind zur präziseren Beschreibung der Funktion $\bar{\alpha}(\dot{x})$ in einem solchen Fall zweckmäßigerweise Gültigkeitsbereiche zu definieren, in denen die empirische Modellierung vorgenommen wird.

Im Kapitel 6.1 sind solche Gültigkeitsbereiche eingeführt worden, $\dot{x} < 0$, $\dot{x} \approx 0$ und $\dot{x} > 0$.

Hier wird im Rahmen einer sukzessiven Modellverbesserung die Globalbeschreibung (6.8) ersetzt durch Modellierungen in den Siedebereichen $\dot{x} < 0$ und $\dot{x} > 0$, jeweils ausgedrückt mit dem linearen Modell 2. Ordnung (6.9). Die Koeffizienten dieses Modells sind für den jeweiligen \dot{x} -Bereich und die jeweilige charakteristische Länge in der Tabelle 6.7 enthalten

$$\begin{aligned} \bar{\alpha} = c_0 + c_1\dot{m} + c_2\dot{q} + c_3T_U + c_4\dot{x} + c_5\dot{m}\dot{q} + c_6\dot{m}T_U + c_7\dot{m}\dot{x} + c_8\dot{q}T_U + \dots \\ \dots + c_9\dot{q}\dot{x} + c_{10}T_U\dot{x} + c_{11}\dot{m}^2 + c_{12}\dot{q}^2 + c_{13}T_U^2 + c_{14}\dot{x}^2, \end{aligned} \quad (6.9)$$

Das Modell (6.9) liegt der Analyse der Durchmesserabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten im Kapitel 6.4 zugrunde.

Die den Analysen dieses Kapitels zugrundeliegenden Experimente konnten aus objektiven Gründen weder fortlaufend noch in einem relativ begrenzten Zeitraum durchgeführt werden. Auch die Spezifik der Aufgabenstellung hatte Umbauten mit Wechsel der Testsektionen und einhergehenden Leerungen, Leerzeiten sowie Wiederinbetriebnahmen zur Folge. Danach vorgenommene Überprüfungen der Reproduzierbarkeit früherer, ansonsten vergleichbarer Experimente zeigten einheitlich sinkende Tendenzen des Wärmeübergangskoeffizienten auf. Aus diesem Grund soll im Folgenden die registrierten zeitlichen Veränderungen dokumentiert werden.

6.3 Zeitliche Drift der Systemantwort

Siedeprozesse lassen sich unterscheiden nach der Art der erforderlichen Wärmezufuhr beim Phasenwechsel.

Erfolgt dieser von der umgebenden Gasphase an die Flüssigkeit, dann liegt z.B. Tröpfchenverdampfung vor.

Der Phasenwandlungsprozess kann sich auch im Inneren der Flüssigkeit vollziehen. Hier wird der umgebenden Flüssigkeit die Wärme zum Phasenwechsel entzogen, man spricht vom spontanen Sieden überhitzter Flüssigkeit oder Entspannungsverdampfung.

Oft wird die Wärme rekuperativ oder, wie auch in dieser Arbeit, durch elektrische Direktbeheizung der Wand bereitgestellt. In diesem Fall gewinnen die siederelevanten Eigenschaften dieser Wand Einfluss auf die Intensität der Wärmeübertragung beim Phasenwechsel. Solche Eigenschaften sind qualitative und quantitative Merkmale der Wandrauhigkeit, Gas- und Dampfreste an der Wand, die Benetzungswinkel Flüssigkeit-Wand, Flüssigkeit-Dampf, Dampf-Wand und der Wärmeeindringkoeffizient der Wand [86], [99], [38] und [61].

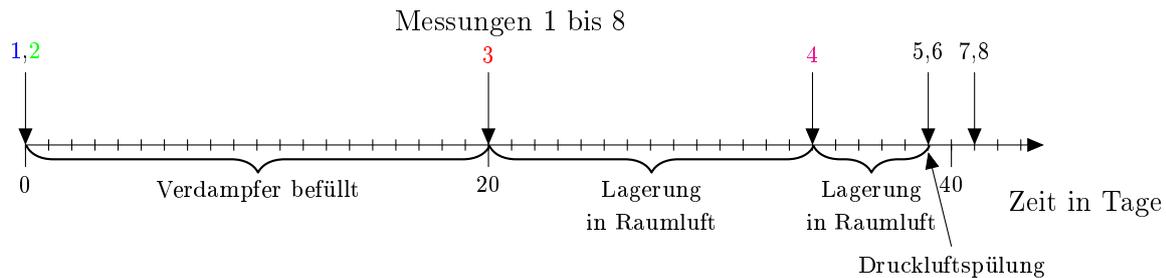
Durch die hydrodynamisch und wärmetechnisch intensiven Prozesse beim Phasenwechsel können sich einige dieser verdampfungsrelevanten Wandeigenschaften ändern. Diese können sich

Tabelle 6.7: Koeffizienten und Standardabweichungen der Modelle 2. Ordnung (6.9) unter Einbeziehung von \dot{x} in $W/(m^2K)$

Modell	c_0	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6	c_7
s=1,5mm								
$\dot{x} < 0$	1668	-30	807	-113	1517	0	0	0
$\dot{x} > 0$	3968	0	120	1697	-201	-684	0	0
s=1,0mm								
$\dot{x} < 0$	2221	-55	882	-275	1940	0	0	599
$\dot{x} > 0$	5993	-1548	3249	-1392	-1737	1132	-1555	-1282
s=0,5mm								
$\dot{x} < 0$	3972	1961	-541	3274	0	0	0	0
$\dot{x} > 0$	15510	7395	-5552	1845	9534	-3354	1568	6732
Modell	c_8	c_9	c_{10}	c_{11}	c_{12}	c_{13}	c_{14}	Std. Abw.
s=1,5mm								
$\dot{x} < 0$	0	849	0	0	0	0	1721	181
$\dot{x} > 0$	-395	-559	200	0	389		685	197
s=1,0mm								
$\dot{x} < 0$	0	1266	0	0	0	-183	2836	277
$\dot{x} > 0$	0	0	0	-817	0	0	0	219
s=0,5mm								
$\dot{x} < 0$	2788	0	0	0	-240	-2207	40	874
$\dot{x} > 0$	-1801	-7618	1809	0	3267	0	5147	752

Tabelle 6.8: Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort

Spaltweite der Testsektion in mm	Messzeit in Tage	Charakter der Messung
0,5	287	Langzeitmessung
1,0	14	Kurzzeitmessung
1,5	41	Kurzzeitmessung

**Abbildung 6.31:** Zeitlicher Ablauf der Kurzzeitexperimente, $s=1,5\text{mm}$

ebenfalls durch chemische Prozesse an der Wandoberfläche bei der Reaktion des zu verdampfenden Mediums und seiner Bestandteile mit der Wand verändern sowie nach Leerung und Außerbetriebnahme des Verdampfers und vorübergehender Lagerung in umgebender Raumluft.

In der Literatur werden diese Veränderungs- und Alterungsprozesse der Heizfläche z.B. im Zusammenhang mit aggressiven Medien und dem Auftreten von interkristalliner Korrosion untersucht, z.B. [23] und [6]. Speziell für den hier vorliegenden Fall der Nickel-Basis-Legierung Inconel als Heizwand und des zu verdampfenden, nicht 100% reinen Testmediums n-Hexan konnten keine Veröffentlichungen über zeitliche Driftprozesse des Wärmeübergangs beim Sieden im Mikrokanal recherchiert werden. Die eigenen diesbezüglichen experimentellen Erfahrungen werden im Folgenden dargestellt.

Eine entsprechende Langzeitmessung über 287 Tage wird mit der Testsektion $s=0,5\text{mm}$ vorgenommen. Kurzzeitmessungen über 14 und 41 Tage werden mit den Kanälen $s=1,0\text{mm}$ und $s=1,5\text{mm}$ durchgeführt, Tabelle 6.8.

Dabei ist der Wandzustand zu Beginn der Messung jeweils als "neu" zu bezeichnen, das heißt, an der Wand des fabrikneuen Kapillarrohres hat noch kein Siedeprozess stattgefunden.

Analysen der Wandoberflächen zu Beginn und am Ende der Messungen konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen werden.

Im Verlauf der Langzeitmessung werden zu Beginn eine reproduzierbare Bezugsmessung und in der letzten Woche des Versuches 4 Wiederholmessungen durchgeführt, Tabellen 6.13 und 6.14. Zwischen den Versuchen 1 und 2 wird die Testsektion mehrfach experimentell eingesetzt und nach jeweiliger Leerung in Raumluft gelagert (ca. 100Tage). Nach dem Versuch 3 wird die Testsektion geleert, mit Druckluft gespült und bis zum 4.Versuch 7 Tage in Raumluft gelagert.

Die zeitlichen Regime der Kurzzeitmessungen sind in den Abbildung 6.31 und 6.33 dargestellt.

Demnach erfolgt die Lagerung der Testsektion zum einen nach einer formalen Leerung mit anschließender unbeeinflusster Verdunstung des Hexans in die umgebende Raumluft. Demgegenüber wird mit der Druckluftspülung nach erfolgter Leerung eine gezielte forcierte Austrocknung der Testsektion zu Beginn des Lagerungsprozesses vorgenommen.

Die Untersuchungsergebnisse sind in den Abbildungen 6.32, 6.34 und 6.35 dargestellt. Die Tabellen 6.9 bis 6.14 enthalten die zugeordneten Parameterwerte.

Tabelle 6.9: Einflussparameter der Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort, $s=1,5\text{mm}$, $T_U = 40\text{K}$, $\dot{m} = 50\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, $\dot{q} = 40\text{kW}/\text{m}^2$

Versuchs- Nr.	\dot{m} in $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$	\dot{q} in kW/m^2	T_U in K	p_{ein} in bar	Δp in bar	\dot{x}_{ein}	\dot{x}_{aus}
1	50,35	39,95	39,36	1,415	0,02	-0,29	0,31
2	51,92	39,96	39,66	1,42	0,02	-0,29	0,29
3	49,65	39,93	39,92	1,42	0,02	-0,29	0,31
4	51,01	39,93	39,45	1,40	0,02	-0,29	0,30
5	50,37	39,94	39,95	1,39	0,02	-0,29	0,30
6	50,97	39,93	39,75	1,40	0,02	-0,29	0,30
7	50,62	39,95	40,09	1,40	0,02	-0,29	0,30
8	50,43	39,94	39,94	1,39	0,02	-0,29	0,31

Abbildung 6.32, $s=1,5\text{mm}$:

In der Messzeit lässt sich auch unter Berücksichtigung der Messwertstreuung eine eindeutige zeitliche Drift des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten registrieren. Sie ist in allen Siedebereichen vorhanden und insbesondere im Bereich $\dot{x} \approx 0$ relativ stark ausgeprägt. Hier lässt sich in der Messzeit eine Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten von ca. 20% ermitteln.

Eine merkliche Drift des Wärmeübergangskoeffizienten ist bereits in den ersten 20 Tagen, in denen der Verdampfer befüllt ist, zu beobachten, Versuche 1, 2 \rightarrow 3. Dann erfolgt die erste Leerung des Verdampfers und die 14 tägige Lagerung in Raumluft. Der folgende Versuch 4 registriert die in diesen Versuchsserien relativ größte zeitliche Drift. Nach der zweiten Leerung und 5 tägigen Lagerung in Raumluft, Versuche 5, 6, und der 3. Leerung mit Druckluftspülung und 2 tägigen Lagerung in Raumluft, Versuche 7, 8, sind merkliche zeitliche Veränderungen der $\alpha(\dot{x})$ -Verläufe nicht mehr zu beobachten. Vielmehr wird in den Versuchen 4, 5, 6, 7, 8 die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse nachgewiesen. Im Resümee ist festzustellen, dass die wesentliche Driftbewegung nach der 20 tägigen Lagerung in Raumluft ohne vorangehende Druckluftspülung stattgefunden hat.

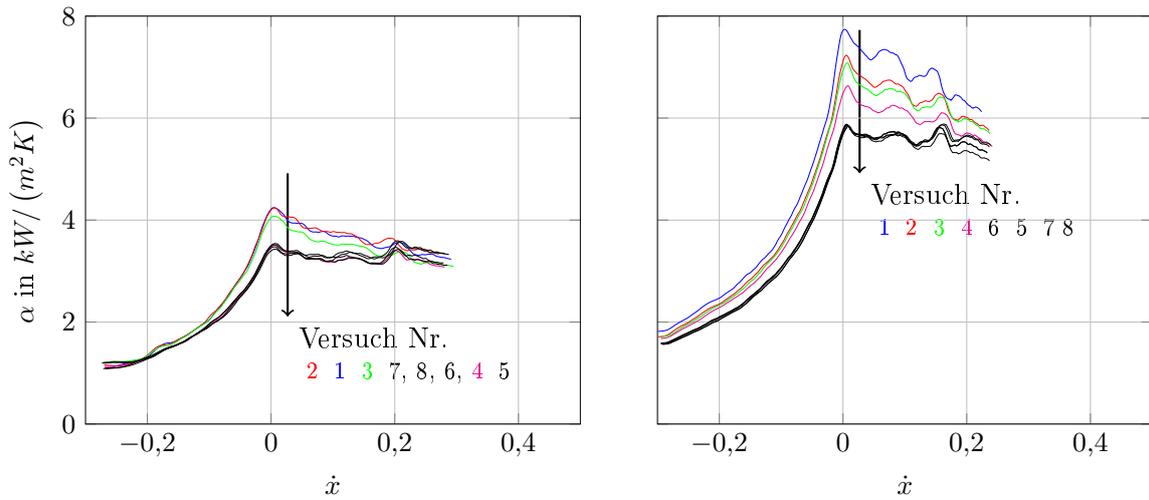
Abbildung 6.34, $s=1\text{mm}$:

Die Drifterscheinungen sind vergleichsweise ($s=1,5\text{mm}$) kleiner ausgeprägt. Sie fehlen völlig im Gebiet des unterkühlten Blasensiedens und prägen sich zu Beginn des Sättigungssiedens aus. Dort wird zwischen den Versuchen 3 und 4, also nach der 11 tägigen Lagerung an Raumluft, eine Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten von etwa 10% registriert. Eine weitere 2 tägige Lagerung mit vorangehender Druckluftspülung hat keine wesentliche Auswirkung auf den Wärmeübergangskoeffizienten.

Abbildung 6.35, $s=0,5\text{mm}$:

In allen Siedebereichen sind starke zeitliche Drifteffekte zu beobachten, und zwar nach dem Referenzversuch 1 und mehrmonatiger experimenteller Nutzung und Lagerung in Raumluft. Im Versuch 2, Abbildung 6.35(a), werden dann ca. 30% kleinere Wärmeübergangskoeffizienten gemessen. Anschließend lassen sich in den Versuchen 3, 4, 5 keine weiteren besonderen Veränderungen des Verlaufes $\alpha(\dot{x})$ feststellen. Die Messergebnisse der Versuche 2, 3, 4, 5 in der Abbildung 6.35(a) weisen die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse nach, gegebenenfalls auch in Folge der Austrocknungsmaßnahme Druckluftspülung nach dem Versuch 3.

Die Frage nach den Ursachen dieser Driftprozesse kann im Rahmen der Arbeit nicht beantwortet werden. Diese Prozesse stehen nicht im Fokus der Arbeit. Die hier präsentierten Ergeb-



(a) $\dot{m} = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$, $\dot{q} = 40 \text{ kW}/\text{m}^2$, $T_U = 40 \text{ K}$

(b) $\dot{m} = 90 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$, $\dot{q} = 65 \text{ kW}/\text{m}^2$, $T_U = 40 \text{ K}$

Abbildung 6.32: Zeitliche Veränderung der Systemantwort, $s=1,5\text{mm}$

Tabelle 6.10: Einflussparameter der Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort, $s=1,5\text{mm}$, $T_U = 40\text{K}$, $\dot{m} = 90\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, $\dot{q} = 65\text{kW}/\text{m}^2$

Versuchs-Nr.	\dot{m} in $\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$	\dot{q} in kW/m^2	T_U in K	p_{ein} in bar	Δp in bar	\dot{x}_{ein}	\dot{x}_{aus}
1	89,01	65,05	40,14	2,15	0,02	-0,32	0,25
2	89,84	65,06	39,58	2,17	0,02	-0,31	0,25
3	88,94	65,08	39,81	2,16	0,02	-0,31	0,26
4	89,41	65,00	39,97	2,13	0,02	-0,31	0,25
5	90,18	65,03	39,86	2,13	0,03	-0,31	0,25
6	90,14	65,02	39,81	2,13	0,03	-0,31	0,25
7	89,78	65,02	39,69	2,11	0,03	-0,31	0,25
8	89,59	65,02	39,58	2,11	0,03	-0,31	0,26

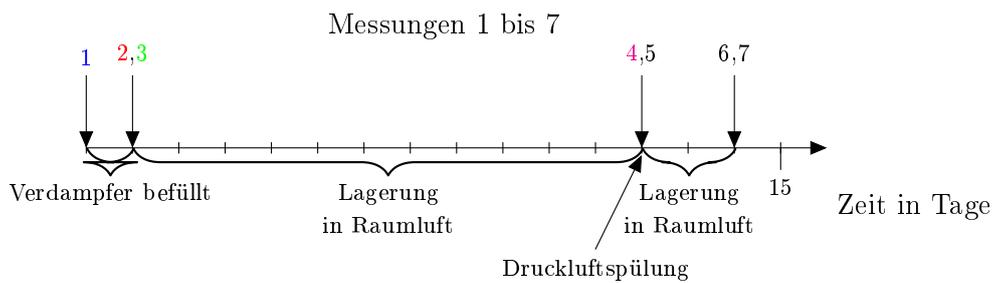
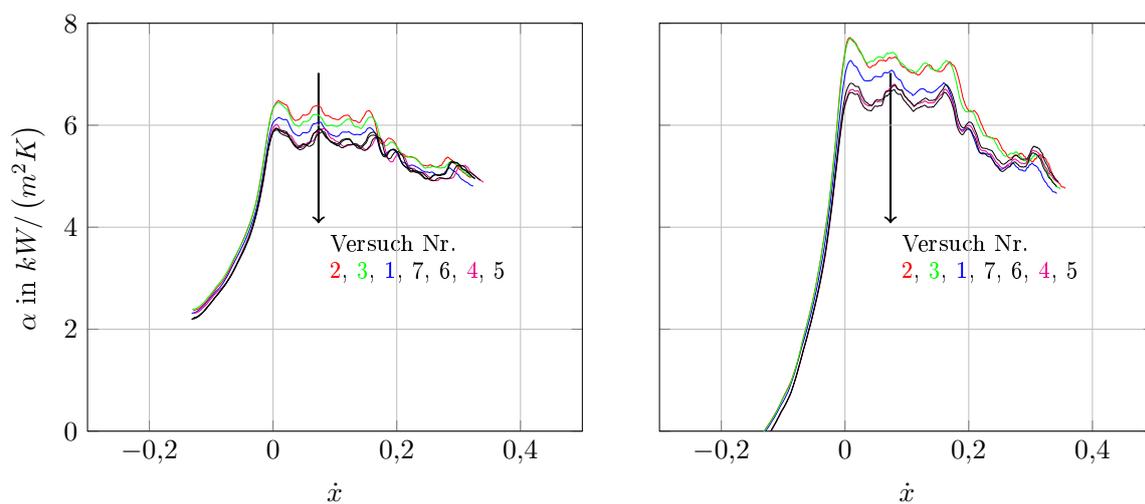


Abbildung 6.33: Zeitlicher Ablauf der Kurzzeitexperimente, $s=1,0\text{mm}$

Tabelle 6.11: Einflussparameter der Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort, $s=1,0\text{mm}$, $T_U = 20\text{K}$, $\dot{m} = 100\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, $\dot{q} = 50\text{kW}/\text{m}^2$

Versuchs-Nr.	\dot{m} in $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$	\dot{q} in kW/m^2	T_U in K	p_{ein} in bar	Δp in bar	\dot{x}_{ein}	\dot{x}_{aus}
1	101,23	49,87	20,10	1,42	0,03	-0,15	0,34
2	102,89	49,89	19,70	1,43	0,03	-0,14	0,33
3	100,93	49,90	20,07	1,41	0,03	-0,15	0,34
4	98,37	49,90	19,73	1,41	0,03	-0,14	0,36
5	99,37	49,88	19,72	1,41	0,03	-0,14	0,35
6	100,43	49,88	20,13	1,41	0,03	-0,15	0,34
7	100,68	49,88	20,13	1,41	0,03	-0,15	0,34

(a) $\dot{m} = 100\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, $\dot{q} = 50\text{kW}/\text{m}^2$, $T_U = 20\text{K}$ (b) $\dot{m} = 180\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, $\dot{q} = 90\text{kW}/\text{m}^2$, $T_U = 20\text{K}$ **Abbildung 6.34:** Zeitliche Veränderung der Systemantwort, $s=1,0\text{mm}$

6.4 Durchmesserabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten

Tabelle 6.12: Einflussparameter der Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort, $s=1,0\text{mm}$, $T_U = 20\text{K}$, $\dot{m} = 180\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, $\dot{q} = 90\text{kW}/\text{m}^2$

Versuchs- Nr.	\dot{m} in $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$	\dot{q} in kW/m^2	T_U in K	p_{ein} in bar	Δp in bar	\dot{x}_{ein}	\dot{x}_{aus}
1	179,34	90,12	20,35	2,34	0,05	-0,16	0,36
2	175,47	90,12	19,92	2,32	0,05	-0,16	0,37
3	177,76	90,10	20,14	2,33	0,05	-0,16	0,36
4	180,28	90,12	19,96	2,33	0,05	-0,16	0,36
5	180,13	90,12	20,01	2,33	0,05	-0,16	0,36
6	178,61	90,13	19,89	2,33	0,05	-0,16	0,36
7	179,52	90,12	19,94	2,33	0,05	-0,16	0,36

Tabelle 6.13: Einflussparameter der Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort, $s=0,5\text{mm}$, $T_U = 20\text{K}$, $\dot{m} = 300\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$, $\dot{q} = 80\text{kW}/\text{m}^2$

Versuchs- Nr.	\dot{m} in $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$	\dot{q} in kW/m^2	T_U in K	p_{ein} in bar	Δp in bar	\dot{x}_{ein}	\dot{x}_{aus}
1	295,78	78,67	22,60	1,70	0,33	-0,16	0,41
2	307,29	79,71	20,41	1,73	0,34	-0,14	0,41
3	306,45	79,73	20,82	1,73	0,34	-0,14	0,41
4	304,86	79,74	19,98	1,73	0,33	-0,14	0,42
5	304,65	79,75	20,13	1,71	0,33	-0,14	0,41

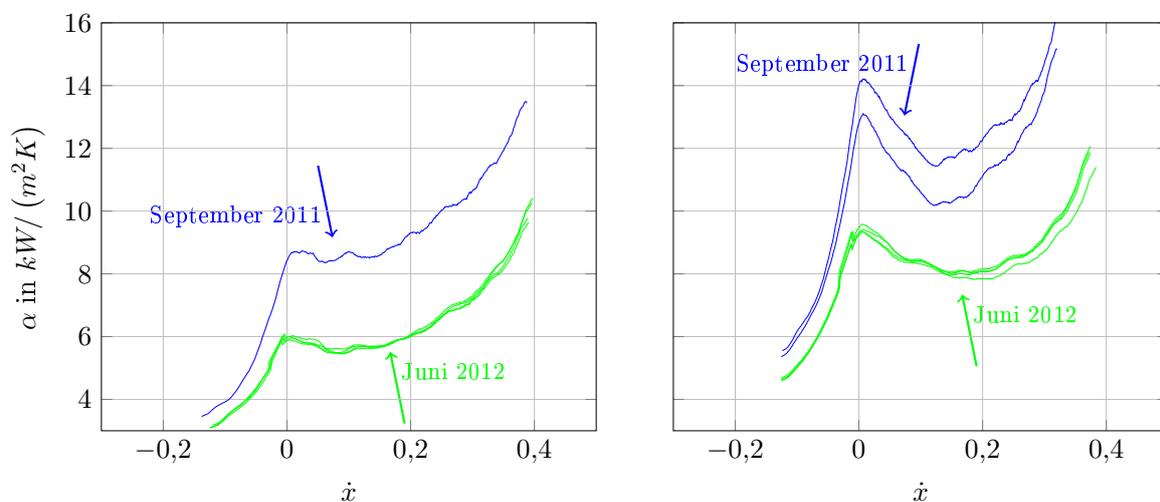
nisse geben aber einen wesentlichen Hinweis für künftige Aufgabenstellungen. Denn die Dauer von Betriebszeiten sowie die Betriebsweisen der Verdampfer einschließlich Leerungen und Mediumswechsel haben einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf die Siedephänomene. Auch diese Einflüsse werden neben den anderen dem System Verdampfer als Betriebsparameter aufgeprägt und sind bei der Analyse der Systemantwort zu berücksichtigen.

6.4 Durchmesserabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten

Im besonderen Fokus der Arbeit steht die Ermittlung der Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten der zweiphasigen Strömung von der charakteristischen Länge des Verdampferkanals. Die diesbezügliche experimentelle Analyse trifft auf objektive Schwierigkeiten hinsichtlich der erforderlichen Überlappung der Parameterbereiche bei Variation der charakteristischen Länge, wie sie im Kapitel 3 angegeben worden sind. Gemäß der Energiebilanz (6.10),

$$\dot{m} = \dot{q} \frac{4\Delta z}{(d_{a,i} - d_{i,a}^2/d_{a,i})\Delta\dot{x}\Delta h_V} = \dot{q} \cdot f(d) \frac{4\Delta z}{\Delta\dot{x}\Delta h_V}, \quad (6.10)$$

entscheidet bei gegebenem Medium die Funktion $f(d) = 1/(d_{a,i} - d_{i,a}^2/d_{a,i})$ über die Größe der Relation \dot{m}/\dot{q} , um mit der Testsektion einen bestimmten Strömungsdampfgehalt erreichen



(a) $\dot{m} = 300 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$, $\dot{q} = 80 \text{ kW}/\text{m}^2$, $T_U = 20 \text{ K}$

(b) $\dot{m} = 500 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$, $\dot{q} = 120 \text{ kW}/\text{m}^2$, $T_U = 20 \text{ K}$

Abbildung 6.35: Zeitliche Veränderung der Systemantwort, $s=0,5 \text{ mm}$

Tabelle 6.14: Einflussparameter der Untersuchungen zur zeitlichen Veränderung der Systemantwort, $s=0,5 \text{ mm}$, $T_U = 20 \text{ K}$, $\dot{m} = 500 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$, $\dot{q} = 120 \text{ kW}/\text{m}^2$

Versuchs-Nr.	\dot{m} in $\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$	\dot{q} in kW/m^2	T_U in K	p_{ein} in bar	Δp in bar	\dot{x}_{ein}	\dot{x}_{aus}
1	543,59	117,53	20,17	2,69	0,66	-0,14	0,36
2	485,81	124,1	20,23	2,57	0,63	-0,14	0,40
3	493,90	120,46	20,29	2,55	0,62	-0,14	0,39
4	496,52	120,44	20,13	2,56	0,62	-0,14	0,39
5	494,76	120,45	20,12	2,56	0,62	-0,14	0,39

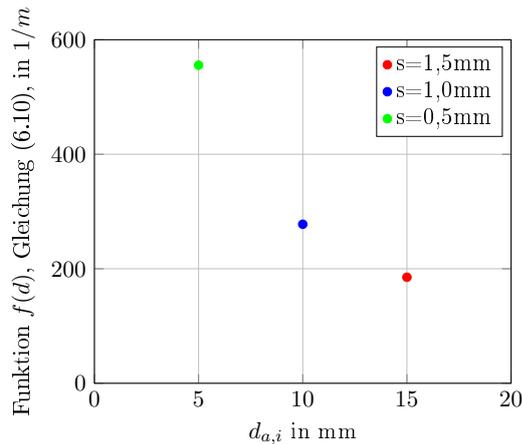


Abbildung 6.36: Einfluss der Durchmesser auf die Betriebsparameter

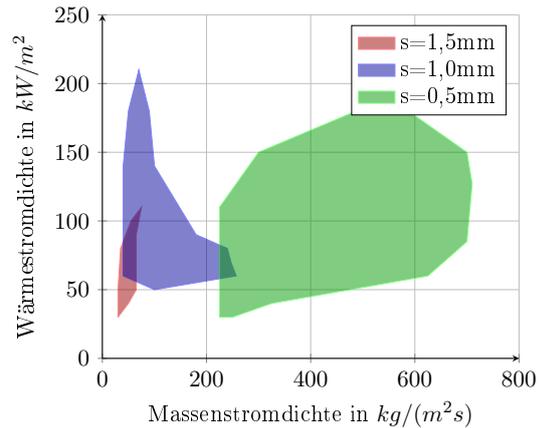


Abbildung 6.37: Arbeitsbereiche der Testsektionen

zu können. Das heißt z.B. bei vorgegebener Wärmestromdichte, dass die realisierbare Massenstromdichte bei Gültigkeit der Gleichung (3.1) mit zunehmender charakteristischer Länge sinkt, Abbildung 6.36. Dann ergibt sich die Frage, ob bei einem störungsfreien Betrieb des Verdampfers (Verhinderung des Dryout-Phänomens im Kanal bei zu kleiner Massenstromdichte) Arbeitsbereiche einstellbar sind, die sich bei Variation der charakteristischen Länge überlappen. Dass solche Überlappungen unter den Versuchsbedingungen (Arbeitsbereich der Pumpe und des Verdampfers) nur in den Randlagen der Betriebsparameter-Bereiche der einzelnen Testsektionen erreichbar sind, zeigt die Abbildung 6.37.

Demnach ergeben sich unterschiedlich große Betriebsparameterbereiche. Die Testsektion $s=1,5\text{mm}$ weist einen relativ kleinen und die Testsektion $s=0,5\text{mm}$ einen relativ großen Arbeitsbereich auf. Überlappungen der Arbeitsbereiche sind bei der Variation der charakteristischen Länge $1,5\text{mm} \rightarrow 1,0\text{mm}$ am ehesten bei $\dot{q}/\dot{m} \approx 1,1\text{kW}/\text{m}^2/(\text{kg}/(\text{m}^2\text{s}))$ sowie bei $1,0\text{mm} \rightarrow 0,5\text{mm}$ für Relationen $\dot{q}/\dot{m} \approx 0,3\text{kW}/\text{m}^2/(\text{kg}/(\text{m}^2\text{s}))$ zu erwarten.

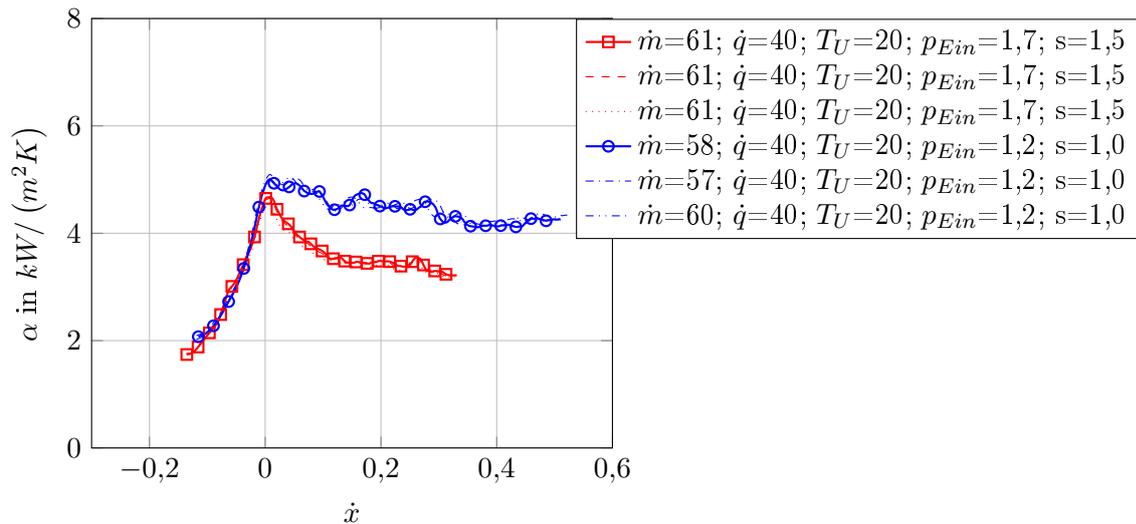
Grundsätzlich ist hinsichtlich der Durchmesserabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten der zweiphasigen Strömung zu erwarten, dass dieser mit abnehmender charakteristischer Länge zunimmt. Diese Tendenz wird in der Literatur [34], [22], [14] und [58] bestätigt.

Die eigenen Messergebnisse ordnen sich im Allgemeinen in diesen generellen Trend ein. Ein diesbezüglich exemplarisches Ergebnis zeigt die Abbildung 6.38 beim Vergleich der charakteristischen Längen $1,0\text{mm}$ und $1,5\text{mm}$ in der Darstellung $\alpha(\dot{x}, l_{ch})$.

Darin lässt sich eine Durchmesserabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Sättigungssieden beobachten, jedoch keine im Bereich des unterkühlten Blasensiedens. Erst im Bereich $\dot{x} \approx 0$ kommt es zu ersten Differenzierungen der Verläufe $\alpha(\dot{x}, l_{ch})$, die mit wachsenden Strömungsdampfgehalten zunehmen. Dabei lassen sich mit der kleineren charakteristischen Länge ca. 30% größere Wärmeübergangskoeffizienten erreichen.

Die oben beschriebene Überlappungsproblematik zwingt ggf. (im Fall nicht erzielter experimenteller Parameterbereichs-Überlappungen) zu einem Vorgehen, bei dem man sich der Ergebnisse der DoE-Methode bedient. Diese liegen in Form der empirischen Modellgleichung (6.9) vor, die die Systemantworten der analysierten Parameterräume beschreiben.

In den Abbildungen 6.39 bis 6.44 sind diese Regressionsgleichungen in der Abhängigkeit $\alpha(\dot{m}, \dot{q}, l_{ch})$ bei den Verdampfungssituationen $\dot{x} = -0,1; 0; 0,1; 0,3; 0,5$ sowie Unterkühlungstemperaturen $T_U = 20\text{K}$ und $T_U = 40\text{K}$ dargestellt. Die Zuordnung der \dot{q} -Werte erfolgt mit den gewählten Farben, Tönungen der Farben und Liniendicken. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Systemantworten der Modellgleichung (6.9) mit den zugehörigen Koeffizienten in der Tabelle 6.7. Die gepunkteten Linien symbolisieren experimentell nicht gesicherte Extrapolationen der Modellgleichungen und sind insofern mit der gebotenen Vorsicht hinsichtlich ihrer



\dot{m} in $kg/(m^2s)$; \dot{q} in kW/m^2 ; T_U in K ; p_{Ein} in bar ; s in mm

Abbildung 6.38: Gegenüberstellung der Messergebnisse $s=1,0mm$ und $s=1,5mm$

Aussagekraft zu bewerten.

Wie in Abbildung 6.37 ist grundsätzlich festzustellen, dass der bei $s=1,5mm$ überstrichene \dot{m} -Bereich relativ klein ist, so dass sich $\bar{\alpha}(\dot{m})$ -Tendenzen praktisch nicht ableiten lassen.

Die registrierbaren \dot{q} -Abhängigkeiten bei den Spaltweiten $1,5mm$ und $1,0mm$ sind gleichlaufend und monoton: zunehmende Wärmestromdichten führen zu anwachsenden Wärmeübergangskoeffizienten.

Die Ergebnisse der Spaltweiten $1,0mm$ und $0,5mm$ lassen sich in bemerkenswerter Weise gegenüberstellen.

$s = 1,0mm$: Wie erwähnt, haben größere Wärmestromdichten bei allen überstrichenen Massenstromdichten zunehmende Wärmeübergangskoeffizienten zur Folge. Die Abhängigkeit von der Massenstromdichte ändert sich jedoch als Funktion des Strömungsdampfgehaltes und zum Teil der Unterkühlungstemperatur.

Während die Abhängigkeiten des Wärmeübergangskoeffizienten von der Massenstromdichte bei kleinen Strömungsdampfgehalten und $T_U = 20K$ wenig ausgeprägt ist, beobachtet man bei der größeren Unterkühlungstemperatur $40K$ bereits eine Entwicklung hin zum Trend sinkender $\alpha(\dot{m})$ -Werte. Dieser Trend prägt sich mit fortschreitender Verdampfung des Kohlenwasserstoffes ($\dot{x} \geq 0,1$) immer deutlicher aus. Bei zunehmenden Massenstromdichten werden im experimentell überstrichenen Bereich kleinere Wärmeübergangskoeffizienten gemessen. Diese Abhängigkeit verstärkt sich mit zunehmender Unterkühlungstemperatur.

$s=0,5mm$: Die Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von den Betriebsparametern \dot{q} , \dot{m} , T_U und dem Strömungsdampfgehalt sind im Vergleich zu den Messungen in den beiden größer dimensionierten Kanälen diffiziler. Bei kleinen Strömungsdampfgehalten ($\dot{x}=-0,1; 0$) bleibt $\bar{\alpha}$ zunächst unabhängig von \dot{m} . Dabei steigen die Wärmeübergangskoeffizienten mit wachsenden Wärmestromdichten an. Im weiteren Siedeverlauf ($\dot{x} > 0$) lässt sich eine zunehmende Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Massenstromdichte registrieren. Damit einher gehen bemerkenswerte Prozesse der Veränderung der Funktion $\bar{\alpha}(\dot{q})$. Im Einzelnen sind dabei zwei Entwicklungen zu beobachten. Zum einen nehmen die $\bar{\alpha}$ -Werte bei den kleineren Wärmestromdichten stärker zu, so dass sich die Verläufe $\bar{\alpha}(\dot{q})$ zunächst zusammenschieben und im weiteren Siedeverlauf neu ordnen. Dabei kehrt sich die Abhängigkeit $\bar{\alpha}(\dot{q})$ völlig um. Zum anderen ist die Dynamik des Verlaufes $\bar{\alpha}(\dot{q} = 150kW/m^2)$ zu erwähnen. Er erreicht bei kleinen Strömungsdampfgehalten maximale $\bar{\alpha}$ -Werte bei Unabhängigkeit von \dot{m} . Im Bereich $\dot{x} > 0$ kommt es dann zu wechselnden Trends. Zunächst sinken die $\bar{\alpha}(\dot{q} = 150kW/m^2)$ -Werte

6.4 Durchmesserabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten

mit zunehmenden Massenstromdichten, so dass $(\partial\bar{\alpha}/\partial\dot{m})_{\dot{q}=150\text{kW}/\text{m}^2} < 0$ gilt, Abbildung 6.41. Dann schwenkt dieser $\bar{\alpha}$ -Verlauf zunächst in die Horizontale, Abbildung 6.42, und schließlich weiter bis zu den positiven Anstiegen $(\partial\bar{\alpha}/\partial\dot{m})_{\dot{q}=150\text{kW}/\text{m}^2} > 0$ der Verdampfungssituationen $\dot{x} = 0,3$ und $0,5$, Abbildungen 6.43 und 6.44. Nach diesem Schwenk ordnet sich der Verlauf $\bar{\alpha}(\dot{q} = 150\text{kW}/\text{m}^2)$ mit den bei gegebenem \dot{m} jeweils kleinsten Wärmeübergangskoeffizienten ein. Die Anstiege $(\partial\bar{\alpha}/\partial\dot{m})_{\dot{q}=\text{const.}} > 0$ der übrigen $\bar{\alpha}(\dot{m}, \dot{q} = \text{const.})$ -Verläufe haben sich dabei vergrößert, leicht verstärkt durch zunehmende Unterkühlungseintrittstemperatur.

Man gelangt zu folgenden Gegenüberstellungen:

- Bei kleineren Strömungsdampfgehalten ($\dot{x} \leq 0$) sind bei allen charakteristischen Längen zunehmende $\bar{\alpha}$ -Werte bei steigenden Wärmestromdichten zu registrieren. In diesem Siedebereich lassen sich, abgesehen von leicht steigenden Trends $\bar{\alpha}(\dot{m}, \dot{q} = \text{const.})$ der Testsektion $s=1,0\text{mm}$, Abhängigkeiten des Wärmeübergangskoeffizienten von der Massenstromdichte nicht feststellen.
- Im Siedebereich ($\dot{x} > 0$) vollziehen sich Trendänderungen. Während sich die $\bar{\alpha}(\dot{q}, \dot{m} = \text{const.})$ -Abhängigkeit des Bereiches $\dot{x} \leq 0$ bei den Testsektionen $s=1,0\text{mm}$ und $s=1,5\text{mm}$ fortsetzt, kehrt sich dieser Trend bei der Testsektion $s=0,5\text{mm}$ um. Zunehmende Wärmestromdichten bewirken in diesem Siedebereich sinkende Wärmeübergangskoeffizienten. Dieses Ergebnis ist nach dem ersten Deutungsansatz im Kapitel 6.1 ($\bar{\alpha}$ fällt, wenn \dot{q} steigt) ein zweiter deutlicher Hinweis auf die Beeinflussung von Siedecharakteristiken durch die Wahl der charakteristischen Länge der Testsektion. Auch die \dot{m} -Trends erfahren Änderungen. Bei der Testsektion $s=1,0\text{mm}$ gehen sie mit steigenden Strömungsdampfgehalten über von leicht steigenden in sinkende α -Tendenzen. Und die hinsichtlich \dot{m} konstanten $\bar{\alpha}$ -Werte des Siedebereichs ($\dot{x} \leq 0$) werden im Bereich ($\dot{x} > 0$) immer stärker von der Massenstromdichte abhängig, so dass sich die Anstiege $(\partial\bar{\alpha}/\partial\dot{m})_{\dot{q}=\text{const.}, s=1,0\text{mm}} < 0$ hinsichtlich ihrer absoluten Größe und $(\partial\bar{\alpha}/\partial\dot{m})_{\dot{q}=\text{const.}, s=0,5\text{mm}} > 0$ mit zunehmenden \dot{x} -Werten vergrößern.
- Diese Effekte werden in den Testsektionen durch zunehmende Unterkühlungseintrittstemperatur noch leicht verstärkt.

Diese deutlichen Trendänderungen im überstrichenen l_{ch} -Bereich müssen Ergebnis unterschiedlicher zweiphasiger Strömungen und Verteilungen Flüssigkeit-Dampf sein. Insofern sind entsprechende Visualisierungsergebnisse der Strömungsphänomene, Kapitel 7, von hohem Wert für die physikalische Deutung der Siedemechanismen, die gemäß der hier präsentierten Ergebnisse einen einschneidenden Wechsel beim Übergang der charakteristischen Längen von $l_{ch}=3\text{mm}$ bzw. 2mm auf $l_{ch}=1\text{mm}$ vollziehen.

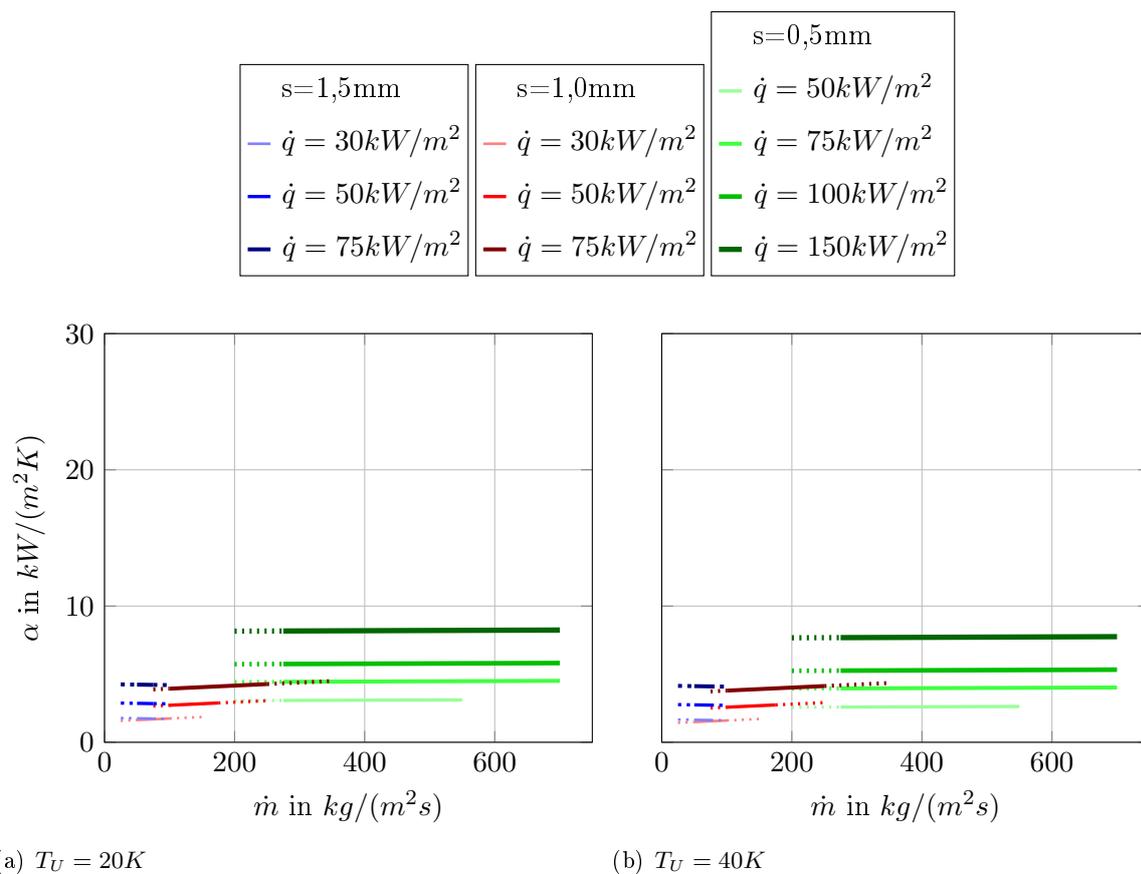


Abbildung 6.39: Einfluss der charakteristischen Länge, $\dot{x} = -0,1$

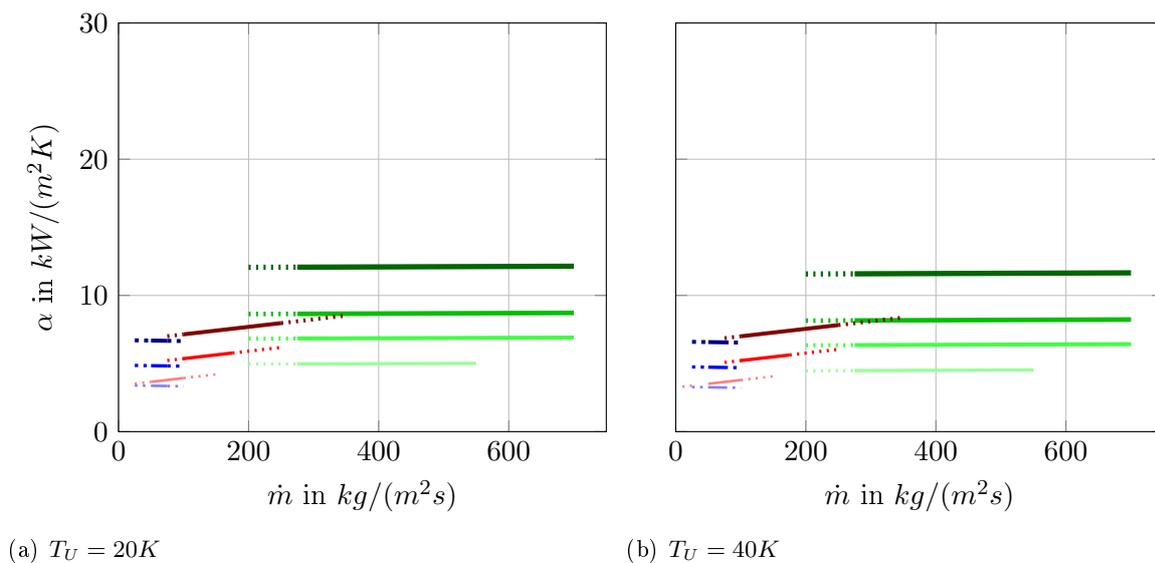


Abbildung 6.40: Einfluss der charakteristischen Länge, $\dot{x} = 0$, Verwendung des Modells $\dot{x} < 0$, Tabelle 6.7

6.4 Durchmesserabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten

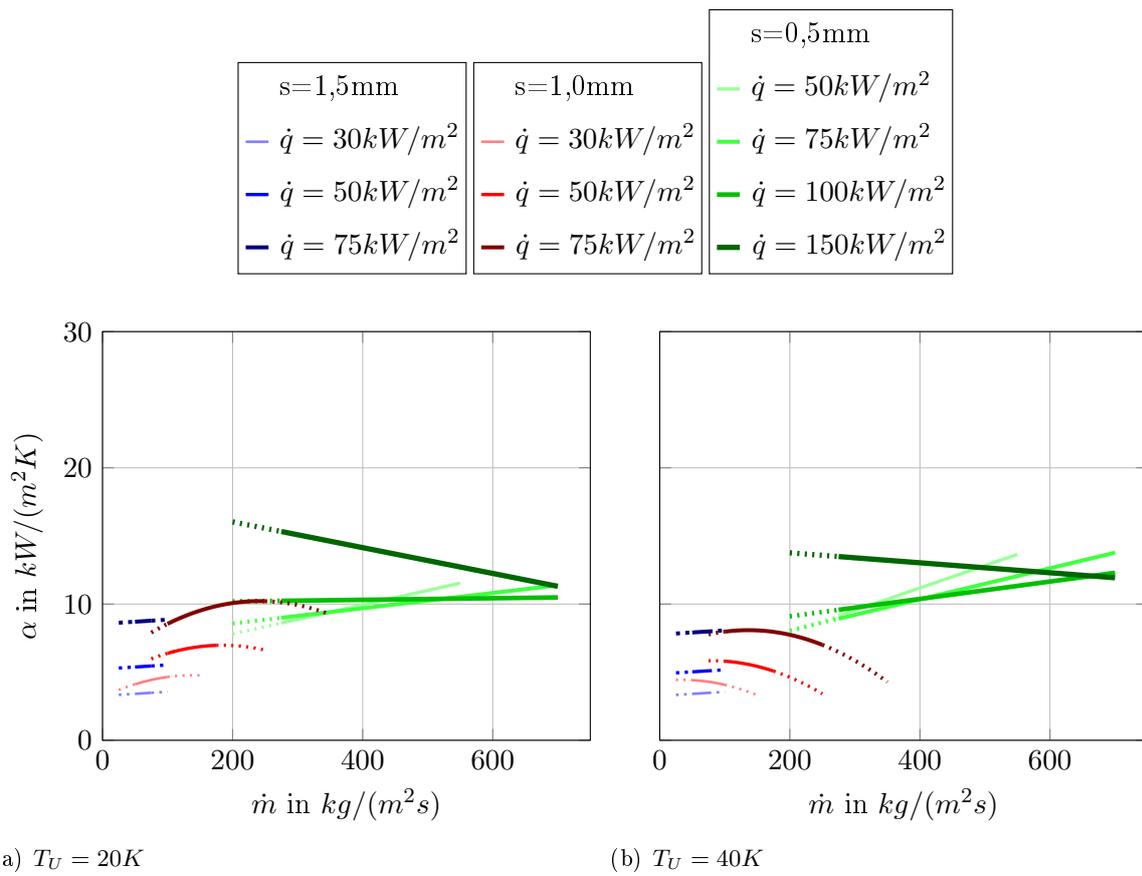


Abbildung 6.41: Einfluss der charakteristischen Länge, $\dot{x} = 0$, Verwendung des Modells $\dot{x} > 0$, Tabelle 6.7

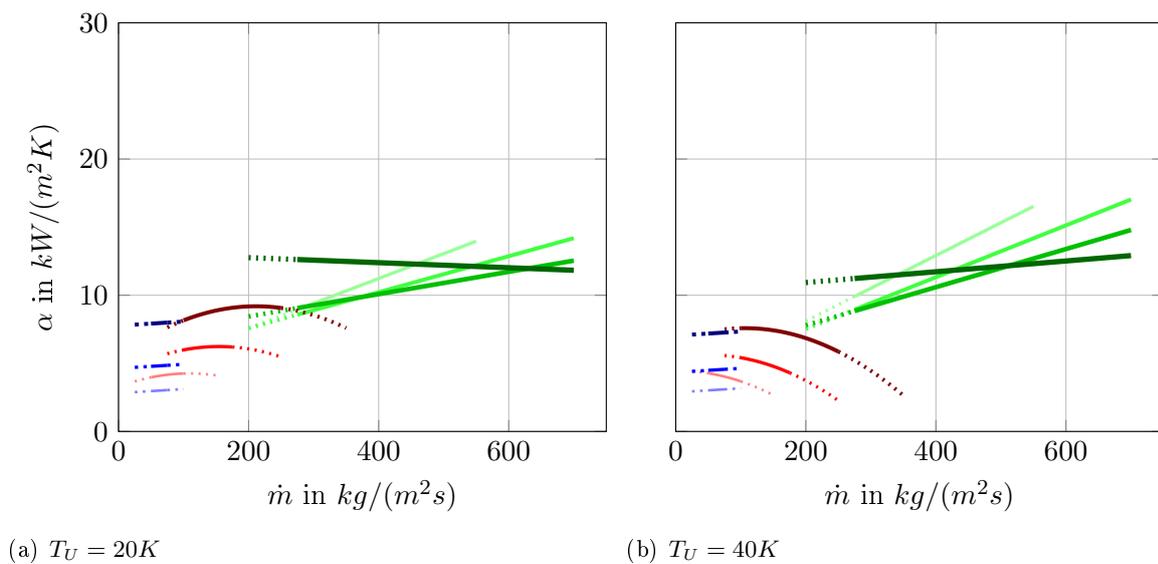


Abbildung 6.42: Einfluss der charakteristischen Länge, $\dot{x} = 0,1$

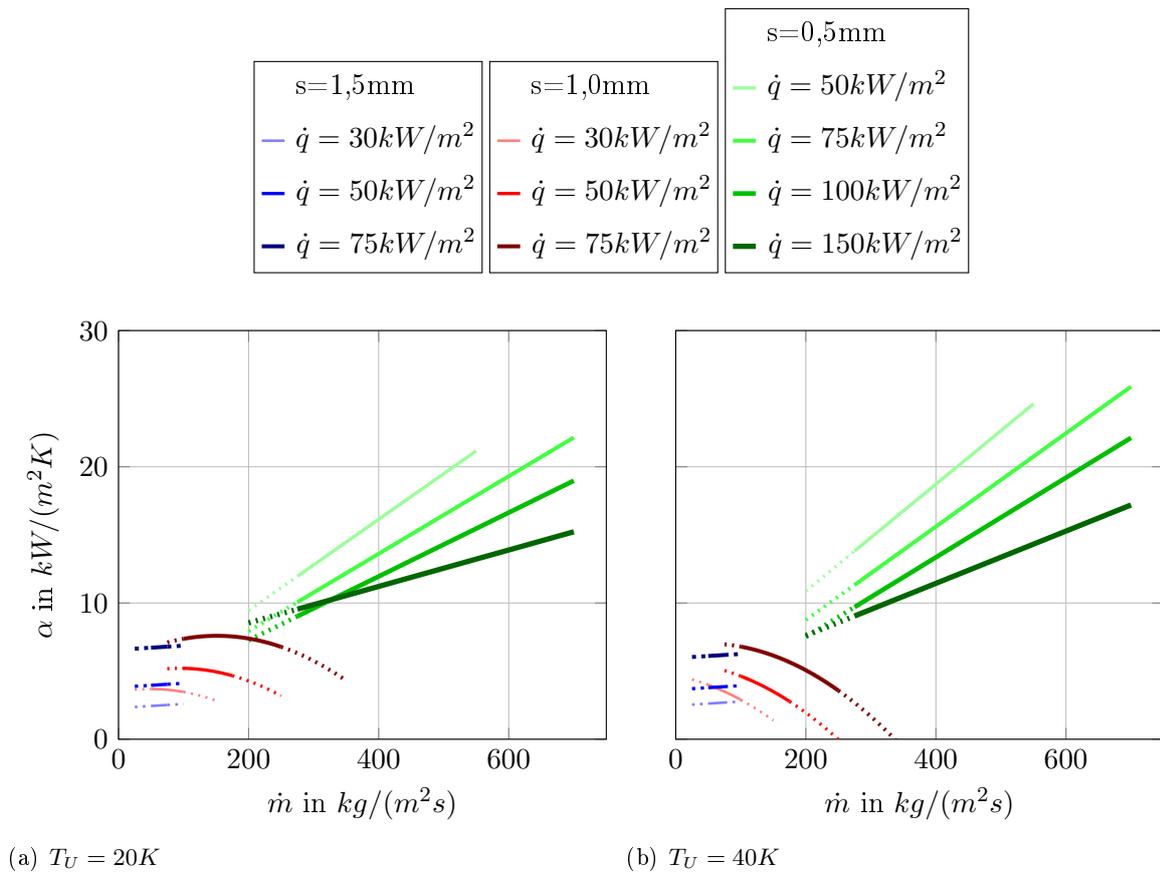


Abbildung 6.43: Einfluss der charakteristischen Länge, $\dot{x} = 0,3$

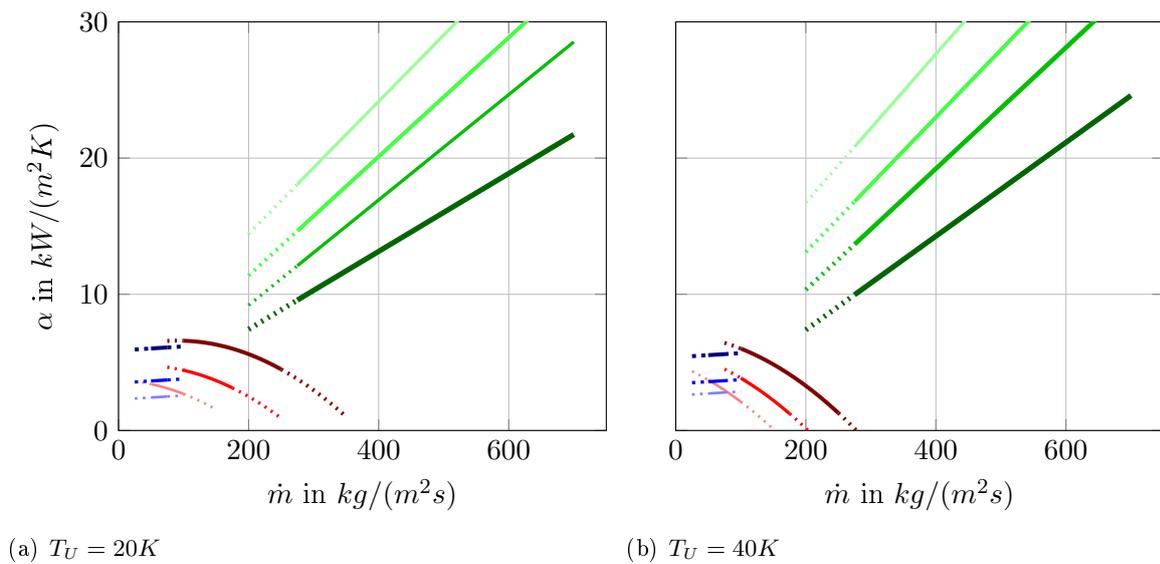


Abbildung 6.44: Einfluss der charakteristischen Länge, $\dot{x} = 0,5$

7 Strömungsformen und Wärmeübergang

Wie oben angeführt, Kapitel 1 und 2, versteht sich die Arbeit als ein sukzessiver Schritt auf dem Weg zu einem vertieften Verständnis der Trends des axialen Wärmeübergangskoeffizienten im Miniaturkanal. Im Rahmen dieser Motivation wird mit der Hochgeschwindigkeitsvisualisierung ein hochauflösender Blick in die Zweiphasenströmung geworfen.

7.1 Aufnahmetechnik

Eingesetzt wird das Kamerasystem HighSpeedStar 6, siehe Abbildung 7.1. Die Belichtung zur Visualisierung der makroskopischen Strömungsphänomene erfolgt mit unterschiedlich fokussierbaren Lichtquellen, siehe Abbildungen 7.2 und 7.3. Aufgrund seiner hohen Lichtempfindlichkeit wird als Objektiv ein Planar T* 1,4/85mm, Abbildung 7.4, verwendet. Ein exemplarisches Ergebnis dieser Visualisierungstechnik ist in der Abbildung 7.5 für beide Testsektionen präsentiert. Mit der eingesetzten Aufsichtbeleuchtung, 3xDedocool (von links, unten und rechts) und einer Dedolight (von rechts oben), des Siedekanals konnte eine Aufnahmezeit bei maximaler Belichtungszeit erreicht werden.

Am unteren Rand ist ansatzweise, ca 1mm Höhe, das Einlaufstück zu erkennen. Im weiteren vertikalen Verlauf entspricht die Bildbreite annähernd der Breite des Glasrohräußerdurchmessers. Die Bildhöhe beträgt real stets 67mm, so dass es notwendig ist, für die Visualisierung einer Parametervariation 5 Einzelsequenzen in den unterschiedlichen axialen Positionen durchzuführen. Es ist darauf hinzuweisen, dass der Bildhintergrund bei der Spaltweite $s=1,5\text{mm}$, Abbildung 7.5(b), schwarz und bei der Spaltweite $s=0,5\text{mm}$, Abbildung 7.5(a), weiß ist.

Spiegelungen der Lichtquellen auf der metallischen Siedeoberfläche, drei helle vertikale Streifen in der Bildmitte, lassen sich nicht vermeiden und verursachen deutliche Helligkeitsunterschiede zwischen Siedekanalmitte und -rand.

Zu erkennen ist in beiden Abbildungen 7.5(a) und (b) der untere Bereich der einphasigen Vorwärmung, gefolgt von der Siedefront, an welcher sich viele kleine Blasen bilden, die sich im Anschluss vereinigen und im Fall der Testsektion $s=0,5\text{mm}$ bereits zu Dampfpfropfen zusammenwachsen. Wie die Strömungsdampfgehalte zeigen, finden diese Siedephänomene im Bereich des unterkühlten Siedens statt.

Für die Visualisierung von relativ kleinen Ereignissen, wie z.B. Blasenkeime und Austrocknungsprozesse, kommen ein Fernfeldmikroskop QM 1 Short Mount, Abbildung 7.7, zusammen mit einer Kaltlichtquelle KL 2500 LCD, Abbildung 7.6, zum Einsatz. Ein beispielhaftes Ergebnis solcher Visualisierungen im Mikrobereich bei einer Aufnahmezeit von 30kHz und maximaler Belichtungszeit ist in der Abbildung 7.8 zu sehen und zeigt Blasenbildungsprozesse zu Beginn des unterkühlten Siedens. Die Bildausschnitte haben jeweils eine Breite von 1,84mm und eine Höhe von 4,25mm. Es werden auch Aufnahmen mit höheren Frequenzen durchgeführt, bei denen jedoch die Bildhöhe entsprechend kleiner wird.

7.2 Klassifizierung der Strömungsformen

Da die Einflussgrößen in den Bereichen $30 \leq \dot{q} \leq 200\text{kW}/\text{m}^2$, $30 \leq \dot{m} \leq 700\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ und $20 \leq T_U = T_S(p_{\text{ein}}) - T_{\text{ein}} \leq 60\text{K}$ variiert werden, tritt der Kohlenwasserstoff in jedem Fall einphasig - flüssig in die Testsektion ein und wird dann bis zum Initialgeschehen vorgewärmt. Die axiale Ausdehnung dieses Vorwärmbereiches hängt von den Einflussgrößen ab, siehe Kapitel 7.4.1.



Hersteller	LaVision
Typ	High Speed Star 6
Auflösung	1024 x 1024 Pixel
Rate	5,4kHz @ 1024x1024 Pixel 20kHz @ 512x512 Pixel
Min. Rate	50Hz
Min. Bildabstand	< 1 μ s
Min. Belichtungszeit	1 μ s
Pixel Größe	20 μ m x 20 μ m
Sensor	20,48 x 20,48mm ² CMOS
Digitaler Ausgang	12 bit

Abbildung 7.1: Kamerasystem High Speed Star 6 [53]



Hersteller	Dedotec
Typ	Dedocool
Lampe	24V/250W (ELC)
Farbtemperatur	3000-3300K

Abbildung 7.2: Lichtquelle Dedocool [29]



Hersteller	Dedotec
Typ	Dedolight
Lampe	DL400DHR-NB 400W Tageslicht
Fokuswinkel	50°-4,5°
Fokusintensität	1:20

Abbildung 7.3: Lichtquelle Dedolight [29]



Hersteller	Carl Zeiss AG
Typ	Planar T* 1,4/85mm
Brennweite	85mm
Blendenbereich	f/1,4 - f/16
Fokussierbereich	1m - ∞

Abbildung 7.4: Objektiv Planar T* 1,4/85 [15]

Das Initialgeschehen leitet den Bereich der Blasenströmung ein.

7.2.1 Blasenströmung

Der Übergang zur Blasenströmung vollzieht sich an der sogenannten Siedefront, die sich nicht immer als sprungförmige Erscheinung in räumlich einfacher Ausprägung präsentiert. Zum einen entwickelt sich der Prozess des unterkühlten Blasensiedens in axialer Richtung gleitend und zum anderen nehmen objektive herstellungsbedingte Toleranzen der Abmessungen des Ringspalts unter den beengten geometrischen Bedingungen des Miniaturkanals sensibel Einfluss auf die Aufheizsituation jedes einzelnen Flüssigkeitsvolumens.

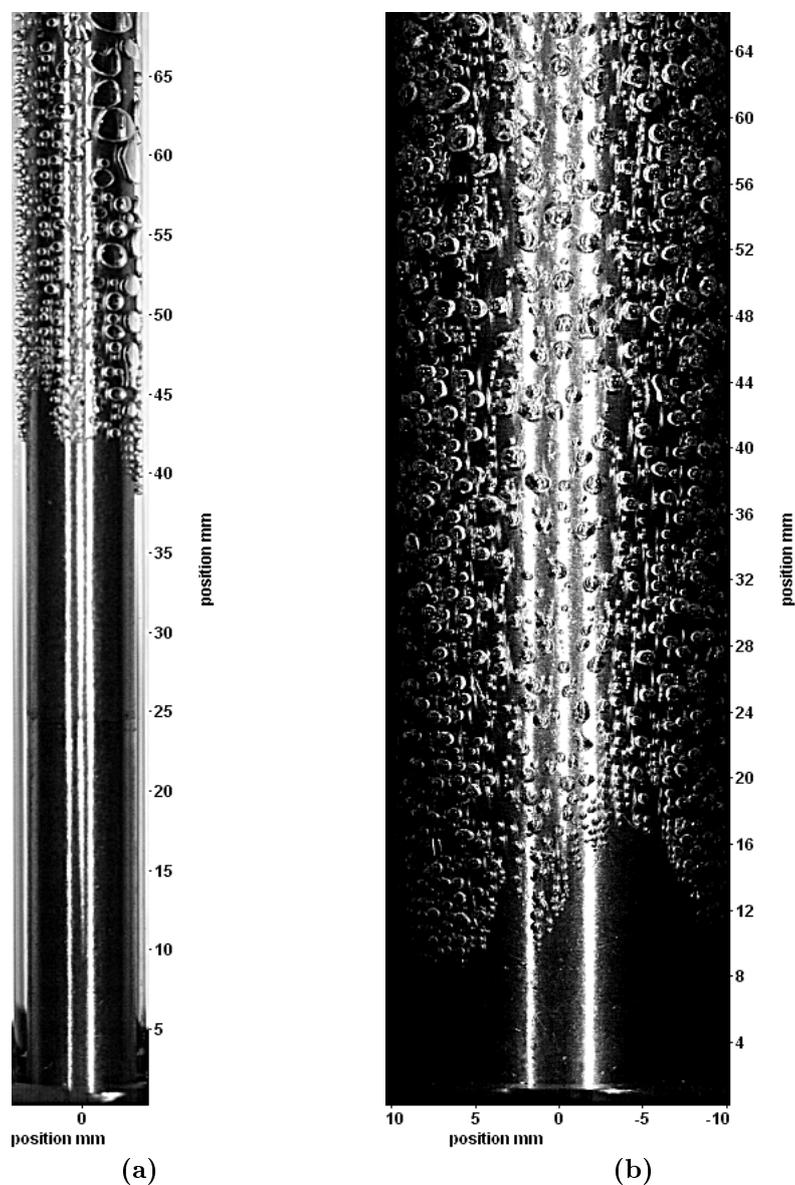
Die Ausprägung der Blasenströmung ist von den Einflussgrößen abhängig, siehe exemplarisch Abbildung 7.5, und lässt sich durch die Keimanzahl, Ablösedurchmesser, Blasenwachstumsgeschwindigkeit und anfängliche radiale und axiale Blasenbewegung mit den resultierenden Blasenvereinigungsprozessen charakterisieren.

Die Blasenströmung mit relativ kleinen Blasendurchmessern und relativ großen Blasenabständen, die man auch **isolierte Blasenströmung (IB)** nennt, etabliert sich bei kleinen Wärmestromdichten und großen Unterkühlungstemperaturen im Bereich kleiner Strömungsdampfgehalte, siehe Abbildung 7.9. Sinken die Unterkühlungseintrittstemperatur und die Massenstromdichte und steigt die Wärmestromdichte, dann nehmen die Blasenbildungsfrequenzen und Blasendurchmesser zu und die Existenzbedingungen der isolierten Blasenströmung gehen zunehmend in jene der **koaleszierenden Blasenströmung (KB)** über. In dieser Strömungsform wachsen erste Dampfblasen zusammen bzw. vereinigen sich Dampfblasen, siehe Abbildung 7.10, und bilden den Übergang zur Strömungsstruktur der Pfropfenströmung.

7.2.2 Pfropfenströmung (P)

Die Evolution dieser Strömungsform, ausgehend von der isolierten und koaleszierenden Blasenströmung, ist plausibel. Die im Bereich der Blasenströmung durch den Wandwärmestrom und die resultierende Wandüberhitzung an der Heizfläche induzierten lebensfähigen Dampfblasen reißen in Abhängigkeit von ihren eigenen Expansionsmechanismen und den Scher- und Druckkräften der Strömung ab und werden von ihr mitgeführt. Ihre Geschwindigkeit nähert sich dabei der lokalen Flüssigkeitgeschwindigkeit, wenn sie klein und isoliert sind.

Treffen Dampfblasen auf ihrem Weg stromabwärts aufeinander, so vereinigen sie sich zu größeren Dampfräumen, deren axiale Geschwindigkeit sich im Druckfeld des Miniaturkanals in Bezug auf die Bewegung kleiner Dampfblasen vergrößert. So entstehen größere Dampfcluster, die sogenannten Kolbenblasen (engl. slug, elongated bubble), die relativ große Teile des Strömungsquerschnittes ausfüllen. Sie nehmen im Verlauf ihrer Evolution die kleineren, von der Flüssigkeit z.T. auch in Rück- und Querströmung mitgeführten Dampfblasen auf. Diese Evolution beginnt schon



	s in mm	\dot{q} in kW/m^2	\dot{m} in $kg/(m^2s)$	T_U in K	\dot{x}_{ein}	\dot{x}_{aus}
(a)	0,5	35	240	20	-0,142	-0,086
(b)	1,5	35	83	21	-0,164	-0,111

Abbildung 7.5: Exemplarische makroskopische Visualisierungsergebnisse beim Übergang von einphasiger Vorwärmung zum unterkühlten Sieden



Hersteller	SCHOTT AG
Typ	KL 2500 LCD
Optik	Schwanenhals 2-armig
Lichtfluss	1300 Lumen
Leistung	250W (ELC)

Abbildung 7.6: Kaltlichtquelle KL 2500 LCD [56]



Hersteller	Questar
Typ	QM 1 Short Mount
Arbeitsbereich	560 - 1520mm
Auflösung	größer $3\mu\text{m}$ @ 560mm
Min. Gesichtsfeld	$2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$

Abbildung 7.7: Fernfeldmikroskop QM 1 Short Mount[74]

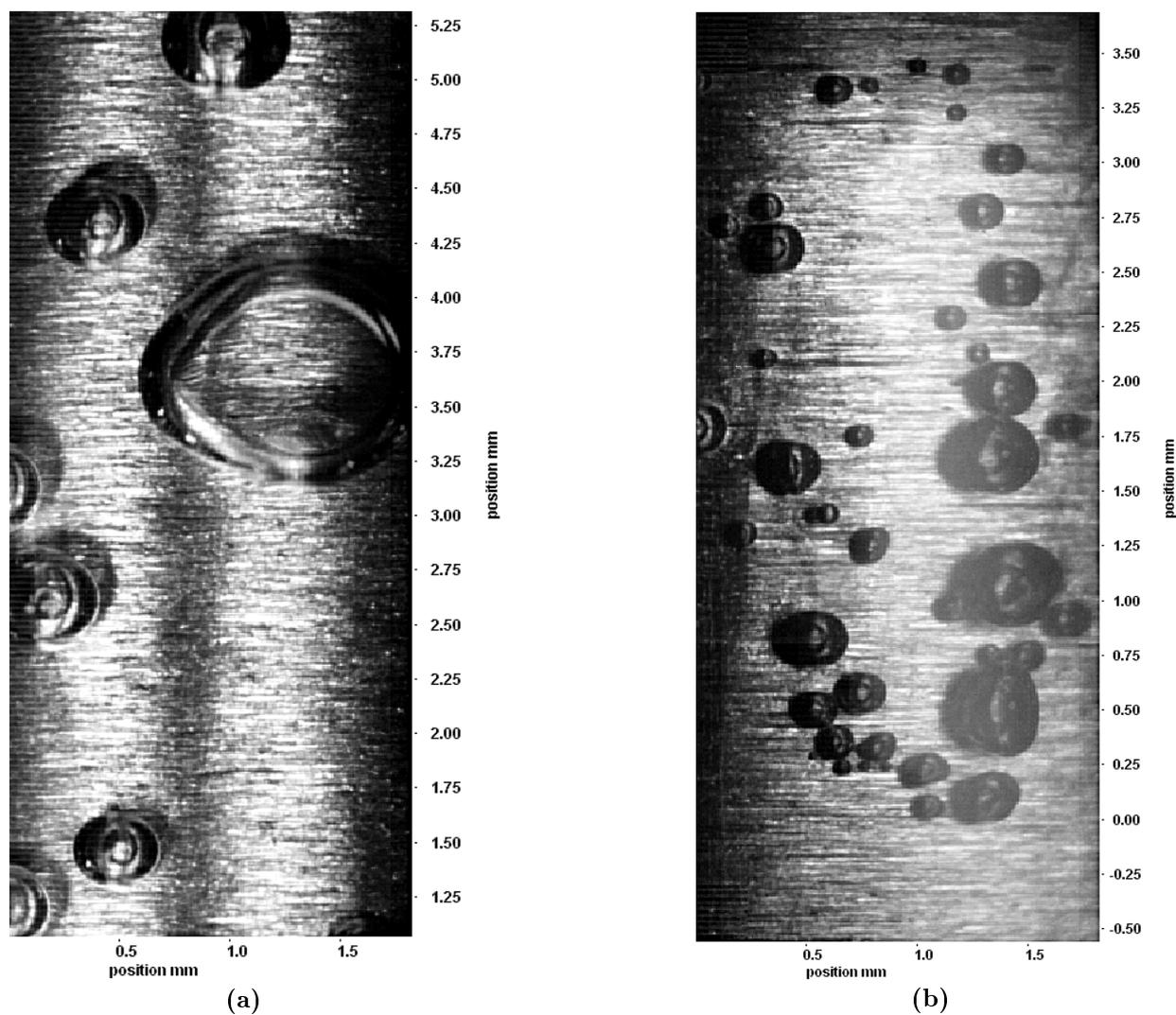
relativ frühzeitig nach dem Initialgeschehen, so dass sich Blasen- und Pfropfenströmung ggf. in weiten axialen Bereichen überlappen. Die einhergehenden Prozesse hängen von den Einflussgrößen ab, siehe Abbildung 7.11. So zeigen sich im Vergleich zu den Strukturen in der Testsektion $s=0,5\text{mm}$, Abbildung 7.11(a) und 7.11(b), in der Testsektion $s=1,5\text{mm}$ bei wesentlich kleineren \dot{q} - und \dot{m} -Werten und damit auch entsprechend kleineren mittleren Strömungsgeschwindigkeiten stark abweichende, chaotisch verwirbelte Strukturen, Abbildung 7.11(c) und 7.11(d). Diese unterschiedlichen Strömungsformen in der Globalstruktur der Pfropfenströmung sind der jeweilige Ausgangspunkt für die nachfolgenden Entwicklungen der Zweiphasenströmungen.

7.2.3 Strähnen-Ring- und Wirbel-Ring-Strömung

Bei beiden Parameterkonstellationen, $s=0,5\text{mm}$ sowie wesentlich größere \dot{q} - und \dot{m} -Werte, und $s=1,5\text{mm}$ mit vergleichsweise erheblich kleineren \dot{q} - und \dot{m} -Werten ($\dot{m}(s = 0,5\text{mm}) \approx 10 \cdot \dot{m}(s = 1,5\text{mm})$), sind die Heizflächen im Verlauf dieser Strömungsformen mit einem Flüssigkeitsfilm benetzt. Insofern kann in Heizflächennähe partiell von einem lokalen Regime der Ringströmung gesprochen werden. Die Differenzierungen in der Strömungsstruktur betreffen insbesondere den Kern der Strömung.

Strähnen-Ring-Strömung (SR) bei $s=0,5\text{mm}$, Abbildung 7.12(a) und 7.12(b)

Bei relativ großen \dot{q} - und \dot{m} -Werten präsentiert sich die flüssige Phase im Strömungskern strähnenförmig in axialer Richtung, ohne besonders ausgeprägte Verwirbelungen bzw. Rückströmungen auszuweisen. Stromabwärts zerfallen die langgezogenen Strähnen und richten sich dabei radial aus. In den Flüssigkeitssträhnen im Kern wie auch in den Wandfilmen sind viele kleine Dampfblasen zu beobachten.



	s in mm	\dot{q} in kW/m^2	\dot{m} in $kg/(m^2s)$	T_U in K	\bar{x}
(a)	0,5	35	170	20	-0,154
(b)	1,5	65	91	40	-0,291

Abbildung 7.8: Exemplarische mikroskopische Visualisierungsergebnisse zu Beginn des unterkühlten Siedens

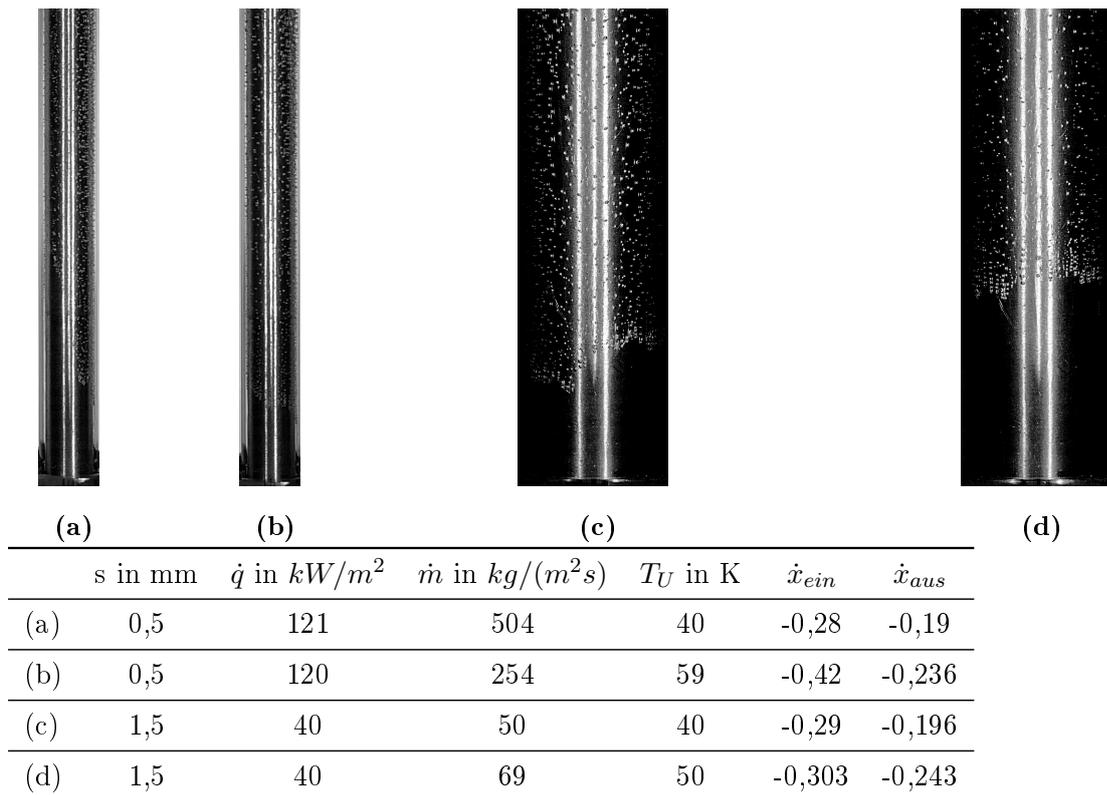


Abbildung 7.9: Exemplarische Visualisierungsergebnisse der Isolierten Blasenströmung

Wirbel-Ring-Strömung (WR) bei $s=1,5\text{mm}$, Abbildung 7.12(c) und 7.12(d)

Bei vergleichsweise kleinen \dot{q} - und \dot{m} -Werten haben die vormaligen Kolbenblasen durch zunehmende Verwirbelung im Kanal völlig ihre Form verloren. Räumlich und zeitlich vielgestaltige Flüssigkeitscluster bewegen sich im Kern, häufig in Rückströmungs- und in Wirbelzonen. Dabei verbinden sich die Cluster auch streifenförmig mit dem Wandfilm. In den Flüssigkeitsclustern sind heizflächenfern viele kleine Dampfblasen zu sehen, so dass zunehmend der Eindruck von schaumartigen Clustern entsteht.

7.2.4 Intermittierende Ringströmung (IMR)

Die Visualisierung zeigt sowohl nach der SR als auch nach der WR zwei Strömungsstrukturen: Ringströmungsformen und Flüssigkeits-Dampf-Wolken. Beide treffen, lokal voneinander getrennt, aufeinander folgend am betrachteten Ort z ein und bewegen sich mit zunehmender Geschwindigkeit stromabwärts. Die Frequenz ihres lokalen Durchgangs, die Wandfilmdicken in den Ringströmungsformen und die Flüssigkeits-Dampf-Konfigurationen der Wolken (lokaler Strömungsdampfgehalt, Tröpfchengröße und -verteilung) hängen von den Einflussgrößen ab. Die Abbildung 7.13 zeigt exemplarisch Visualisierungen dieser Strömungsformen in den Testsektionen $s=0,5\text{mm}$, Abbildungen 7.13(a) und 7.13(b), und $s=1,5\text{mm}$, Abbildungen 7.13(c) und 7.13(d). Die Dynamik des Wechsels und die Intensitäten der Kühlung der Heizfläche durch die Ringströmungs-Strukturen und die Flüssigkeits-Dampf-Wolken beeinflussen entscheidend das Niveau und den Trend des Wärmeübergangskoeffizienten im Strömungsregime, siehe Kapitel 7.4.2.

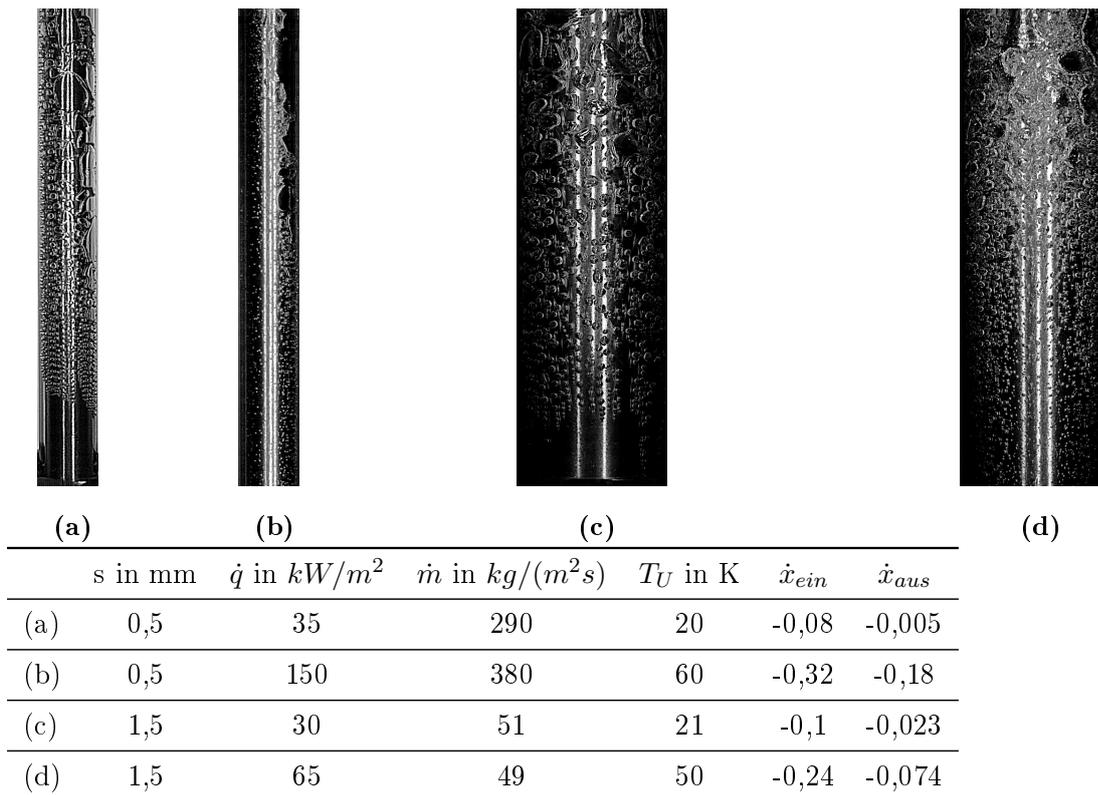


Abbildung 7.10: Exemplarische Visualisierungsergebnisse der Koaleszierenden Blasenströmung

7.3 Graustufenanalyse

Die Schwarz-Weiß-Visualisierungen der untersuchten Zweiphasenströmungen ermöglichen nicht nur den unvermeidlich subjektiven Blick auf die makro- oder mikroskopischen Strömungsformen. Darüber hinaus können die Visualisierungsdaten mit dem Ziel einer Verringerung des subjektiven Einflusses einer speziellen Graustufenanalyse unterzogen werden. Diesbezüglich eingesetzt wird die Firmware der Hochgeschwindigkeitskamera DaVis, die jedem Bildpixel eine Helligkeit/Graustufe zwischen 0(schwarz) und 4095(weiß) zuordnet. Damit lassen sich 4095 Graustufen definieren.

Charakteristisch unter den Belichtungsbedingungen der eingesetzten Testsektionen sind die Reflexionsstreifen der heizenden metallischen Oberflächen, siehe z.B. Abbildung 7.5. Die diesen Streifen von der Firmware zugeordneten Helligkeitswerte nähern sich zahlenmäßig dem Maximalwert "weiß" $\equiv 4095$, sollen aber in der Graustufenanalyse nicht berücksichtigt werden. Aufschlussreich für die eigene Auswertung ist hinsichtlich dieser Reflexionsproblematik das in der Abbildung 7.14 exemplarisch für die Strömungsform der Abbildung 7.5(b) ermittelte Histogramm. Man erkennt den Häufigkeits-Peak bei grau $\cong 4095$, der das reflektierte Licht der metallischen Oberfläche repräsentiert.

Ausgehend von der Häufigkeit ≈ 100 der Graustufe grau ≈ 4000 steigt die Zahl registrierter Pixelbereiche mit sinkenden Helligkeiten monoton an. Dabei deutet sich bei grau $\cong 500$ ein schwach ausgeprägter Häufigkeitssattel an. Die Ausprägung des Häufigkeits-Peaks bei grau $\cong 4095$ und seine Zuordnung zum reflektierten Licht der metallischen Oberfläche lässt darauf schließen, dass die Häufigkeiten aller übrigen Graustufen aus Reflexionen des Lichtes an Phasengrenzflächen resultieren. Damit steht ein Messsignal für die Intensität des Verdampfungsprozesses zur Verfügung. Die Eliminierung der Helligkeitswerte im Bereich der Reflexionsstreifen der Wand, z.B.

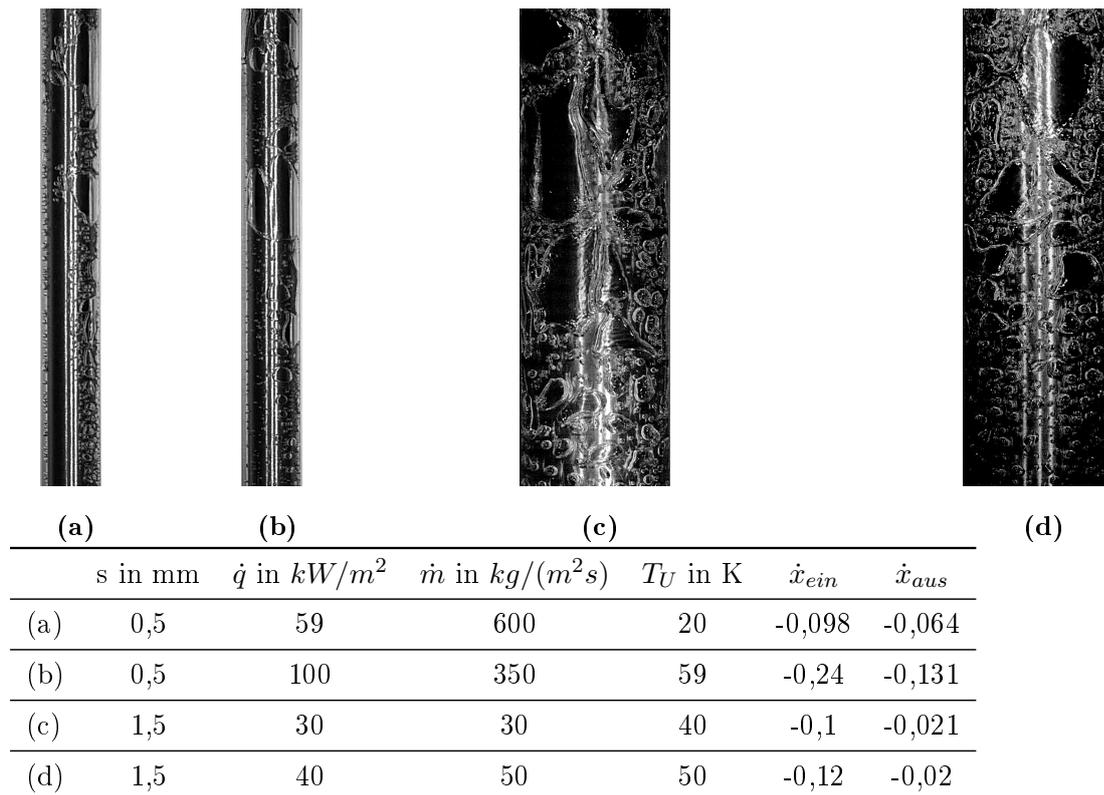


Abbildung 7.11: Exemplarische Visualisierungsergebnisse der Kolbenströmung

durch Subtraktion eines Grundbildes ohne Phasengrenzflächen ist messtechnisch nicht praktikabel, weil damit sämtliche Phasengrenzflächen vor den Reflexionsstreifen auch eliminiert werden. Die Qualität einer Graustufenanalyse für $z=const.$ über alle Pixel in radialer Richtung würde sich damit nicht verbessern. Diese Qualität wird ohnehin durch das in den Halbraum gesendete Reflexionslicht der Wand beeinträchtigt. Darüber hinaus ist der Einfluss des Häufigkeits-Peaks des von der metallischen Oberfläche reflektierten Lichtes gemäß des Histogramms 7.14 relativ klein im Vergleich mit allen übrigen von der Firmware ausgewerteten Lichtsignalen (gemäß eines Lichtmaßes Häufigkeit \times Helligkeit $< 10\%$). Die Graustufenanalyse findet daher ohne Eliminierung der Wandreflexionen statt.

Die Messungen werden mit 18kHz und einer nahezu geschlossenen Blende (Erzielung hoher Tiefenschärfe) in der Messzeit von jeweils 500ms durchgeführt. Verschiedene Auswertemodi gelangen zur Anwendung:

Graustufengradient:

Die Mittelwerte aller Graustufenanstiege $(\Delta Grau/\Delta r)(r, z = const.)$ werden für eine radiale Testsektionshälfte bestimmt und in axialer Richtung geglättet.

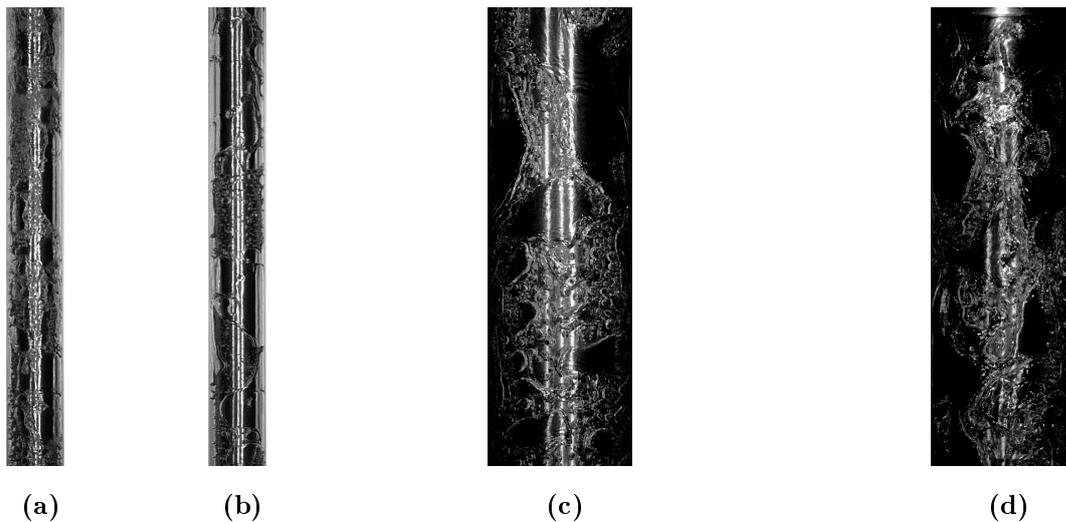
Mittlere Helligkeit bei $z=const.$:

Die Helligkeiten $Grau(r, z = const.)$ an den Pixelorten einer Testsektionshälfte werden gemittelt und in axialer Richtung geglättet.

Aximale Helligkeit bei $r=const.$:

Die Helligkeiten $Grau(z, r = const.)$ werden in axialer Richtung geglättet.

Exemplarische Ergebnisse sind in den Abbildungen 7.15 bis 7.18 für $\dot{q} = 200kW/m^2$, $\dot{m} = 500kg/(m^2s)$ und $T_U = 60K$ mit der jeweiligen Standardabweichung dargestellt. Die darin abgegrenzten Abschnitte 1 bis 5 entsprechen den Visualisierungsabschnitten 1 bis 5 in der Abbildung 7.18.



	s in mm	\dot{q} in kW/m^2	\dot{m} in $kg/(m^2s)$	T_U in K	\dot{x}_{ein}	\dot{x}_{aus}
(a)	0,5	90	380	20	-0,07	0,015
(b)	0,5	90	200	60	-0,15	0,016
(c)	1,5	30	51	20	-0,1	-0,023
(d)	1,5	40	50	50	-0,04	0,051

Abbildung 7.12: Exemplarische Visualisierungsergebnisse der Strahlen-Ring-, (a) und (b), sowie Wirbel-Ring-Strömung, (c) und (d)

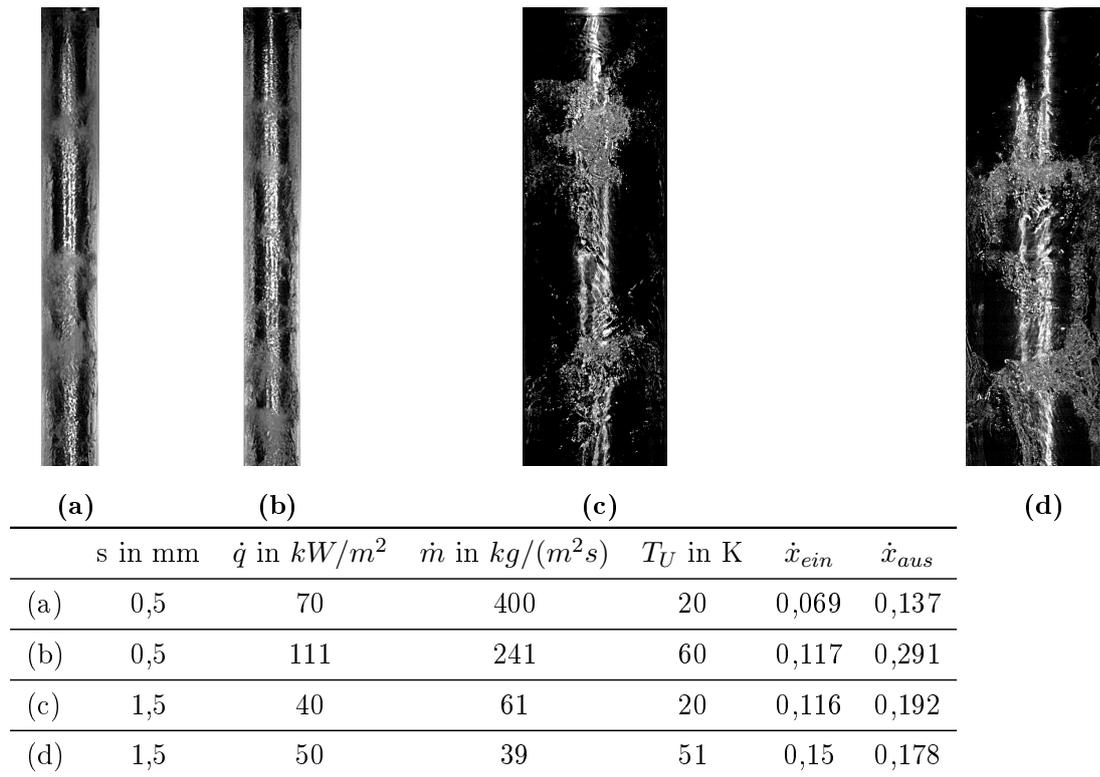


Abbildung 7.13: Exemplarische Visualisierungsergebnisse der Intermittierenden Ringströmung

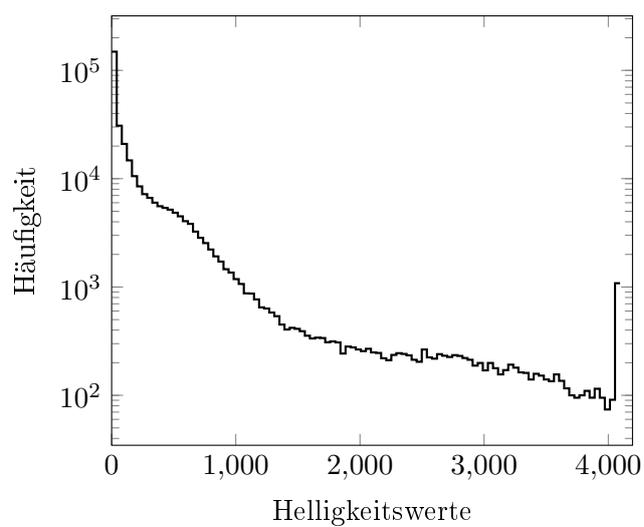


Abbildung 7.14: Häufigkeitsverteilung der Abbildung 7.5(b) zugrunde liegenden Helligkeitswerte

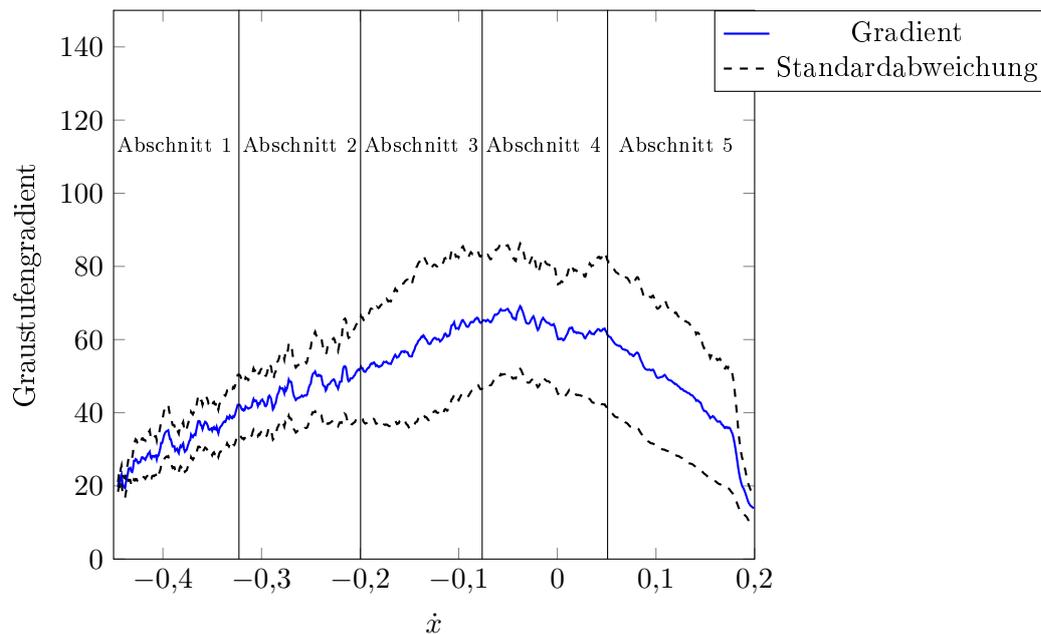


Abbildung 7.15: Zeitlich und radial (linke Kanalseite) gemittelter Graustufengradient bei $\dot{q} = 200kW/m^2$, $\dot{m} = 500kg/(m^2s)$, $T_U = 60K$, $s = 0,5mm$

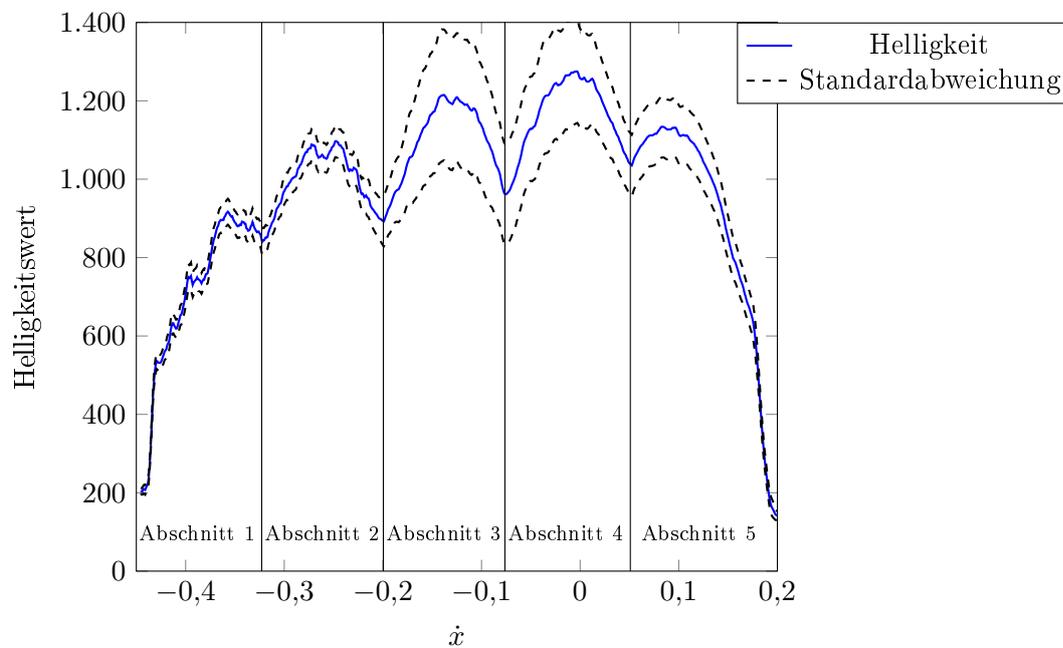


Abbildung 7.16: Zeitlich und radial (linke Kanalseite) gemittelter Graustufenwert bei $\dot{q} = 200kW/m^2$, $\dot{m} = 500kg/(m^2s)$, $T_U = 60K$, $s = 0,5mm$

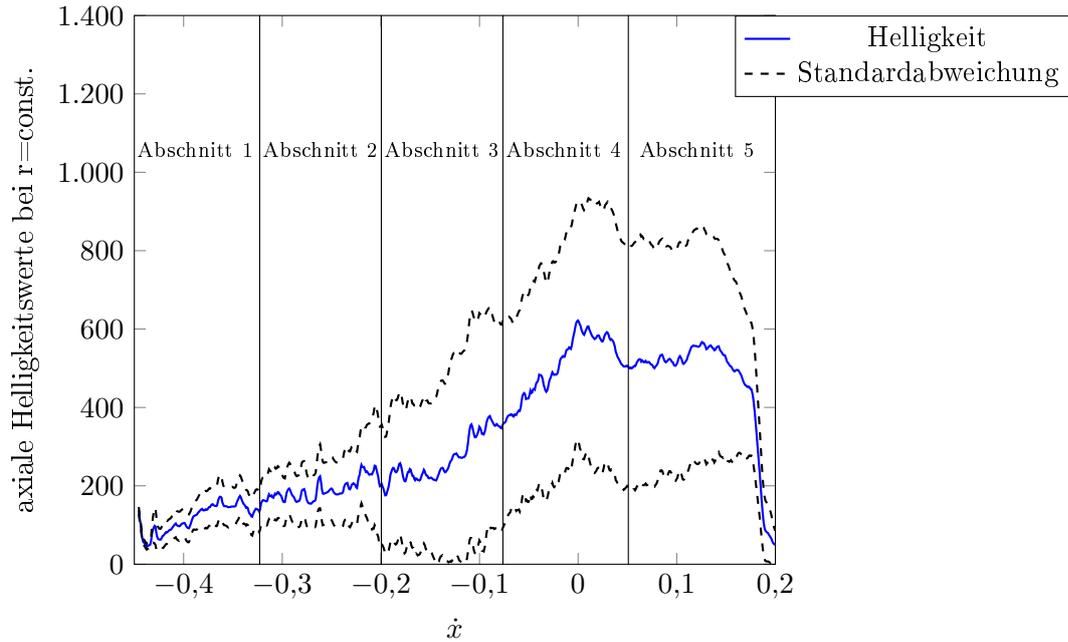


Abbildung 7.17: Axiale Helligkeit bei konstantem Radius, $\dot{q} = 200kW/m^2$, $\dot{m} = 500kg/(m^2s)$, $T_U = 60K$, $s = 0,5mm$

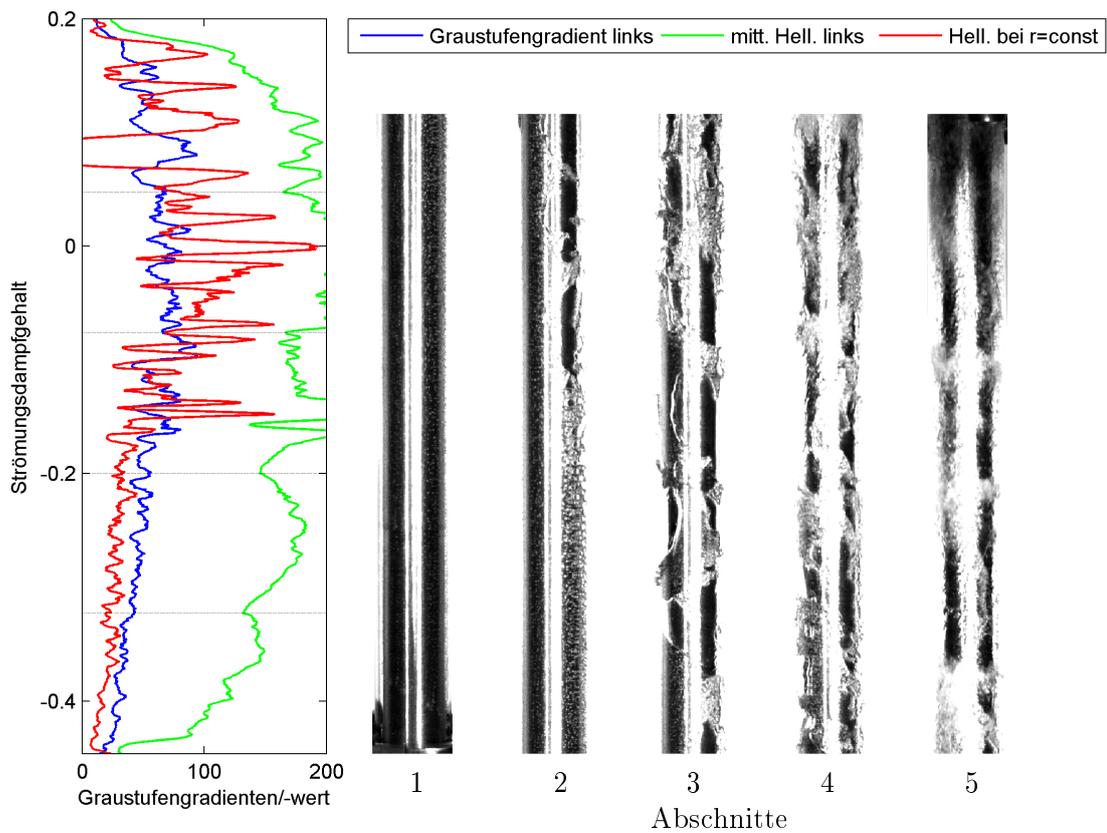


Abbildung 7.18: Strömungsvisualisierungen mit Helligkeits- und Gradientenverläufen, $\dot{q} = 200kW/m^2$, $\dot{m} = 500kg/(m^2s)$, $T_U = 60K$, $s = 0,5mm$

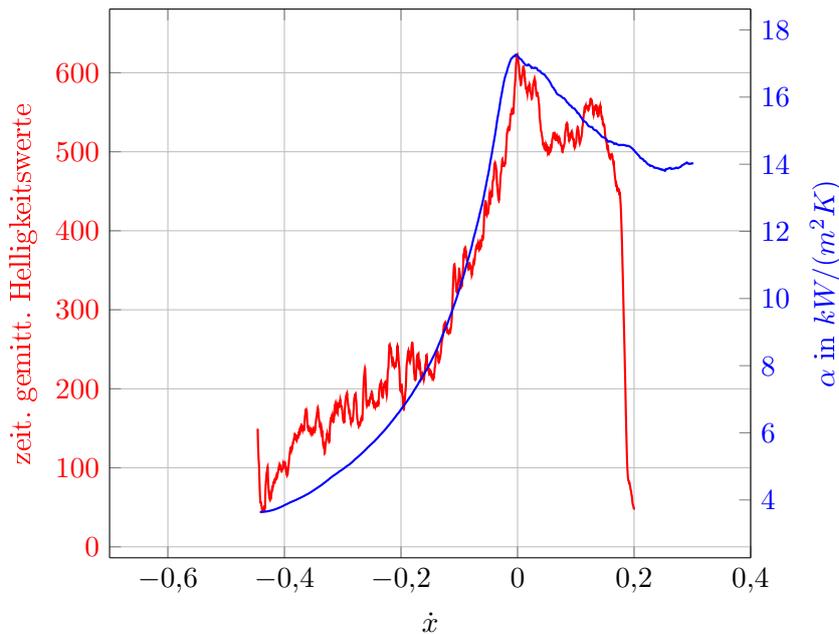


Abbildung 7.19: Vergleich des axialen Wärmeübergangskoeffizienten mit der axialen Helligkeit bei konstantem Radius, $\dot{q} = 200 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 500 \text{ kg/(m}^2 \text{ s)}$, $T_U = 60 \text{ K}$, $s = 0,5 \text{ mm}$

Abbildung 7.15: Qualitativ lässt sich aus dem Funktionsverlauf schlussfolgern, dass die Graustufenänderungen in den Abschnitten 3 und 4 maximale Werte erreichen. Jedoch sind die Differenzierungen der Funktionswerte, wie sie sich z.B. offensichtlich zum Abschnitt 1 zeigen, nicht sehr ausgeprägt, was insbesondere auf die Mittelung der radialen Pixelwerte zurückzuführen ist.

Abbildung 7.16: Die Belichtung der Pixelorte weist merkbare axiale Abhängigkeiten auf. Die jeweilige axiale Mitte des betrachteten Abschnittes wird stärker belichtet als seine axialen Ränder. Daraus resultieren die relativen Helligkeitsextrema an diesen Orten. Darüber hinaus lassen sich, wie bei den Graustufengradienten, plausible Differenzierungen des axialen Verlaufes infolge der Mittelwertbildung nicht registrieren.

Abbildung 7.17: Deutlich wird auf der betrachteten Linie $f(z, r = \text{const.})$ die ausgeprägte axiale Abhängigkeit der Graustufe. Die Helligkeit der Pixelorte erreicht in den Abschnitten 4 und 5 nahezu dreifach höhere Werte als in den Abschnitten 1 und 2.

Abbildung 7.18: Diese lokale Differenziertheit der Werte $\text{grau}(z, r = \text{const.})$ wird im Vergleich zu den Mittelwerten der Helligkeit und des Graustufengradienten offenbar, wobei in dieser Abbildung darüber hinaus die zugrundeliegenden Visualisierungsergebnisse dargestellt sind.

Die in der Abbildung 7.18 deutlich werdenden Funktionsextrema haben Einfluss auf die Beiträge der Standardabweichung in der Abbildung 7.17. Diese nehmen zu mit wachsendem Strömungsdampfgehalt und sind ein Maß für die zeitliche Varianz der ermittelten Helligkeiten der Pixelorte. Sieht man von dieser zeitlichen Varianz des Visualisierungsergebnisses ab, dann lassen sich bemerkenswerte qualitative Übereinstimmungen zwischen den axialen Verläufen der Pixelhelligkeit und des im Wesentlichen zeitlich stabilen Wärmeübergangskoeffizienten feststellen, Abbildung 7.19. Dies ist physikalisch plausibel, da die Pixelhelligkeiten ein Maß für die Größe der Phasengrenzflächen sind. Große Phasengrenzflächen wiederum erhöhen den Stoff- und Wärmeübergang und damit den Wärmeübergangskoeffizienten. Die deutlichsten Unterschiede zwischen dem Verlauf $\alpha(\hat{x})$ und dem Helligkeitsverlauf $\text{grau}(z, r = \text{const.})$ sind dessen enorme Größenauslässe. Sie müssen vor allem auf die Zunahme der Phasengrenzfläche durch spontanes Sieden von Flüssigkeitsclustern und ihre verzögerungs- und dämpfungsfreie Registrierung mit der Visualisierungsaufnahmetechnik zurückgeführt werden. Die in der Folge des spontanen Siedens entstehenden Flüssigkeits-Dampf-Wolken weisen genau diese großen Phasengrenzflächen auf. In Abbildung 7.18 wandern sie als Helligkeitsgrößenauslässe mit der Wolkengeschwindigkeit

keit stromabwärts, wodurch eine objektive Methode zur systematischen Analyse der Frequenzen von Flüssigkeits-Dampf-Wolken bzw. Wiederbenetzungen in Abhängigkeit der Parameter \dot{q} , \dot{m} , T_U , \dot{x} und s gegeben ist. Der im Vergleich zu diesen ausgeprägten Helligkeitsspitzen zeitlich relativ stabile Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten wird durch die energetisch puffernde Wirkung der heizenden Wand verursacht. Ihre Reaktionszeit ist praktisch unendlich groß in Bezug auf die Zeit der Signalübertragung des Visualisierungsverfahrens.

Die Abbildung 7.19 zeigt das enorme Potential der Graustufenanalyse. Ihre Weiterentwicklung als verzögerungs-, berührungs-, und rückwirkungsfreie sowie lokal und zeitlich kontinuierliche Messmethode zur Ermittlung des Wärmeübergangs in Zweiphasenströmungen sollte überprüft werden.

7.4 Strömungsformen und Wärmeübergangskoeffizient

Die beobachteten Strömungsformen Blasenströmung (isolierte (IB) und koaleszierende (KB)), Pfropfenströmung (P), Strähnen-Ring- (SR) und Wirbel-Ring-Strömung (WR) sowie intermittierende Ringströmung (IMR) beeinflussen den axialen Wärmeübergangskoeffizienten im Miniaturkanal. Insofern sind die Strömungsregimekarten, die die axialen Bereiche der Strömungsstrukturen angeben, von Bedeutung.

7.4.1 Lokalisierung der Strömungsformen

Bemerkenswert ist der relativ kleine Einfluss der Wärmestromdichte auf die örtliche Lage der Strömungsformen im Kanal. Daher werden im folgenden die ermittelten Regimekarten in Darstellungen $\dot{m}(\dot{x})$ präsentiert, siehe die Abbildung 7.20.

Die punktierten Linien verbinden die Werte des thermodynamischen Strömungsdampfgehaltes am Ein- und Austritt des Kanal, ermittelt mit den Energiebilanzen (3.12) und (3.13). Man erkennt das plausible Absinken dieser Rechenwerte am Kanaleintritt (als Maß für die zunehmende Distanz zu jenem axialem Ort im Kanal, an dem sich im Mittel die Sättigungsenthalpie des Testfluides einstellt) mit zunehmender Unterkühlungseintrittstemperatur ($\dot{x}_{ein} \cong -0,15..-0,4$). Sie beeinflusst maßgeblich die lokale Lage und axiale Ausdehnung der Strömungsform im Kanal.

In allen Karten wird deutlich, dass sich mit steigenden T_U -Werten die \dot{x} -Bereiche des IMR-Regimes im allgemeinen verkleinern. Demgegenüber vergrößern sich die Bereiche aller anderen Strömungsformen bei zunehmender Eintrittsunterkühlung des Testmediums. Besonders prägt sich dieser Trend in den IB- und SR-Regimen der Testsektion $s=0,5\text{mm}$ aus, siehe Abbildungen 7.20(a), 7.20(c) und 7.20(e). So steigt der \dot{x} -Bereich des SR-Regimes bei T_U -Zunahme von 20K auf 60K um den zwei- bis dreifachen Wert an. Noch stärker sind die Auswirkungen der T_U -Varianz beim IB. Bei kleiner Unterkühlungstemperatur (20K) bildet sich praktisch keine IB aus, die Koaleszenzprozesse beginnen unmittelbar nach der Blaseninitialisierung, Abbildung 7.20(a). Steigt T_U auf 60K Abbildung 7.20(e), dann etabliert sich das IB-Regime in einem ähnlich großen \dot{x} -Bereich wie jener des SR-Regimes. Dieser Trend ist aufschlussreich für Eintrittstemperaturen, die durch die Umgebung vorgegeben und wesentlich kleiner als die druckabhängige Siedetemperatur der zu verdampfenden Flüssigkeit sind. Wie im Vergleich der Abbildungen 7.20(a) und 7.20(e) demonstriert, werden sich unter solchen Betriebsbedingungen in ähnlich dimensionierten Kanälen die IB- und SR-Regime in relativ großen \dot{x} -Bereichen einstellen und anders, als unter den hier eingestellten Versuchsbedingungen nehmen die Heizflächen der einphasigen Strömung dann einen merklichen axialen Bereich ein.

Bei wesentlich kleineren Massenstromdichten werden die beschriebenen grundsätzlichen Regimelagen und -verteilungen in der größeren Testsektion bestätigt, Abbildungen 7.20(b), 7.20(d) und 7.20(f). Bemerkenswert dabei ist der mit T_U zunehmende \dot{x} -Bereich des KB-Regimes. Bei $T_U = 50\text{K}$, Abbildung 7.20(f), nehmen bis auf den kleineren P-Bereich alle präsenten Regime einen etwa gleich großen \dot{x} -Bereich ein.

7 Strömungsformen und Wärmeübergang

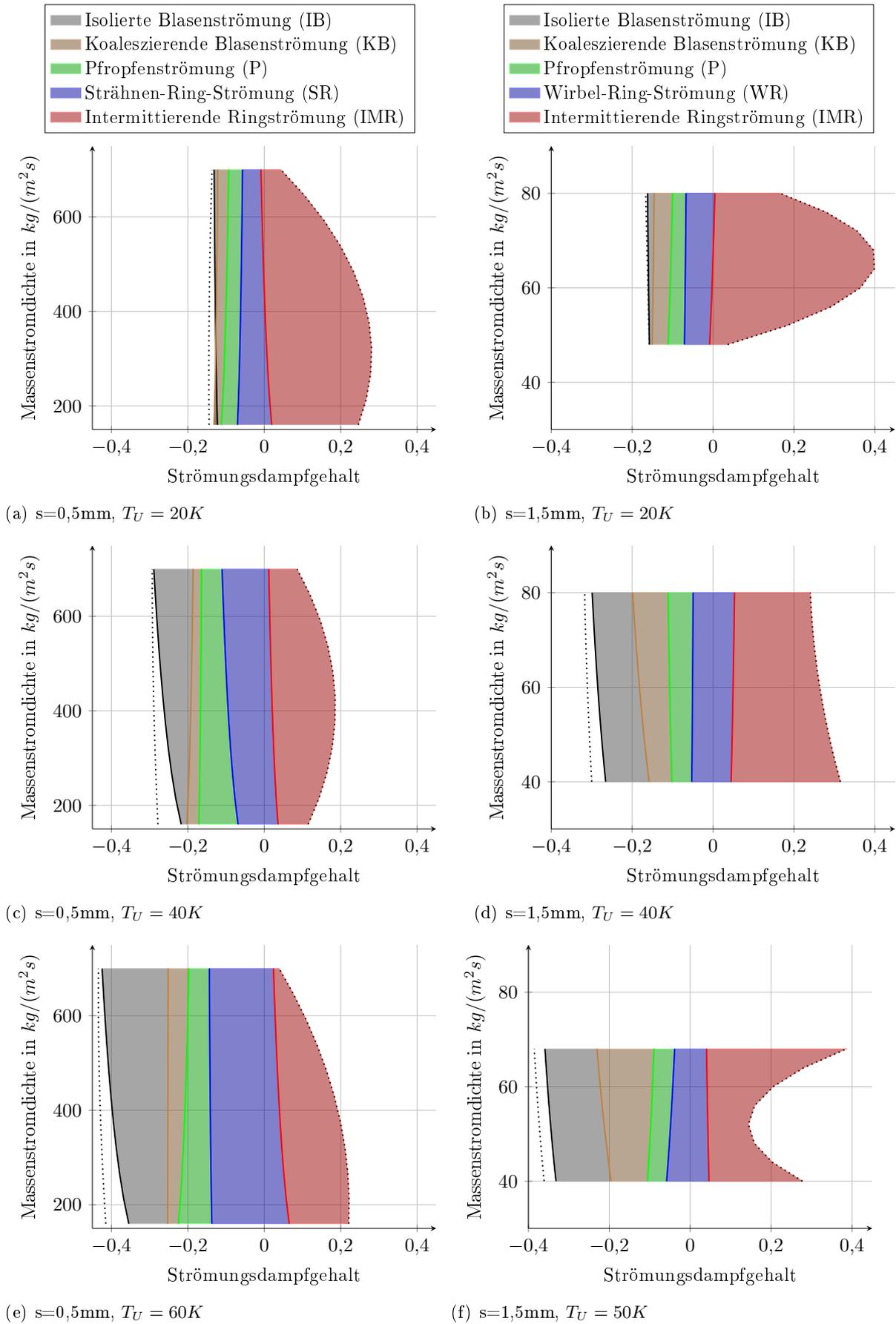


Abbildung 7.20: Strömungskarten

Tabelle 7.1: Koeffizienten für die Bestimmung der Siederegimeübergänge gemäß Gleichung (7.1)

T_U in K	Regime- übergang	s=1,5mm		s=0,5mm	
		k_1	k_2	k_1	k_2
20	ONB	-0,0090	-0,1226	-0,0059	-0,0928
	IB/KB	0,0093	-0,1862	0,0066	-0,1651
	KB/P	0,0219	-0,1960	0,0130	-0,1781
	P/WR bzw. P/SR	0,0077	-0,1004	0,0089	-0,1155
	WR/IMR bzw. SR/IMR	0,0252	-0,1061	-0,0190	0,1164
40	ONB	-0,0480	-0,0875	-0,0486	0,0292
	IB/KB	-0,0590	0,0584	0,0112	-0,2598
	KB/P	-0,0140	-0,0520	0,0047	-0,195
	P/WR bzw. P/SR	0,0047	-0,0701	-0,0280	0,0751
	WR/IMR bzw. SR/IMR	0,0122	-0,0004	-0,016	0,1191
50/60	ONB	-0,0510	-0,1432	-0,0473	-0,1146
	IB/KB	-0,0660	0,0465	0,0010	-0,2582
	KB/P	0,0301	-0,2163	0,0186	-0,3190
	P/WR bzw. P/SR	0,0373	-0,1960	-0,0040	-0,1144
	WR/IMR bzw. SR/IMR	-0,0110	0,0887	-0,028	0,2070

Wesentlich für alle Karten der Abbildung 7.20 ist die Feststellung, dass sich die Formen IB, KB und P sämtlich im bilanzmäßig negativen \dot{x} -Bereich ausbilden und die IMR sich ausschließlich bei $\dot{x} > 0$ etabliert. Die SR und die WR werden stets bei und in der Umgebung von $\dot{x} = 0$ registriert. Das heißt, jene maximalen α -Werte, die bei $\dot{x} \approx 0$ ermittelt werden, stellen sich durch die Prozesse dieser speziellen Strömungsformen ein.

Die lokalen Grenzen der einzelnen Strömungsformen werden durch Korrelationen der allgemeinen Form, Gleichung (7.1), beschrieben. Diese Korrelationen werden den jeweiligen Unterkühlungstemperaturen und charakteristischen Längen zugeordnet. Die jeweiligen Koeffizienten sind in der Tabelle 7.1 enthalten.

$$\dot{x}_{\text{Übergang}} = k_1 \ln(\dot{m}) + k_2 \quad (7.1)$$

Somit können die im Kapitel 6 vorgenommenen Modellierungen in einer physikalisch begründeteren Vorgehensweise fortgesetzt werden.

7.4.2 Regimeinterne Trends

Überlagert man exemplarisch (s=0,5mm) die Strömungsregimekarte 7.20(e) mit dem Verlauf des axialen Wärmeübergangskoeffizienten aus der Abbildung 7.19, so erkennt man in der Abbildung 7.21 zunächst die unterschiedlichen Strömungsdampfgehalte der IR- und HV-Testsektionen am jeweiligen Kanalaustritt, siehe Kapitel 3.1. Darüber hinaus werden die folgenden Zusammenhänge deutlich.

IB Mit ihrem Einsetzen intensiviert sich der Wärmeübergang zunehmend, ausgehend von kleinen Anstiegen $d\alpha/d\dot{x}$ im Bereich der Initialfront.

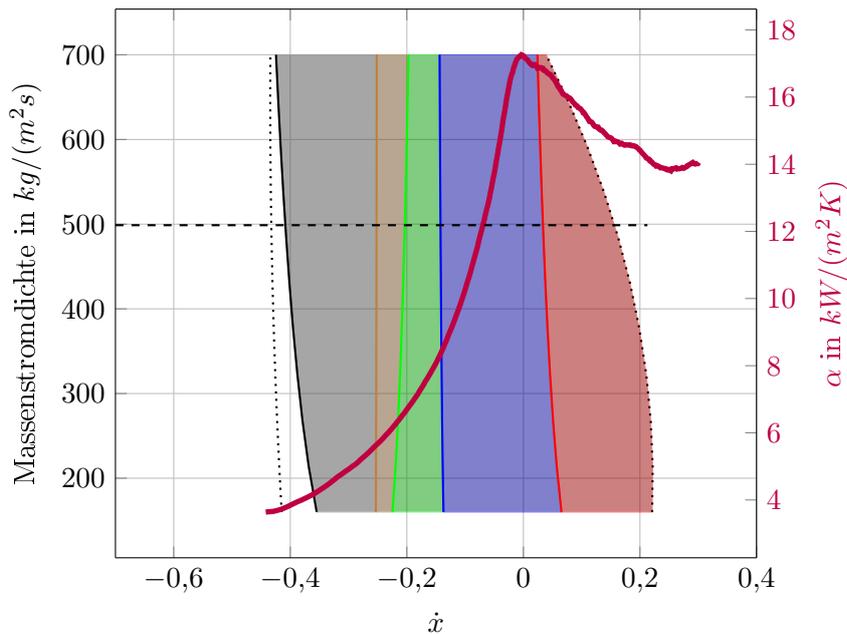


Abbildung 7.21: Überlagerung von Strömungsregimekarte und Wärmeübergangskoeffizient, $\dot{q} = 200 \text{ kW/m}^2$, $\dot{m} = 500 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$, $T_U = 60 \text{ K}$, $s = 0,5 \text{ mm}$

KB, P Die Zunahme des Anstiegs $d\alpha/d\dot{x}$ setzt sich stetig fort, der qualitative funktionelle Zusammenhang des Anstiegs $d\alpha/d\dot{x}$ bleibt erhalten. Obwohl die energetische Distanz zum Sättigungszustand $\dot{x} = 0$ gemäß Energiebilanz mit $\dot{x} \approx -0,16$ noch beträchtlich ist, wird im P-Regime mit ca. $8600 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ bereits ein gut doppelt so großer Wert als bei der einphasigen Strömung, ca. $3750 \text{ W/(m}^2\text{K)}$, erreicht. Diese Messergebnisse der IR-Methode werden qualitativ zum einen durch die Graustufenanalyse, Kapitel 7.3 gestützt. Zum anderen sind sie der Beweis für die sich in den Strukturen IB, KB und P von Regime zu Regime gleitend verstärkenden Phasenwandlungsprozesse.

SR An der Regimegrenze P-SR zeigen die Visualisierungen im Ergebnis der Pfropfenströmung einen weitgehend geschlossenen flüssigen Wandfilm und relativ große Dampfblasen, die durch Flüssigkeitsräume in der Kanalmitte getrennt sind. In diesen Räumen sind wie auch im Wandfilm viele kleine Dampfblasen zu erkennen.

Im weiteren Verdampfungsverlauf der SR zerfallen diese Flüssigkeitscluster in viele kleine und richten sich phasenweise radial aus. Diese visuellen Beobachtungen lassen im Rahmen eines Deutungsansatzes für die ablaufenden Prozesse auf das Einsetzen eines spontanen Siedens in der Flüssigkeit schließen. Flüssigkeitszustände $T_{fl} > T_S(p)$ und Initialprozesse (lokale Druckschwankungen in der Flüssigkeit, Keime) lösen solche Phasenwandlungen aus. Das Zerreißen anfangs zusammenhängender Flüssigkeitsräume mit zum Teil radialer Ausrichtung von vorübergehend sich bildenden kleineren Clustern ist vorstellungsgemäß die makroskopische Folge vieler kleiner Blasenexpansionen mit ggf. hohen anfänglichen Blasen-Wachstumsgeschwindigkeiten. Im Ergebnis dieser enormen Verstärkung des Verdampfungsprozesses steigen die Wärmeübergangskoeffizienten weiter an. Bei $\dot{x} \approx 0$ erreichen sie jedoch ein Maximum, nachdem bereits bei $\dot{x} \approx -0,05$ ein Wendepunkt der Funktion $\alpha(\dot{x})$ durchlaufen wird. Im weiteren Verdampfungsverlauf stellt man unter den gegebenen Versuchsbedingungen noch im SR-Regime sinkende Wärmeübergangskoeffizienten fest. Die physikalische Deutung dieses Trendwechsels beruht auf der visuellen Beobachtung lokaler Wandaustrocknungen, die makroskopisch Wandtemperaturzunahmen und gemäß der Bestimmungsgleichung (3.7) Abnahmen des Wärmeübergangskoeffizienten bewirken.

Wiederum im Rahmen des Versuches einer Erklärung des zugrundeliegenden Prozesses soll die Übergangssituation SR-IMR betrachtet werden. Die Pfropfenströmung hinterlässt neben den Wandfilmen im wesentlichen zwei bestimmende Strukturen: die Kolbenblasenstruktur und die

Strahlenstruktur der Flüssigkeit (geometrisch erzwungen durch den engen 0,5mm Ringspalt) zwischen den Dampfkräusen. Die Kolbenblasenstruktur führt im Verdampfungsverlauf der SR zur lokal begrenzten Ringströmungsstruktur. Die intensive Verdampfung der Flüssigkeitsstrahlen erzeugt Flüssigkeits-Dampf-Wolken, die im Unterschied zu den Ringströmungsstrukturen zumindest in der ersten Phase ihrer Entstehung noch ein relevantes Flüssigkeitsreservoir im Sinne der Wandkühlung aufweisen. Beide Strukturen bewegen sich stromabwärts und zwar mit stetig wachsender Geschwindigkeit im Verdampfungsverlauf. Die an der Wand lokal aufgeprägte Wärmestromdichte führt in der zeitlichen Phase der Existenz der Ringströmungsstruktur bei dünnem Wandfilm und zunehmend bei fortgeschrittenem Verdampfungsprozess zu Wandaustrocknungen (partielle Dryouts). Das Eintreffen der aus den Flüssigkeitsräumen entstandenen Flüssigkeits-Dampf-Wolken entscheidet nun über die Auswirkung der partiellen Dryouts auf die Wandtemperatur. Wechseln sich die Ringsströmungsstrukturen und die wiederbenetzenden Wolken in schneller Folge ab (große Frequenz des Durchgangs dieser Strukturen am betrachteten Ort), dann werden partielle Dryouts weniger stark die Wandtemperatur anheben und der Wärmeübergangskoeffizient wird weniger ausgeprägt absinken. Diese Tendenz wird sich insbesondere bei großen Massenstromdichten und nicht zu großen Wärmestromdichten einstellen.

IMR Die sich in der SR gebildeten Strukturen bestimmen den Wärmeübergang. Ringströmungsstrukturen und Flüssigkeits-Dampf-Wolken kühlen in wechselnder Folge die Heizfläche, so dass man von **intermittierender Ringströmung** sprechen kann. Das Verhältnis von Wärme- und Massenstromdichte, also letztlich die Bo-Zahl bestimmen die Auswirkungen von partiellen Dryouts in den Ringströmungsstrukturen auf den Verlauf des axialen Wärmeübergangskoeffizienten. Existieren diese Strukturen jeweils relativ lange, bevor die Wiederbenetzung der heizenden Wand durch die Wolken erfolgt, dann wachsen, von den lokalen Siedekeimen ausgehend, austrocknende Wandflächen zusammen und hinterlassen ein Wandfilmmetz. Dies führt zu entsprechenden Abnahmen des Wärmeübergangskoeffizienten, die sich bei gegebener Massenstromdichte mit zunehmender Wärmestromdichte registrieren lassen, siehe Kapitel 7.4.3.

In diesem Kapitel werden Trends IR-bestimmter Wärmeübergangskoeffizienten regimebezogen unter Nutzung der DoE-Methode und visualisierungstechnisch ermittelter Strömungsregimekarten präsentiert und korreliert.

7.4.3 Regimeinterne Modellierung

Die im Kapitel 6 für $s=0,5\text{mm}$ erzielten Untersuchungsergebnisse gehen von den Verdampfungs-Bereichsunterteilungen $\dot{x} < 0$, $\dot{x} \approx 0$ und $\dot{x} > 0$ aus. Die vorliegenden Visualisierungsergebnisse ermöglichen nun die Zuordnung der ermittelten Strömungsformen zu den \dot{x} -Bereichen des Kapitels 6. In diesen Bereichen treten folgende Formen der Zweiphasenströmung in Abhängigkeit von der Unterkühlungseintrittstemperatur auf:

$\dot{x} < 0$: IB, KB, P und bereichsweise SR bzw. WR

$\dot{x} \approx 0$ und $\dot{x} > 0$: SR bzw. WR und IMR.

Das heißt, die Einteilungen des Verdampferkanals in $\dot{x} < 0$, $\dot{x} \approx 0$ und $\dot{x} > 0$ enthalten zum Teil mehrere Strömungsformen bzw. trennen Regime-Bereiche auf. Insofern ist die Kanalunterteilung des Kapitels 6 ein erster Schritt zur Trendanalyse des Wärmeübergangs in der Testsektion. Die wesentlichen Ergebnisse dieses ersten Schrittes der Prozessanalyse sind in der Abbildung 6.30 zusammengefasst. Hinsichtlich der Einflussgrößen \dot{m} , \dot{q} und T_U findet man darin diese grundsätzlichen Tendenzen:

\dot{m} : Im Bereich $\dot{x} < 0$ und im Gebiet $\dot{x} \approx 0$ ist der Einfluss auf α schwach ausgeprägt. Der Einfluss vom \dot{m} auf α steigt im Bereich $\dot{x} > 0$.

\dot{q} : Bis auf die Ergebnisse der Voruntersuchungen und des linearen Modell 2. Ordnung, die abnehmende α -Werte mit wachsenden Wärmestromdichten bei $\dot{x} \approx 0$ und $\dot{x} > 0$ ausweisen, enthalten die übrigen Analysewerte ohne größere Differenzierung in allen \dot{x} -Bereichen den Trend zunehmender α -Werte mit ansteigenden \dot{q} -Werten.

Tabelle 7.2: Globale Wärmeübergangskoeffizienten in $W/(m^2K)$ für die jeweiligen Siederegime

s in mm	$\bar{\alpha}(IB)$	$\bar{\alpha}(KB)$	$\bar{\alpha}(P)$	$\bar{\alpha}(SR)$	$\bar{\alpha}(WR)$	$\bar{\alpha}(IMR)$
0,5	3597	4247	5639	8947		15494
1,5	1348	2040	3311		4934	4136

T_U : Die Tendenz sinkender α -Werte mit steigenden Eintrittsunterkühlungen des Testmediums im Bereich $\dot{x} < 0$ schwächt sich in den beiden anderen Gebieten $\dot{x} \approx 0$ und $\dot{x} > 0$ ab und kehrt sich schwach ausgeprägt fallweise (Erste Untersuchungen, $\dot{x} > 0$) auch um.

Einbeziehung von \dot{x} als Einflussgröße und globale Analyse über alle \dot{x} : Der Wärmeübergangskoeffizient ist stark abhängig vom Strömungsdampfgehalt, ausgeprägt von der Massenstromdichte und schwach von der Wärmestromdichte.

Diese Trends haben sicherlich Relevanz im Sinne des oben erwähnten Schrittes. Sie werfen jedoch insbesondere im Zusammenhang mit dem \dot{q} -Einfluss und der Global-Modellierung unter Nutzung der zusätzlichen Einflussgröße \dot{x} Fragen auf, deren Beantwortung sich bei Beibehaltung der Grobeinteilung des Kapitels 6 schwierig gestaltet.

Daher wird, physikalisch fundiert, ein zweiter Schritt der Trendanalyse des Wärmeübergangs in der Zweiphasenströmung unternommen. Unter Nutzung der Visualisierungsergebnisse werden die Bereiche $\dot{x} < 0$, $\dot{x} \approx 0$ und $\dot{x} > 0$ durch die ermittelten \dot{x} -Bereiche der Strömungsformen IB, KB, P, SR bzw. WR und IMR ersetzt, siehe Gleichung (7.1). Mit diesem Vorgehen sollten sich die physikalischen Plausibilitäten der Trends weiter verbessern. Denn die Klassifizierung der Strömungsformen verbindet sich im Allgemeinen mit einer solchen des Wärmeübergangs. Wie bei vielen anderen Fällen (z.B. Rohrströmung: laminare Strömungsform - turbulente Strömungsform) müssen daher auch der Modellierung des Wärmeübergangs im Verdampferkanal die Strukturen der Zweiphasenströmung zugrunde gelegt werden, um physikalische Fundiertheit des Vorgehens zu erreichen.

In Gegenüberstellung zur Abbildung 6.30 sind in diesem Sinne die Trends in der Abbildung 7.23 für $s=0,5\text{mm}$ regimeintern aufgetragen. Das heißt, die bereits im Kapitel 6 verwendeten IR-Daten werden mit der DoE-Methode in den Bereichen der visualisierungstechnisch ermittelten Strömungsstrukturen IB, KB, P, SR bzw. WR und IMR verarbeitet. Die Ergebnisse werden gemeinsam in der Abbildung 7.23 präsentiert, wobei neben den Einflussgrößen \dot{q} , \dot{m} und T_U grundsätzlich auch der Strömungsdampfgehalt berücksichtigt ist. Daher ändert der \dot{x} -Bereich von Strömungsform zu Strömungsform seine Zahlenwerte gemäß des Verdampfungsverlaufes hin zu wachsenden \dot{x} -Werten. Auch die Stufenabstände der anderen Einflussgrößen variieren ggf. in Abhängigkeit der Strömungskarten, Abbildung 7.20.

Die globalen $\bar{\alpha}$ -Werte der jeweiligen Strömungsform für die experimentell untersuchten Intervalle der Einflussgrößen sind in der Tabelle 7.2 eingetragen.

Im Vergleich zur Abbildung 6.30 erkennt man die geordneten systematischen Abhängigkeiten. Diese Ordnung wird durch die Modellierung in den jeweiligen Strömungsformen erreicht und man gelangt umgehend zu einigen wesentlichen Feststellungen. Die Unterschiede zwischen den globalen Mittelwerten der Strömungsformen IB, KB und P sind relativ klein. Variationen von \dot{m} und auch T_U verändern diese Mittelwerte nur relativ wenig (<20%). Größeren Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten, aber auf einem noch relativ kleinem Niveau, haben in diesen Formen die Wärmestromdichte und der Strömungsdampfgehalt. Diese Einflüsse steigen im Allgemeinen (ausgenommen \dot{x} in KB) mit der Formenevolution IB über KB bis P. Der Trend beinhaltet steigende Wärmeübergangskoeffizienten mit zunehmenden \dot{q} bzw. \dot{x} . In der SR steigt der globale Mittelwert merklich an und die bisherigen Trends ändern sich praktisch nicht. Die Einflussnahmen von \dot{m} und T_U auf α sind relativ klein. Demgegenüber ist α verhältnismäßig stark von \dot{q} und \dot{x} abhängig. Und zwar in der bereits genannten Weise: zunehmende \dot{q} bzw. \dot{x} vergrößern erheblich den axialen Wärmeübergangskoeffizienten im überstrichenen Stufenbereich der

jeweiligen Einflussgröße. Im IMR-Regime sind erhebliche Trendänderungen festzustellen. Beim systematischen Steigen des globalen Mittelwerts werden $15667\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ erreicht, ein Wert, der nahezu doppelt so groß ist als jener im SR-Regime und das Vierfache des Globalwerts im IB beträgt. Der T_U -Einfluss bleibt, wenn auch mit einem Trendwechsel, weiterhin relativ klein. Auch der starke \dot{x} -Einfluss, der sich bei relativer Betrachtung durch alle Strömungsformen zieht, wirkt sich im IMR-Regime aus: Die α -Werte werden im überstrichenen \dot{x} -Bereich von ≈ 0 bis $0,74$ mehr als verdoppelt. Bemerkenswerte Trendänderungen vollziehen sich in der IMR durch die Einflussgrößen \dot{m} und \dot{q} . Hatte die Massenstromdichte in allen vorangegangenen Strömungsformen nur relativ wenig Einfluss auf den $\bar{\alpha}$ -Wert, so ändert sich dies in der IMR beträchtlich. Im überstrichenen \dot{m} -Intervall werden die $\bar{\alpha}$ -Werte bei \dot{m} -Zunahme mehr als verdreifacht. Die Einflussnahme von \dot{q} auf $\bar{\alpha}$ ändert den grundsätzlichen Trend. Führt diese Einflussnahme in den stromaufwärts etablierten Strömungsformen mit zunehmenden \dot{q} -Werten stets zu steigenden Wärmeübergangskoeffizienten, so kehrt sich im IMR dieser Trend um. Im überstrichenen \dot{q} -Bereich halbieren sich die $\bar{\alpha}$ -Werte nahezu. Solche $\bar{\alpha}$ -Abnahmen sind prägnant bereits bei der Analyse der Durchmesserabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten im Kapitel 6.4 registriert worden.

Die Korrelation der Trends in den identifizierten Strömungsformen erfolgt bei Vernachlässigung der Drei- und Vierfachwechselwirkungen mit dem allgemeinen linearen Ansatz (7.2),

$$\alpha_{\text{Regime}} = c_0 + c_1\dot{m} + c_2\dot{q} + c_3T_U + c_4\dot{x} + c_5\dot{m}\dot{q} + c_6\dot{m}T_U + c_7\dot{m}\dot{x} + c_8\dot{q}T_U + \dots \quad (7.2)$$

$$\dots + c_9\dot{q}\dot{x} + c_{10}T_U\dot{x} + c_{11}\dot{m}^2 + c_{12}\dot{q}^2 + c_{13}T_U^2 + c_{14}\dot{x}^2,$$

in dem, wie im Kapitel 6 erwähnt, die Einflussgrößen unter Nutzung des Stufenmittelwertes zwischen -1 und 1 normiert worden sind. Alle Koeffizienten c_i , $i=1..14$ und die Konstante c_0 haben somit die Einheit $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$. In der Tabelle 7.3 sind die Koeffizienten der Effektterme und die Standardabweichungen der Modelle angegeben. Die Reduzierung der Anzahl der Terme in der Gleichung (7.2) unter Nutzung der Software VisualXSel führt auf die Werte der Tabelle 7.4, in denen die Nullen nicht signifikante Terme der allgemeinen Gleichung (7.2) repräsentieren.

Die Verwendung der linearen Ansätze 1. und 2.Ordnung, Gleichungen (6.6), (6.7), (6.9) und (7.2) in der Arbeit zur Beschreibung der Messwerte beschränkt angesichts der charakteristischen $\alpha(\dot{x})$ -Verläufe, wie z.B in Abbildung 6.2, die Präzision der ermittelten Korrelationsgleichungen. Es sollte daher künftig möglich sein, auf dem hier beschriebenen Weg mit geeigneteren mathematischen Ansätzen zu präziseren Modellgleichungen zu gelangen.

Die Experimente in der Testsektion $s=1,5\text{mm}$ mussten aus objektiven Gründen, siehe Kapitel 4.1, bei wesentlich kleineren \dot{m} - und \dot{q} -Werten durchgeführt werden. Der im Vergleich zur Testsektion $s=0,5\text{mm}$ experimentell überstrichene Arbeitsbereich ist daher merklich kleiner, siehe Abbildung 6.37. Damit werden kleinere Stufenabstände realisiert und die Aussagekraft der Ergebnisse auf den untersuchten Parameterraum beschränkt. Die gleichermaßen für $s=1,5\text{mm}$ durchgeführten Trendanalysen in den Regimen IB, KB, P, WR und IMR führen in den überstrichenen Parameterbereichen auf vergleichsweise merklich kleinere mittlere Wärmeübergangskoeffizienten, die sich auch nicht ganz so systematisch im Verdampfungsverlauf staffeln wie bei der Testsektion $s=0,5\text{mm}$, siehe Tabelle 7.2.

Die Einflussnahme der Massenstromdichte und Unterkühlungseintrittstemperatur auf den Wärmeübergangskoeffizienten ist praktisch bei allen Strömungsformen klein, siehe Abbildung 7.24. Zunehmende Wärmestromdichten lassen in allen Formen den Wärmeübergangskoeffizienten ansteigen, auch in der IMR. Im Verlauf der Formenevolution hat der wachsende Strömungsdampfgehalt zunächst verstärkende Wirkung auf den Wärmeübergangskoeffizienten. In den WR- und IMR-Regimen kehrt sich dieser Trend um, mit zunehmendem \dot{x} sinkt der Wärmeübergangskoeffizient.

Sämtliche Analyseergebnisse der Testsektion $s=1,5\text{mm}$ sind zur Ermittlung der Koeffizienten der Gleichung (7.2) verwendet worden. In den Tabellen 7.3 und 7.4 sind die Zahlenwerte der

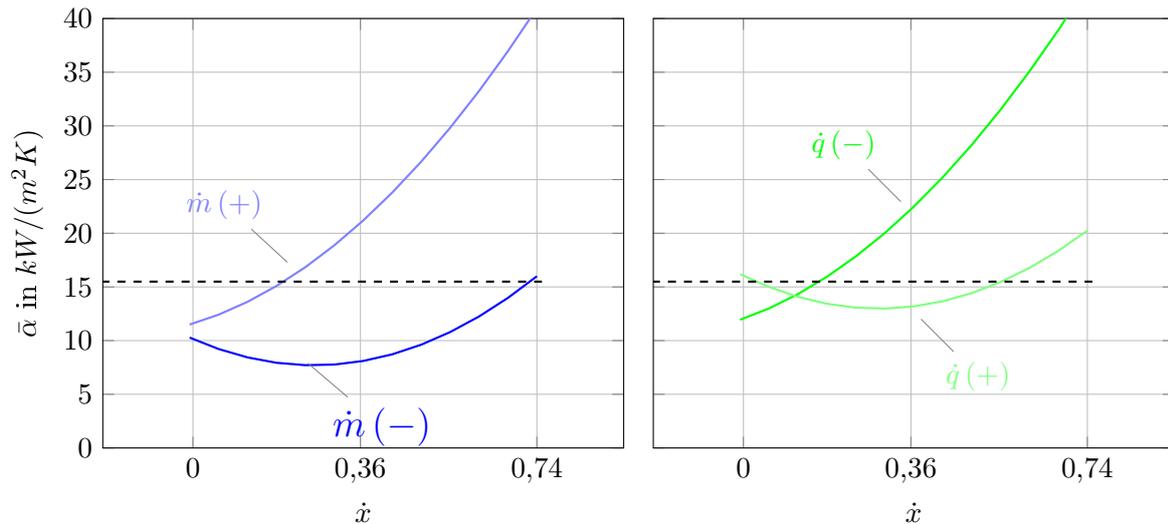


Abbildung 7.22: Exemplarische Wechselwirkungen in der IMR, $s=0,5\text{mm}$, lineares Modell 2.Ordnung

Koeffizienten und die Standardabweichungen der Modelle enthalten.

Die mit der Software VisualXSel ermittelten Wechselwirkungseffekte sind exemplarisch für $s=0,5\text{mm}$ und das IMR-Regime in der Abbildung 7.22 dargestellt. Es bestätigten sich die grundsätzlichen experimentellen Erfahrungen der Arbeit: steigende Strömungsdampfgehalte haben zunehmende Wärmeübergangskoeffizienten bei den Stufenwerten $\dot{m}(+)$ und $\dot{q}(-)$ zur Folge. Demgegenüber führen die Stufenwerte $\dot{m}(-)$ und $\dot{q}(+)$ zu wechselnden Trends, die bei Strömungsdampfgehalten $0 < \dot{x} < 0,25$ auch zu sinkenden $\bar{\alpha}(\dot{x})$ -Werten führen.

Insgesamt ist bei hinreichend großen Parameterbereichen (siehe die Ergebnisse der Testsektion $s=0,5\text{mm}$) festzustellen, dass die Analyse des Wärmeübergangs in der Zweiphasenströmung die detaillierte Kenntnis der Strömungsformen und ihre Lokalisierung voraussetzt. Sie sind die Grundlagen für die Identifizierung der entsprechenden Bereiche des Wärmeübergangs. Nur in diesen Bereichen, die die Strömungsformen vorgeben, ist zunächst eine sinnvolle und physikalisch fundierte Analyse und Modellierung des Wärmeübergangs vorzunehmen, bevor auf eine ganzheitliche Betrachtung der Prozesse im Verdampfungsverlauf übergegangen wird. Daher empfiehlt sich die weitere Ausschöpfung des Potentials von Visualisierungsmethoden, um die makroskopischen und mikroskopischen Prozesse des Strömungssiedens in Abhängigkeit von den Parametern noch besser verstehen zu können.

Tabelle 7.3: Koeffizienten und Standardabweichungen in $W/(m^2K)$ der regimeinternen Regressionsgleichungen gemäß des Ansatzes (7.2)

s in mm	Siede- regime	c_0	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6	c_7
0,5	IB	3564	56,9	372,4	-169,9	391,6	-29,4	-7,1	67,6
	KB	4247	209,8	448,2	-179,7	259,3	-101,7	-6,9	14,9
	P	5639	594,1	1114,6	-151,7	379,8	36,4	35,3	-12,7
	SR	8947	449,7	2032,3	-269,2	2194,4	215,8	111,4	300,1
	IMR	15494	6543,8	-4644,0	1508,8	8792,2	-1975,9	1016,9	5935,5
1,5	IB	1348	12,9	278,6	-32,7	168,2	-21,3	14,4	-24,2
	KB	2040	-2,6	885,4	-11,4	749,8	1,3	-146,2	-62,4
	P	3311	-39,1	1345,6	-167,2	1002,6	60,7	-225,5	30,4
	WR	4934	34,4	1964,0	-431,5	1266,5	-141,2	231,7	112,0
	IMR	4136	322,6	1574,9	-124,8	-477,0	27,8	-43,3	355,8
s in mm	Siede- regime	c_8	c_9	c_{10}	c_{11}	c_{12}	c_{13}	c_{14}	Std. Abw.
0,5	IB	16,3	66,0	-41,9	-211,1	98,6	132,0	-5,7	103
	KB	-51,5	40,1	-62,0	-217,3	153,2	95,1	1,4	124
	P	-301,2	261,4	75,4	51,0	262,6	-111,9	-14,8	130
	SR	-542,5	166,8	-481,8	-216,3	361,2	-299,5	49,6	290
	IMR	-1529,2	-6767,7	1823,4	-846,5	2333,1	-101,4	5032,9	933
1,5	IB	-32,3	39,8	5,2	-9,0	27,4	12,6	19,1	55
	KB	52,1	345,3	-71,8	-151,8	78,2	-162,8	286,7	55
	P	107,3	194,7	-102,7	-94,6	9,8	-95,6	319,7	96
	WR	-676,2	541,9	71,1	130,4	514,3	134,2	-1334,3	249
	IMR	-361,4	-814,9	388,8	-194,9	450,7	-98,5	725,9	171

Tabelle 7.4: Signifikante Koeffizienten und Standardabweichungen in $W/(m^2K)$ der regimeinternen Regressionsgleichungen gemäß des Ansatzes (7.2)

s in mm	Siede-regime	c_0	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6	c_7
0,5	IB	3561	-78,6	579,7	-211,6	443,9	0	0	68,0
	KB	4209	-225,7	1023,5	-190,1	566,8	-2164,7	-53,9	91,1
	P	4624	58,5	2867,8	-440,7	1584,7	530,6	0	205,5
	SR	8301	328,4	3969,3	-883,4	5077,7	1521,0	-412,2	586,3
	IMR	15055	6793,4	-4704,4	1676,2	8988,6	-2781,5	1272,4	6230,5
1,5	IB	1371	30,2	550,2	24,0	565,1	85,8	0	91,6
	KB	2042	-22,2	891,3	-46,2	700,9	0	-107,5	0
	P	3300	-55,2	1350,5	-159,1	990,3	0	-207,2	0
	WR	5005	0	1993,8	-448,3	1253,7	0	0	0
	IMR	4139,6	430,9	1549,4	-56,4	-416,0	0	0	511,6
s in mm	Siede-regime	c_8	c_9	c_{10}	c_{11}	c_{12}	c_{13}	c_{14}	Std. Abw.
0,5	IB	0	78,4	0	0	0	0	40,3	60
	KB	0	0	92,9	373,4	1443,0	-154,6	101,8	26
	P	0	681,8	0	-166,9	0	0	599,6	134
	SR	0	1338,8	-2009,0	-835,2	0	-554,3	0	431
	IMR	-1690,9	-6897,3	1893,7	0	3025,4	0	5111,4	941
1,5	IB	0	280,9	0	-67,0	0	-90,5	239,5	35
	KB	0	305,1	0	-136,1	86,6	-130,6	296,1	56
	P	93,4	204,7	-103,8	0	0	0	284,9	97
	WR	-532,9	572,6	0	459,9	0	-1303,2	0	256
	IMR	-363,2	-836,3	474,7	0	360,5	0	705,9	173

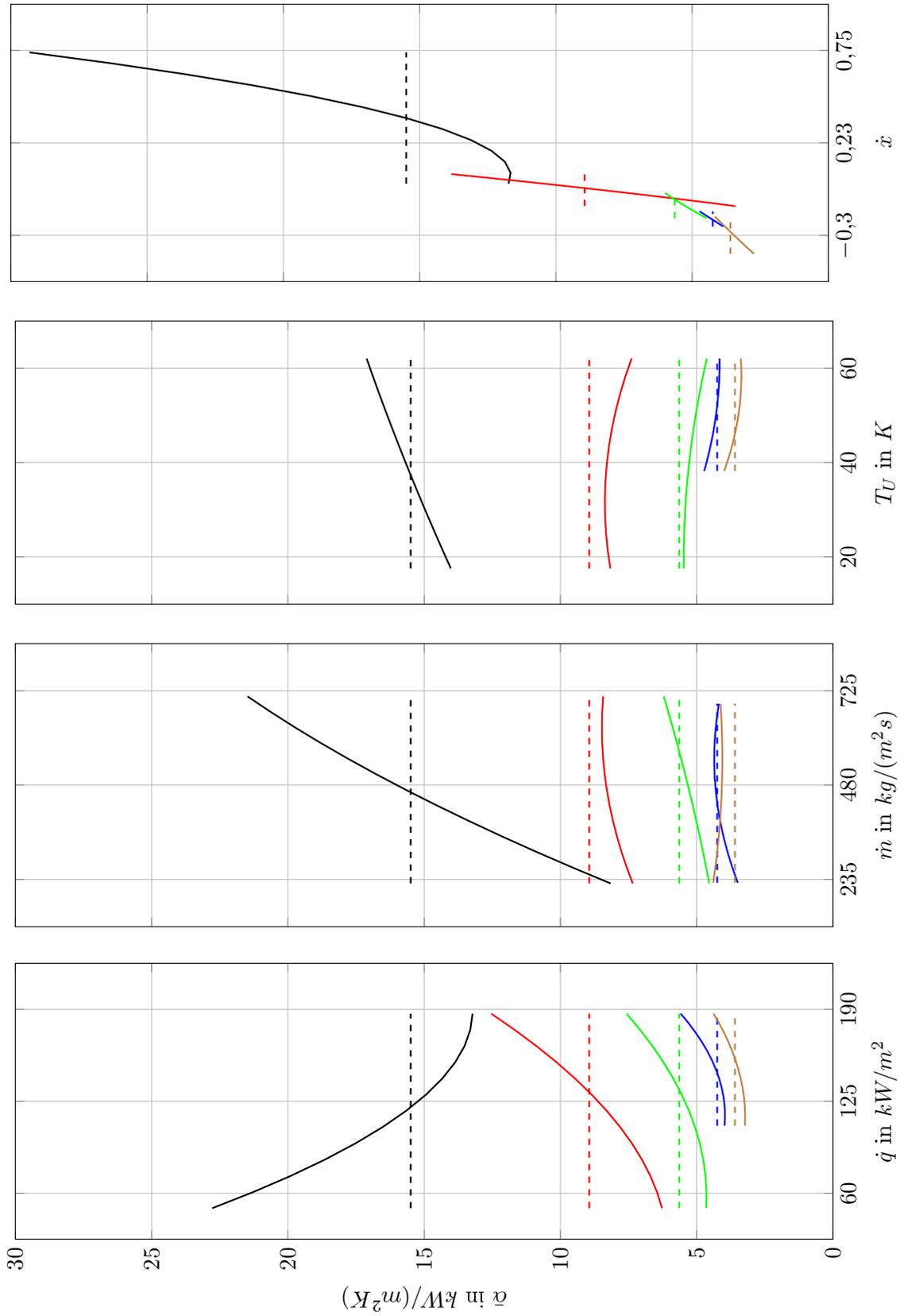


Abbildung 7.23: Regimeinterne Haupteffekte, $s=0,5\text{mm}$

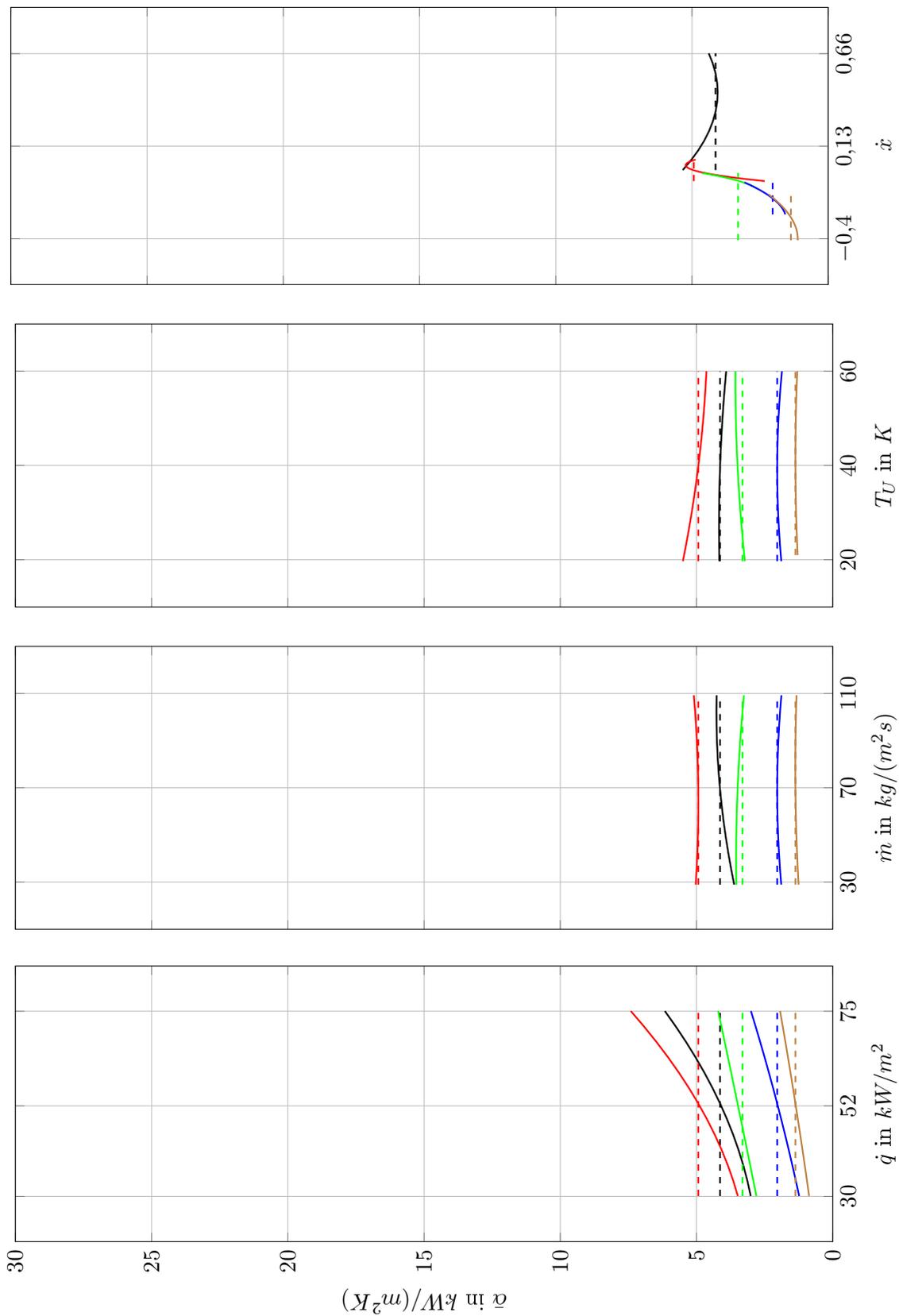


Abbildung 7.24: Regimeinterne Haupteffekte, $s=1,5\text{mm}$

8 Zusammenfassung

Der Wärmeübergang beim Strömungssieden in Kanälen ist ein komplexer Prozess, dessen Beschreibung in der Literatur noch offene Fragen enthält. Solche stellen sich u.a. beim Übergang vom sogenannten konventionell dimensionierten Verdampferkanal auf den Minikanal. Seine charakteristische Länge $l_{ch} < 3mm$ fügt den vielen anderen Einflussgrößen noch eine weitere hinzu, so dass sich der Anspruch der Aufgabenstellung nicht unwesentlich vergrößert.

Die diesbezüglichen Untersuchungen werden in miniaturisierten Koaxialrohren durchgeführt. Das jeweilig innere Rohr ist luftgefüllt und luftseitig adiabat. Im Ringspalt (Mantelraum) strömt stets das Arbeitsmedium n-Hexan. Das Außenrohr ist je nach Untersuchungsmethode metallisch und stromdurchflossen bzw. aus Borosilikatglas und somit diatherman für sichtbares Licht.

Die metallischen Rohre sind aus der Nickel-Chrom-Legierung INCONEL[®] Alloy 601, deren elektrischer Widerstand praktisch temperaturunabhängig ist.

Die Variation der charakteristischen Länge des Ringspaltes erfordert Dimensionierungen der Testsektionen, die die physikalische Vergleichbarkeit der Ergebnisse ermöglichen. Eine entsprechende geometrische Ähnlichkeit der Verdampfungskanäle soll durch die Konstanz des Produktes Spaltweite \times repräsentativer Krümmung der Rohroberfläche erreicht werden. Mit dieser Vorschrift erfolgt die Dimensionierung der Testsektionen $s=0,5mm, 1mm, 1,5mm$.

Der Ringspalt wird aufwärts senkrecht durchströmt. Das Medium tritt bei variierenden Unterkühlungseintrittstemperaturen $20 \leq T_U \leq 60$ in den Kanal ein und wird bei den Einflussgrößen l_{ch} sowie $30 \leq \dot{q} \leq 210kW/m^2$ und $30 \leq \dot{m} \leq 600kg/(m^2s)$ vorgewärmt und bis $0,2 \leq \dot{x} \leq 0,7$ verdampft. Die Dryout-Situation wird nicht erreicht.

Die Versuchsplanung ist einer der Schwerpunkte der Arbeit. Sie muss dem Anspruch des Untersuchungsgegenstandes gerecht werden. Er ist komplex und es gibt wechselseitige Abhängigkeiten der Einflussgrößen.

Daher wird die Versuchsplanungs-Methode Design of Experiments (DoE) in der Arbeit eingesetzt. Sie ermöglicht mit einem vergleichsweise kleinen Versuchsaufwand die Ermittlung der Wirkung der Einflussgrößen auf die Zielgröße, den Wärmeübergangskoeffizienten, auch wenn die Wirkungen in ihrem Gewicht erheblich differieren. Solche Wirkungen sind die sogenannten Haupteffekte, das sind die separierten Einflussnahmen der Einflussgrößen auf Niveau und Trend der Zielgröße. Darüber hinaus liefert die DoE-Methodik quantitative Aussagen über Wechselwirkungseffekte. Damit werden Fragen nach der jeweiligen Einflussnahme eines Parameters auf die Zielgröße beantwortet, wenn sich ein anderer Parameter ändert.

Auf der theoretischen Planungsgrundlage des DoE-Werkzeugs wird der komplexe Siedeprozess mit zwei unabhängigen Messverfahren untersucht, der Infrarotthermografie (IR) und der Hochgeschwindigkeitsvisualisierung (HV).

Die IR-Methode ermöglicht auf der Basis der Ermittlung der Wandtemperaturen die quantitative Ermittlung des axialen Wärmeübergangskoeffizienten. Dabei ist das äußere Rohr der Testsektion der elektrische Leiter zur Bereitstellung der Heizwärme.

Die HV wird zur Bestimmung und Lokalisierung der Strömungsformen der Zweiphasenströmung eingesetzt. Die JOULEsche Stromwärme wird in der HV-Versuchsanordnung durch das innere Rohr bereitgestellt. Das äußere Rohr besteht aus lichtdurchlässigem Borosilikatglas.

Nach Kalibrierungsmaßnahmen und wesentlichen Voruntersuchungen zu spezifischen Fragen der Versuchsdurchführung sind die Messungen infolge der Aufgabenstellung und des Einsatzes der beiden Messverfahren von Unterbrechungen und zum Teil längeren objektiven Betriebspausen durch die erforderlichen Umbauten gekennzeichnet. Dabei musste eine mehr oder weniger

ausgeprägte zeitliche Drift des Wärmeübergangskoeffizienten hin zu niedrigeren Werten festgestellt werden. Mit den unmittelbaren Driftursachen konnte sich diese Arbeit nicht befassen.

Im Mittelpunkt der Aufgabenstellung steht die Frage nach der Durchmesserabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten. Die Antwort lautet eindeutig: Im Rahmen der überstrichenen Arbeitsbereiche steigt der Wärmeübergangskoeffizient mit sinkender charakteristischer Länge. Auf Grund der Forderung nach physikalischer Übertragbarkeit der Ergebnisse muss jedoch bei Variation der charakteristischen Länge des Verdampferkanals mindestens die geometrische Ähnlichkeit angestrebt werden. Dieser Forderung wird in der Arbeit gefolgt mit dem Ergebnis sich wenig überlappender Arbeitsbereiche bei Variation der charakteristischen Länge. Man gelangt zu der Schlussfolgerung, dass die Durchmesserabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten den Aufbau mehrerer, entsprechend ausgelegter Kreisläufe verlangt, in denen Kondensator, Pumpe, Vorwärmer mit Thermostat gemäß der jeweils realisierten Spaltweite des Ringspaltes zu bemessen sind. Dann sind die notwendigen Überlappungen der Arbeitsbereiche erreichbar und die vielen interessanten Durchmesser-effekte dieser Arbeit zu reproduzieren oder ggf. zu modifizieren.

Das Potential der zur IR-Methode komplementär eingesetzten HV hat sich zu einem zweiten wesentlichen Schwerpunkt der Arbeit entwickelt.

Die mit der HV identifizierten Strömungsformen Isolierte (IB) und Koaleszierende (KB) Blasenströmung, Pfropfenströmung (P), Strähnen-Ring- (SR) und Wirbel-Ring- (WR) -Strömung sowie Intermittierende Ringströmung (IMR) lassen sich lokalisieren und die Übergänge quantitativ in Strömungsregimekarten den lokalen Strömungsdampfgehalten zuordnen. Damit konnte die anfängliche Unterteilung $\dot{x} < 0$, $\dot{x} \approx 0$ und $\dot{x} > 0$ des Verdampfungsprozesses entscheidend verfeinert werden. Die Ermittlung der Niveaus und Trends des Wärmeübergangskoeffizienten und damit seine Modellierung mit der DoE-Methodik kann jetzt regimeintern in den einzelnen Strömungsstrukturen vorgenommen werden. Damit lassen sich physikalisch fundierte Korrelationen formulieren, die in Kapitel 7 klare Trends beschreiben.

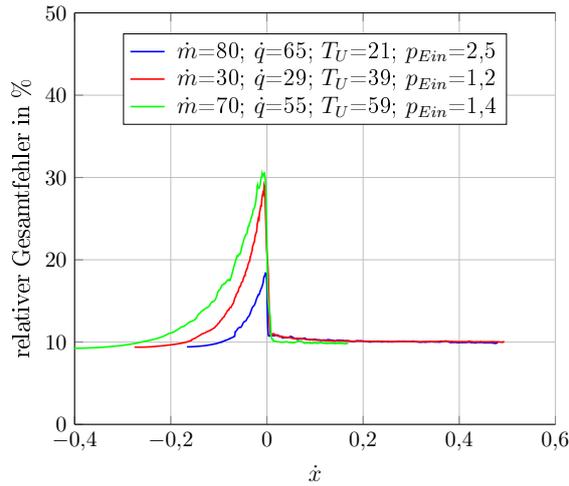
Exemplarisch für $s=0,5\text{mm}$ führen größere Wärmestromdichten in allen Strömungsformen bis auf die IMR zur Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten. In der IMR sinkt der Wärmeübergangskoeffizient mit steigender Wärmestromdichte.

Größere Massenstromdichten haben in der Blasenströmung praktisch keinen Einfluss auf α . Beginnend mit der P wachsen die Zunahmen von α mit steigenden \dot{m} -Werten. Relativ schwach ausgeprägt mit leicht fallenden $\alpha(T_U)$ -Trends ist der T_U -Einfluss auf die regimeinternen Wärmeübergangskoeffizienten. In der IMR steigen sie mit zunehmenden T_U -Werten.

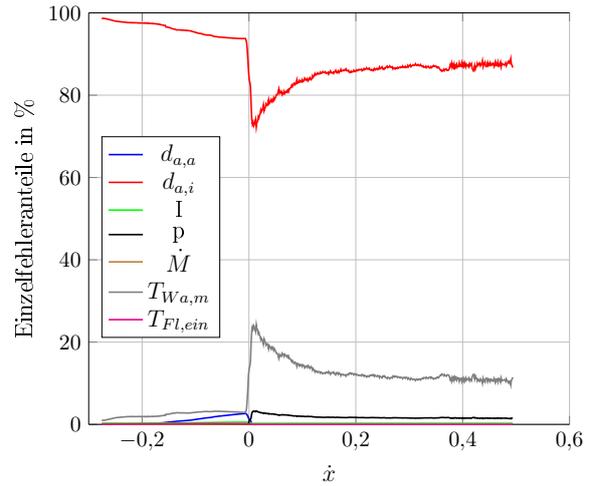
Die $\alpha(\dot{x})$ -Abhängigkeit ist deutlich. In allen Strömungsformen lassen sich steigende Trends ermitteln.

Diese regimeinternen Resultate der Arbeit zeigen auf: Die physikalische Fundiertheit der Analyse des Wärmeübergangskoeffizienten der Zweiphasenströmung ist ohne detaillierte Kenntnisse über die Strömungsformen nicht erreichbar. Diese Kenntnisse lassen sich künftig noch erheblich ausbauen, wie die Graustufenanalyse des Kapitels 7 in ersten Ergebnissen zeigt.

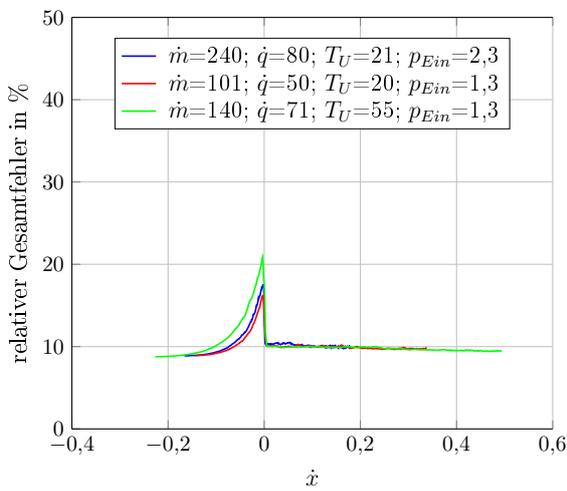
Anhang A Relative Messabweichungen einschließlich des Bereichs $\dot{x} < 0$



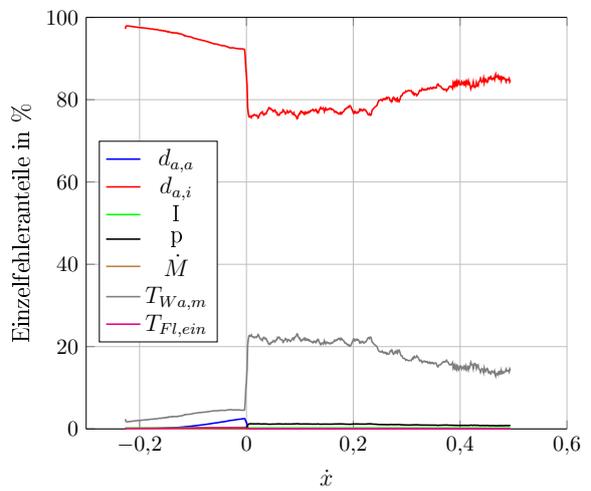
(a) Relativer Gesamtfehler, $s = 1,5\text{mm}$



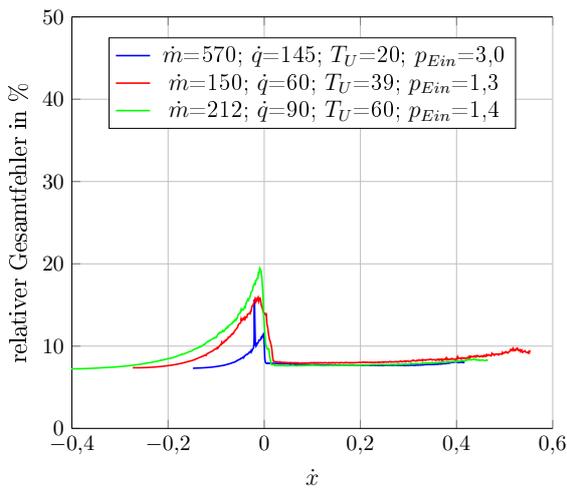
(b) Einzelfehleranteile am relativen Gesamtfehler, $\dot{m}=30; \dot{q}=29; T_U=39; p_{Ein}=1,2; s=1,5$



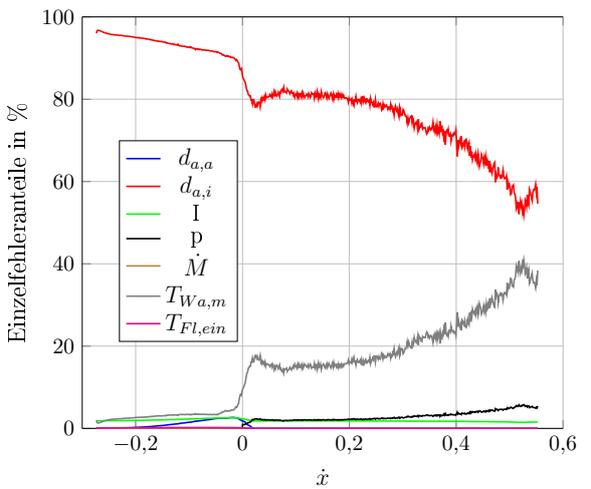
(c) Relativer Gesamtfehler, $s = 1,0\text{mm}$



(d) Einzelfehleranteile am relativen Gesamtfehler, $\dot{m}=140; \dot{q}=71; T_U=55; p_{Ein}=1,3; s=1,0$



(e) Relativer Gesamtfehler, $s = 0,5\text{mm}$

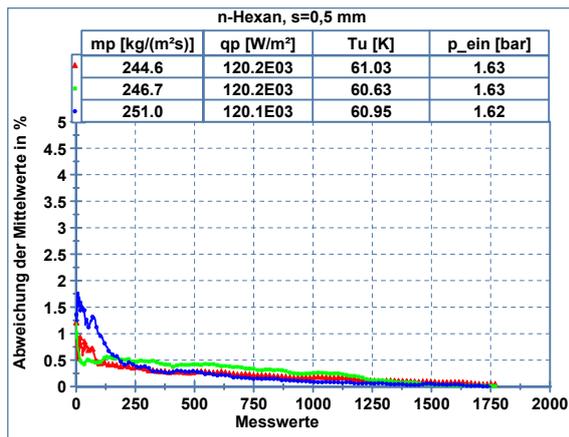


(f) Einzelfehleranteile am relativen Gesamtfehler, $\dot{m}=150; \dot{q}=60; T_U=39; p_{Ein}=1,3; s=0,5$

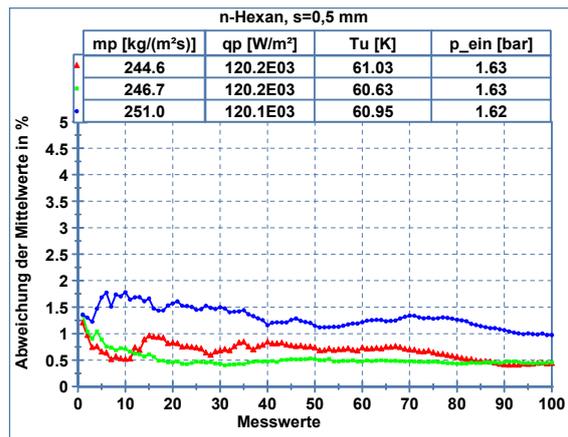
Abbildung 1: Relative Gesamtfehler und Einzelfehleranteile

Anhang B Erforderliche Messzeit bei größeren Unterkühlungseintrittstemperaturen

Anhang B Erforderliche Messzeit bei größeren Unterkühlungseintrittstemperaturen

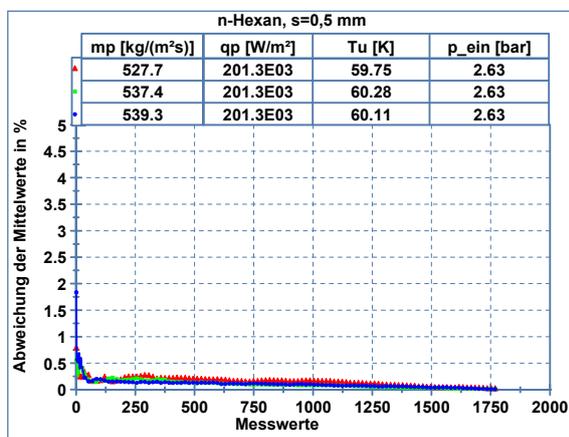


(a) Gesamtmesszeit 1750s

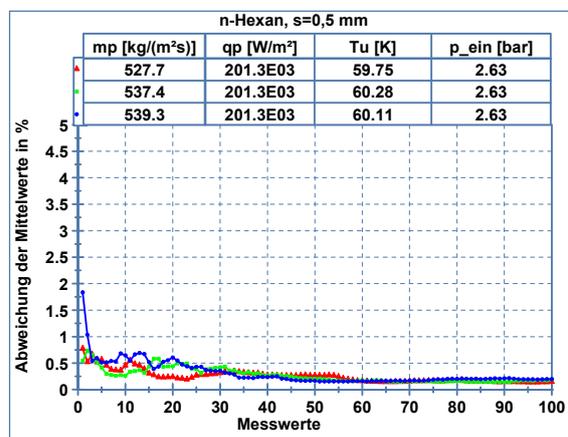


(b) Messzeit 100s

Abbildung 2: Einfluss der Messzeit auf den zeitlich und örtlich gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten bei niedrigen \dot{m} - und \dot{q} -Werten

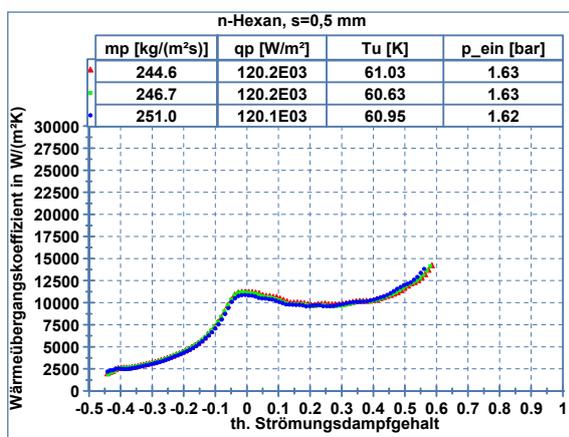


(a) Gesamtmesszeit 1750s

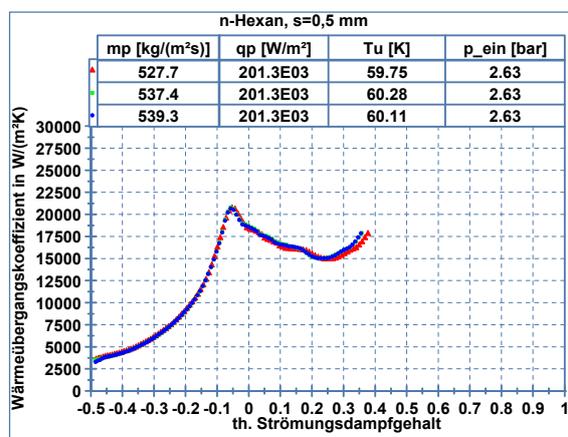


(b) Messzeit 100s

Abbildung 3: Einfluss der Messzeit auf den zeitlich und örtlich gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten bei höheren \dot{m} - und \dot{q} -Werten



(a) bei niedrigeren \dot{m} - und \dot{q} -Werten



(b) bei höheren \dot{m} - und \dot{q} -Werten

Abbildung 4: Gesamtzeitlich gemittelter Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit vom Strömungsdampfgehalt

Anhang C t_W -Werte zur Berechnung der zweistufigen Vertrauensbereiche aus [51]

Tabelle 1: t_W -Werte zur Berechnung der zweiseitigen Vertrauensbereiche aus [51]

Freiheits- grad f	t_W -Werte für Vertrauensniveau		
	95%	99%	99,9%
1	12,71	63,66	636,62
2	4,303	9,925	31,60
3	3,182	5,841	12,92
4	2,776	4,604	8,610
5	2,571	4,032	6,869
6	2,447	3,707	5,959
7	2,365	3,499	5,408
8	2,306	3,355	5,041
9	2,262	3,250	4,781
10	2,228	3,169	4,587
12	2,179	3,055	4,318
15	2,131	2,947	4,073
20	2,086	2,845	3,850
30	2,042	2,750	3,646
40	2,021	2,704	3,551
50	2,009	2,678	3,496
70	1,994	2,648	3,435
100	1,984	2,626	3,390
1000	1,962	2,581	3,300
∞	1,960	2,576	3,291

Literaturverzeichnis

- [1] VDI-Wärmeatlas: CD-ROM 3.0. 10., bearb. und erw. Aufl. Berlin : Springer, 2006. – ISBN 3540297162
- [2] AGOSTINI, Bruno ; REVELLIN, Rémi ; THOME, John R.: Elongated bubbles in microchannels. Part I: Experimental study and modeling of elongated bubble velocity. In: *International Journal of Multiphase Flow* 34 (2008), Nr. 6, S. 590–601
- [3] AGOSTINI, Bruno ; THOME, John R. ; FABRI, Matteo ; MICHEL, Bruno ; CALMI, Daniele ; KLOTTER, Urs: High heat flux flow boiling in silicon multi-microchannels – Part I: Heat transfer characteristics of refrigerant R236fa. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008), Nr. 21-22, S. 5400–5414
- [4] AHMADI, R. ; NOURI-BORUJERDI, A. ; JAFARI, J. ; TABATABAEI, I.: Experimental study of onset of subcooled annular flow boiling. In: *Progress in Nuclear Energy* 51 (2009), Nr. 2, S. 361–365
- [5] APRIN, L. ; MERCIER, P. ; TADRIST, L.: Experimental analysis of local void fractions measurements for boiling hydrocarbons in complex geometry. In: *International Journal of Multiphase Flow* 33 (2007), Nr. 4, S. 371–393
- [6] AYDOĞDU, G. H. ; AYDINOL, M. K.: Determination of susceptibility to intergranular corrosion and electrochemical reactivation behaviour of AISI 316L type stainless steel. In: *Corrosion Science* 48 (2006), Nr. 11, S. 3565–3583
- [7] BAEHR, Hans D. ; STEPHAN, Karl: *Wärme- und Stoffübertragung*. 6. Berlin and Heidelberg : Springer, 2008. – ISBN 9783540876885
- [8] BALASUBRAMANIAN, K. ; JAGIRDAR, M. ; LEE, P. S. ; TEO, C. J. ; CHOU, S. K.: Experimental investigation of flow boiling heat transfer and instabilities in straight microchannels. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 66 (2013), Nr. 0, S. 655–671
- [9] BANG, Kwang-Hyun ; KIM, Kyung-Kyu ; CHOI, Ok-Keun ; JEONG, Hui-Seong: Pressure Effect on Flow Boiling Heat Transfer of Water in Minichannels. In: *Proceedings of the 7th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels 2009*. New York and N.Y : American Society of Mechanical Engineers, 2009. – ISBN 0791843491, S. 615–621
- [10] BARBER, Jacqueline ; SEFIANE, Khellil ; BRUTIN, David ; TADRIST, Lounes: Hydrodynamics and heat transfer during flow boiling instabilities in a single microchannel. In: *Applied Thermal Engineering* 29 (2009), Nr. 7, S. 1299–1308
- [11] BARBOSA, J.R. ; KANDBINDER, T. ; HEWITT, G.F.: Forced convective boiling of ternary mixtures at high qualities. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (2002), Nr. 13, S. 2655–2665
- [12] BOUDOUH, Mounir ; GUALOUS, Hasna L. ; LABACHELERIE, Michel d.: Local convective boiling heat transfer and pressure drop of nanofluid in narrow rectangular channels. In: *Applied Thermal Engineering* 30 (2010), Nr. 17-18, S. 2619–2631

- [13] BRAUNER, Neima ; MARON, David M.: Identification of the range of ‘small diameters’ conduits, regarding two-phase flow pattern transitions. In: *International Communications in Heat and Mass Transfer* 19 (1992), Nr. 1, S. 29–39
- [14] CALLIZO, Claudi M.: *TRITA REFR. Bd. 10:02: Flow boiling heat transfer in single vertical channels of small diameter*. Stockholm : Skolan för industriell teknik och management, Kungliga Tekniska högskolan, 2010. – ISBN 978–91–7415–780–2
- [15] CARL ZEISS AG: *Planar T* 1,4/85 | ZEISS Deutschland*. http://www.zeiss.de/camera-lenses/de_de/camera_lenses/slr-lenses/planart1485.html.
Version: 24.04.2014
- [16] CAVALLINI, Alberto ; BORTOLIN, Stefano ; COL, Davide ; MATKOVIC, Marko ; ROSSETTO, Luisa: Experiments on dry-out during flow boiling in a round minichannel. In: *Microgravity Science and Technology* 19 (2007), Nr. 3-4, S. 57–59
- [17] CELATA, G. P. ; CUMO, M. ; DOSSEVI, D. ; JILISEN, R. T. M. ; SAHA, S. K. ; ZUMMO, G.: Visualisation of flow boiling heat transfer in a microtube. In: *Heat and Mass Transfer* 47 (2011), Nr. 8, S. 941–949
- [18] CELATA, G.P. ; CUMO, M. ; DOSSEVI, D. ; JILISEN, R.T.M. ; SAHA, S.K. ; ZUMMO, G.: Flow pattern analysis of flow boiling inside a 0.48 mm microtube. In: *International Journal of Thermal Sciences* 58 (2012), S. 1–8
- [19] CHENG, Lixin ; LIU, Lei: Boiling and two-phase flow phenomena of refrigerant-based nanofluids: Fundamentals, applications and challenges. In: *SI: New Developments in Boiling and Condensation* 36 (2013), Nr. 2, S. 421–446
- [20] CHENG, Lixin ; MEWES, Dieter: Review of two-phase flow and flow boiling of mixtures in small and mini channels. In: *International Journal of Multiphase Flow* 32 (2006), Nr. 2, S. 183–207
- [21] CHENG, Lixin ; RIBATSKI, G. ; THOME, J.R.: Two-Phase Flow Patterns and Flow-Pattern Maps: Fundamentals and Applications. In: *Applied Mechanics Reviews* 61 (2008), Nr. 5, S. 050802
- [22] CHOI, Kwang-Il ; PAMITRAN, A.S ; OH, Jong-Taek ; SAITO, Kiyoshi: Pressure drop and heat transfer during two-phase flow vaporization of propane in horizontal smooth minichannels. In: *International Journal of Refrigeration* 32 (2009), Nr. 5, S. 837–845
- [23] CIHAL, V. ; PRAZAK, M.: A Contribution to the Explanation Of Intergranular Corrosion of Chromium-Nickel Steel. In: *Corrosion* 16 (1960), Nr. 10, S. 530t–532t
- [24] COPETTI, Jacqueline B. ; MACAGNAN, Mario H. ; ZINANI, Flávia ; KUNSLER, Nicole L.: Flow boiling heat transfer and pressure drop of R-134a in a mini tube: an experimental investigation. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 35 (2011), Nr. 4, S. 636–644
- [25] COPETTI, J.B. ; MACAGNAN, M.H. ; ZINANI, F.: Experimental study on R-600a boiling in 2.6 mm tube. In: *International Journal of Refrigeration* 36 (2013), Nr. 2, S. 325–334
- [26] CORTINA DÍAZ, M.: *Fortschritt-Berichte VDI. Reihe 19, Wärmetechnik/Kältetechnik*. Bd. Nr. 159: *Flow boiling heat transfer and visualization in narrow channels*. Düsseldorf : VDI, 2008. – ISBN 978–3–18–315919–2
- [27] CORTINA DÍAZ, M. ; BOYE, G. ; SCHMIDT, J.: Boiling Heat Transfer and Flow Patterns in Narrow Channels. In: *6th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels, ICNMM 2008*. New York and NY : ASME, 2008. – ISBN 0–7918–3826–9, S. 569–577

- [28] CORTINA DÍAZ, M. ; SCHMIDT, J.: Flow Boiling of n-Hexane in Small Channels: Heat Transfer Measurements and Flow Pattern Observations. In: *Chemical Engineering & Technology* 30 (2007), Nr. 3, S. 389–394
- [29] DEDOTEC USA: *D E D O L I G H T*. http://www.dedolight.com/dedolight/default.php?la=0&pg=00000400&id=C00LH&acc_id=&mode=search§ion=0.
Version: 24.04.2014
- [30] FISHER, Ronald A.: *The design of experiments*. [Seventh ed.]. New York : Hafner, 1960
- [31] GROVE, Daniel M. ; DAVIS, Timothy P.: *Engineering, quality, and experimental design*. Harlow and Essex and England : Longman Scientific & Technical, 1992. – ISBN 0470218487
- [32] HAPKE, I.: *Experimentelle und numerische Untersuchungen zum Wärmeübergang in Mikrokanälen*, Institut für Strömungstechnik und Thermodynamik, Otto-von-Guericke Universität Magdeburg, Diss., 2004
- [33] HARDT, S. ; SCHILDER, B. ; TIEMANN, D. ; KOLB, G. ; HESSEL, V. ; STEPHAN, P.: Analysis of flow patterns emerging during evaporation in parallel microchannels. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007), Nr. 1-2, S. 226–239
- [34] HARIRCHIAN, Tannaz ; GARIMELLA, Suresh V.: Microchannel size effects on local flow boiling heat transfer to a dielectric fluid. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008), Nr. 15-16, S. 3724–3735
- [35] HARIRCHIAN, Tannaz ; GARIMELLA, Suresh V.: Effects of channel dimension, heat flux, and mass flux on flow boiling regimes in microchannels. In: *International Journal of Multiphase Flow* 35 (2009), Nr. 4, S. 349–362
- [36] HARIRCHIAN, Tannaz ; GARIMELLA, Suresh V.: A comprehensive flow regime map for microchannel flow boiling with quantitative transition criteria. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010), Nr. 13–14, S. 2694–2702
- [37] HARIRCHIAN, Tannaz ; GARIMELLA, Suresh V.: Boiling Heat Transfer and Flow Regimes in Microchannels—A Comprehensive Understanding. In: *Journal of Electronic Packaging* 133 (2011), Nr. 1, S. 011001
- [38] HARIRCHIAN, Tannaz ; GARIMELLA, Suresh V.: Flow regime-based modeling of heat transfer and pressure drop in microchannel flow boiling. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55 (2012), Nr. 4, S. 1246–1260
- [39] HONG, Gang ; YAN, Xiao ; YANG, Yan-Hua ; LIU, Shan ; HUANG, Yan-ping: Experimental study on onset of nucleate boiling in narrow rectangular channel under static and heaving conditions. In: *Annals of Nuclear Energy* 39 (2012), Nr. 1, S. 26–34
- [40] HOZEJOWSKA, Sylwia ; PIASECKA, Magdalena ; PONIEWSKI, Mieczyslaw E.: Boiling heat transfer in vertical minichannels. Liquid crystal experiments and numerical investigations. In: *International Journal of Thermal Sciences* 48 (2009), Nr. 6, S. 1049–1059
- [41] HSIEH, Shou-Shing ; JANG, Kuen-Jang ; TSAI, Huang-Hsiu: Evaporative characteristics of R-134a and R-600a in horizontal tubes with perforated strip-type inserts. 46 (2003), Nr. 10, S. 1861–1872
- [42] KAKAÇ, Sadık: *Handbook of single-phase convective heat transfer*. New York : Wiley, 1987 (A Wiley-Interscience publication). – ISBN 0471817023

- [43] KANDLIKAR, Satish G.: A general correlation for saturated twophase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes. In: *Journal of Heat Transfer* 112 (1990), Nr. 112, S. 219–228
- [44] KANDLIKAR, Satish G.: Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 26 (2002), Nr. 2-4, S. 389–407
- [45] KANDLIKAR, Satish G.: Heat Transfer Mechanisms During Flow Boiling in Microchannels. In: *Journal of Heat Transfer* 126 (2004), Nr. 1, S. 8
- [46] KANDLIKAR, Satish G.: Scale effects on flow boiling heat transfer in microchannels: A fundamental perspective. In: *International Journal of Thermal Sciences* 49 (2010), Nr. 7, S. 1073–1085
- [47] KANDLIKAR, Satish G.: History, Advances, and Challenges in Liquid Flow and Flow Boiling Heat Transfer in Microchannels: A Critical Review. In: *Journal of Heat Transfer* 134 (2012), Nr. 3, S. 034001
- [48] KANDLIKAR, Satish G.: Heat Transfer in Microchannels—2012 Status and Research Needs. In: *Journal of Heat Transfer* 135 (2013), Nr. 9, S. 091017
- [49] KAYA, Alihan ; ÖZDEMİR, Mehmed R. ; KOŞAR, Ali: High mass flux flow boiling and critical heat flux in microscale. In: *International Journal of Thermal Sciences* 65 (2013), S. 70–78
- [50] KEW, Peter A. ; CORNWELL, Keith: Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels. In: *Applied Thermal Engineering* 17 (1997), Nr. 8-10, S. 705–715
- [51] KLEPPMANN, Wilhelm: *Taschenbuch Versuchsplanung: Produkte und Prozesse optimieren*. 1. s.l : Carl Hanser Fachbuchverlag, 2011. – ISBN 3446427740
- [52] KUO, C.-J. ; PELES, Y.: Pressure effects on flow boiling instabilities in parallel microchannels. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009), Nr. 1-2, S. 271–280
- [53] LAVISION GMBH: *LaVision - Hochgeschwindigkeitskameras*. http://www.lavision.de/de/products/cameras/high_speed_cameras.php. Version: 24.04.2014
- [54] LAZAREK, G. M. ; BLACK, S. H.: Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with R-113. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 25 (1982), Nr. 7, S. 945–960
- [55] LEE, H.S. ; YOON, J.I. ; KIM, J.D. ; BANSAL, Pradeep: Evaporating heat transfer and pressure drop of hydrocarbon refrigerants in 9.52 and 12.70mm smooth tube. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005), Nr. 12, S. 2351–2359
- [56] LIGHTING AND IMAGING SCHOTT AG: *SCHOTT Lighting and Imaging - Illumination for Stereo Microscopy - KL 2500 LCD | SCHOTT AG*. <http://www.schott.com/lightingimaging/english/microscopy/products/kl/KL2500LCD.html>. Version: 25.04.2014
- [57] MAQBOOL, M. H. ; PALM, B. ; KHODABANDEH, R.: Flow boiling of ammonia in vertical small diameter tubes: Two phase frictional pressure drop results and assessment of prediction methods. In: *International Journal of Thermal Sciences* 54 (2012), S. 1–12
- [58] MAQBOOL, M.H ; PALM, B. ; KHODABANDEH, R.: Boiling heat transfer of ammonia in vertical smooth mini channels: Experimental results and predictions. In: *International Journal of Thermal Sciences* (2011)

- [59] MAQBOOL, Muhammad H. ; PALM, Björn ; KHODABANDEH, Rahmatollah: Investigation of two phase heat transfer and pressure drop of propane in a vertical circular minichannel. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 46 (2013), S. 120–130
- [60] MAQBOOL, Muhammad H. ; PALM, Björn ; KHODABANDEH, Rahmatullah: Experimental investigation of dryout of propane in uniformly heated single vertical mini-channels. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 37 (2012), S. 121–129
- [61] MCHALE, John P. ; GARIMELLA, Suresh V.: Nucleate boiling from smooth and rough surfaces – Part 2: Analysis of surface roughness effects on nucleate boiling. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 44 (2013), Nr. 0, S. 439–455
- [62] MEHENDALE, S. S. ; JACOBI, A. M. ; SHAH, R. K.: Fluid Flow and Heat Transfer at Micro- and Meso-Scales With Application to Heat Exchanger Design. In: *Applied Mechanics Reviews* 53 (2000), Nr. 7, S. 175
- [63] MOSYAK, A. ; RODES, L. ; HETSRONI, G.: Boiling incipience in parallel micro-channels with low mass flux subcooled water flow. In: *International Journal of Multiphase Flow* 47 (2012), S. 150–159
- [64] NALIMOV, V.V. (Hrsg.): *Theorie des Experiments* ();; 160 Seiten, 1975. Eine mathematisch-statistische Methodologie des Versuches: übersetzt von A. KRAMER und einem Studentenkollektiv. Bd. 20. VEB Deutscher Landwirtschaftsverlag, 1976
- [65] OE, Shuzo: *Physical sciences data*. Bd. 37: *Vapor-liquid equilibrium data*. Amsterdam : Elsevier, 1989. – ISBN 0–444–98876–9
- [66] OH, Jong-Taek ; PAMITRAN, A. S. ; CHOI, Kwang-II ; HRNJAK, Pega: Experimental investigation on two-phase flow boiling heat transfer of five refrigerants in horizontal small tubes of 0.5, 1.5 and 3.0mm inner diameters. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54 (2011), Nr. 9-10, S. 2080–2088
- [67] ONG, C.L. ; THOME, J.R.: Flow boiling heat transfer of R134a, R236fa and R245fa in a horizontal 1.030mm circular channel. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 33 (2009), Nr. 4, S. 651–663
- [68] ONG, C.L. ; THOME, J.R.: Macro-to-microchannel transition in two-phase flow: Part 1 – Two-phase flow patterns and film thickness measurements. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 35 (2011), Nr. 1, S. 37–47
- [69] OZER, Arif B. ; ONCEL, Ahmet F. ; HOLLINGSWORTH, D. K. ; WITTE, Larry C.: A Method of Concurrent Thermographic-Photographic Visualization of Flow Boiling in a Minichannel. In: *Proceedings of the ASME International Heat Transfer Conference - 2010*. New York and NY : ASME, 2010. – ISBN 9780791849361, S. 619–627
- [70] PAMITRAN, A. S. ; CHOI, Kwang-II ; OH, Jong-Taek ; HRNJAK, Pega: Characteristics of two-phase flow pattern transitions and pressure drop of five refrigerants in horizontal circular small tubes. In: *International Journal of Refrigeration* 33 (2010), Nr. 3, S. 578–588
- [71] PAMITRAN, A. S. ; CHOI, Kwang-II ; OH, Jong-Taek ; NASRUDDIN: Evaporation heat transfer coefficient in single circular small tubes for flow natural refrigerants of C3H8, NH3, and CO2. In: *International Journal of Multiphase Flow* 37 (2011), Nr. 7, S. 794–801
- [72] PIASECKA, Magdalena: Heat transfer mechanism, pressure drop and flow patterns during FC-72 flow boiling in horizontal and vertical minichannels with enhanced walls. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 66 (2013), S. 472–488

- [73] PIASECKA, Magdalena ; MACIEJEWSKA, Beata: The study of boiling heat transfer in vertically and horizontally oriented rectangular minichannels and the solution to the inverse heat transfer problem with the use of the Beck method and Trefftz functions. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* (2011)
- [74] QUESTAR CORPORATION: *Specification Sheet - QM_1_Short_Mount_30001.pdf*. http://www.samwoosc.co.kr/pdf/questar/QM_1_Short_Mount_30001.pdf. Version: 02.11.2010
- [75] RAHIM, Emil ; REVELLIN, Rémi ; THOME, J.R. ; BAR-COHEN, Avram: Characterization and prediction of two-phase flow regimes in miniature tubes. In: *International Journal of Multiphase Flow* 37 (2011), Nr. 1, S. 12–23
- [76] REVELLIN, Rémi ; AGOSTINI, Bruno ; THOME, John R.: Elongated bubbles in microchannels. Part II: Experimental study and modeling of bubble collisions. In: *International Journal of Multiphase Flow* 34 (2008), Nr. 6, S. 602–613
- [77] RIBATSKI, G.: A Critical Overview on the Recent Literature Concerning Flow Boiling and Two-Phase Flows Inside Micro-Scale Channels. In: *Experimental Heat Transfer* 26 (2013), Nr. 2-3, S. 198–246
- [78] ROSER, R. ; THONON, B. ; MERCIER, P.: Experimental investigations on boiling of n-pentane across a horizontal tube bundle: two-phase flow and heat transfer characteristics. 22 (1999), Nr. 7, S. 536–547
- [79] SCHEFFLER, Eberhard: *Statistische Versuchsplanung und -auswertung: Eine Einführung für Praktiker ; 186 Tabellen*. 3., neu bearb. und erw. Aufl. Stuttgart : Dt. Verl. für Grundstoffindustrie, 1997. – ISBN 3–342–00366–9
- [80] SHAH, Ramesh K. (Hrsg.) ; SEKULI, Duan P. (Hrsg.): *Fundamentals of Heat Exchanger Design*. Hoboken and NJ and USA : John Wiley & Sons, Inc, 2003. – ISBN 9780470172605
- [81] SHIFERAW, D. ; KARAYIANNIS, T.G. ; KENNING, D.B.R.: Flow boiling in a 1.1 mm tube with R134a: Experimental results and comparison with model. In: *International Journal of Thermal Sciences* 48 (2009), Nr. 2, S. 331–341
- [82] SHIFERAW, D. ; MAHMOUD, Mohamed ; KARAYIANNIS, Tassos G. ; KENNING, David B. R.: One-Dimensional Semimechanistic Model for Flow Boiling Pressure Drop in Small to Micro Passages. In: *Heat Transfer Engineering* 32 (2011), Nr. 13-14, S. 1150–1159
- [83] SHIN, Jee Y. ; KIM, Min S. ; RO, Sung T.: Experimental study on forced convective boiling heat transfer of pure refrigerants and refrigerant mixtures in a horizontal tube. In: *International Journal of Refrigeration* 20 (1997), Nr. 4, S. 267–275
- [84] SIEBERTZ, Karl ; BEBBER, David van ; HOCHKIRCHEN, Thomas: *Statistische Versuchsplanung: Design of Experiments (DoE)*. Heidelberg : Springer, 2010 (VDI-Buch). – ISBN 978-3-642-05492-1
- [85] STAATE, Yvonne: *Fortschritt-Berichte VDI. Reihe 19, Wärmetechnik/Kältetechnik*. Bd. Nr. 151: *Wärmeübergang beim Strömungssieden im Minikanal*. Düsseldorf : VDI Verlag, 2005. – ISBN 3–18–315119–7
- [86] STEINBRECHT, Dieter: *Zu den Ursachen zeitlicher Veränderungen der Wärmeübergangskoeffizienten beim Sieden von Wasser an Stahlheizflächen*. Magdeburg, Techn.Hochsch, Diss., 1983

- [87] THOME, John R.: Boiling in microchannels: a review of experiment and theory. In: *Selected Papers from the 5th ECI International Conference on Boiling Heat Transfer* 25 (2004), Nr. 2, S. 128–139
- [88] THOME, J.R. ; CHENG, Lixin ; RIBATSKI, G. ; VALES, Luiz F.: Flow boiling of ammonia and hydrocarbons: A state-of-the-art review. In: *International Journal of Refrigeration* 31 (2008), Nr. 4, S. 603–620
- [89] THOME, J.R. ; CONSOLINI, Lorenzo: Mechanisms of Boiling in Micro-Channels: Critical Assessment. In: *Heat Transfer Engineering* 31 (2010), Nr. 4, S. 288–297
- [90] TIBIRIÇÁ, Cristiano B. ; NASCIMENTO, Francisco J. ; RIBATSKI, G.: Film thickness measurement techniques applied to micro-scale two-phase flow systems. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 34 (2010), Nr. 4, S. 463–473
- [91] TIBIRIÇÁ, Cristiano B. ; RIBATSKI, G.: Flow boiling in micro-scale channels – Synthesized literature review. In: *International Journal of Refrigeration* 36 (2013), Nr. 2, S. 301–324
- [92] TRIPLETT, K.A. ; GHIAASIAAN, S.M. ; ABDEL-KHALIK, S.I. ; SADOWSKI, D.L.: Gas–liquid two-phase flow in microchannels Part I: two-phase flow patterns. In: *International Journal of Multiphase Flow* 25 (1999), Nr. 3, S. 377–394
- [93] TUCKERMAN, D. B. ; PEASE, R.F.W.: High-performance heat sinking for VLSI. In: *IEEE Electron Device Letters* 2 (1981), Nr. 5, S. 126–129
- [94] ULLMANN, Amos ; BRAUNER, Neima: THE PREDICTION OF FLOW PATTERN MAPS IN MINICHANNELS. In: *Multiphase Science and Technology* 19 (2007), Nr. 1, S. 49–73
- [95] WADEKAR, V. V.: Boiling Hot Issues—Some Resolved and Some Not-Yet-Resolved. In: *5th UK National Heat Transfer Conference* 76 (1998), Nr. 2, S. 133–142
- [96] WADEKAR, V. V. ; TIAN, Y. S. ; KANDBINDER, T.: Two-phase pressure drop during flow boiling of hydrocarbon fluids. In: *5th European Thermal-Sciences Conference*. The Netherlands, 2008
- [97] WEN, Mao-Yu ; HO, Ching-Yen: Evaporation heat transfer and pressure drop characteristics of R-290 (propane), R-600 (butane), and a mixture of R-290/R-600 in the three-lines serpentine small-tube bank. In: *Applied Thermal Engineering* 25 (2005), Nr. 17-18, S. 2921–2936
- [98] YANG, Zhuqiang ; BI, Qincheng ; GUO, Yong ; LIU, Zhaohui ; YAN, Jianguo: Visualization and flow boiling heat transfer of hydrocarbons in a horizontal tube. In: *7TH INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON MULTIPHASE FLOW, HEAT MASS TRANSFER AND ENERGY CONVERSION*, AIP, 2013 (AIP Conference Proceedings), S. 432–441
- [99] ZHEKOV, Z.: *Verdampfung von Kohlenwasserstoffen im Minikanal*, Institut für Strömungstechnik und Thermodynamik, Otto-von-Guericke Universität Magdeburg, Diss., 2006