



PhD-FSTC-2020-02
Fakultät für Naturwissenschaften, Technologie und Kommunikation

DISSERTATION

verteidigt am 10/01/2020 in Luxemburg

zur Erlangung des Titels

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DU LUXEMBOURG EN SCIENCES DE L'INGÉNIEUR

von

Michel Haag

geboren am 10 Juli 1990 in Niederkorn (Luxemburg)

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN UND ANALYTISCHE MODELLIERUNG VON ADIABATEN SIEDENVORGÄNGEN IN NATURUMLAUFSYSTEMEN

Prüfungskommission

Dr. Stephan Leyer, Betreuer der Doktorarbeit
Professor, Universität Luxemburg, Luxemburg

Dr. Bernhard Peters
Professor, Universität Luxemburg, Luxemburg

Dr. Frank Scholzen, Vorsitzender
Professor, Universität Luxemburg, Luxemburg

Dr. Giuseppe Bonfigli
Professor, Technische Hochschule Deggendorf, Deutschland

Dr. Uwe Hampel
Professor, Technische Universität Dresden, Deutschland

Zusammenfassung

Moderne Nuklearreaktoren setzen vermehrt auf den Einsatz passiver Sicherheitssysteme, damit die Integrität des Sicherheitsbehälters im Falle eines Unfalls sichergestellt werden kann. Um eine passive Wärmeabfuhr aus dem Sicherheitsbehälter an die Umgebung zu ermöglichen, werden Naturumlaufsysteme verwendet. Diese haben den Nachteil, dass Instabilitäten auftreten, sobald es zu Verdampfungen im Naturumlauf kommt.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung von Instabilitäten in einem zweiphasigen Naturumlaufsystem. Nach einer detaillierten Literaturrecherche über bestehende Versuchsanlagen, wurden während des ersten Teils dieser Arbeit experimentelle Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten von Naturumlaufsystemen durchgeführt. Hierfür wurde die Versuchsanlage INTRAVIT designt und an der Universität Luxemburg errichtet. INTRAVIT bietet zum einen ein hohes Maß an Flexibilität für die Auslegung der Rohrleitungen und zum anderen den Vorteil der direkten, elektrisch steuerbaren Wärmezufuhr. Es wurden zwei Messkampagnen durchgeführt. In der ersten Messkampagne wurde, bei konstanter Steigrohrlänge, der Einfluss des Heizrohrneigungswinkels auf die Instabilitäten untersucht. Für die zweite Messkampagne wurde, bei konstantem Neigungswinkel des Heizrohrs, zum einen der Einfluss der Steigrohrlänge und zum anderen der Einfluss des Strömungswiderstands im Fallrohr auf die Instabilitäten untersucht. Für die Untersuchungen wurden die Temperaturen, der Massenstrom und die Verteilung des Dampfgehalts im Steigrohr analysiert. Zudem wurde der Druckverlauf während der Instabilitäten gemessen, um die Druckstöße während den Kondensationsschläge zu untersuchen.

In einem zweiten Teil dieser Arbeit wurde ein analytisches Modell zur Beschreibung von Verdampfungsvorgängen in adiabaten Rohren hergeleitet. Das Modell besteht aus mehreren Teilmodellen, die die Phasenoberflächendichte und die Verdampfungsrate in Abhängigkeit der Strömungsform berechnen. Das Einsetzen der Verdampfung wird hierbei über ein integriertes Keimbildungsmodell berechnet. Das hergeleitete Modell wurde in den Systemcode ATHLET implementiert. Die Versuche aus den INTRAVIT-Messkampagnen wurden mit dem neuen Verdampfungsmodell und dem Standard-Verdampfungsmodell modelliert. Anschließend wurden die Ergebnisse mit den Messdaten verglichen.

Mit der Realisierung der INTRAVIT-Anlage legt diese Arbeit einen Grundstein für weiterführende Untersuchungen an Instabilitäten in Naturumlaufsystemen. Zudem wurde ein Verdampfungsmodell hergeleitet, das durch Anpassen einzelner Teilmodelle beliebig weiterentwickelt werden kann.

Abstract

Modern nuclear reactors increasingly use passive safety systems to ensure the integrity of the containment in the event of an accident. Natural circulation systems allow passive heat removal from the containment to the environment. One of their disadvantages is that instabilities develop as soon as evaporation occurs in the system.

This thesis investigates instabilities in two-phase natural circulation systems. After comprehensive literature review on existing test facilities, the first part of this work presents experimental investigations on the stability behaviour of natural circulation systems. To conduct these investigations, the INTRAVIT test facility was designed and constructed at the University of Luxembourg. INTRAVIT offers both a high degree of flexibility in the design of the pipelines and the advantage of a direct, electrically controllable heat supply. Two measurement campaigns were carried out. During the first campaign, the influence of the heating tube inclination angle on the instabilities was investigated at constant riser pipe length. During the second measurement campaign, the influence of the riser pipe length and the influence of the flow resistance in the downcomer pipe were investigated at a constant inclination angle of the heating tube. For these investigations, temperatures, mass flow and the distribution of void in the riser pipe were analysed. In addition, pressure response during the instabilities was measured to investigate the pressure shocks caused by water hammering.

The second part of this work develops an analytical model to describe evaporation processes in adiabatic pipes. The model consists of several sub models that calculate the interfacial surface density and the evaporation rate as a function of the flow pattern. An integrated nucleation model calculates the onset of the evaporation. The derived model was implemented in the system code ATHLET. Experiments from the INTRAVIT measurement campaigns were then modelled using the new evaporation model as well as the standard evaporation model. Both were compared with the measurement data.

The design and construction of the INTRAVIT test facility is a foundation for future research on instabilities in natural circulation systems. Moreover, a new evaporation model is presented, which can easily be adapted and refined by modifying individual sub models.

Danksagung

Ich möchte mich an erster Stelle sehr herzlich bei Herrn Prof. Dr. rer.nat. Stephan Leyer für die wissenschaftliche Betreuung und die unzähligen konstruktiven Diskussionen bedanken. Zudem möchte ich mich für die vielfältigen Freiheiten, die mir zur Gestaltung dieser Arbeit, gegeben wurde bedanken.

Bedanken möchte ich mich für die Unterstützung die mir von Seiten der Universität Luxemburg zur Verfügung gestellt wurde. Dabei möchte ich mich insbesondere beim technischen Support bedanken der mir bei der Konstruktion von INTRAVIT stets behilflich war.

Des weiteren möchte ich mich bei allen Kollegen der Forschungsgruppe für die vielen anregenden Diskussionen bedanken.

Ein besonderer Dank gilt Lisi, für ihre moralische Unterstützung und Motivation zur Vollendung dieser Arbeit. Außerdem möchte ich mich bei Lisi für das intensive Korrekturlesen dieser Arbeit bedanken.

Schlussendlich möchte ich mich bei meinen Eltern, Marguy und Armand, und meiner ganzen Familie für die jahrelange Unterstützung während meines Studiums bedanken.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	V
Abbildungsverzeichnis	IX
Tabellenverzeichnis	XV
Nomenklatur	XVII
1. Einleitung	1
1.1. Passive Wärmeabfuhr in Kernkraftwerken	2
1.2. Zielsetzung	5
1.3. Stand der Wissenschaft	5
1.3.1. Flashing und Geysering	5
1.3.2. Literaturübersicht	7
1.4. Gliederung der Arbeit	9
2. Beschreibung der thermo-hydraulischen Versuchsanlage INTRAVIT	11
2.1. Konstruktives Design	11
2.2. Messtechnik	17
2.2.1. Sensoren	17
2.2.2. Datenerfassung, -verarbeitung und -aufzeichnung	19
2.2.3. Lokale Leitfähigkeitsmessung	22
2.2.4. Messgenauigkeit	26

2.3. Versuchsdurchführung	28
3. Experimentelle Ergebnisse	31
3.1. Allgemeine Betrachtung des Anlagenverhaltens	31
3.1.1. Strömungsverhalten beim stabilen Naturumlauf	31
3.1.2. Temperaturschichtung im Becken	34
3.1.3. Wandtemperaturmessung	36
3.1.4. Strömungsverhalten während des Flashing	38
3.1.5. Strömungsverhalten während des Geyserings	42
3.2. Einfluss der Heizrohrneigung	44
3.2.1. Stabiler Naturumlauf	44
3.2.2. Instabiler Naturumlauf	46
3.2.3. Analyse des Schwingungsverhaltens	54
3.3. Untersuchungen mit dem verlängerten Steigrohr	56
3.3.1. Einfluss der Strömungsdrosselung im Fallrohr	56
3.3.2. Analyse der Druckspitzen während der Kondensationsschläge . . .	59
3.3.3. Analyse des Schwingungsverhaltens	62
4. Entwicklung eines Verdampfungsmodells für den Systemcode ATHLET	65
4.1. Grundlagen von Zweiphasensystemen	65
4.1.1. Allgemeine Betrachtung der Verdampfung	65
4.1.2. Keimbildung	67
4.1.3. Strömungsformen	70
4.1.4. Beschreibung der Wärme- und Massenübertragung über die Phasengrenzschicht	71
4.2. Der Systemcode ATHLET	72
4.2.1. Thermo-fluiddynamische Grundgleichungen	73

4.2.2.	Beschreibung des Standard-Verdampfungsmodells	73
4.3.	Entwicklung des modifizierten Verdampfungsmodells	76
4.3.1.	Motivation	76
4.3.2.	Strömungskarte	77
4.3.3.	Keimbildungsmodell	79
4.3.4.	Oberflächendichte	84
4.3.5.	Ring- und Nebelströmung	86
4.3.6.	Übergang von der Schaum- in die Ringströmung	90
4.3.7.	Interpolationsbereiche	92
4.3.8.	Wärmestromdichte	94
5.	Modellierung des Naturumlaufsystems mit dem Systemcode ATHLET	99
5.1.	Beschreibung des ATHLET-Modells	99
5.2.	Simulation des stabilen Naturumlaufs	101
5.3.	Simulation des instabilen Naturumlaufs	103
6.	Zusammenfassung und Ausblick	109
6.1.	Zusammenfassung der Ergebnisse	109
6.2.	Ausblick	111
A.	Anhang	113
A.1.	INTRAVIT	113
A.1.1.	Vorabtest zum Einstellen der Leistungssteller	113
A.1.2.	Foto: Nadelsonde	119
A.1.3.	Schaltplan der Messelektronik zur Leitfähigkeitsmessung	119
A.2.	Experimentelle Ergebnisse	121
A.2.1.	Sequentielle Abfolge kollabierender Dampfblasen im Becken . . .	121

A.3. Modellierung	121
A.3.1. 2-Gruppen Modell nach (Shen u. Deng, 2016)	121
A.3.2. Lösung der kubischen Gleichung 4.52 für das erste Transitionskri- terium zur Bildung der Ringströmung	124
A.4. CFD-Simulation des Heizrohrs	125
Literaturverzeichnis	127

Abbildungsverzeichnis

1.1.	(a) Typ-I PCCS mit externem Kondensator, (b) Typ-I PCCS mit internem Kondensator und (c) Typ-II PCCS	3
1.2.	Darstellung eines Typ-I PCCS mit externem Kondensator	4
2.1.	Foto des INTRAVIT Prüfstands mit den Hauptkomponenten	12
2.2.	CAD-Modell zur Veranschaulichung verschiedener Neigungswinkel des Heizrohrs: (a) 5°, (b) 60°, (c) 90°	13
2.3.	CAD-Modell des INTRAVIT-Prüfstands. (a) der Prüfstand inklusive Gestell und dem 1 m Steigrohr, (b) der Prüfstand ohne Gestell mit dem 2,5 m Steigrohr	14
2.4.	(a) CAD-Modell des Heizrohrs mit der Heizdrahtumwicklung (Blau). (b) CAD-Modell der Klemmverschraubung des Fallrohrs. Blau: verschiebbares Rohr, gelb: statisches Rohr und rot: Klemmverschraubung	15
2.5.	Befestigung der Thermoelemente für die Temperaturmessung der Rohrinnenwand. (a) axiale und radiale Schnittansicht, (b) 3/4 - Schnittansicht des CAD Modells	16
2.6.	Positionierung der Messstellen im (a) Fallrohr, (b) Heizrohr, (c) Steigrohr und (d) Becken. Rot: Temperatur, Blau: lokaler Dampfgehalt, Grün: Relativdruck, Orange: Massenstrom.	19
2.7.	Schematisches Datenflussmodell der Messdatenverarbeitung	20
2.8.	Screenshot der Benutzeroberfläche des Mess- und Steuerprogramms . . .	21
2.9.	Foto einer Nadelsonde mit den Abmessungen der Nadelsondenspitze . . .	23
2.10.	Prinzipschaltung der Dreielektroden-Nadelsonde (Prasser u. a., 1999) . .	24

2.11. Foto der Messelektronik für die lokale Leitfähigkeitsmessung, bestehend aus einer Basisplatine und 5 Messplatinen	25
2.12. Signalauswertung: (a).Rohsignal, (b) Detailansicht des Rohsignals, (c) Verarbeitetes Rohsignals, (d) Binäres PhasenzustandssSignal	26
2.13. Ablaufsdiagramme der Messkampagnen 1 und 2	29
3.1. Zeitliche Verläufe der Strömungskenngrößen für den stabilen Naturumlauf. (a) Temperaturen im Fallrohr (TDC), im Steigrohreintritt (TRI01) und Rohrwandtemperaturen am Heizrohraustritt oben (TSI31) und unten (TSI32)(b) oben: Massenstrom (b) unten: Relativdruck im Heizrohraustritt. 32	
3.2. Konturdiagramm zur Darstellung der Temperaturverteilung entlang der Rohrleitung von der Temperaturmessstelle im Fallrohr bis zum Steigrohraustritt. Auf der Sekundärachse ist der Massenstrom aufgetragen . .	33
3.3. (a) Positionen und z-Koordinaten der Temperaturmessstellen, Temperaturen als Funktion der Zeit (b) nahe des Fallrohreintritts (15,25 und 35), (c) oberhalb des Steigrohraustritts (13, 23 und 33), (d) an den Messstellen 11, 31, 16 und 36, e) Verlauf zeitlich gemittelter Temperaturen entlang der Beckendiagonalen (11, 41 - 49 und 37) als Funktion der z-Koordinate (Mittelungszeitraum: 8500 s – 9000 s).	35
3.4. Zeitliche Verläufe der drei Innenwandtemperaturen am Heizrohraustritt und der Temperatur am Steigrohreintritt für verschiedene Anlagenkonfigurationen.	37
3.5. Schematische Abbildung des Geschwindigkeits- und Temperaturprofils im Heizrohr für (a) niedrige Wärmezufuhr und (b) hohe Wärmezufuhr zur Darstellung der laminar-turbulenten Transition im oberen Bereich des Heizrohrs.	39
3.6. Konturdiagramm der Strömungstemperaturen, aufgetragen über die Längskoordinate der Rohrleitung und der Zeit mit überlagertem Massenstromdiagramm zur repräsentativen Darstellung der Flashinginstabilität. . . .	40
3.7. Strömungskenngrößen während Flashinginstabilitäten. (a) Massenstrom. (b) Konturdiagramm des lokalen Dampfgehalts über die Steigrohrlänge. Die Position der Nadelsonden ist gestrichelt dargestellt. (c) Druckverlauf am Heizrohreintritt (pHT01) und am Heizrohraustritt (pHT02).	41

3.8. Konturdiagramm der Strömungstemperaturen, aufgetragen über die Längs- koordinate der Rohrleitung und der Zeit mit überlagertem Massenstrom- diagramm zur repräsentativen Darstellung der Geyseringinstabilität. . . .	43
3.9. Strömungskenngrößen während Geyseringinstabilitäten. (a) Massenstrom. (b) Konturdiagramm des lokalen Dampfgehalts über die Steigrohrlänge. Die Position der Nadelsonden ist gestrichelt dargestellt. (c) Druckverlauf am Heizrohreintritt (pHT01) und am Heizrohraustritt (pHT02).	44
3.10. Zeitliche Verläufe für den stabilen Naturumlauf (Beckentemperatur: 50 °C) für die Neigungswinkel von 5°, 60° und 90°.	45
3.11. Zeitliche Verläufe der inneren Wandtemperaturen (TSI31, TSI32 und TSI33) und der Strömungstemperatur (THT06) für den stabilen Naturumlauf (Beckentemperatur: 50 °C) für die Neigungswinkel von 5°, 60° und 90°. .	47
3.12. Zeitliche Verläufe im instabilen Betrieb bei einer Beckentemperatur von 85 °C.	47
3.13. Zeitliche Verläufe im instabilen Betrieb für eine relative Heizleistung von 80% – 100% bei einer Beckentemperatur von 85 °C. Untere Diagramme: gleitender Mittelwert der oberen Verläufe.	49
3.14. Darstellung des lokalen Dampfgehaltes über die Höhe des Steigrohres und die Zeit. Die Positionen der Nadelsonden sind gestrichelt dargestellt. . . .	50
3.15. Konturdiagramme für die Leistungsstufen von $P_{\text{rel}} = 80\%$ und $P_{\text{rel}} =$ 100% für eine Beckentemperatur von 85°C	52
3.16. Überlagerung mehrerer Massenstromperioden und deren Mittelwert für die Messkampagne 1. Obere Reihe: Flashing, untere Reihe: Geysering. . .	55
3.17. Zeitliche Verläufe im instabilen Betrieb bei einer Beckentemperatur von 85 °C. L.: Massenstrom; r.: Temperaturdifferenz über das Heizrohr.	57
3.18. Zeitliche Verläufe im instabilen Betrieb bei einer Beckentemperatur von 85 °C für die Messkampagne 2	58
3.19. Darstellung des lokalen Dampfgehalts über die Höhe des Steigrohres und der Zeit. Die Position der 5 Nadelsonde ist gestrichelt dargestellt. Oben: ohne Blende, Mitte: 9 mm Blende und unten: 7 mm Blende.	59

3.20. Darstellungen eines einzelnen Ausbruchs für das Experiment ohne Blende (Flashing), mit einer 9 mm Blende (Flashing) und mit einer 7 mm Blende (Geysering) bei $P_{\text{rel}} = 100\%$. (a) Massenstromverlauf, (b) Konturdiagramm zur Darstellung des lokalen Dampfgehalts und (c) Relativdruckverlauf. Messfrequenz: 1000 Hz.	60
3.21. Überlagerung mehrerer Massenstromperioden und deren Mittelwerte für die Messkampagne (a),(b),(c) Flashing und (d) Geysering	62
4.1. (a)-(d): Mechanismus der heterogenen Keimbildung. Temperaturgrenzschicht für die Keimbildung bei adiabater Wand (e) und beheizter Wand (f) (Shin u. Jones, 1993).	69
4.2. Strömungsformen einer vertikalen Zweiphasenströmung. (a) Blasenströmung, (b) Pfropfenströmung, (c) Schaumströmung, (d) Ringströmung, (e) Nebelströmung	71
4.3. Darstellung der Strömungskarte für das Standard-Verdampfungsmodell in ATHLET.	76
4.4. Strömungskarte für das modifizierte Verdampfungsmodell.	78
4.5. Vergleich der Ablösedurchmesser nach den Modellen von Du u. a. (2018) und Shin u. Jones (1993) mit den experimentellen Daten von Sugrue u. a. (2014) für Wandtemperaturen von (a) $T_W = 102\text{ °C}$ und (b) $T_W = 104\text{ °C}$	82
4.6. Oberflächendichte nach dem Modell von Shen&Deng über dem Dampfgehalt für verschiedene Massenströme	86
4.7. Schematische Darstellung des Übergangs von der Ring-/Nebelströmung auf die reine Nebelströmung	88
4.8. Verlauf der Oberflächendichte über dem Volumendampfgehalt. Getrennte Darstellung für die Oberflächendichte der Ringströmung und der Nebelströmung für drei verschiedene Massenströme.	90
4.9. Kritischer Volumendampfgehalt aus Gleichung 4.53 für den Übergang von der Schaum- in die Ringströmung, aufgetragen über den Massenstrom. (a): Variation des hydraulischen Durchmessers bei $p = 1\text{ bar}$; (b): Variation des Druckes für $d_h = 38\text{ mm}$	93

4.10. Vergleich zwischen dem linearen- und dem logarithmischen Interpolationsverfahren bei unterschiedlichen Anfangswerten.	94
4.11. Darstellung des Interpolationsbereiches zwischen dem 2-Gruppen Modell und dem Modell für die Ringströmung für zwei verschiedene Massenströme ($\dot{m} = 0,5 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ und $\dot{m} = 1,0 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$). Die vertikale Linie stellt den Übergang von der Schaum- auf die Ringströmung nach Mishima u. Ishii (1984) dar.	95
5.1. Diskretisierung der TFD- und HECU-Objekte (schraffiert dargestellt) des INTRAVIT Modells mit verlängertem Steigrohr (nicht maßstabsgetreue Darstellung).	100
5.2. Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Daten für den einphasigen Naturumlauf mit den Neigungswinkel 5° , 60° und 90° . Obere Reihe: Massenstrom im Fallrohr, untere Reihe: Temperatur im Steigrohreintritt.	102
5.3. Konturdiagramme zum Vergleich der Simulationsergebnisse des modifizierten Verdampfungsmodells (a) und des Standard-Verdampfungsmodells (b) mit den experimentellen Ergebnissen(c) sowie der Massenstrom (d) für das Experiment mit dem verlängerten Steigrohr ohne Drossel bei $P_{\text{rel}} = 100\%$	104
5.4. Konturdiagramme zum Vergleich der Simulationsergebnisse des modifizierten Verdampfungsmodells (a) und des Standard-Verdampfungsmodells (b) mit den experimentellen Ergebnissen(c) sowie der Massenstrom (d) für das Experiment mit dem verlängerten Steigrohr und der 7 mm Drossel bei $P_{\text{rel}} = 100\%$	105
5.5. Druckverläufe während der Instabilitäten bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ für die Experimente aus Messkampagne 2. Exp. Experimentelle Daten, Std. Standard-Verdampfungsmodell, Mod. modifiziertes Verdampfungsmodell. (Logarithmische Ordinate).	108
A.1. Typischer Spannungsverlauf einer Phasenanschnittsteuerung, hier bei einer Steuerspannung von 7 V	114
A.2. Foto der eingebauten Leistungssteller	114
A.3. Foto des am Drahtgestell montierten Heizdrahts	115

A.4. Verlauf der Leistung über die Steuerspannung für die drei Leistungssteller mit voller Leistung bei 10 V und ca. 30 °C	116
A.5. Verlauf der Leistung über die Steuerspannung für die drei Leistungssteller mit voller Leistung bei 10 V und 80 °C	117
A.6. Verlauf der Leistung und der Temperatur über die Zeit bei einer Steuerspannung von 5 V	118
A.7. Verlauf der Leistung und der Temperatur über die Zeit bei einer Steuerspannung von 9,5 V und 10 V	119
A.8. Nadelsonde mit 45° gebogener Spitze	119
A.9. Detailliertes Schaltbild für die Messplatine mit den Operationsverstärker (Schaltbild erstellt mit KiCad)	120
A.10. Detailliertes Schaltbild der Basisplatine für die Spannungsversorgung der Verstärkerschaltkreise (Schaltbild erstellt mit KiCad)	120
A.11. CFD Simulation des Heizrohrs für den Test a60T75 bei voller Heizleistung, (a) Geschwindigkeits-Konturdiagramm (Längsschnitt) , (b) Geschwindigkeits-Konturdiagramm mit Strömungslinien (Querschnitt) bei $z = 0.75\text{m}$ (c) Wandtemperaturen aufgetragen über die axiale Rohrrichtung z	126

Tabellenverzeichnis

2.1. Eckdaten von INTRAVIT	17
2.2. Überblick über Position, Messgrösse, Typ und Anzahl der Sensoren . . .	17
2.3. Messgenauigkeit der Sensoren	27
3.1. Stabilitätsbereiche bei konstanter Beckentemperatur von 85°C bei verschiedenen Neigungswinkel unter Variation der Heizleistung (Stab.: Stabil; Fls.: Flashing; Gey.: Geysering).	53
3.2. Zusammenfassung der Frequenzen und der Maxima der Massenstromperioden bei verschiedenen Neigungswinkeln des Heizrohres der Messkampagne 1	56
3.3. Zusammenfassung der Frequenzen und der Maxima der Massenstromperioden bei verschiedenen Blendendurchmessern der Messkampagne 2. . .	64
5.1. Vergleich der Simulationsergebnisse des verwendeten Standard-Verdampfungsmodells (Std.), des modifizierten Verdampfungsmodells (Mod.) mit den experimentellen Ergebnissen (Exp.). Tabelliert sind die Frequenz f der Instabilitäten, das mittlere Peakmaximum \dot{m}_{Peak} und das arithmetische Mittel des Massenstromes $\overline{\dot{m}}$	106

Nomenklatur

Symbole

Lateinische Symbole

a	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	Temperaturleitfähigkeit
A_i	$\frac{1}{\text{m}}$	Oberflächendichte
b	$\frac{\text{J}}{\text{m}^2 \text{Ks}^{0,5}}$	Penetrationskoeffizient
C	-	Koeffizient
c_l	-	Auftriebkoeffizient
c_p	$\frac{\text{K}}{\text{kgK}}$	spez. Wärmekapazität
d	m	Durchmesser
f	Hz	Frequenz
g	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$	Erdbeschleunigung
h	m	Höhe
h	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$	Enthalpie
J	$\frac{1}{\text{m}}$	volumen spez. Keimbildungsrate
Ja	-	Jakob-Zahl
k_B	$\frac{\text{J}}{\text{K}}$	Boltzmannkonstante
L	m	Länge
L_o	m	Laplace Länge
\dot{m}	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$	Massenstrom
n	$\frac{1}{\text{m}^3}$	Volumenspezifische Anzahl
Nu	-	Nusselt-Zahl
p	bar	Druck
P	W	Leistung
Pe	-	Peclet-Zahl
Pr	-	Prandtl-Zahl
\dot{Q}	W	Wärmestrom
r	m	Radius

t	s	Zeit
T	°C/K	Temperatur
U	V	elektrische Spannung
u	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Geschwindigkeit
w	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Geschwindigkeit

Griechische Symbole

α	°	Winkel
α	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$	Wärmeübergangskoeffizient
Δ	-	Differenz
ϵ	-	Volumendampfgehalt
ϵ	-	relativer Fehler
θ	°	Kontaktwinkel
λ	$\frac{\text{W}}{\text{mK}}$	Wärmeleitfähigkeit
μ	Pa s	dynamische Viskosität
ν	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	kinematische Viskosität
ρ	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Dichte
σ	$\frac{\text{N}}{\text{m}}$	Oberflächenspannung
τ	Pa	Scheerspannung
Φ	°	Phasenanschnittswinkel
Ψ	$\frac{\text{kg}}{\text{sm}^3}$	Verdampfungsrate

Indizes

'	Sättigung
b	Blase
BW	Blasenwachstum
d	Dampf
det	Abgelöst
f	Flüssigkeit
GS	Grenzschicht
h	Hydraulisch
HR	Heizrohr
k	Kritisch

Kap	Kapillar
KS	Keimstellen
lo	Lift-off
m	Mittlere
rel	Relativ
sup	Überhitzt
t	Tropfen
v	Verdampfung
w	Wand

Abkürzungen

ABWR	Advanced boiling water reactor
AHWR	Advanced heavy water reactor
AP	Advanced Passive
ATHLET	Analysis of thermal-hydraulics of leaks and transients
B	Blende
BNC	Bayonet Neill Concelman
CAD	Computer Aided Design
CAP	Chinese Advanced Passive
CFD	Computational Fluid Dynamics
E	Elektrode
EPDM	Ethylen-Propylen-Dien-Kautschuk
ESBWR	Economic simplified boiling water reactor
FIFO	First In First Out
Fls	Flashing
GCSM	General control simulation module
GENEVA	Generische Einschleifennaturumlaufversuchsanlage
Gey	Geysering
GRS	Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit
HECU	Heat conduction module
HPR	Hualong Pressurised Reactor
HS	High Speed
INKA	Integral Teststand Karlstein
INTRAVIT	Investigation of passive heat transfer in a variably inclined tube

KMS	Kühlmittelverlust-Störfall
LabVIEW	Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench
LS	Low Speed
LSBWR	Long operation cycle simplified boiling water reactor
mDC	Mass Flow Downcomer (Fallrohr)
MS	Medium Speed
NI	National Instruments
OPV	Operationsverstärker
PCCS	Passive containment cooling system
PEEK	Polyetheretherketon
pHT	Pressure Heating Tube
PIR	Polyisocyanurat
PTFE	Polyetrafluorethylen
R	Widerstand
RDB	Reaktordruckbehälter
RMWR	Reduced moderation water reactor
SWR	Siedewasserreaktor
TDC	Temperature Downcomer (Fallrohr)
TFD	Thermofluidodynamik
THT	Temperature Heating Tube (Heizrohr)
TRI	Temperature Riser
TSI	Temperature Surface Inside
TSO	Temperature Surface Outside
TUP	Temperature Upper Plenum (Becken)
VRI	Void Riser
WWER	Water-water energetic reactor

Einleitung

Kapitel 1

Die freie Konvektion ist ein Wärmetransportmechanismus, der ein Fluid aufgrund eines Dichteunterschiedes in einem Schwerfeld antreibt. Dabei setzt sich das Medium im System in Bewegung, ohne dass mechanische Energie, wie zum Beispiel in Form einer Pumpe, aufgewendet werden muss. In unserer täglichen Umgebung beeinflusst uns die freie Konvektion ständig. So wird zum Beispiel die Wärme vom Heizkörper aus über freie Konvektion im Raum verteilt. Auch beim Aufheizen eines Wassertopfes führt die freie Konvektion dazu, dass das warme Wasser von der heißen Topfunterseite nach oben transportiert wird und dadurch den Topf vor dem Überhitzen bewahrt. Auch in der Natur sind ähnliche Phänomene zu beobachten. Die freie Konvektion sorgt beispielsweise dafür, dass die Erdwärme über Konvektionsströmungen im Erdmantel an die Oberfläche transportiert wird und auch das Ausbrechen eines Geysirs würde ohne freie Konvektion nicht stattfinden.

In technischen Systemen wird oftmals erzwungene Konvektion für den Wärmetransport genutzt. Dabei wird eine Pumpe, verwendet um einen Kreislauf anzutreiben und die Wärme so durch das System zu transportieren. Der große Vorteil dieser Systemen ist, dass zum einen hohe Massenströme erzielt werden können und zum anderen der Massenstrom und so die damit transportierte Wärme einfach und genau gesteuert werden kann. Dennoch sind auch Kreisläufe weit verbreitet, die auf dem freien konvektiven Wärmetransport basieren. Diese werden als Naturumlaufsystem bezeichnet. Dadurch, dass Naturumlaufsysteme keine Pumpe besitzen, sind diese kostengünstiger, wartungsärmer und benötigen keinen Strom für den Antrieb. Mit einer Thermosiphon-Solaranlage kann so beispielsweise eine Warmwasserversorgung in abgelegenen Gebieten ohne Stromversorgung bereitgestellt werden. In der Chemieindustrie werden für den Betrieb von Rektifikationskolonnen Rückverdampfer (Reboiler) verwendet, die das Prinzip des Naturumlaufs nutzen, um dadurch Kosten zu reduzieren. In der Kerntechnik kommen Naturumlaufsysteme sowie weitere Systeme, die durch natürliche Kräfte (z.B. Schwerkraft, Auftrieb) angetrieben werden, als Sicherheitssysteme zum Einsatz. Diese Systeme wer-

den als passive Sicherheitssysteme bezeichnet und können zum Beispiel im Falle eines kompletten Ausfalls der Stromversorgung (Station-Blackout) ohne Stromzuführung und ohne menschliches Eingreifen aktiviert und betrieben werden.

1.1. Passive Wärmeabfuhr in Kernkraftwerken

Der Fukushima-Daiichi Reaktorunfall von 2011 hat durch das Versagen der aktiven Kühlsysteme, aufgrund deren Abhängig von einer externen Stromversorgung, die Grenzen dieser Systeme aufgezeigt. Forschung an passiven Sicherheitssystemen gab es bereits vor dem Unfall (IAEA, 1991) und wurde seitdem intensiviert. Moderne Kernkraftwerke der Generation III (z.B AP1000, ESBWR, KERENA oder WWER-1200), die zum Teil bereits in Betrieb sind, besitzen eine Vielzahl an diversen passiven Sicherheitssystemen, um die Kühlung des Reaktorkerns zu gewährleisten (IAEA, 2009).

Bei einem KMV (Kühlmittelverlust-Störfall) oder, wie im Falle des Fukushima Unfalls (AESJ, 2015), durch eine Druckentlastung des Primärkreislaufs, gelangt kontaminiertes Kühlmittel in Form von Wasserdampf in den Sicherheitsbehälter. Das Wasserinventar des Primärkreislaufs zusammen mit dem Notkühlwasser, welches in den Primärkreislauf geleitet wird um die Nachzerfallswärme abzuführen, stellen eine erhebliche Menge an Wasser dar, die beim Austritt in den Sicherheitsbehälter verdampft. Folglich kommt es zu einem Druckanstieg im Sicherheitsbehälter. Um die Stabilität des Sicherheitsbehälters zu gewährleisten, muss dieser ab einem Maximaldruck entlüftet werden, wodurch ein Austritt an Radioaktivität in die Umwelt nicht mehr zu vermeiden ist. Während des Fukushima Reaktorunfalls wurden dabei eine große Menge an radioaktiver Spaltprodukte (u.a. ca. $500 \cdot 10^{15}$ Bq Iod-131 und ca. $10 \cdot 10^{15}$ Bq Cäsium-134) freigesetzt, was die Evakuierung von 114.460 Menschen erforderte (AESJ, 2015).

Um dem Druckanstieg im Sicherheitsbehälter entgegenzuwirken, muss der Dampf auf dessen Innenseite kondensiert werden und damit Wärme nach außen abgeleitet werden. Die Wärmeabfuhr kann mittels passiver Kühlsysteme (PCCS, Passive Containment Cooling System) erfolgen. PCCS lassen sich in zwei Typen einteilen:

- Beim ersten Typ (Typ-I) befindet sich oberhalb des Sicherheitsbehälters ein zur Umgebung hin offenes, großes Becken. Dieses dient als Wärmesenke für die Kondensationswärme des Wasserdampfs. Dabei wird zwischen zwei Variationen unterschieden, die von der Lage des Kondensators abhängen. (Jeon u. a., 2015). Bei der Variante mit dem externen Kondensator (siehe Abbildung 1.1(a)), kondensiert der Dampf an der Außenseite der Kondensationsrohre. Diese sind auf der Innenseite

1.1. Passive Wärmeabfuhr in Kernkraftwerken

mit kaltem Wasser durchströmt und befinden sich im Sicherheitsbehälter. Diese Variante wird bei den Reaktoren KERENA (Stosic u. a., 2008), AHWR (Sinha u. Kakodkar, 2006), HPR1000 (Xing u. a., 2016), iPower (Lee u. a., 2017) und WWER-1200 (Bakhmet'ev u. a., 2009; Bezlepkín u. a., 2014) verwendet.

Bei der zweiten Variante, dem PCCS mit internem Kondensator, befinden sich die Kondensationsrohre im Becken und sind auf der Rohraußenseite von Wasser umgeben (siehe Abbildung 1.1(b)). Durch die Rohrinne-seite wird der Dampf aus dem Sicherheitsbehälter geleitet und kondensiert dabei. PCCS mit internem Kondensator sind in Kraftwerken wie dem ABWR-II, dem RMWR, dem ESBWR und dem LSBWR vorhanden (IAEA, 2009).

- Beim zweiten Typ (Typ-II) befindet sich der Reaktor in einem Sicherheitsbehälter aus Stahl der die Wärme gut nach außen leitet (siehe Abbildung 1.1(c)). Das Reaktorgebäude hat an der Ober- und Unterseite Öffnungen, sodass sich eine natürliche Luftzirkulation um den Sicherheitsbehälter einstellen kann sobald dieser sich aufheizt. Zusätzlich wird der Sicherheitsbehälter von oben mit Wasser besprüht. Dabei verdunstet das Wasser und erhöht dadurch den Wärmeübergang. Die Wärmeabfuhr führt zur Kondensation des Dampfes auf der Innenseite des Sicherheitsbehälters. Die Typ-II PCCS werden beim AP1000 (Schulz, 2006) und beim CAP1400 (Yang u. Han, 2014) verwendet.

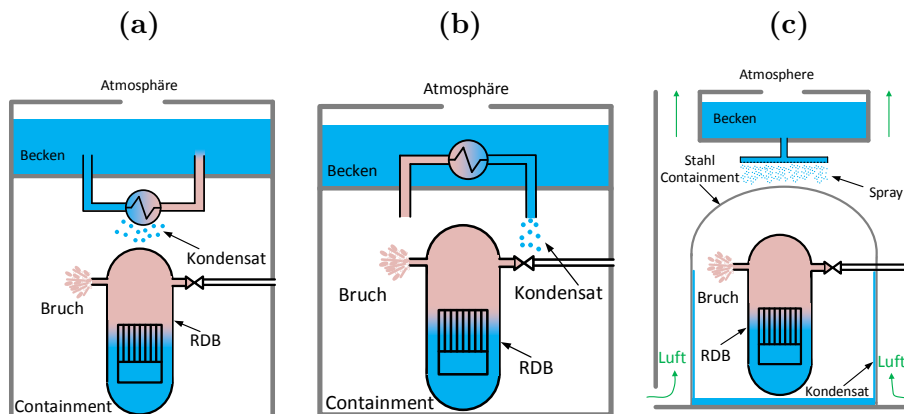


Abbildung 1.1.: (a) Typ-I PCCS mit externem Kondensator, (b) Typ-I PCCS mit internem Kondensator und (c) Typ-II PCCS

Beim PCCS vom Typ-I hat der interne Kondensator den Nachteil, dass bei einem erhöhten Anteil an nicht-kondensierbarer Gase sich der Wärmeübergang drastisch verschlechtert und dadurch dieser in seiner Wirkung gehemmt wird (Paladino u. a., 2011). Als nicht-kondensierbares Gas ist Luft oder beim inertisierten Sicherheitsbehälter Stickstoff

vorhanden. Im Falle eines schweren Störfalls wird zudem Wasserstoff beim Schmelzen des Kernes freigesetzt. Der Typ-I PCCS mit dem externen Kondensator hat hingegen den Nachteil, dass sich starke Instabilitäten (Flashing, Geysering) im Naturkreislauf entwickeln können. Diese können zu starken Druckstößen (Kondensationsschlägen) führen und damit die mechanische Stabilität des Systems gefährden (Milivojevic u. a., 2014).

Die Arbeitsweise eines Typ-I PCCS mit externem Kondensator ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Das System besteht aus einem Bündel an Rohren (Kondensationsrohre) über die die Wärme zugeführt wird. Die Kondensationsrohre befinden sich im Sicherheitsbehälter und sind über ein Zulaufrohr, dem Fallrohr, und einem Rücklaufrohr, dem Steigrohr, mit einer Wasservorlage verbunden. Im Falle eines Störfalls mit Dampfeintrag in den Sicherheitsbehälter sind die Kondensationsrohre im Sicherheitsbehälter von Wasserdampf und möglichen nicht-kondensierbaren Gasen umgeben. An der großen Oberfläche der Kondensationsrohre kondensiert der Dampf und überträgt dabei die Kondensationswärme über die Rohrwand in das Fluid auf der Sekundärseite des Naturumlaufs. Auf der Primärseite stellt sich dadurch eine Konvektionsströmung ein, die an der Oberseite der Kondensationsrohre den Dampf ansaugt und kondensiert.

Die übertragene Wärme führt dazu, dass sich das Wasser auf der Sekundärseite der Kondensationsrohre aufheizt. Aufgrund des Temperaturanstiegs verringert sich die Dichte und das warme Wasser steigt über das Steigrohr nach oben. Währenddessen strömt kälteres Wasser mit höherer Dichte über das Fallrohr nach, sodass sich ein Naturumlauf einstellt. Die zugeführte Wärme kann so hoch sein, dass das Wasser im System zu sieden beginnt. Durch die Verdampfung können die bereits erwähnten Instabilitäten auftreten.

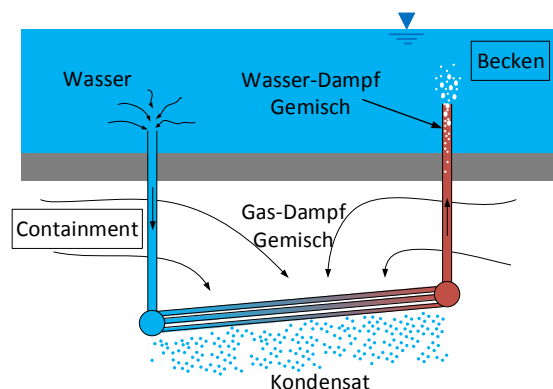


Abbildung 1.2.: Darstellung eines Typ-I PCCS mit externem Kondensator

1.2. Zielsetzung

In unterschiedlichen experimentellen Arbeiten konnte das Auftreten von thermohydraulischen Instabilitäten in einem Typ-I PCCS mit externem Kondensator bereits beobachtet werden. Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit besteht darin, ein verbessertes Verständnis zur Beschreibung dieser Instabilitäten zu schaffen. Hierfür wurden sowohl experimentelle als auch numerische Untersuchungen durchgeführt, um den Wärmetransport und die Strömungsdynamik während der auftretenden Instabilitäten zu untersuchen.

Im Rahmen dieser Arbeit soll in einem ersten Teil eine Versuchsanlage zur Untersuchung der Instabilitäten in Naturumlaufsystemen geplant und errichtet werden. Die Anlagenkonfiguration soll mit geringem Aufwand modifiziert werden können um sowohl den Einfluss des Heizrohrneigungswinkels als auch den der Länge des Heizrohres auf die Systemstabilität zu untersuchen. Zudem muss sichergestellt werden dass für jede Anlagenkonfiguration die Versuchsbedingungen (Heizleistung, Anfangstemperatur, etc) reproduzierbar sind. Für die Versuchsanlage soll ein umfangreiches Messsystem entwickelt werden, das eine hochauflösende Beschreibung der Strömungskenngrößen ermöglicht. Zusätzlich zu den konventionellen Messgrößen, soll ein Messsystem realisiert werden, das die Detektion der Dampfblasen ermöglicht um somit die Zweiphaseninstabilitäten besser charakterisieren zu können.

Anliegen des zweiten Teils dieser Arbeit ist die realitätsnahen Modellierung des instabilen Naturumlaufs mit dem Systemcode ATHLET. Hierfür soll ein umfangreiches Verdampfungsmodell, basierend auf dem aktuellen Stand der Forschung, hergeleitet und in ATHLET implementiert werden. Das Ziel dieses Teils der Arbeit besteht darin, mit der verbesserten Modellierung der Verdampfung die Instabilitäten akkurater abbilden zu können und somit das Leistungspotential von ATHLET zu steigern.

1.3. Stand der Wissenschaft

1.3.1. Flashing und Geysering

Flashing und Geysering zählen beide zu den thermohydraulischen Instabilitäten in Naturumlaufsystemen, deren destabilisierende Wirkung auf die Verdampfung und der damit verbundenen abrupten Änderung der Fluidichte zurückzuführen ist. Beide Instabilitäten benötigen ein System mit einem langen Steigrohr am Ende der Heizzone.

Flashing tritt auf wenn warmes, flüssiges Wasser aus der Heizzone in das adiabate Steigrohr eintritt und durch den hydrostatischen Druckabfall der Sättigungsdruck unterschreitet und dabei verdampft. Folglich wäre eine Bedingung für das Auftreten des Flashings, dass die Temperatur am Heizzonenaustritt kleiner als die lokale Sättigungstemperatur ist und zudem höher als die Sättigungstemperatur am Steigrohraustritt. Sobald sich Dampf im Steigrohr bildet, sinkt die mittlere Dichte im Steigrohr. Dies führt zu einem weiteren hydrostatischen Druckabfall und noch mehr Wasser verdampft. Gleichzeitig erhöht sich der Antrieb des Naturumlaufs aufgrund der geringeren Dichte im Steigrohr, wodurch die Temperatur am Austritt der Heizzone sinkt und sich zeitweise ein stabiler, einphasiger Naturumlauf einstellt, bevor der Zyklus von vorne beginnt. Flashing ist durch periodisch auftretende Oszillationen charakterisiert und zählt laut Durga Prasad u. a. (2007) in der Gruppe der dynamischen Instabilitäten zu den Dichtewellen-Oszillationen (density wave oscillations). (Nayak u. Vijayan, 2008)

Geysering hingegen kann in Form aperiodischer Oszillationen auftreten und wird in Durga Prasad u. a. (2007) als statische Instabilität klassifiziert. Geysering kann in der gleichen Systemkonfiguration wie das Flashing auftreten. Die Voraussetzung für das Geysering ist, dass sich bereits Dampfblasen in der Heizzone bilden. Diese treten dann in das Steigrohr ein und wachsen aufgrund des hydrostatischen Druckabfalls an, wodurch die Verdampfung verstärkt wird. Der Unterschied zum Flashing ist, dass die Verdampfung beim Geysering in der Heizzone eingeleitet wird, wohingegen beim Flashing die Verdampfung erst im Steigrohr startet. (Nayak u. Vijayan, 2008)

Weitere Zweiphasen-Instabilitäten sowie deren Klassifikationen können in den zusammenfassenden Veröffentlichungen von Boure u. a. (1973); Nayak u. Vijayan (2008); Kakac u. Bon (2008); Ruspini u. a. (2014) nachgelesen werden.

Das instabile Verhalten beim Flashing als auch das beim Geysering verringern sich mit steigendem Systemdruck. Dies liegt daran, dass bei hohem Druck die gleiche Menge an verdampfter Flüssigkeit einen geringeren Dampfgehalt hat als bei niedrigerem Druck. Durch den geringeren Dampfgehalt ist auch der Dichteunterschied zwischen dem Zweiphasengemisch im Steigrohr und der einphasigen Flüssigkeit im Fallrohr geringer, was zu einem reduzierten Antrieb bei der Verdampfung im Steigrohr führt.

In dieser Arbeit werden ausschließlich Naturumlaufsysteme bei atmosphärischem Druck betrachtet.

1.3.2. Literaturübersicht

In der Vergangenheit wurden bereits viele Arbeiten durchgeführt, um Instabilitäten in Naturumlaufsystemen bei niedrigem Druck zu untersuchen. Die meisten dieser Arbeiten haben sich mit dem Anfahrverhalten von Nuklearreaktoren mit Naturumlaufkühlung beschäftigt. In diesem Kontext wurden zum einen experimentelle Arbeiten durchgeführt die auf einem einfachen Naturumlaufsystem beruhen (Chiang u. a., 1993; Jiang u. a., 1995; Kim u. Lee, 2000; Vijayan u. a., 2008) und zum anderen Arbeiten die Naturumlaufsysteme mit mehreren parallelen Steigrohren untersucht haben (Aritomi u. a., 1993; Marcel u. a., 2010). Neben den experimentellen Arbeiten wurde auch eine Reihe an numerischen Simulationen zur Beschreibung der Instabilitäten in Naturumlaufsystemen durchgeführt (Chin-Jang Chang u. Lahey, 1997; Paniagua u. a., 1999; Manera u. a., 2005; Paladino u. a., 2008; Rohde u. a., 2010). Alle diese Arbeiten haben gemeinsam, dass sie ein geschlossenes Naturumlaufsystem beschreiben, ohne Wasservorlage am Steigrohraustritt.

Arbeiten die sich mit dem instabilen Verhalten von PCCS-TypI-ähnlichen Naturumlaufsystemen mit einer großen Wasservorlage am Steigrohraustritt beschäftigen sind nur wenige in der Literatur zu finden. Die meisten Arbeiten zu diesem Thema lehnen sich an das PCCS eines bestimmten Reaktortyps an. Im Folgenden werden diese Arbeiten zusammengefasst.

Eines der ersten Experimente zu PCCS mit externem Kondensator wurde an der PAN-DA (Passive Nachwärmeabfuhr und Druckabbau Test Anlage)-Versuchsanlage am Paul-Scherrer Institut in der Schweiz durchgeführt, um dessen Leistung im SWR 1000-Reaktor (heutige Bezeichnung: KERENA) zu testen (Dreier u. a., 1999). Es wurden Tests durchgeführt, um das Verhalten verschiedener passiver Sicherheitssysteme, inklusive des PCCSs, bei unterschiedlichen Unfallszenarien zu untersuchen. Bei niedriger Beckentemperatur wurde ein einphasiger, stabiler Naturumlauf beobachtet. Mit steigender Beckentemperatur wurde die Sättigungstemperatur im Kreislauf erreicht und ein zweiphasiger, instabiler Naturumlauf hat sich eingestellt. Dabei wurden starke Massenstromschwankungen beobachtet.

Von AREVA (Leyer u. a., 2010; Wagner u. Leyer, 2015) wurden Untersuchungen des Verhaltens der passiven Wärmeabfuhrsysteme in Originalgröße für den KERENA Reaktor an der INKA (INtegral test stand KARlstein)-Anlage in Karlstein, Deutschland durchgeführt. Unter anderem wurde der Gebäudekondensator (PCCS mit externem Kondensator) unter Variation der Beckentemperatur, des Drucks auf der Primärseite und die Präsenz von nicht-kondensierbaren Gasen auf der Primärseite getestet. Auch hier wurde

mit steigender Temperatur ein stabiler einphasiger, ein instabiler zweiphasiger und ein stabiler zweiphasiger Naturumlauf beobachtet. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass der Gebäudekondensator eine Leistung von bis zu 7 MW abführen kann.

Zum Testen des PCCSs mit externem Kondensator wurden Experimente von Bakhmet'ev u. a. (2009) an einer großskaligen Versuchsanlage in Nischni Nowgorod, Russland für den russischen WWER-1200 Reaktor durchgeführt. Während der Tests wurde im Verdampfer Wasserdampf mit bis zu einer Leistung von 1,8 MW produziert. Bei maximaler Heizleistung konnten ab einer Beckentemperatur von 70 °C Instabilitäten im Naturumlauf beobachtet werden. Bei einer Beckentemperatur von 100 °C hat sich ein stabiler zweiphasiger Naturumlauf eingestellt.

Cloppenburg u. a. (2015) haben generische Tests an der GENEVA Anlage an der TU Dresden durchgeführt, um das thermo-hydraulische Verhalten der Instabilitäten zu untersuchen. GENEVA ähnelt von der Anlagenkonfiguration her den großskaligen Versuchsanlagen. Auch hier wird die Wärme in einer Dampfkammer über Kondensation an der Rohraußenseite in den Naturumlauf übertragen. Es wurden Untersuchungen mit verschiedenen Steigrohrdurchmessern und mit unterschiedlicher Anzahl an Kondensationsrohren bei verschiedenen Verdampferleistungen von bis zu 100 kW gemacht.

Angelehnt an das PCCS mit externen Kondensatoren des chinesischen HPR1000 Druckwasserreaktors, haben Hou u. a. (2016) Versuche an deren kleinskaligen Anlage durchgeführt. Hier erfolgt die Wärmezufuhr an den Naturumlauf über eine vertikal orientierte Dampfkammer. Bei dieser Arbeit wurde der Einfluss verschiedener Parameter (Kondensationsrohr - Austrittstemperatur / Eintrittstemperatur, der Anteil an nicht-kondensierbaren Gasen im Wasser) auf flashinginduzierte Kondensationsschläge untersucht. Zudem wurde der Einfluss eines horizontalen Rohrstücks, gleich nach dem vertikalen Kondensationsrohr, untersucht. Während der Versuche wurde eine maximale Heizleistung von 37,6 kW an den Naturumlauf übertragen.

Sämtliche Versuchsanlagen haben zwei getrennte Kreisläufe, einen Kreislauf für die Dampfzufuhr und den Naturkreislauf. In deren Schnittstelle wird die Wärme hauptsächlich über den an dem/-n Kondensationsrohr/-en kondensierenden Dampf in den Naturumlauf übertragen. Diese Konfiguration führt zu der Problematik, dass der an den Naturumlauf zugeführte Wärmestrom von den Wärmeübergangskoeffizienten an der Kondensationsrohrinnen- und -außenseite abhängt. Die Wärmeübergangskoeffizienten und damit die in den Naturumlauf zugeführte Leistung hängen zum einen von der Strömungsgeschwindigkeit und der Phasenverteilung (bei zweiphasiger Strömung) auf der Rohrinne- und zum anderen von der Strömungsgeschwindigkeit und der Form

der Kondensation (Tropfenkondensation, Filmkondensation) auf der Rohraußenseite ab. Diese Gegebenheit macht eine Reproduzierbarkeit der zugeführten Wärmeleistung für verschiedene Anlagenkonfigurationen und Parametervariationen nahezu unmöglich. Zudem konnten in der Literatur keine Arbeiten gefunden werden über den Einfluss der Neigung des Kondensationsrohrs auf die Strömung und die Instabilitäten im Naturkreislauf. Dennoch sind in den Sicherheitsbehältern kommerzieller Reaktoren PCCS mit unterschiedlicher Neigung der Kondensationsrohre zu finden. Der HPR1000 und der WWER-1200 haben beispielsweise vertikal orientierte Kondensationsrohre, wohingegen beim AHWR und beim KERENA Reaktor PCCS mit geneigten¹ Kondensationsrohren verwendet werden. Jeon u. NO (2014) haben lediglich Untersuchungen hinsichtlich des Wärmeübergangskoeffizienten an der Kondensationsrohraußenseite bei verschiedenen Neigungswinkeln gemacht. Dabei haben sie herausgefunden, dass der Wärmeübergangskoeffizient auf der Rohraußenseite bei nahezu horizontaler Rohrneigung um 15-30% höher ist als bei einer vertikalen Anstellung.

1.4. Gliederung der Arbeit

Diese Arbeit ist in sechs Kapitel gegliedert. In der Einleitung wurde bereits der Stand der experimentellen Arbeiten zu Untersuchungen der PCCS mit externem Kondensator und damit auch die Motivation zur Errichtung eines neuen Prüfstands dargestellt.

Im zweiten Kapitel wird der thermo-hydraulische Prüfstand INTRAVIT beschrieben. Hierbei wird in separaten Unterkapiteln auf das konstruktive Design, die Messtechnik und die Versuchsdurchführung eingegangen.

Das dritte Kapitel befasst sich mit der Auswertung der experimentellen Ergebnissen. Zuerst werden die Strömungskenngrößen beim allgemeinen Anlagenverhalten beschrieben. Hierbei wird der stabile Naturumlauf analysiert, die Temperaturschichtung im Becken untersucht und die Ergebnisse der Wandtemperaturmessungen am Heizrohr dargestellt. Anschließend wird das allgemeine Systemverhalten während der Flashing- und der Geysering-Instabilität erklärt. Nachfolgend wird der Einfluss der Heizrohrneigung auf den stabilen und den instabilen Naturumlauf untersucht. In einem letzten Unterkapitel wird der Einfluss der Steigrohrlänge und der Strömungsdrosselung im Fallrohr bei verlängertem Steigrohr untersucht. In diesem Unterkapitel wird ein weiterer Fokus auf die Analyse der Druckspitzen während der Kondensationsschläge gesetzt.

Das vierte Kapitel beschäftigt sich mit der Entwicklung eines Verdampfungsmodells für

¹die genaue Neigung ist unbekannt

den Systemcode ATHLET. Zu Beginn dieses Kapitels werden die allgemeinen Grundlagen von Zweiphasenströmungen sowie die Modellierung der Verdampfung erklärt. Im zweiten Unterkapitel wird das aktuell in ATHLET implementierte Verdampfungsmodell beschrieben und die Schwächen dieses Modells herausgearbeitet. Im dritten Unterkapitel wird, basierend auf aktueller Literatur, die Entwicklung des modifizierten Verdampfungsmodells beschrieben.

Die Modellierung des Naturumlaufs mit ATHLET wird im fünften Kapitel beschrieben. Zuerst wird hier das ATHLET-Modell dargestellt. Anschließend wird ein Vergleich der Simulationsergebnisse des Standard-Verdampfungsmodells und des modifizierten Verdampfungsmodells mit den experimentellen Ergebnissen für den stabilen und den instabilen Naturumlauf beschrieben.

Im sechsten Kapitel werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick für zukünftige Arbeiten auf diesem Forschungsgebiet präsentiert.

Beschreibung der thermo-hydraulischen Versuchsanlage INTRAVIT

Im vorherigen Kapitel wurde geschlussfolgert, dass die bestehenden PCCS-TypI-ähnlichen Versuchsanlagen zur genauen Untersuchung der Instabilitäten nur bedingt geeignet sind. Aus diesem Grund wurde an der Universität Luxemburg die INTRAVIT-Anlage errichtet. Das Akronym INTRAVIT steht für: „**IN**vestigation of passive heat **TR**ansfer in a **V**ariably **I**nclined **T**ube“. INTRAVIT bietet zum einen eine direkte elektrische Beheizung des Naturumlaufs, um so eine reproduzierbare Wärmezufuhr zu garantieren. Aufgrund einer Vielzahl an Messstellen bietet sich INTRAVIT an für die Validierung numerischer Modelle. Zum anderen ist INTRAVIT sehr flexibel designt, um die Rohrleitungen je nach Bedarf einfach anpassen zu können. Dies ermöglicht unter anderem das Studieren des Einflusses der Heizrohrneigung auf die Instabilitäten.

2.1. Konstruktives Design

Das Design von INTRAVIT basiert auf dem Grundprinzip eines offenen Naturumlaufsystems mit einem einzelnen Heizrohr. Die Unterseite des Beckens befindet sich auf einer Höhe von 3,3 m und ist über ein adiabates Fall- und Steigrohr mit einem tiefer gelegenen Heizrohr verbunden (siehe Abbildung 2.1). Die Anlage ist so konzipiert, dass der Neigungswinkel des Heizrohres in mehreren Stufen zwischen einer horizontalen Stellung (0°) und einer vertikalen Stellung (90°) verstellt werden kann. Für die verschiedenen Neigungswinkel des Heizrohres bleibt das Fallrohr stets an der gleichen Stelle. Je höher der Neigungswinkel ist, desto näher rückt das Steigrohr an das Fallrohr heran (siehe Abbildung 2.2). Hierfür wurden mehrere Anschlussflansche für das Steigrohr vorgesehen. Bei gleicher Länge des Steigrohres ist das Fallrohr so ausgelegt, dass dessen Länge



Bez.	Komponente
A	Fallrohr
B	Heizrohr
C	Steigrohr
D	Tank
E	Massenstrommesser
F	Nadelsondenelektronik
G	Kühleinheit
H	Messtechnik-/Schaltschrank
I	Computer

Abbildung 2.1.: Foto des INTRAVIT Prüfstands mit den Hauptkomponenten

stufenlos veränderbar ist. Die Winkeländerung zwischen dem Fallrohr und dem Heizrohr wird über eine drehbare Flanschverbindung ermöglicht. Zwischen dem Heizrohr und dem Steigrohr befindet sich ein flexibler Metallschlauch. Sämtliche Rohrstücke sind über Clampverbindungen¹ miteinander verbunden. Clampflansche ermöglichen ein schnelles Lösen und Schließen der Verbindung und sind, im Gegensatz zu üblichen Flanschen, wegen ihrer rotationssymmetrischen Geometrie im gelösten Zustand frei drehbar. Für die Dichtungen der Flansche wurden Abdeckdichtungen aus PTFE² am Heizrohr und an den restlichen Dichtstellen aus EPDM³ verwendet. Bei einem kleinen Neigungswinkel des Heizrohres kann das 1 m lange Steigrohr auf eine Länge von 2,5 m erweitert werden (siehe Abbildung 2.3).

Das Becken ist weitgehend transparent ausgeführt, sodass das Verhalten der in das Becken eintretenden Dampfblasen optisch analysiert werden kann. Die Seitenwände des Beckens bestehen aus 8 transparenten Platten aus Polycarbonat mit einer Wandstärke von 15 mm. Polycarbonat hat gegenüber anderen handelsüblichen Thermoplasten den

¹DIN 32676

²Abk. Polytetrafluorethylen

³Abk. Ethylen-Propylen-Dien-Kautschuk

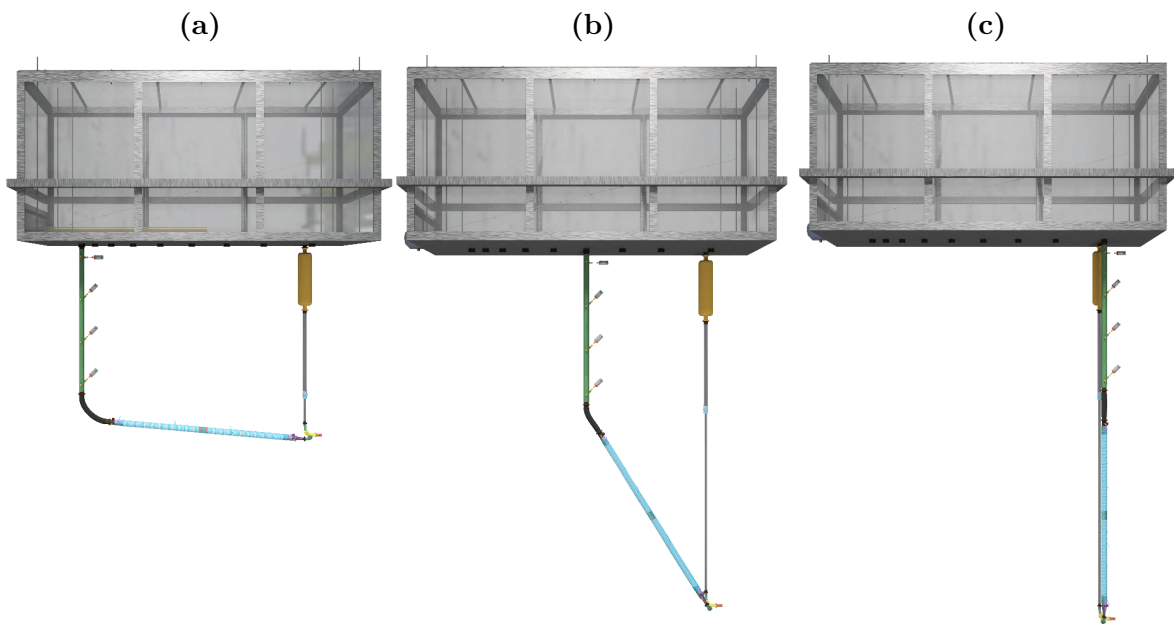


Abbildung 2.2.: CAD-Modell zur Veranschaulichung verschiedener Neigungswinkel des Heizrohres: (a) 5°, (b) 60°, (c) 90°

Vorteil, dass es bis 130°C temperaturbeständig ist und in transparenter Ausführung erhältlich ist. Die Polycarbonatplatten sind von innen in einen Edelstahlrahmen gelegt und mechanisch in den Rahmen gepresst. Im gefüllten Zustand wird der Anpressdruck zusätzlich durch den hydrostatischen Wasserdruck erhöht. Beim Einlegen der Platten wurde auf die Kontaktstellen ein einkomponentiger, dauerelastischer Dicht-Klebstoff für hohe elastische Beanspruchungen aufgetragen. Eine hohe elastische Beanspruchung des Dichtmaterials ist hier von Bedeutung, da das Polycarbonat einen Wärmeausdehnungskoeffizienten hat der etwa vier mal höher ist als der von Edelstahl. Die Bodenplatte besteht aus einer 5 mm dicken Edelstahlplatte mit 9 Anschlussflanschen für das Steigrohr sowie einem Anschlussflansch für das Fallrohr. Das Becken fasst insgesamt ein Volumen von 1,86 m³ und ist rundherum mit abnehmbaren Platten aus PIR⁴-Schaum mit einer Stärke von 80 mm isoliert. Im Becken befindet sich ein Heizkörper mit einer elektrischen Leistung von 20 kW zum Temperieren des Beckens.

Die Falleitung besteht aus dem Massenstrommesser, der direkt an der Unterseite des Beckens befestigt ist, dem statischen Fallrohr und dem verschiebbaren Fallrohr. Das statische Fallrohr hat eine Länge von 600 mm und einen Innendurchmesser von 24 mm. Das statische Fallrohr ist mit dem verschiebbaren Fallrohr über eine Klemmverbindung mit einem PTFE-Klemmring verbunden. Das verschiebbare Fallrohr hat einen Außendurch-

⁴Abk.: Polyisocyanurat

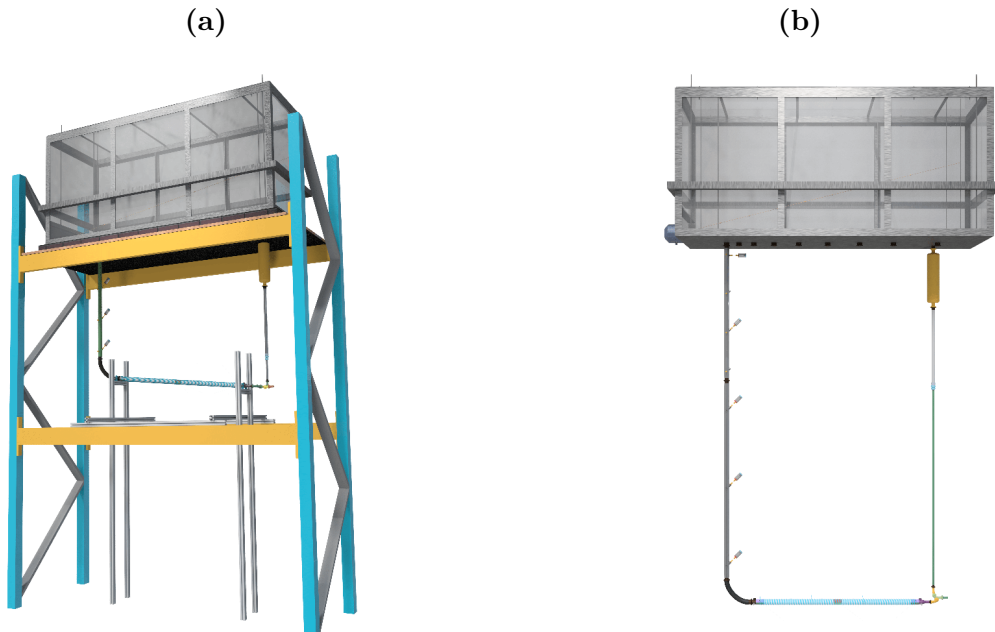


Abbildung 2.3.: CAD-Modell des INTRAVIT-Prüfstands. (a) der Prüfstand inklusive Gestell und dem 1 m Steigrohr, (b) der Prüfstand ohne Gestell mit dem 2,5 m Steigrohr

messer von 18 mm und kann so auf einer Länge von 600 mm stufenlos innerhalb des statischen Fallrohrs verschoben werden (siehe Abbildung 2.4(b)). Am unteren Teil der Fallrohre ist über ein T-Stück der Ablasshahn und der Anschluss für den Kühlkreislauf montiert.

Die Wärme wird am Heizrohr (siehe Abbildung 2.4(a)) auf einer Länge von 1200 mm übertragen. In diesem Bereich sind drei separat ansteuerbare Heizdrähte mit einer jeweiligen Länge von 6000 mm eng um das Heizrohr gewickelt. Um den Kontakt zwischen Heizdraht und Heizrohr zu erhöhen, sind die Heizdrähte mit Manschetten an das Rohr gepresst. Die Heizdrähte haben einen Außendurchmesser von 3,2 mm und bestehen aus einem dünnen Heizleiter, umgeben von einer Mineralisolierung und einem Außenmantel aus Edelstahl. Die maximale Betriebstemperatur beträgt 800 °C. Die im Betrieb gemessene Gesamtleistung der drei Heizdrähte beträgt bei voller Netzspannung 3600 W. Die Leistungsregelung erfolgt über drei Thyristorsteller mit Phasenanschnittsteuerung. Die Leistungsregler werden mit einem 0 – 10 V Signal angesteuert und regeln die Leistungsaufnahme der Heizdrähte unabhängig von deren Temperatur. Die Leistungsregelung ist jedoch nur im Teillastbetrieb möglich. Bei Volllast liegt die volle Netzspannung (Phasenanschnittwinkel $\Phi = 0$) am ohmschen Verbraucher an. Dadurch hat der Leistungsregler keine Möglichkeit mehr nachzuregulieren, wenn die Last aufgrund des temperaturabhängigen

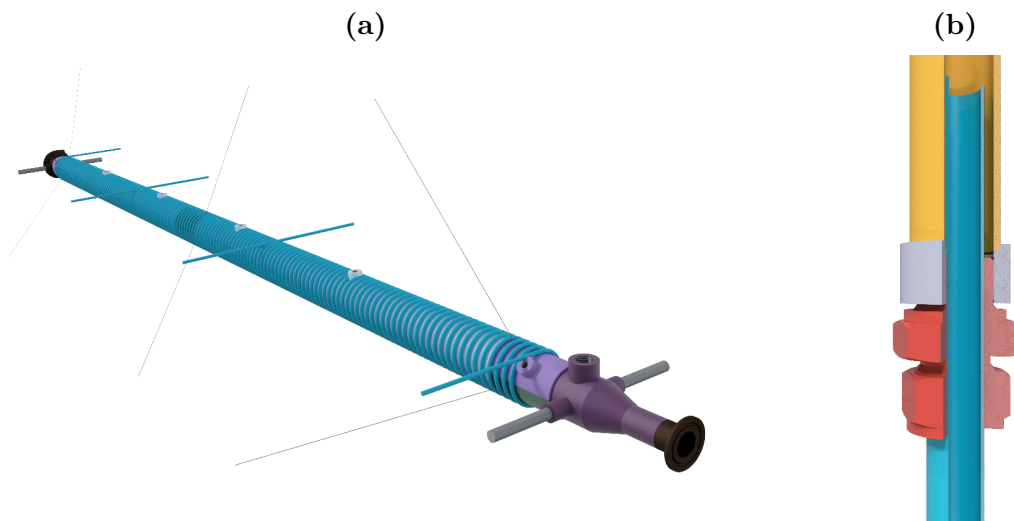


Abbildung 2.4.: (a) CAD-Modell des Heizrohrs mit der Heizdrahtumwicklung (Blau). (b) CAD-Modell der Klemmverschraubung des Fallrohrs. Blau: verschiebbares Rohr, gelb: statisches Rohr und rot: Klemmverschraubung

Widerstandes steigt. In Vorversuchen wurden die Leistungsregler über einen Potentiometer so eingestellt, dass die volle Netzspannung ab einer Temperatur des Heizdrahtes von 80 °C anliegt. Die Beschreibung der Vorversuchen befindet sich im Anhang A.1.1.

Das Heizrohr hat eine Gesamtlänge von 1400 mm und einen Innendurchmesser von 34 mm. Am Ein-, Austritt und in der Heizrohrmitte sind jeweils drei um den Umfang verteilte Wärmestrommesstellen angebracht. An jeder Messstelle wird die Temperatur an der Außenseite des Rohres und in der Rohrwand nahe der Rohrinneisseite gemessen. Der Wärmestrom kann über die Temperaturdifferenz, den Abstand der Thermoelemente und die Wärmeleitfähigkeit des Rohres bestimmt werden. Anhand der azimuthalen Verteilung des Wärmestroms können qualitative Schlüsse bezüglich der Strömungsform im Heizrohr gezogen werden. Bei einer horizontalen Stratifizierung der Strömung wäre zum Beispiel zu erwarten, dass der Wärmestrom an der Rohroberseite geringer ist als auf der Rohrunterseite.

Um eine akkurate Messung der Wandtemperatur zu garantieren, darf das Thermoelement nicht in Kontakt mit dem Fluid sein, da sonst die Grenzschichttemperatur das Messergebnis beeinflussen würde. Beim Anbringen der Thermoelemente in die Rohrwand ist zu beachten, dass der minimale Biegeradius nicht unterschritten wird und die thermische Belastung beim Einbetten in die Rohrwand das Thermoelement nicht zerstört. Letzteres schließt ein Einschweißen des Thermoelementes aus. In einem ersten Schritt werden Teilsegmente mit einer Länge von 66 mm aus dem Rohr geschnitten und anschließend

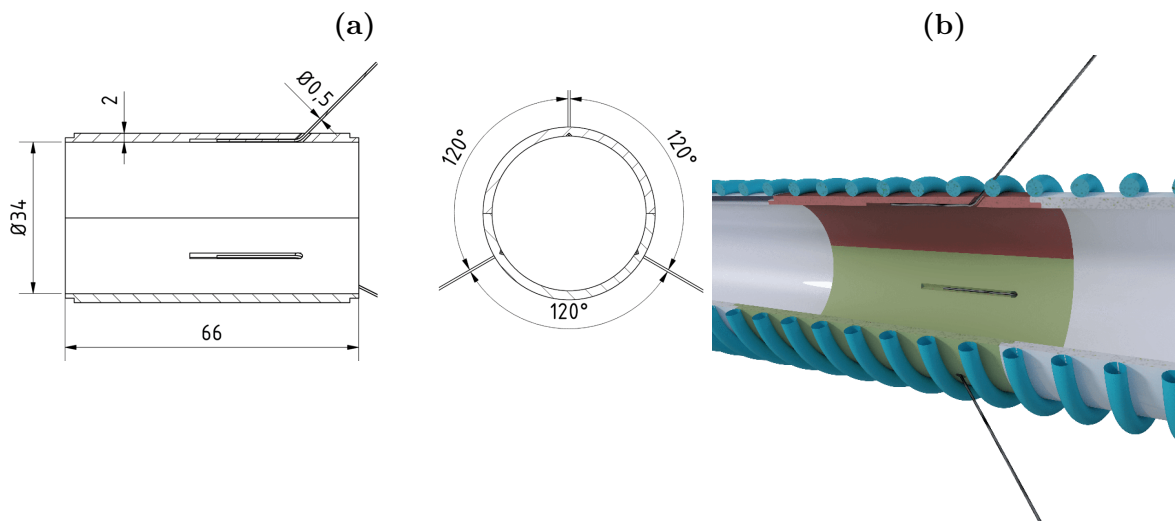


Abbildung 2.5.: Befestigung der Thermoelemente für die Temperaturmessung der Rohrinnenwand. (a) axiale und radiale Schnittansicht, (b) 3/4 - Schnittansicht des CAD Modells

halbiert. In diese Halbschalen wird eine Dreiecksnut mit einer Tiefe von 1 mm gefräst und mit einer 45° Bohrung durch die Rohrwand aufgebohrt. Das Thermoelement mit einem Durchmesser von 0,5 mm wird von außen durch diese Bohrung durchgesteckt und auf einer Länge von 20 mm in die Nut hineingelegt. Durch die Führung in der Nut wird der Messfehler aufgrund der Wärmeleitung entlang des Thermoelementes vernachlässigbar. Die Nut wird anschließend mit einem Hartlot auf Silberbasis zugelötet. Das Hartlot hat gegenüber üblichem Weichlot den Vorteil, dass es aufgrund seiner hohen Schmelztemperatur im Betrieb nicht erweichen kann.

Das Steigrohr besteht aus einem geraden Rohr mit einer Länge von 1000 mm und einem Innendurchmesser von 34 mm. Die Länge des Steigrohrs kann auf 2500 mm erweitert werden.

Um die Wassertemperatur nach einem Versuch wieder absenken zu können, ist eine aktive Kühlvorrichtung vorgesehen. Diese saugt das Wasser am Ablassstutzen der Fallrohrleitung an und pumpt es über eine Warmwasserpumpe durch einen Plattenwärmetauscher ins Becken. Auf der Sekundärseite des Wärmetauschers ist eine Kaltwasserleitung in Gegenstromrichtung angeschlossen. Der Wärmetauscher kann maximal eine Wärme von 66 kW aus dem Primärkreislauf abführen.

Eine Übersicht der Eckdaten von INTRAVIT ist in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Tabelle 2.1.: Eckdaten von INTRAVIT

Innendurchmesser der Falleitung	24/16	mm
Innendurchmesser des Heizrohrs	35	mm
Länge der beheizten Zone	1200	mm
Innendurchmesser der Steigleitung	35	mm
Maximale Heizleistung am Heizrohr	3600	W
Länge der Steigleitung	1/2,5	m
Volumen des Beckens	1,86	m ³

2.2. Messtechnik

2.2.1. Sensoren

Im Prüfstand sind insgesamt 62 Thermoelemente, zwei Druckmessumformer, ein Massenströmsensor und fünf Nadelsonden zur Detektierung der Dampfphase eingebaut. Eine Übersicht der Sensoren und deren Position ist in Tabelle 2.2 dargestellt. Die Positionen der verschiedenen Messstellen sind in Abbildung 2.6 dargestellt.

Der Massenstrom (mDC01) wird mit einem Coriolis-Durchflussmesser gemessen. Der

Tabelle 2.2.: Überblick über Position, Messgröße, Typ und Anzahl der Sensoren

Position	Messgröße	Typ	Anzahl
Becken	T	einfaches TE/Typ T	26
Fallrohrströmung	m	Coriolis	1
Fallrohrströmung	T	Mantel-TE/Typ T/1 mm	1
Heizrohrströmung	T	Mantel-TE/Typ T/1 mm	6
Heizrohrströmung	p	Relativdruck	2
Heizrohrinnenwand	T	Mantel-TE/Typ N/0,5 mm	9
Heizrohr aussenwand	T	Mantel-TE/Typ N/1 mm	9
Heizdraht	T	Mantel-TE/Typ N/1 mm	3
Steigrohr	T	Mantel-TE/Typ T/1 mm	5
Steigrohr	VOID	koaxiale Nadelsonden/2 mm	5
Umgebung	T	einfaches TE/Typ K	1

Durchflussmesser besteht aus zwei Rohren die über Aktoren zum Schwingen angeregt werden. Sobald ein Fluid durch die Schwingrohre strömt, wird eine Corioliskraft, welche proportional zum Massenstrom ist, auf das Fluid ausgeübt. Die Corioliskraft bewirkt eine Phasenverschiebung in der Schwingung der Rohre, welche präzise gemessen werden

kann. Der Coriolis-Durchflussmesser zeichnet sich dadurch aus, dass er den Massenstrom ohne Kenntnis der Fluidichte direkt bestimmen kann, was eine hohe Messgenauigkeit zur Folge hat. Der Durchflussmesser ist am Fallrohreintritt positioniert, da hier stets eine einphasige Strömung vorliegt, was die Messgenauigkeit erhöht.

Am Heizrohr Ein- und Austritt ist jeweils ein Relativdruckmessumformer (pHT01-pHT02) bündig zur Rohrwand angebracht, um den jeweiligen statischen Druck zu bestimmen. Mittels des Drucks kann die lokale Sättigungstemperatur an beiden Heizrohrenden bestimmt werden.

Im Becken wird an 26 Stellen die Temperatur (TUP11 - TUP49) über einfache Drahtthermoelemente vom Typ T gemessen. Durch die hohe Anzahl an Temperaturmessstellen, kann ein detailliertes Temperaturprofil zur Untersuchung der Temperaturschichtung im Becken aufgezeichnet werden. Entlang des Steigrohres wird die Strömungstemperatur für das 1 m Steigrohr an 4 Stellen und für das 2,5 m Steigrohr an 7 Stellen gemessen (TRI01-TRI07). Am Fallrohr Austritt befindet sich eine Temperaturmessstelle (TDC01) um die Eintrittstemperatur in das Heizrohr zu messen. Entlang des Heizrohres befinden sich mittig im Rohre 6 Temperaturmessungen (THT01 - THT06). Die Temperaturen in der Strömung werden über Mantelthermoelemente vom Typ T mit einem Durchmesser von 1 mm gemessen. In der Heizrohrwand (TSI11 - TSI33) und an der Heizrohr Außenwand (TSO11 - TSO33) sind 18 Mantelthermoelemente vom Typ N positioniert, um die Wandwärmeströme zu bestimmen. An den drei Heizdrähten befindet sich jeweils ein Mantelthermoelement vom Typ N zur Temperaturüberwachung, um eine potenzielle Überhitzung der Heizdrähte frühzeitig zu erkennen. Ein einfaches Thermoelement vom Typ K ist außerhalb des Prüfstands angebracht, um die Umgebungstemperatur zu messen.

Zur Bestimmung des lokalen Dampfgehalts sind mittig in der Steigrohrströmung 4 Nadelsonden für das 1 m Steigrohr und 5 Nadelsonden für das 2,5 m Steigrohr angebracht. Die Nadelsonden sind in einem Winkel von 45° entgegen der Strömungsrichtung angebracht, um die Dampfblasen besser anzustechen (Lucas u. a., 2011). Eine 45° Anbringung der Nadelsonde am oberen Ende des Steigrohres ist aus konstruktiver Sicht, wegen des sich darüber befindenden Beckens, nicht möglich. An dieser Position ist eine Nadelsonde mit 45° gebogener Spitze montiert (siehe Anhang A.1.2).

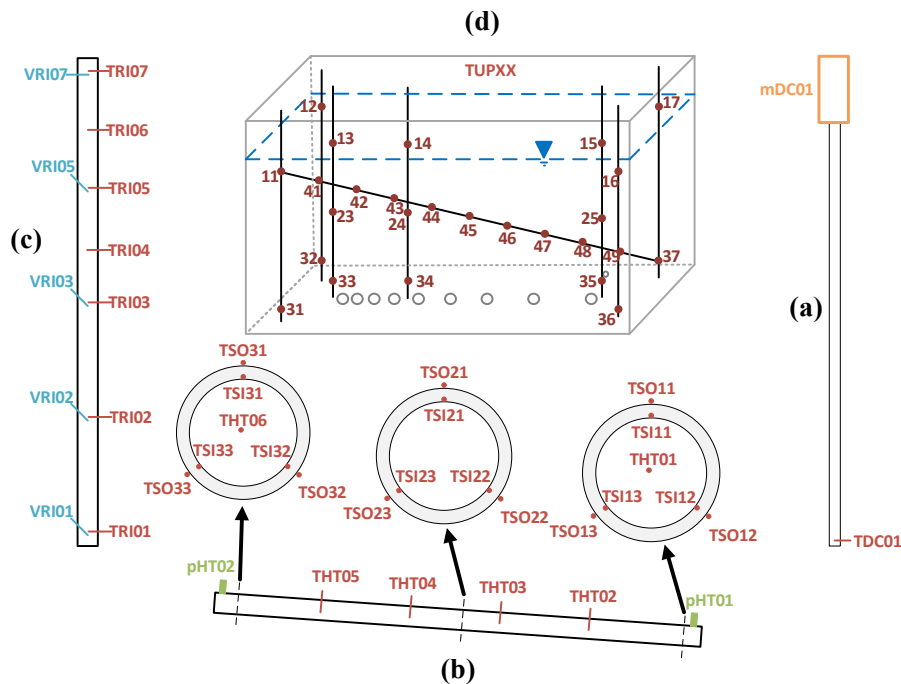


Abbildung 2.6.: Positionierung der Messstellen im (a) Fallrohr, (b) Heizrohr, (c) Steigrohr und (d) Becken. Rot: Temperatur, Blau: lokaler Dampfgehalt, Grün: Relativdruck, Orange: Massenstrom.

2.2.2. Datenerfassung, -verarbeitung und -aufzeichnung

Der Messwertaufnehmer des Massenstromsensors gibt ein analoges Stromsignal (4 – 20 mA) aus. Dieses Stromsignal wird vor der Messwerterfassung über einen Trennverstärker in ein 0 – 10 V Spannungssignal umgewandelt. Die Ausgangsspannungssignale der Druckmessumformer werden über einen jeweiligen Trennverstärker auf den Spannungsbereich von 0 – 10 V verstärkt. Die Spannungssignale werden anschließend von einer 16-Bit Spannungsmesskarte (NI-9205) erfasst. Die Signale der Thermoelemente im Steigrohr und an den Heizdrähten werden über ein NI-9212 Messmodul für hohe Messfrequenzen eingelesen. Die restlichen Thermoelementensignale werden über drei NI-9214 Messmodule erfasst. Die Ansteuerung der Leistungsregler erfolgt über ein 0 – 10 V Signal welches von einem NI-9263 Spannungsmodul erzeugt wird. Die Leistungsregler und die Heizung im Becken werden über ein NI-9481 Relaismodul geschaltet. Die 8 Module sind mit einem NI-9178 Chassis verbunden, welches vier interne Zeitgeber besitzt, womit parallel vier analoge Tasks ausgeführt werden können.

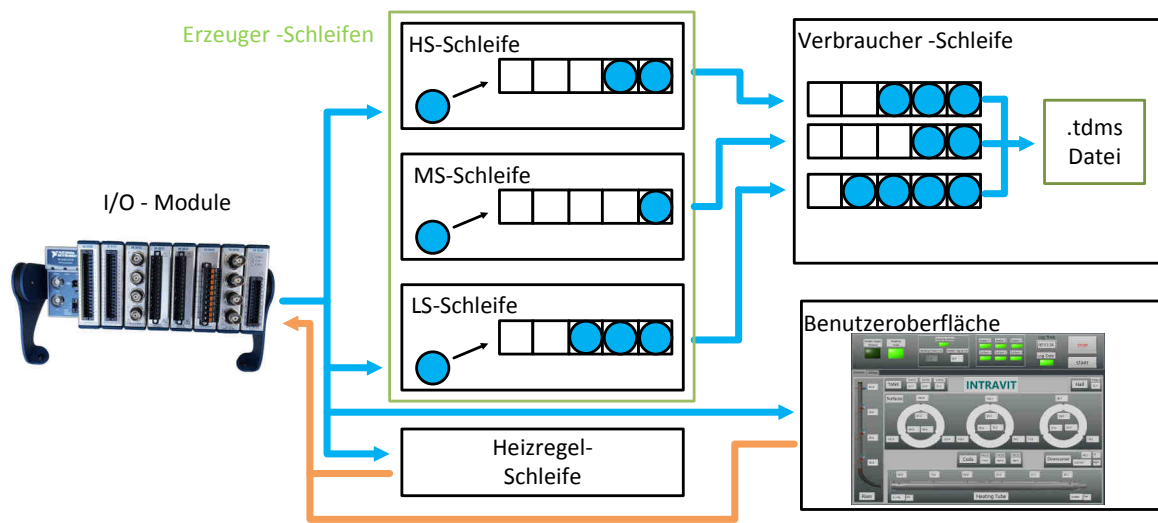


Abbildung 2.7.: Schematisches Datenflussmodell der Messdatenverarbeitung

Das Programm für die Datenakquisition ist mit dem Programmiersystem LabVIEW von National Instruments geschrieben. In Abbildung 2.7 ist das abstrahierte Datenflussmodell mit den Hauptschleifen dargestellt. Bis auf die Signale für die Relaisschaltung (digitale I/O) sind sämtliche Signale in vier verschiedene analoge Tasks unterteilt. Ein Task wird für die Signalausgabe genutzt. Dieser wird in der Reglerschleife aufgerufen. Hier wird die Reglerspannung für die Leistungssteller erzeugt. Dabei wird ständig die Temperatur der Heizdrähte mit einem Maximalwert verglichen, um im Falle einer Überhitzung die Steuerspannung zurückzusetzen. Dieser Task wird dementsprechend hochfrequent ausgeführt, um eine schnelle Reaktion zu gewährleisten. Die drei anderen analogen Tasks dienen der Messwertauslesung. Jeder dieser Tasks befindet sich in einer eigenen Erzeugerschleife. Damit können die Tasks parallel mit unterschiedlichen Frequenzen ausgelesen werden. Die Spannungssignale der Druckmessumformer und des Massenstrommessers werden in der HS-Schleife mit einer Frequenz von 100 Hz ausgelesen. Anschließend wird über 10 Messwerte gemittelt um Rauschen zu reduzieren, dadurch ergibt sich für diese Sensoren eine Messfrequenz von 10 Hz. In der MS-Schleife werden die Temperatursensoren im Steigrohr und an den Heizdrähten mit einer Frequenz von 2 Hz ausgelesen. Die restlichen Temperaturen werden in der LS-Schleife mit einer Frequenz von 1 Hz ausgelesen. Dadurch, dass Daten teilweise gleichzeitig in verschiedenen Tasks erzeugt werden und alle Tasks in die gleiche Datei schreiben möchten, kommt es zu Zugriffskonflikten auf diese Datei. Um solche Konflikte zu vermeiden, werden die Messdaten in den einzelnen Erzeugerschleifen in eine jeweilige Warteschlange gestellt. In der Verbraucherschleife, in

2.2. Messtechnik

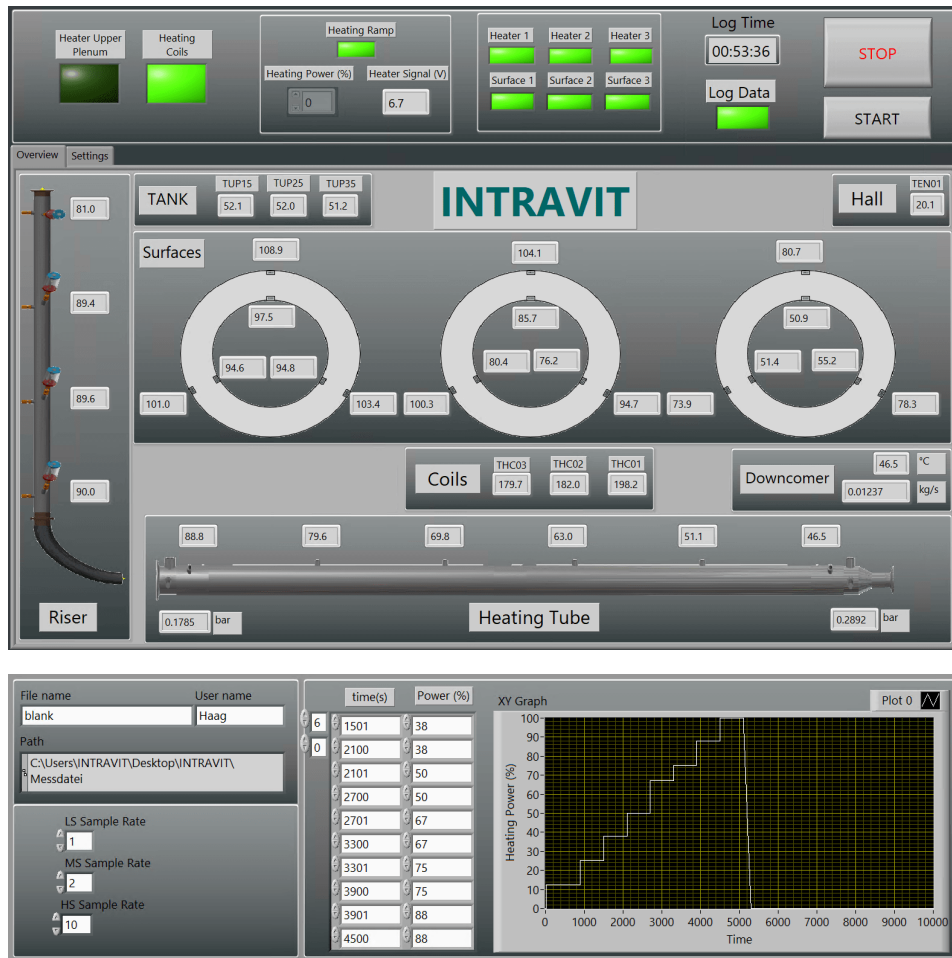


Abbildung 2.8.: Screenshot der Benutzeroberfläche des Mess- und Steuerprogramms

der die Daten in die Messdatei geschrieben werden, wird einmal pro Sekunde die Anzahl der Messdaten in den jeweiligen Warteschlangen verglichen. Die längste Warteschlange bekommt das Zugriffsrecht auf die Messdatei und darf nach dem FIFO-Prinzip in diese schreiben. Eine weitere Schleife, welche mit einer niedrigen Frequenz von 1 Hz ausgeführt wird, dient dem Updaten der Benutzeroberfläche. Die Messdatei ist als .tdms-Datei formatiert. Über dieses Dateiformat werden die Signale in verschiedene Gruppen eingeordnet und als binäre Zahlen abgelegt. So wird eine gute Übersichtlichkeit mit einer hohen Komprimierung der Daten kombiniert.

Ein Screenshot der Benutzeroberfläche ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Auf dem Hauptbildschirm werden ausgewählte Temperaturen, die Drücke und der Massenstrom angezeigt. Zudem können die Relais für die Heizungen per Schaltfläche geschaltet werden und auch die Heizleistung kann eingestellt werden. Es kann ausgewählt werden, ob der Benutzer die Heizleistung manuell einstellt oder ob eine voreingestellte Heizpro-

fil abgefahren werden soll. Über 6 Kontrollleuchten wird der Überhitzungszustand der Heizdrähte und der Heizrohroberfläche angezeigt. Ein Registerkartenmenü dient dazu, zwischen der Messdatenübersicht und dem Einstellungsmenü umzuschalten. In letzterem kann der Name der Messdatei eingestellt werden sowie die Messfrequenzen der verschiedenen Tasks. Auf der rechten Seite kann ein Heizprofil eingestellt werden, welches in einem Graphen abgebildet wird.

2.2.3. Lokale Leitfähigkeitsmessung

Im Steigrohr befinden sich Sensoren zur Detektierung des lokalen Dampfgehaltes in der Strömung. Diese Messtechnik beruht auf einer elektrischen Leitfähigkeitsmessung der Strömung. Aufgrund der unterschiedlichen Leitfähigkeitswerte von flüssigem Wasser und Wasserdampf kann zwischen beiden Phasen unterschieden werden. Dadurch, dass die Leitfähigkeitsmessung nur lokal um die Spitze des Sensors stattfindet, können auch nur lokale Aussagen über den Phasenzustand getroffen werden. Eine Berechnung des mittleren Volumendampfgehalts ist mit dieser Messtechnik nicht möglich.

2.2.3.1. Nadelsondendesign

Das Design der Nadelsonden orientiert sich an dem der Nadelsonden, welche von (Prasser u. a., 1999) am Forschungszentrum Rossendorf⁵ entwickelt wurden.

Die in dieser Arbeit konzipierten Nadelsonden bestehen aus drei koaxial angeordneten Leitern: zwei Edelstahlkapillaren und einem Edelstahldraht. Zwischen den einzelnen Elektroden befindet sich eine isolierende Kapillare aus PEEK⁶. Frühere Nadelsondendesigns bestanden aus zwei Elektroden. Dies führte zu Problemen wenn Verunreinigungen oder ein Wasserfilm beide Elektroden an der Spitze kurzschließen und dadurch die Messungen verfälschten. Mit der Dreielektroden-Nadelsonde wird dieses Problem reduziert (Prasser u. a., 1999). Die Isolatoren aus PEEK haben den Vorteil, dass sie zum einen dauerhaft Temperaturen von bis zu 240 °C standhalten und zum anderen aufgrund der verbreiteten Anwendung in der Chromatographie in unterschiedlichen Durchmessern erhältlich sind. Ein Foto einer Nadelsonde mit den Abmessungen der Nadelsondenspitze ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

Die dünnwandigen PEEK-Kapillaren ermöglichen es, den Durchmesser gegenüber anderen Nadelsondendesigns von 3 mm auf 2 mm zu verringern. Durch das schlanke Design

⁵Heute: HZDR, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

⁶Polyethereetherketon: thermoplastischer Kunststoff

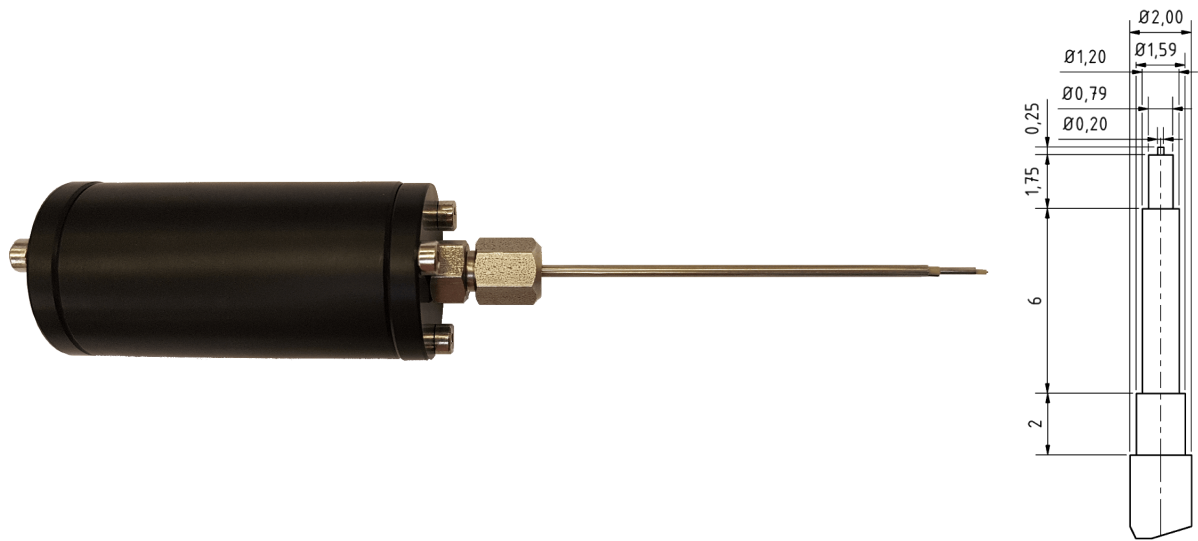


Abbildung 2.9.: Foto einer Nadelsonde mit den Abmessungen der Nadelsondenspitze

wird der Strömungswiderstand des Sensors reduziert. Die Elektroden sind mit den Isolatoren mit einem Epoxidharz auf der Rückseite wasserfest verbunden. Im Gehäuse sind die Elektroden mit einem triaxialen Lemo-Stecker, der an der Gehäuserückwand verschraubt ist, verkabelt. Für Anwendungen bei höherem Druck besteht die Möglichkeit, das Gehäuse komplett mit einem Epoxidharz zu vergiesen, um die Dichtigkeit zwischen den Elektroden und den Isolatoren zu erhöhen. Ein Vorteil gegenüber früheren Nadelsondendesigns mit Keramikisolatoren ist der, dass die Nadelsondenspitze in diesem Fall biegsam ist.

2.2.3.2. Messelektronik zur Leitfähigkeitsmessung

Die Bestimmung des lokalen Dampfgehaltes basiert auf der Detektion des Unterschiedes der Leitfähigkeit beider Phasen. Bei der Dampfphase handelt es sich um einen gasförmigen Zustand, deswegen ist die Leitfähigkeit gleich Null, solange der Dampf nicht ionisiert ist. Die Flüssigphase, welche in diesem Fall Wasser aus einem Ionentauscher ist, hat einen Leitfähigkeitswert im Bereich von $1 - 10 \mu\text{S}/\text{cm}$. Dieser Wert kann sich aufgrund von Verunreinigungen in der Anlage erhöhen. Messungen mit einem Widerstandsmessgerät haben einen Leitwert an der Nadelsonde im frisch demineralisierten Wasser von $0,2 \mu\text{S}$ ergeben. Versuche die Leitfähigkeit zu messen bei dem der Strom über einen Shunt berechnet wird, sind problematisch, da hierbei nur sehr kleine Ströme im Bereich von einigen μA fließen.

Das verwendete Prinzip für die Leitfähigkeitsmessung basiert auf dem analogen Prinzip-

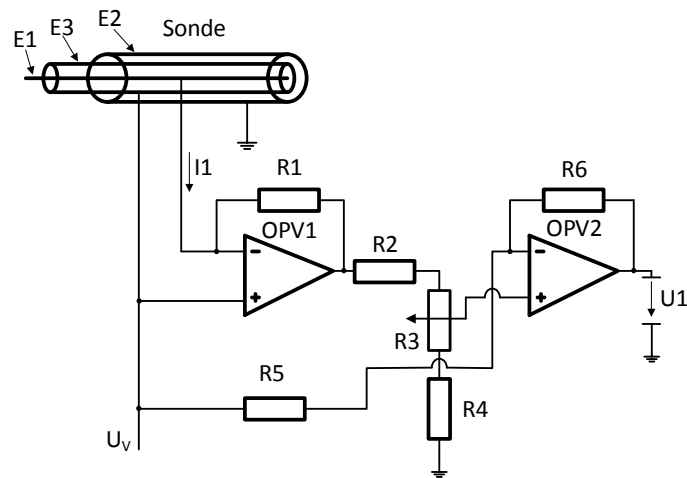


Abbildung 2.10.: Prinzipschaltung der Dreielektroden-Nadelsonde (Prasser u. a., 1999)

schaltbild von Prasser u. a. (1999) (siehe Abbildung 2.10).

Die Versorgungsspannung U_V liegt an der mittleren Elektrode E3 an. Der Operationsverstärker OPV1 verstärkt das Eingangssignal über den Rückkopplungswiderstand R1, sodass an der inneren Elektrode E1 das gleiche Potential wie auf E3 anliegt. Folglich kann kein Strom zwischen diesen beiden Elektroden fließen. Nur wenn alle drei Elektroden mit Wasser benetzt sind, fließt ein Strom von E1 nach E2 und von E3 nach E2. Über den Potentiometer R3 wird die Spannung am positiven Eingang des zweiten Operationsverstärkers (OPV2) so eingestellt, dass $U_V - U_1 = 0$ ist wenn die Elektroden von der Gasphase umgeben sind. Als Versorgungsspannung U_V wird ein Rechtecksignal verwendet, um korrosiven Effekten an der Nadelsonde entgegenzuwirken.

Basierend auf diesem Messprinzip wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Schaltung entwickelt, um bis zu 5 Nadelsonden anzusteuern und auszulesen. Die entwickelte Schaltung besteht aus einer Basisplatine die zur Spannungsversorgung dient und fünf modularen Messplatten (siehe Abbildung 2.11).

Die Basisplatine wird über ein Netzteil mit einer Spannung von 8 V versorgt und erzeugt zum einen die Versorgungsspannungen für die aktiven Bauteile auf den Messplatten und zum anderen erzeugt sie eine Rechteckspannung, welche über die Messplatine auf die Nadelsonde geleitet wird. Über einen DIP-Schalter auf der Grundplatine und einen weiteren DIP-Schalter auf den einzelnen Messplatten können Frequenzen zwischen 1/8 Hz und 1 kHz eingestellt werden. Auf den Messplatten sind die Operationsverstärker verbaut, mit denen das Messsignal erzeugt wird. Die Messplatine ist nach dem Prinzipschaltbild aus 2.10 aufgebaut. Die Anregungsfrequenz für die Nadelsonden wurde so klein



Abbildung 2.11.: Foto der Messelektronik für die lokale Leitfähigkeitsmessung, bestehend aus einer Basisplatine und 5 Messplatten

wie möglich gewählt, da jeder Flankenwechsel eine kleine Signalstörung für die spätere Auswertung darstellt. Es wurde eine Anregungsfrequenz von 128 Hz gewählt, da bei zu niedriger Frequenz die Kapazität der Filterkondensatoren zu klein ist und sich dadurch das Rechtecksignal am Ausgang verzerrt.

Um die Platinen zu schützen, sind diese in einem Gehäuse befestigt. An diesem befinden sich fünf BNC-Steckdose für das Ausgangssignal sowie fünf triaxiale Lemo Steckdosen für das Eingangssignal, welches aus den Nadelsonden kommt. Des weiteren befindet sich noch eine Steckdose für die Versorgungsspannung am Gehäuse.

Im Anhang A.1.3 sind die detaillierte Schaltbilder der Grund- und der Messplatine mit den Bezeichnungen der einzelnen Komponenten dargestellt.

2.2.3.3. Auswertung des Messsignals

Das Messsystem wurde in Vorabtests an der INTRAVIT Anlage mit Luftblasen getestet. Hierfür wurden die 5 Nadelsonden an dem 2,5 m langen Steigrohr angebracht. Anschließend wurde die Luft durch das Fallrohr gepumpt, sodass Luftblasen durch das Steigrohr entlang der Nadelsonden hoch strömen.

In Abbildung 2.12(a) ist das Rohsignal eines einzelnen Sensors während der Blasendetektion dargestellt. In Abbildung 2.12(b) ist ein Ausschnitt dieses Signals gezeigt. Bis zum Zeitpunkt von ca. 48,07 s befindet sich die Nadelsonde im Wasser, sodass die Messelektronik ein bipolares Rechtecksignal erzeugt. Ab diesem Zeitpunkt ist die Nadelsonde von einer Luftblase umgeben, wodurch die Spannung am Ausgang auf Null abfällt.

Für die Signalauswertung wird in einem ersten Schritt der Absolutwert des Signales gebildet. Dadurch, dass der Flankenwechsel des Rechtecksignals eine endliche Zeit benö-

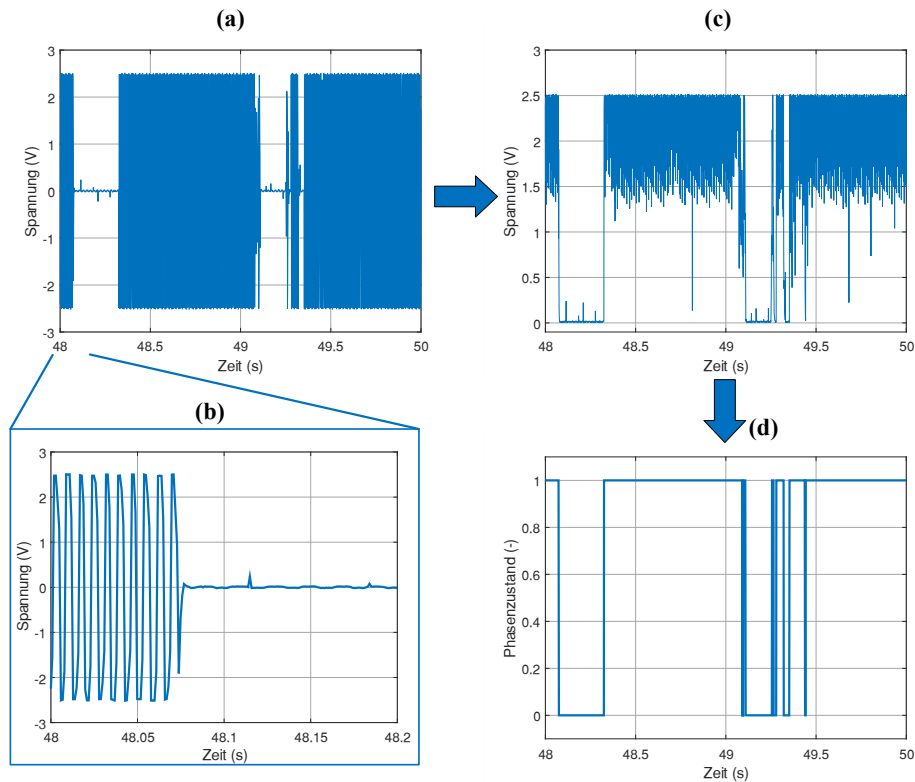


Abbildung 2.12.: Signalauswertung: (a).Rohsignal, (b) Detailansicht des Rohsignals, (c) Verarbeitetes Rohsignals, (d) Binäres Phasenzustandssignal

tigt, liegen wegen der schnellen Abtastung von 1000 Hz vereinzelte Messpunkte auf dem Flankenwechsel. Über einen Algorithmus werden diese fehlerhaften Messpunkte herausgefiltert, so dass sich der Signalverlauf aus Abbildung 2.12(c) ergibt. In einem letzten Schritt wird das Signal in ein binäres Signal umgewandelt, welches den Phasenzustand anzeigt (Abbildung 2.12(d)).

2.2.4. Messgenauigkeit

Die Kenntnis über die Messgenauigkeit der einzelnen Sensoren ist relevant, um die Genauigkeit von numerischen Modellen abzuschätzen zu können. Ein numerisches Modell kann nicht genauer sein als die Messgenauigkeit der Experimente mit denen das Modell validiert wird.

Der gesamte Messfehler ergibt sich aus einer Reihe von sich aneinander kettenden Fehlern der gesamten Messkette. Die Fehler der Messkette bestehen im Allgemeinen aus

Tabelle 2.3.: Messgenauigkeit der Sensoren

Sensor	Typ	Messgenauigkeit	Einheit
Thermoelemente (Becken)	einfaches Thermoelement Typ T	0,43	°C
Thermoelemente (Strömung)	Mantelthermoelement Typ T	0,29	°C
Thermoelemente (Struktur)	Mantelthermoelement Typ N	0,97	°C
Drucktransmitter	relativ Druck	0,5	%
Massendurchfluss- messer	Coriolis	0,105	%

zufälligen und systematischen Fehlern, welche am Sensor, an der Signalübertragungsleitung und bei der Signalumwandlung auftreten.

Der systematische Gesamtfehler einer Thermoelementmessung setzt sich laut (Bernhard, 2014, 64) zusammen aus dem thermischen Messfehler aufgrund der Wärmeleitung entlang des Thermoelements und einer abweichenden Vergleichsstellentemperatur. Erster ist verschwindend gering, da nur sehr dünne Thermoelemente ($d \leq 1 \text{ mm}$) verwendet wurden. Somit ist der Einfluss der Temperaturleitung entlang des Thermoelements und der Temperaturgradient in radialer Richtung verschwindend gering. Für die Rohrwandtemperaturmessung sollte das Verhältnis der Länge konstanter Temperatur zum Durchmesser des Thermoelements $L/d \geq 20$ sein (Nitsche u. Brunn, 2006, 139). Für die Konstruktion wurde ein L/d Verhältnis von 40 verwendet.

In Vorabversuchen wurde die Messgenauigkeit der Thermoelemente mittels eines kalibrierten PT100 Messfühlers (Dostmann electronic P400) mit einer Messgenauigkeit von 0,11 °C ermittelt. Zum Testen der Thermoelemente musste sichergestellt werden, dass das umgebende Fluid eine konstante Temperatur hat. Die Thermoelemente, die im Becken montiert sind, wurden bei geschlossenem Becken in der Luftatmosphäre getestet. Um eine konstante Temperatur im Rohr und an der Rohrwand zu gewährleisten, wurde das Rohr mit Leitungswasser durchspült, bis sich eine konstante Temperatur eingestellt hatte.

Die Messgenauigkeiten der Sensoren sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst. Die Messgenauigkeit des Massenstrommessers ist dabei aus dem Kalibrierungsblatt und die der Drucktransmitter aus dem Datenblatt entnommen.

2.3. Versuchsdurchführung

Die konstruktive Flexibilität der INTRAVIT-Anlage ermöglicht eine Vielzahl an verschiedenen Versuchskonfigurationen. Davon ausgehend werden die Versuche in zwei Messkampagnen unterteilt. In der ersten Versuchskampagne wird der Einfluss der Heizrohrneigung auf den Naturumlauf untersucht. Hierfür wird das Steigrohr mit einer Länge von 1 m verwendet. Es werden Versuchsreihen mit 6 verschiedenen Neigungswinkeln durchgeführt. Die Neigungswinkel betragen: 5° , 30° , 45° , 60° , 78° und 90° gegenüber der Horizontalen.

In der zweiten Versuchskampagne soll der Einfluss eines verlängerten Steigrohres und der Einfluss der Strömungsdrosselung im Fallrohr untersucht werden. Für diese Versuche wird das Steigrohr auf die maximale Länge von 2,5 m verlängert. Bei dieser Konfiguration beträgt der Neigungswinkel des Heizrohrs 5° . Es werden Versuchsreihen mit und ohne Drosselung durchgeführt. Für die Drosselung werden Lochblenden mit Durchmessern von: 5 mm, 7 mm und 10 mm verwendet.

Jede Versuchsreihe besteht aus mehreren Experimenten, die bei einer bestimmten Beckentemperatur nach dem stets gleichen Ablauf durchgeführt werden. Die Randbedingungen für jedes Experiment sind, neben den geometrischen Bedingungen, die Beckentemperatur und die Heizleistung. Die Experimente werden für konstante Beckentemperaturen von 40°C , 50°C , 75°C und 85°C sowie konstanter Heizleistung von 20%, 40%, 60%, 80% und 100% der maximalen Heizleistung durchgeführt. Die Ansteuerung der Heizleistung erfolgt über ein stufenförmiges Leistungsprofil mit einer konstanten Heizdauer von 30 min pro Leistungsstufe. Nach jedem Leistungsanstieg benötigt die Anlage aufgrund deren thermischen Trägheit ca. 10 min bis sich ein konstanter Massenstrom und konstante Temperaturen einstellen. Pro Leistungsstufe werden über einen Zeitraum von 20 min verwertbare Testdaten akquiriert. Über die gesamte Versuchsdauer wärmt sich das Wasser im Becken um ca. 3,5 K auf. Das jeweilige Experiment wird gestartet sobald das Thermoelement (TUP35), das sich dem Fallrohreintritt am nächsten befindet, die gewünschte Starttemperatur erreicht hat. Eine Übersicht über alle Experimente der beiden Messkampagnen ist in Abbildung 2.13 dargestellt.

2.3. Versuchsdurchführung

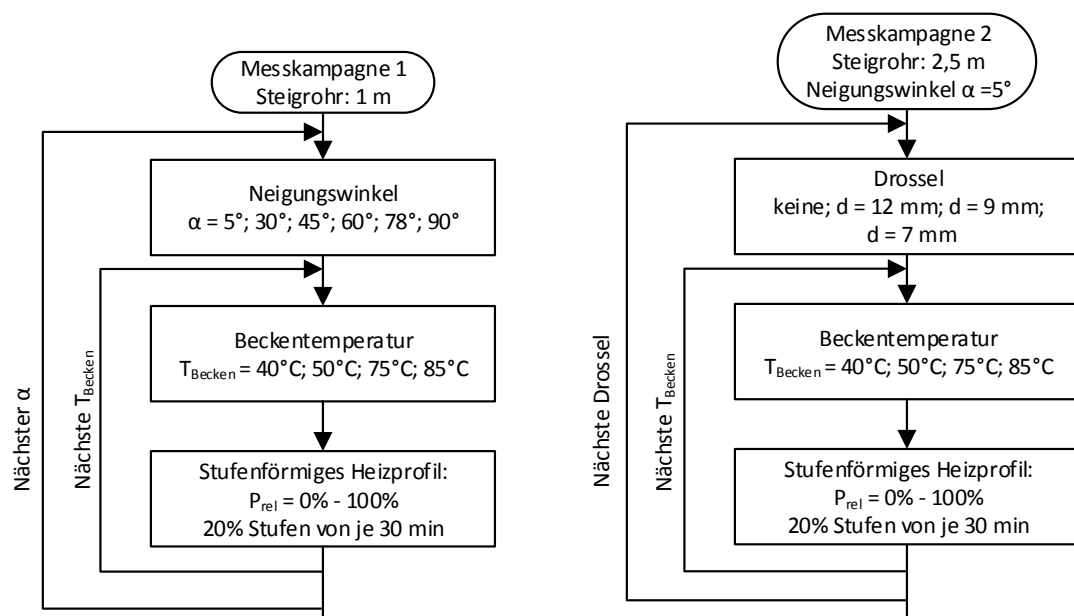


Abbildung 2.13.: Ablaufsdiagramme der Messkampagnen 1 und 2

Experimentelle Ergebnisse

Kapitel 3

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Ergebnisse der verschiedenen Versuchsreihen zusammengefasst und analysiert. Zuerst wird das allgemeine Systemverhalten der Anlage im stabilen Umlauf beschrieben. Hierbei wird auf die Ergebnisse der verschiedenen Sensoren eingegangen. Anschließend wird die Studie zur Analyse des Einflusses der Heizrohrneigung für den stabilen und den instabilen Naturumlauf erläutert. In einem dritten Unterkapitel wird der Einfluss der Steigrohrlänge sowie der Einfluss der Strömungsdrosselung im Fallrohr bei der Anlagenkonfiguration mit dem verlängerten Steigrohr untersucht. Die Kennzeichnung der Messstellen und die Bezeichnung der Experimente sind in Abbildung 2.6 und in der Nomenklatur dargestellt.

3.1. Allgemeine Betrachtung des Anlagenverhaltens

3.1.1. Strömungsverhalten beim stabilen Naturumlauf

In diesem Abschnitt werden die allgemeinen Strömungskenngrößen Druck, Temperaturen und Massenstrom anhand eines ausgewählten Experiments im stabilen Naturumlauf erläutert. Hiermit soll die Koppelung der verschiedenen Zustandsgrößen im Naturumlaufsystem verdeutlicht werden. Hier wird das Experiment mit einem Neigungswinkel von 5° und einer Beckentemperatur von 50°C gewählt.

Für jedes Experiment wird das gleiche Heizprofil verwendet. Dabei wird die Heizleistung alle 1800 s stufenweise um 20% gesteigert. Die Leistungsstufen sind in den nachfolgenden Abbildungen durch vertikale, gestrichelte Linien dargestellt. In Abbildung 3.1(a) sind verschiedene Temperaturverläufe dargestellt. TDC zeigt hier die Temperatur im Fallrohr. Diese steigt kontinuierlich an, da sich das Wasser im Becken langsam mit der Versuchsdauer aufheizt. Die untere Rohrrinnenwandtemperatur am Heizrohraustritt (TSI32) und die Strömungstemperatur im Steigohreintritt (TRI01) zeigen den annähernd gleichen

Verlauf. Sofort nach einem Leistungsanstieg steigen beide Temperaturen an und erreichen ca. 500 s nach jedem Leistungsanstieg einen stationären Wert. Dieser stationäre Wert ist nicht konstant, sondern steigt leicht an, was auf die ansteigende Fallrohrtemperatur zurückzuführen ist. Aufgrund der Temperaturschichtung im nahezu horizontalen Heizrohr ist die obere Innenwandtemperatur (TSI31) gegenüber den anderen Temperaturen erhöht. Ab $t = 3600$ s zeigt das Signal des Sensors TSI31 starkes Rauschen. Das Rauschen ist möglicherweise bedingt durch kleine Strömungsfluktuationen an der Rohrwand, die aufgrund von unterkühltem Sieden (Bildung und Kondensation kleiner Blasen) entstehen. Das Verhalten der Wandtemperatursensoren wird im Abschnitt 3.1.3 näher diskutiert.

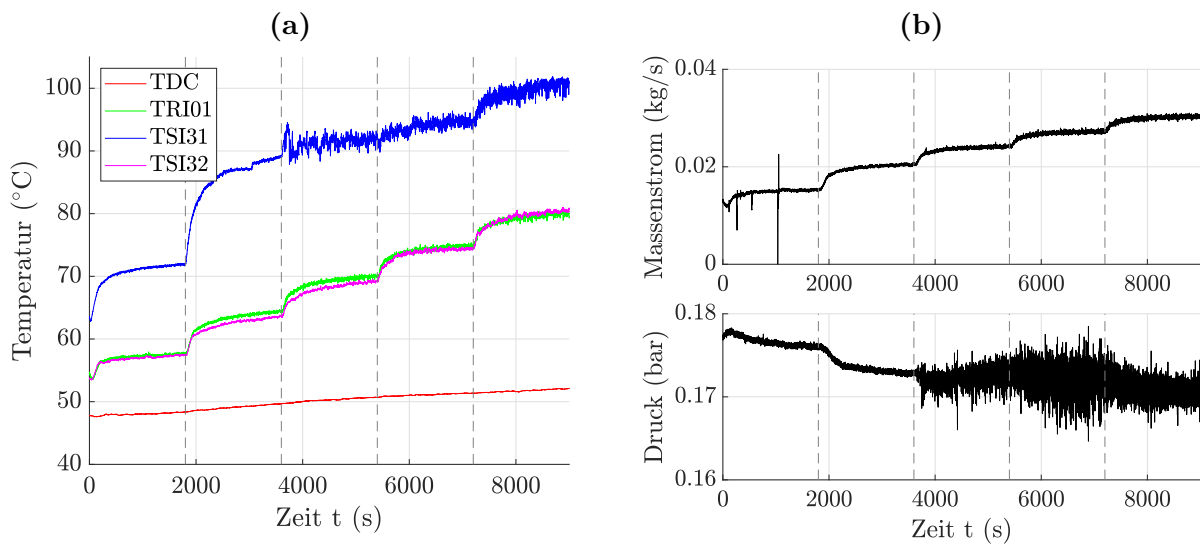


Abbildung 3.1.: Zeitliche Verläufe der Strömungskenngrößen für den stabilen Naturumlauf. (a) Temperaturen im Fallrohr (TDC), im Steigrohreintritt (TRI01) und Rohrwandtemperaturen am Heizrohraustritt oben (TSI31) und unten (TSI32)(b) oben: Massenstrom (b) unten: Relativdruck im Heizrohraustritt.

In Abbildung 3.1(b) ist oben der zeitliche Massenstromverlauf im Fallrohr dargestellt. Dieser zeigt dasselbe Verhalten wie das der Steigrohrtemperatur, da der Massenstrom über die Dichte mit dieser verknüpft ist. Im unteren Diagramm ist der Verlauf des Relativdrucks am Heizrohraustritt (pHT02) abgebildet. Über die Versuchsdauer nimmt dieser ab. Der Druckabfall ist das Resultat der steigenden Temperatur, welche einen Abfall des hydrostatischen Drucks zur Folge hat. Ab der Heizleistung von $P_{\text{rel}} = 60\%$ ist sehr starkes Rauschen zu erkennen. Dies unterstützt die Hypothese des unterkühlten Siedens, da das Kollabieren der kondensierenden Dampfblasen starke Druckwellen verursacht. Während des Experiments ist das Rauschen durch die Wärmeisolierung akustisch

3.1. Allgemeine Betrachtung des Anlagenverhaltens

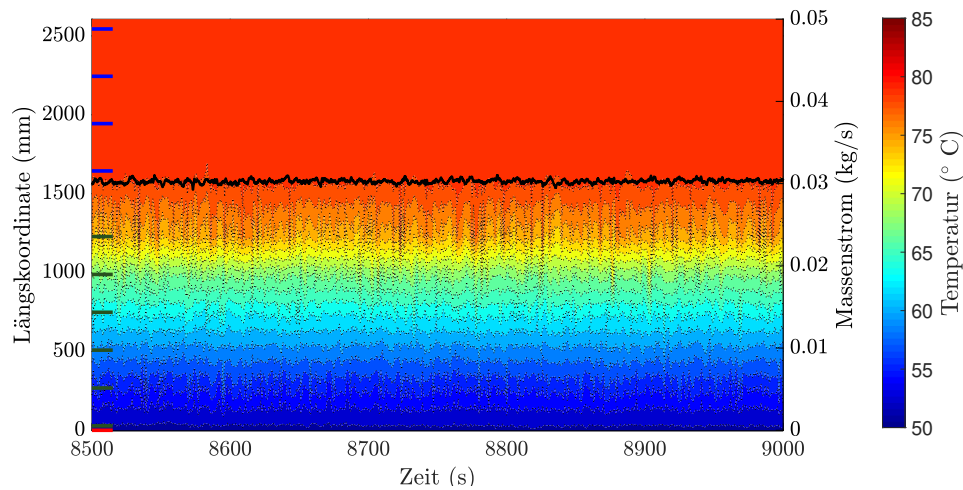


Abbildung 3.2.: Konturdiagramm zur Darstellung der Temperaturverteilung entlang der Rohrleitung von der Temperaturmessstelle im Fallrohr bis zum Steigrohraustritt. Auf der Sekundärachse ist der Massenstrom aufgetragen

wahrzunehmen.

Der Verlauf der Strömungstemperatur entlang der Rohrleitung ist im Konturdiagramm in Abbildung 3.2 gezeigt. Dieses Diagramm beinhaltet die Messdaten von 11 Thermoelementen und zeigt die zeitliche und räumliche Entwicklung der Strömungstemperatur. Auf der Ordinate ist die Längskoordinate der Rohrleitung, beginnend bei der Messstelle TDC am Fallrohraustritt (rote Markierung) bis zum Steigrohrende, aufgetragen. Die dunkel grünen Markierungen zeigen die 6 Positionen der Thermoelemente im Heizrohr (THT01-THT06), gefolgt von den 4 blau markierten Thermoelementen im Steigrohr (TRI01-TRI04). Auf der sekundären Ordinate ist der Massenstrom aufgetragen, welcher als schwarzer Graph dem Konturdiagramm überlagert ist. Der hier dargestellte Zeitbereich 8500 s – 9000 s ist bei maximaler Heizleistung ($P_{\text{rel}} = 100\%$). Anhand von diesem Diagramm ist der Unterschied zwischen dem diabaten Heizrohr und dem adiabaten Steigrohr deutlich zu erkennen. Das Fluid strömt mit einer Temperatur von 50°C in das Heizrohr ein und wird anschließend kontinuierlich bis auch ca. 80°C aufgeheizt. Danach bleibt die Temperatur im Steigrohr konstant. Sowohl am konstanten Massenstrom als auch an den horizontalen Isolinien ist zu erkennen, dass, bis auf kleine Fluktuationen, die Temperaturen und der Massenstrom über die Zeit konstant bleiben.

3.1.2. Temperaturschichtung im Becken

Im Becken befinden sich insgesamt 26 Thermoelemente mit denen es möglich ist die detaillierte Temperaturverteilung zu untersuchen. Hier wird die Temperaturverteilung im Becken während eines Experiments bei stabilem Naturumlauf betrachtet ($\alpha = 5^\circ$, $T = 50^\circ\text{C}$). Die Positionen der Temperaturmessstellen im Becken (TUPXX) sind in Abbildung 3.3(a) dargestellt. Die z-Koordinaten der drei Messebenen (TUP1X, TUP2X und TUP3X) sowie die des Wasserstands sind in der Tabelle in Abbildung 3.3 aufgelistet. Die restlichen Temperaturmessstellen (TUP4X) befinden sich auf der Diagonalen zwischen den Messstellen TUP11 und TUP37. Bei der hier betrachteten Anlagenkonfiguration ist das Steigrohr am äußersten Flansch, nahe TUP33 angeschlossen.

Abbildung 3.3(b) zeigt die zeitlichen Temperaturverläufe der sich übereinander befindenden Messstellen TUP15, TUP25 und TUP35, nahe des Fallrohreintritts. Aufgrund der Distanz zum Steigrohr ist das Beckenwasser an dieser Stelle am wenigsten durch das warme einströmende Wasser beeinflusst. Zu Beginn des Experiments sind im unteren Temperaturverlauf Schwankungen zu erkennen. Diese sind auf Konvektionsschleifen, welche durch das Aufheizen des Beckens hervorgerufen werden, zurückzuführen. Durch das Aufheizen vor jedem Experiment stellt sich im Becken eine konvektive Strömung ein. Diese Strömung ist schleifenartig und bleibt über eine längere Zeit (ca. 1000 s) bestehen, bis sie abgeklungen ist. Anschließend steigt TUP35 aufgrund der Wärmezufuhr aus dem Steigrohr kontinuierlich an. Die Temperatur auf mittlerer Höhe (TUP25) zeigt anfangs nur einen minimalen Einfluss der Konvektionsschleifen und bleibt anschließend nahezu konstant, bevor sie bei ca. 3000 s ansteigt. Im Vergleich zu TUP35 ist die Temperatur von TUP25 deutlich erhöht. 2 cm unterhalb der Wasseroberfläche (TUP15) fällt die Temperatur bis $t = 3000\text{ s}$ ab und steigt dann mit TUP25 an. TUP15 liegt ab diesem Zeitpunkt nur marginal über TUP25. Der Temperaturabfall kann dadurch erklärt werden, dass die Luft oberhalb der Wasseroberfläche zu Beginn noch ungesättigt ist. Während der Anfangsphase löst sich weiterhin Wasser in der Luft, was zu einem Temperaturabfall an der Grenzschicht führt. Sobald ein stationärer Zustand erreicht ist, stagniert die Oberflächentemperatur.

Die drei Temperaturmessstellen oberhalb des Steigrohraustritts (TUP13, TUP23 und TUP33) sind in Abbildung 3.3(c) dargestellt. Hier ist ein starkes Rauschen der Temperatursignale zu erkennen. Verursacht wird das Rauschen durch den turbulenten Mischungsvorgang des warmen Wassers aus dem Steigrohr mit dem kalten Beckenwasser. Wie hier zu sehen ist, nimmt das Rauschen und so die turbulenten Effekte mit zunehmender Höhe ab. Bei Betrachtung der lokalen Kurvenminima, welche die umgebende

3.1. Allgemeine Betrachtung des Anlagenverhaltens

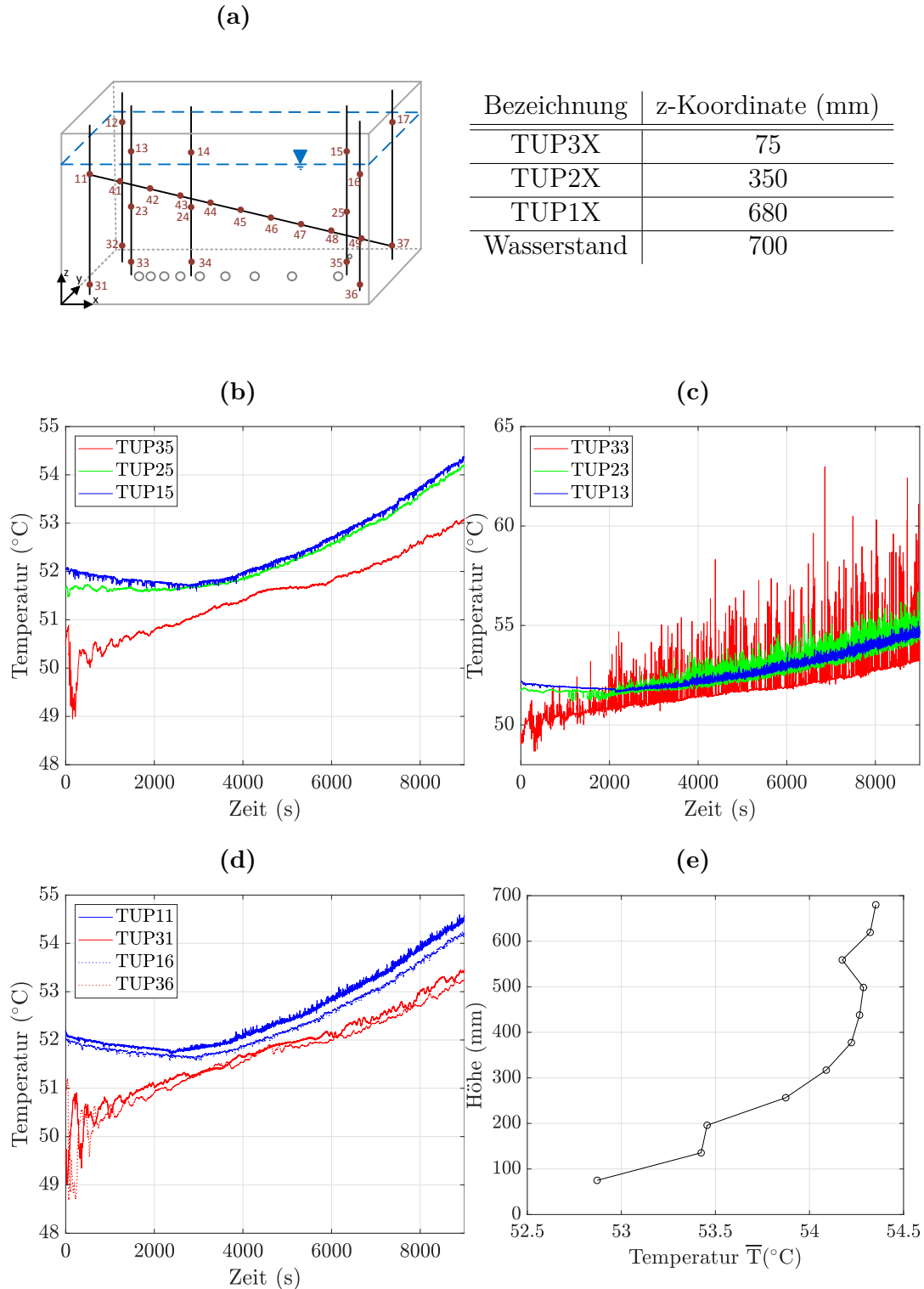


Abbildung 3.3.: (a) Positionen und z-Koordinaten der Temperaturmessstellen, Temperaturen als Funktion der Zeit (b) nahe des Fallrohreintritts (15,25 und 35), (c) oberhalb des Steigrohr Austritts (13, 23 und 33), (d) an den Messstellen 11, 31, 16 und 36, e) Verlauf zeitlich gemittelter Temperaturen entlang der Beckendiagonalen (11, 41 - 49 und 37) als Funktion der z-Koordinate (Mittelungszeitraum: 8500 s – 9000 s).

Beckentemperatur ohne Rauschen repräsentieren, ist eine ähnliche Temperaturschichtung wie in Abbildung 3.3(b) zu erkennen.

Anhand von Abbildung 3.3(d) wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Temperatur in Längsrichtung (x-Achse) dargestellt. In Blau sind die Temperaturverläufe von den beiden oberen Sensoren (TUP11 und TUP16) dargestellt, wobei der gepunktete Graph der Sensor auf Seite des Fallrohreintritts ist. Die Temperatur von TUP11 ist ca. $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ höher als die von TUP16. Beide Sensoren haben einen Abstand von 2090 mm zueinander. Im unteren Bereich (TUP31 und TUP36) ist der Temperaturunterschied sehr gering. Hieraus lässt sich schließen, dass der Temperaturgradient in z-Richtung deutlich höher ist als der in x-Richtung.

In Abbildung 3.3(d) ist der Temperaturgradient über der z-Koordinate aufgetragen. Die hier gezeigten Temperaturen sind entlang der Beckendiagonalen TUP11, TUP41-49 und TUP37 gemessen und über den Zeitraum von 8500 s–9000 s gemittelt. Der geringe Fehler durch den Temperaturgradienten in x-Richtung ist in dieser Darstellung vernachlässigt. Wie es sich bereits in den vorher diskutierten Diagrammen angedeutet hat, wird hier bestätigt, dass der Temperaturgradient im unteren Bereich deutlich höher ist. Beinahe der gesamte Temperaturabfall erfolgt in der unteren Hälfte des Beckens.

3.1.3. Wandtemperaturmessung

Die Messung der Innenwandtemperatur dient als Instrument zur Charakterisierung der Strömungsform im Heizrohr. Wie bereits in Kapitel 2.1 beschrieben, befindet sich die Temperaturmessstelle in der Rohrwand ohne mit dem Fluid in Kontakt zu sein. Die in Abbildung 3.4 dargestellten Graphen zeigen die zeitlichen Verläufe der Rohrwandtemperaturen am Messsegment nahe des Heizrohr Austritts (TSI31, TSI32, TSI33). Zudem ist noch jeweils die Strömungstemperatur im Steigrohreintritt (TRI01) dargestellt.

In Abbildung 3.4(a) sind die Temperaturverläufe für das senkrechte Heizrohr (Neigungswinkel = 90°) und eine Beckentemperatur von $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($\alpha 90\text{T}50$) dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass die drei Wandtemperaturverläufe stets die gleiche Temperatur anzeigen. Dieses Verhalten ist erwartungsgemäß, da beim vertikalen Heizrohr keine Temperaturschichtungen in radialer Richtung auftreten, weil hier der Gravitationsvektor kollinear zur Rohrachse ist. Zudem verdeutlicht dieser Graph die korrekte Funktionsweise der Wandtemperaturmessung. Einbaufehler der Temperatursensoren können somit ausgeschlossen werden.

In Abbildung 3.4(b) sind die gleichen Verläufe für einen Neigungswinkel von 60° und

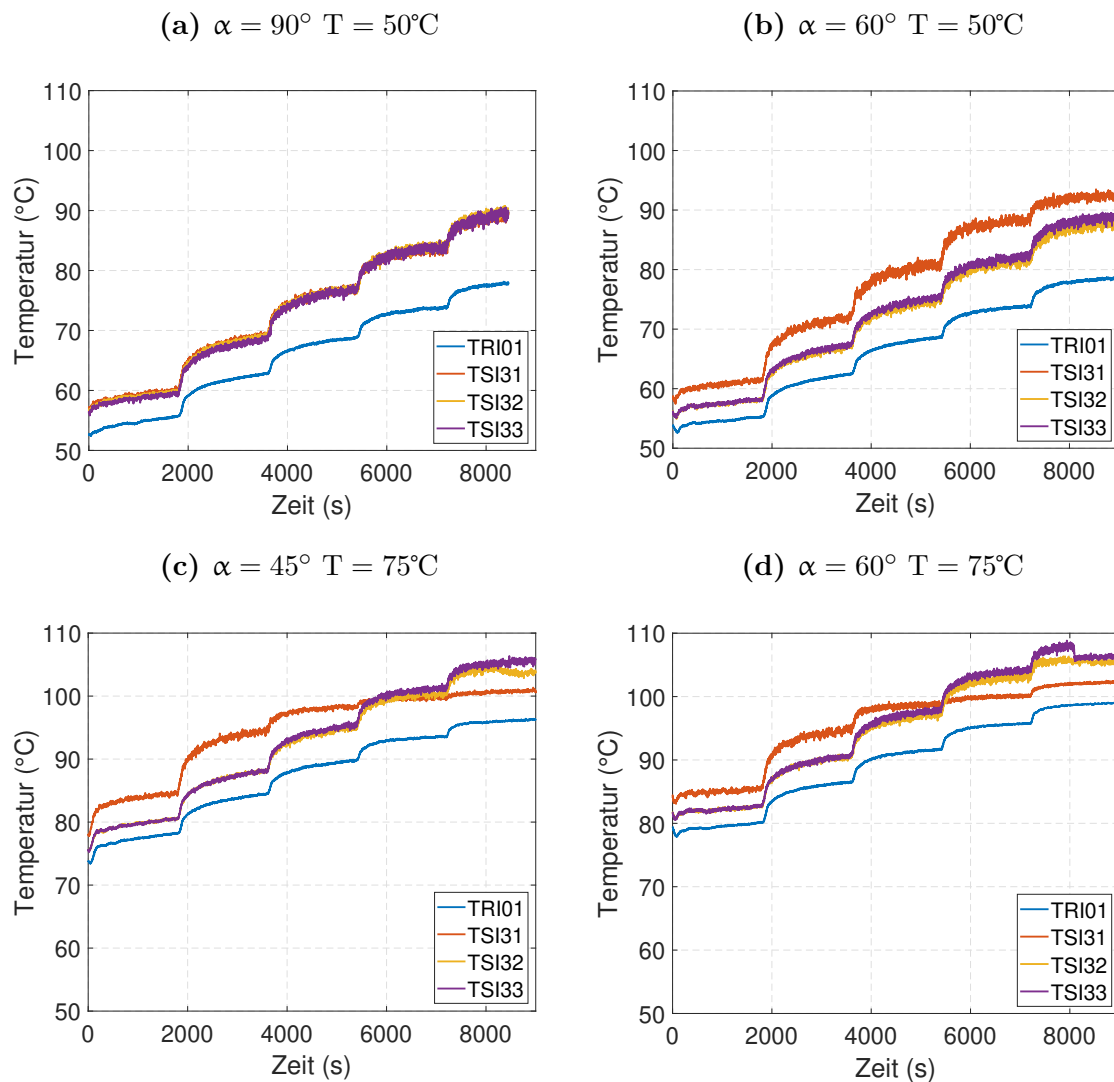


Abbildung 3.4.: Zeitliche Verläufe der drei Innenwandtemperaturen am Heizrohraustritt und der Temperatur am Steigrohreintritt für verschiedene Anlagenkonfigurationen.

eine Beckentemperatur von 50 °C dargestellt. Durch die Neigung des Heizrohrs stellt sich eine Temperatschichtung ein, da das warme Fluid aufgrund der geringeren Dichte nach oben steigt. Die obere Wandtemperaturmessstelle (TSI31) zeigt gegenüber den unteren Messstellen die erwartungsgemäße erhöhte Temperatur auf. Die beiden unteren Messstellen (TSI32 und TSI33) befinden sich auf der gleichen Höhe und zeigen auch den gleichen Temperaturverlauf.

In Abbildung 3.4(c) ist der Graph für eine Beckentemperatur von 75 °C und einen Neigungswinkel des Heizrohrs von 45° und in Abbildung 3.4(d) der Graph bei einem Neigungswinkel von 60° und einer Beckentemperatur von 75 °C dargestellt. In beiden Fällen, liegt ein

stabiler Naturumlauf vor, da die Steigrohreintrittstemperatur (TRI01) unterhalb von 100 °C liegt. Im Graphen 3.4(c), bei $t = 5400$ s, wo der Leistungsanstieg von 40% auf 60% erfolgt, steigt TSI31 nur noch marginal an und fällt dadurch unter die beiden anderen Wandtemperaturen TSI32 und TSI33. Ein ähnlicher Temperaturabfall ist für TSI32 im gleichen Graphen bei $t = 8500$ s zu sehen. Dass dieses Verhalten reproduzierbar ist, zeigen die Verläufe im Graphen 3.4(d). Hier ist das Heizrohr um 60° geneigt. Das gleiche Phänomen kann auch hier beobachtet werden. Zusätzlich ist auch der Abfall von TSI33 $t = 8100$ s zu erkennen.

Dieses Phänomen ist dadurch zu erklären, dass das Geschwindigkeitsprofil im geneigten, beheizten Rohr nicht kreissymmetrisch ist. Das an der Rohrwand aufgeheizte Fluid strömt in azimuthaler Richtung nach oben. Hier sammelt sich das warme Fluid an und beschleunigt wegen der höheren Auftriebskraft, bedingt durch die geringere Dichte des warmen Fluids. So entsteht ein ausgeprägteres Geschwindigkeitsprofil an der Oberseite des Rohres (siehe Abbildung 3.5(a)). Wird das Rohr weiter beheizt, prägt sich das Strömungsprofil so weit aus, dass die Strömung an der Rohroberseite in eine turbulente Strömung umschlägt (siehe Abbildung 3.5(b)). Die Turbulenz führt zu einer sprunghaften Erhöhung des Wärmeübergangs, dadurch wird der Wärmetransport von der Wand in die Kernströmung erhöht und die Wandtemperatur sinkt. Zudem ist nicht auszuschließen, dass es lokal zu unterkühltem Sieden kommt, was zur Folge hätte, dass sich eine Blase bildet, die die Temperaturgrenzschicht an der Wand durch deren Dynamik durchmischt. Dies würde die Turbulenz im oberen Bereich des Rohrs noch weiter erhöhen, was auch den Wärmeübergang erhöhen würde.

Ergebnisse aus einphasigen CFD Simulationen des geneigten Heizrohrs liefern unterstützende Indizien für die obige Hypothese. Es hat sich gezeigt, dass sich innerhalb des Rohrs ein Rezirkulationsgebiet einstellt, welches zu einer Abkühlung der oberen Rohrwand führt. Diese Simulationsergebnisse sind jedoch nur qualitativ zu betrachten. Die Herausforderung dieser Simulation liegt in der Modellierung des Übergangs zwischen laminarer Strömung und Transitionsströmung, was Gegenstand aktueller Forschung ist. Die CFD Simulation sowie deren Ergebnisse sind im Anhang A.4 beschrieben.

3.1.4. Strömungsverhalten während des Flashing

Der zweiphasige Naturumlauf hat eine starke Neigung sich zu destabilisieren. Die Instabilitäten treten auf, wenn es vermehrt zur Verdampfung im Heizrohr und/oder im Steigrohr kommt. Wie bereits beschrieben, wird zwischen zwei Formen der Instabilität, dem Flashing und dem Geysering, unterschieden. Die Instabilitäten sind durch starke

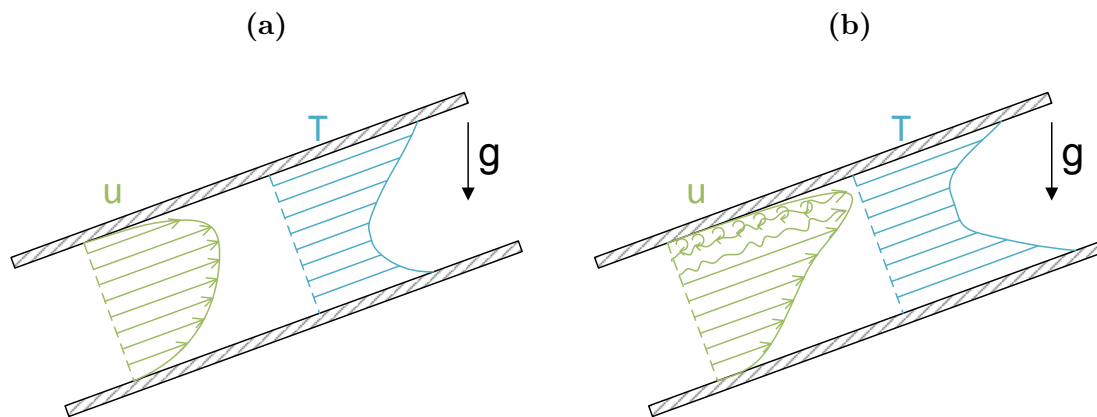


Abbildung 3.5.: Schematische Abbildung des Geschwindigkeits- und Temperaturprofils im Heizrohr für (a) niedrige Wärmezufuhr und (b) hohe Wärmezufuhr zur Darstellung der laminar-turbulenten Transition im oberen Bereich des Heizrohrs.

Oszillationen des Massenstroms zu erkennen. Je nach Betriebspunkt können diese Oszillationen unterschiedliche Intensitäten und Frequenzen aufzeigen. Dadurch, dass die Zustandsgrößen im Naturumlaufsystem untereinander gekoppelt sind, ist das instabile Verhalten auch an den anderen Messgrößen wie dem Druck, den Temperaturen und auch am Dampfgehalt zu erkennen. Während des Experiments bei einem Neigungswinkel von 60° und einer Beckentemperatur von 85°C ist bei der Leistungsstufe von $P_{\text{rel}} = 80\%$ Flashing und bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ Geysering zu beobachten. Dieses Experiment wird im Folgenden verwendet, um den Unterschied zwischen der Flashing- und der Geysering-Instabilität aus den experimentellen Daten herauszuarbeiten.

Abbildung 3.6 stellt ein Konturdiagramm dar, welches bereits im Abschnitt 3.1.1 eingeführt wurde. Die Instabilitäten sind sowohl an den starken Massenstromoszillationen als auch an den Oszillationen der Strömungstemperaturen deutlich zu erkennen. Anhand dieses Konturdiagramms wird nachfolgend der Zyklus der Flashinginstabilität erklärt. In einer ersten Phase (A) gleich nach einem Massenstrompeak liegt eine einphasige Strömung vor, die sich entlang des Heizrohrs kontinuierlich aufheizt. Während der Aufheizphase sind bereits kleine Schwankungen im Massenstrom zu erkennen (B). Diese sind möglicherweise auf vereinzelt Verdampfen von warmem Wasser, welches sich noch vom vorherigen Flashingzyklus im Steigrohr befindet, zurückzuführen (B'). Die Dampfmenngen sind jedoch nicht groß genug, um das ganze System zu destabilisieren. Gegen Ende der Phase A stellt sich ein stationärer Aufheizvorgang ein (horizontale Isolinien) und

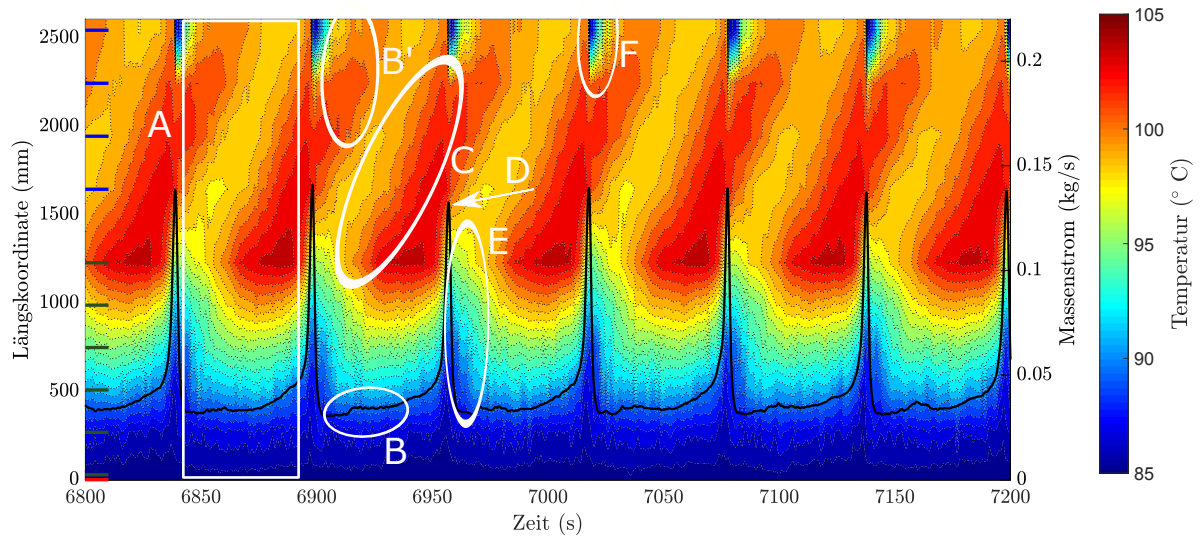


Abbildung 3.6.: Konturdiagramm der Strömungstemperaturen, aufgetragen über die Längskoordinate der Rohrleitung und der Zeit mit überlagertem Massenstromdiagramm zur repräsentativen Darstellung der Flashinginstabilität.

das Fluid erreicht seine Maximaltemperatur am Ende des Heizrohrs, ohne dass es zu einem deutlichen Anstieg des Massenstroms kommt. Im Bereich C sind die Isolinien nach oben hin geneigt. Dies deutet auf die adiabate Strömung hin, da hier die Temperatur entlang der Bewegungsrichtung des Fluids konstant bleibt. Zum Zeitpunkt an dem der Massenstrom beschleunigt, überschreitet das warme, hochsteigende Fluid im Steigrohr die lokale Sättigungstemperatur und verdampft. Durch die sich wegen dem Druckabfall selbstverstärkende Verdampfung kommt es zu dem eruptionsartigen Anstieg des Massenstroms, dem Flashing (D). Aufgrund der Beschleunigung des gesamten Massenstroms wird vermehrt kaltes Fluid aus dem Becken angesaugt und durch das Heizrohr geleitet, was zu einer raschen Abkühlung führt (E). Gleichzeitig entlädt sich der Dampf aus dem Steigrohr in das Becken, wo die Dampfblasen schlagartig kondensieren (siehe Anhang A.2.1). Sobald die Dampfphasengeschwindigkeit am Beckeneintritt einen bestimmten Wert unterschritten hat, ist der Impuls der Dampfströmung nicht mehr hoch genug und unterkühltes Wasser kann in entgegengesetzter Richtung am Dampf vorbeiströmen (F). Während des Vorbeiströmens kondensiert der im Steigrohr verbliebene Dampf schlagartig. Dadurch entsteht ein Unterdruck der das herunter strömende Fluid weiter beschleunigt. Nun strömen zwei Wasserfronten, eine aus dem Heizrohr und eine aus dem Becken kommend, mit hoher Geschwindigkeit aufeinander zu und kollidieren. Die Kollision führt zu einer Druckspitze, die als Kondensationsschlag bezeichnet wird.

3.1. Allgemeine Betrachtung des Anlagenverhaltens

(Milivojevic u. a., 2014). Nach dem Ausbruch wird das kühle Fluid im Heizrohr wieder aufgeheizt, womit der Flashingzyklus von vorne beginnt.

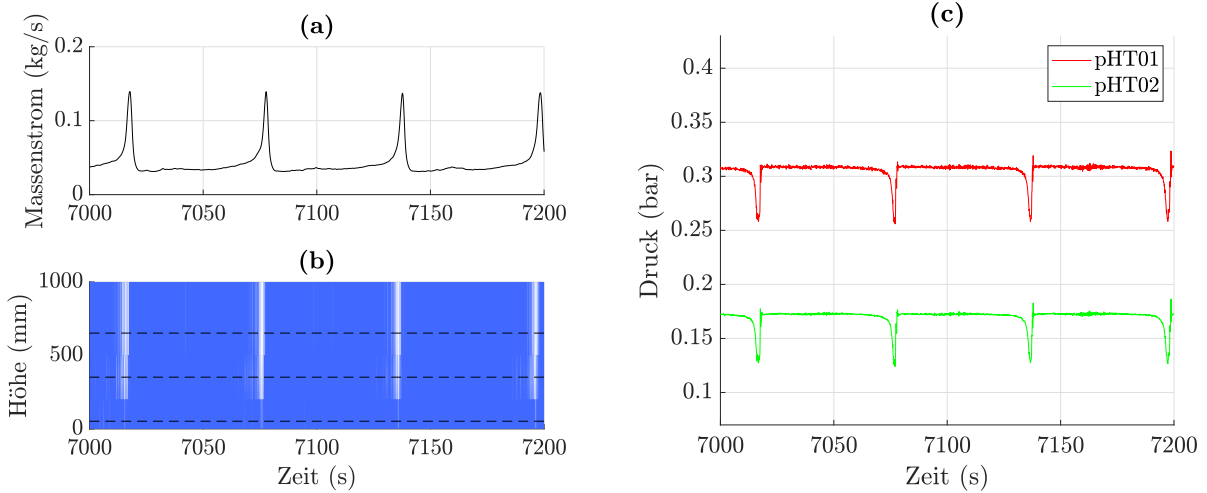


Abbildung 3.7.: Strömungskenngrößen während Flashinginstabilitäten. (a) Massenstrom. (b) Konturdiagramm des lokalen Dampfgehalts über die Steigrohrlänge. Die Position der Nadelsonden ist gestrichelt dargestellt. (c) Druckverlauf am Heizrohreintritt (pHT01) und am Heizrohraustritt (pHT02).

In Abbildung 3.7 sind (a) der Massenstrom, (b) der lokale Dampfgehalt und (c) die Drücke am Heizrohreintritt und -austritt für dasselbe Experiment wie oben dargestellt. Das Konturdiagramm zur Darstellung des lokalen Dampfgehalts (Abbildung 3.7(b)) enthält die Informationen der drei Nadelsonden, welche die Dampfphase an deren jeweiligen Spitze detektieren. Entlang der Ordinate ist die Länge (bzw. Höhe) des Steigrohres aufgetragen. Die horizontalen, gestrichelten Linien zeigen die jeweiligen Positionen der Nadelsonden, welche sich auf einer Distanz von 52 mm, 352 mm und 652 mm vom Steigrohreintritt befinden. Die Dampfphase ist im Konturdiagramm weiß und die Flüssigphase blau dargestellt. Die untere Nadelsonde detektiert hier keine Dampfblasen. Folglich muss die Verdampfung im adiabaten Steigrohr stattfinden, was auf Flashing schließen lässt. In Abbildung 3.7(c) sind die am Heizrohreintritt (pHT01) und am Heizrohraustritt (pHT02) gemessenen Relativdrücke abgebildet. Der Druckunterschied zwischen beiden Sensoren ergibt sich aus dem höheren Druck am Heizrohreintritt, der aufgrund der Heizrohrneigung von 60° deutlich tiefer liegt als der Heizrohraustritt. Abgesehen von diesem konstanten Druckunterschied verhalten sich beide Druckverläufe gleich. Sobald sich vereinzelte Blasen im Steigrohr bilden, verringert sich der Druck aufgrund der Abnahme der mittleren Dichte. Während des Flashings nimmt der Druck sehr schnell ab und steigt, nach Erreichen des Minimums, wieder abrupt an. Nach dem Druckanstieg sind vereinzel-

te Druckspitzen zu sehen, welche auf kleine Kondensationsschläge zurückzuführen sind. Zu beachten ist, dass bei der Messkampagne 1 die Drucksensoren mit 100 Hz ausgelesen wurden und jeweils über 10 Messdaten gemittelt wurde, um Daten zu reduzieren. Da die Dauer der Druckspitzen sehr kurz ist, ist davon auszugehen, dass die tatsächlich auftretenden Druckspitzen höher sind als hier dargestellt. Wegen der höheren Messfrequenz von 1000 Hz in Messkampagne 2 wird im Abschnitt 3.3.2 näher auf die Druckspitzen eingegangen.

3.1.5. Strömungsverhalten während des Geyserings

Bei einem Neigungswinkel von 60° , einer Beckentemperatur von 85°C und voller Heizleistung stellt sich die Geysering-Instabilität ein. Das Konturdiagramm für diesen Betriebspunkt ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Wie im Konturdiagramm für das Flashing (siehe Abbildung 3.6), sind 7 Ausbrüche dargestellt. Die Zeitspanne in der diese auftreten ist hier deutlich geringer. Gegenüber dem Flashing ist also die Frequenz und auch die maximale Amplitude der Instabilitäten erhöht. Während der Aufheizphase steigt der Massenstrom hier kontinuierlich an, wohingegen beim Flashing der Massenstrom während der Aufheizphase über einen längeren Zeitraum konstant bleibt. Ein weiterer Unterschied ist der, dass beim Geysering ein größerer Anteil an Wasser aus dem Becken in das Steigrohr zurückströmt. Demnach ist auch das Volumen des kondensierenden Dampfs während des Ausbruchs höher. Das Beckenwasser gelangt nach dem Ausbruch weit in das Steigrohr hinunter, sodass der minimale Massenstrom geringer ist, da die mittlere Dichte im Steigrohr geringer ist als beim Flashing. Wegen dem niedrigeren Massenstrom kann das Fluid im Heizrohr mehr Wärme aufnehmen, die Temperatur steigt weiter an und das Fluid verdampft bereits teilweise im Heizrohr. Die Dampfblasen steigen durch das Steigrohr nach oben, wo sie wegen des Druckabfalls weiter anwachsen, was wiederum den Effekt der sich selbst verstärkenden Verdampfung zur Folge hat und es kommt schlussendlich zu einem Ausbruch. Wie an dem oberen Thermoelement ($h = 2516\text{ mm}$) zu erkennen ist, wird das vom vorherigen Zyklus verbliebene unterkühlte Wasser erst durch den Ausbruch herausgedrückt und nicht wie beim Flashing bereits während der Aufwärmphase. An dieser Stelle ist die Rohrleitung sehr hohen Temperaturtransienten ausgesetzt.

Die Massenstrom- und Druckverläufe sowie das Konturdiagramm des lokalen Dampfgehalts sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Der Verteilung des lokalen Dampfgehalts zeigt, dass die ersten Blasen von dem unteren Sensor detektiert werden. Nach oben hin werden

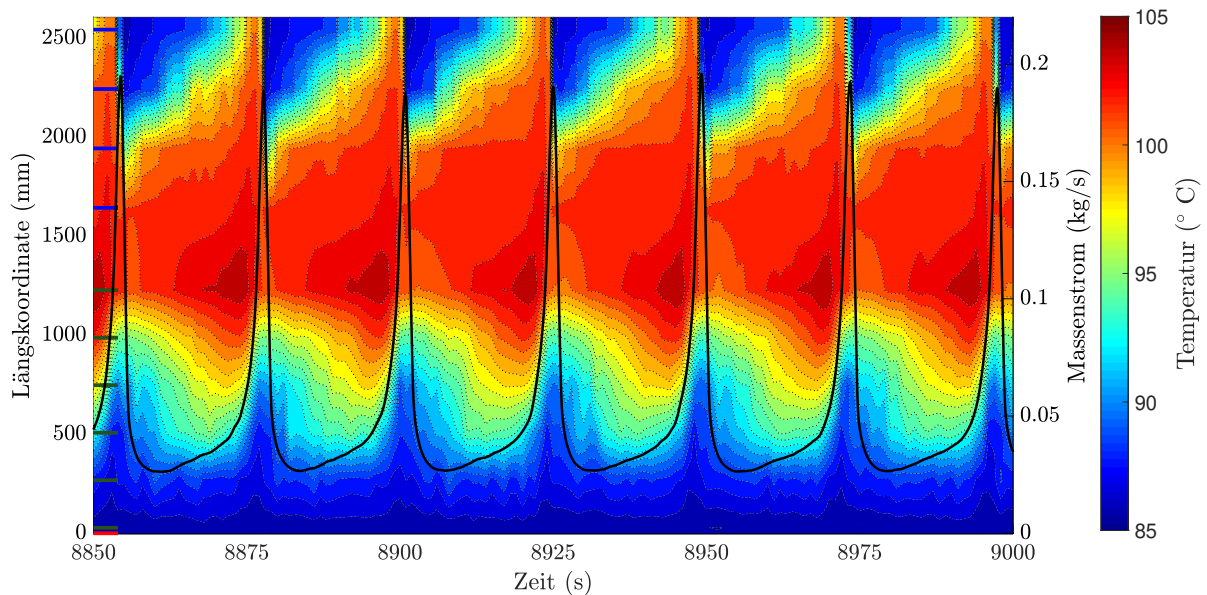


Abbildung 3.8.: Konturdiagramm der Strömungstemperaturen, aufgetragen über die Längskoordinate der Rohrleitung und der Zeit mit überlagertem Massenstromdiagramm zur repräsentativen Darstellung der Geyseringinstabilität.

die weißen Linien im Diagramm dichter. Daraus kann geschlossen werden, dass es sich um Geysering handelt, da bereits vermehrt Dampfblasen in das Steigrohr eintreten und auf deren Weg nach oben wachsen. Passend zu den hohen Massenstrompeaks, zeigen die Druckverläufe in Abbildung 3.9(c) tiefere Minima während des Ausbruchs. Der Druck am Heizrohraustritt (pHT02) fällt auf ca. 0,03 bar ab, was einer Wassersäule von 320mm entspricht. Im Vergleich zum Flashing sind die Druckspitzen, welche durch die Kondensationsschläge ausgelöst werden, höher. Nach der Druckspitze ist verstärktes Rauschen im Drucksignal zu sehen, welches dann vor dem nächsten Ausbruch abnimmt. Dieses Verhalten kann so gedeutet werden, dass es nach dem Massenstrompeak zum unterkühlten Sieden im Heizrohr kommt, was durch die Kondensation der Bläschen zum Rauschen im Drucksignal führt. In der späteren Aufheizphase ist das Fluid wärmer, wodurch die Dampfblasen nicht mehr kondensieren, sodass das Rauschen sich reduziert.

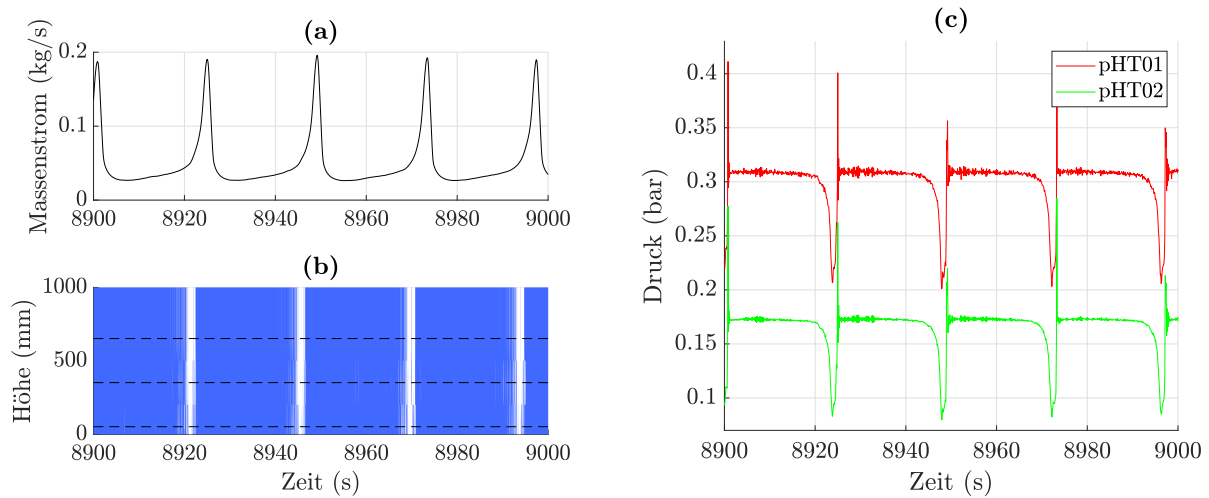


Abbildung 3.9.: Strömungskenngrößen während Geyseringinstabilitäten. (a) Massenstrom. (b) Konturdiagramm des lokalen Dampfgehalts über die Steigrohrlänge. Die Position der Nadelsonden ist gestrichelt dargestellt. (c) Druckverlauf am Heizrohreintritt (pHT01) und am Heizrohraustritt (pHT02).

3.2. Einfluss der Heizrohrneigung

In diesem Unterkapitel wird der Einfluss der Heizrohrneigung auf den Naturumlauf untersucht. Der stabile einphasige Umlauf und der instabile zweiphasige Umlauf werden separat betrachtet. Der Übersicht halber werden nur die ausgewählten Neigungswinkel von 5° , 60° und 90° im Detail diskutiert. Die Ergebnisse der restlichen Winkel sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst dargestellt.

Für die Analyse des Naturumlaufs wird in diesem Unterkapitel die Darstellung des Massenstromes und der Temperaturdifferenz über dem Heizrohr verwendet. Für den stabilen Naturumlauf sind beide Kenngrößen ausreichend um Aussagen hinsichtlich der antreibenden Druckdifferenz und des Strömungswiderstands zu treffen. Für den instabilen Naturumlauf wird zusätzlich die Verteilung der Dampfphase im Steigrohr betrachtet.

3.2.1. Stabiler Naturumlauf

Aus eindimensionaler Betrachtungsweise ist der Massenstrom eines einphasigen, stabilen Naturumlaufs abhängig von der zugeführten Leistung, dem Reibungswiderstand und der Höhendifferenz zwischen der Wärmequelle und -senke. Die Änderung der Neigung des Heizrohrs beeinflusst zum einen die mittlere Höhe der Wärmequelle und zum anderen den Reibungswiderstand aufgrund der sich ändernden Länge des Fallrohrs.

3.2. Einfluss der Heizrohrneigung

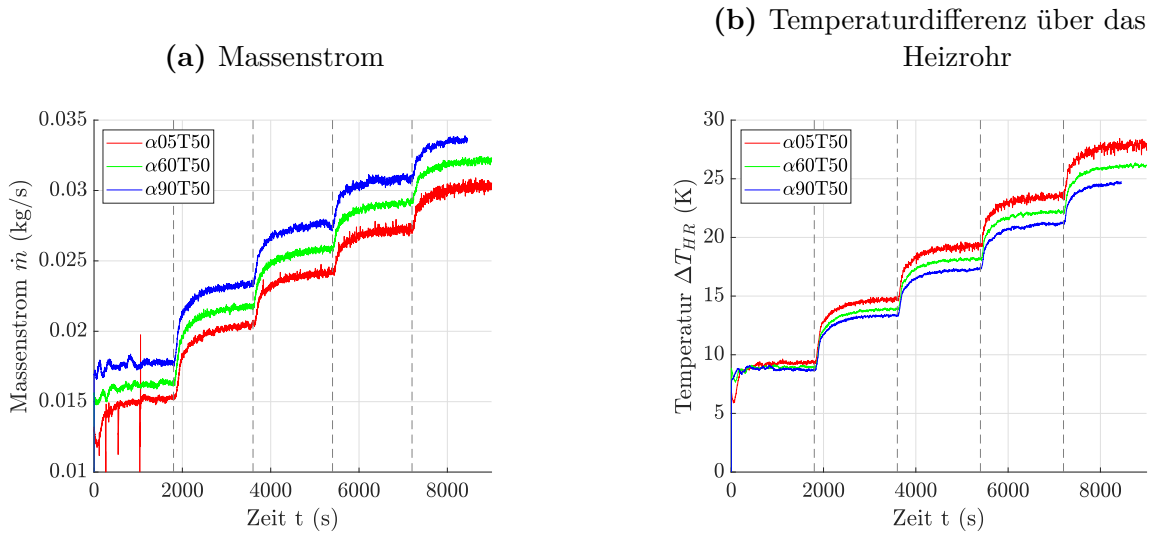


Abbildung 3.10.: Zeitliche Verläufe für den stabilen Naturumlauf (Beckentemperatur: 50 °C) für die Neigungswinkel von 5°, 60° und 90°.

In Abbildung 3.10 ist auf der linken Seite der Massenstrom und auf der rechten Seite die Temperaturdifferenz über das Heizrohr dargestellt. Die drei abgebildeten Verläufe zeigen das Umlaufverhalten für den einphasigen Betrieb für die Neigungswinkel 5°, 60° und 90°. Die gestrichelten, vertikalen Linien zeigen die jeweiligen Zeitpunkte des Übergangs zwischen zwei Leistungsstufen. Zu Beginn bei einer zugeführten relativen Wärme von $P_{rel} = 20\%$ sind starke Schwankungen im Massenstromverlauf zu vermerken. Diese sind bedingt durch die Konvektionsschleifen im Becken zu Beginn des Experiments (siehe Abschnitt 3.1.2), welche die Temperaturschwankungen im Fallrohr verursachen.

Anhand der dargestellten Massenstromverläufe ist ein Einfluss des Neigungswinkels zu erkennen. Mit steigendem Neigungswinkel steigt die mittlere Höhendifferenz zwischen Wärmequelle und -senke und damit auch die antreibende Druckdifferenz. Das umgekehrte Verhalten ist aus den Verläufen für die Temperaturdifferenzen zwischen Heizrohraustritt und -eintritt ΔT_{HR} zu erkennen. Mit steigendem Neigungswinkel nimmt die Temperaturdifferenz ab. Dieses Verhalten kann durch Betrachten der Energieerhaltung über das Steigrohr erklärt werden. Bei gleicher Wärmezufuhr und steigendem Massenstrom muss die Temperaturdifferenz über das Heizrohr abnehmen ($\dot{Q}_{zu} = \dot{m} c_p \Delta T$).

In Abbildung 3.11 sind die drei Innenwandtemperaturen am Heizrohraustritt und die Strömungstemperatur (THT06), die sich in der gleichen Schnittebene befindet wie die Wandtemperaturen, für die verschiedenen Neigungswinkel dargestellt. Für den Neigungswinkel von 5° ist ein großer Temperaturunterschied zwischen der oberen Wandtempe-

ratur und den unteren Wandtemperaturen zu sehen. Da wegen der flachen Neigung die Strömungsgeschwindigkeit gering ist, hat das Fluid mehr Zeit, um eine ausgebildete Temperaturschichtung zu entwickeln. Das Rauschen im oberen Temperaturverlauf ab $t = 3600$ s ist, wie bereits in Abschnitt 3.1.3 beschrieben, möglicherweise auf unterkühltes Sieden an der Oberseite des Rohrs zurückzuführen. Die Strömungstemperatur in der Rohrmitte ist nur geringfügig kleiner als die unteren Wandtemperaturen (TSI32 und TSI33). Dieses Verhalten lässt darauf schließen, dass trotz der geringen Strömungsgeschwindigkeit eine intensive Durchmischung in der unteren Rohrhälfte besteht und so hier auch ein höherer Wärmeübergang zu vermuten ist.

Für den größeren Neigungswinkel von 60° ist der Temperaturunterschied zwischen unterer und oberer Wandtemperatur geringer als bei der Neigung von 5° . Dies ist darauf zurückzuführen, dass die untere Wandtemperatur höher ist und die obere niedriger. Diese Beobachtung lässt sich durch die Betrachtung der Geschwindigkeitsvektoren der Fluidteilchen an der Rohrunterseite erklären. Der Geschwindigkeitsvektor der von unten nach oben strömenden Fluidpartikel hat bei einer höheren Heizrohrneigung eine größere Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung. Zum einen weil die Strömungsgeschwindigkeit bei einem größeren Neigungswinkel höher ist und zum anderen, weil bei einer größeren Rohrneigung der Auftriebsvektor einen höheren Anteil in axialer Richtung hat. Dies führt dazu, dass das warme Fluid nicht so schnell von der unteren Rohrwand wegtransportiert wird und deswegen hier die Rohrwandtemperatur ansteigt.

Ist nun die Rohrachse parallel zum Auftriebsvektor, sind die Wandtemperaturen alle gleich, wie in Abbildung 3.11(c) zu sehen ist.

3.2.2. Instabiler Naturumlauf

In Abbildung 3.12 sind die Verläufe für den Massenstrom und die Temperaturdifferenz über das Heizrohr für den bereichsweise instabilen Naturumlauf dargestellt. Der einzige Unterschied zu den drei Versuchen, welche im vorherigen Unterkapitel diskutiert wurden, liegt darin, dass hier die Beckentemperatur auf 85°C angehoben ist. Bei diesen Versuchsreihen ist der Übergang vom stabilen in den instabilen Naturumlauf deutlich zu erkennen. Bis zu einer relativen Heizleistung von $P_{\text{rel}} = 60\%$ liegt bei allen drei Experimenten ein stabiler Naturumlauf vor. Dieser verhält sich wie im vorigen Abschnitt 3.2.1 beschrieben. Bei $P_{\text{rel}} = 80\%$ beginnt zuerst bei einem Neigungswinkel von 60° der Naturumlauf instabil zu laufen und zu einem späteren Zeitpunkt, bei gleicher Leistungsstufe, beginnen die Instabilitäten auch bei einem Neigungswinkel von 5° . Erst bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ wird das Naturumlaufsystem auch mit dem vertikalen Heizrohr ($\alpha = 90^\circ$) instabil.

3.2. Einfluss der Heizrohrneigung

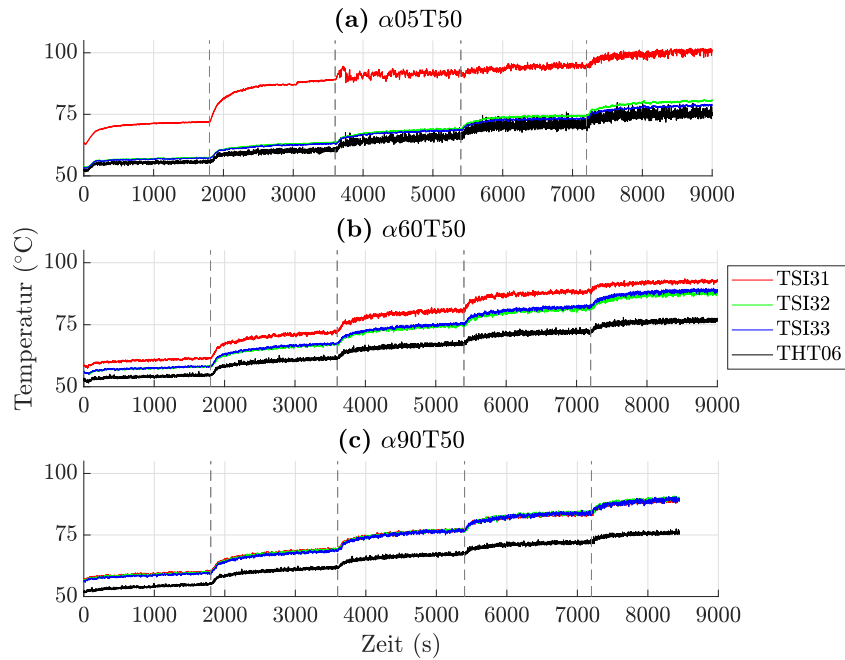


Abbildung 3.11.: Zeitliche Verläufe der inneren Wandtemperaturen (TSI31, TSI32 und TSI33) und der Strömungstemperatur (THT06) für den stabilen Naturumlauf (Beckentemperatur: 50 °C) für die Neigungswinkel von 5°, 60° und 90°.

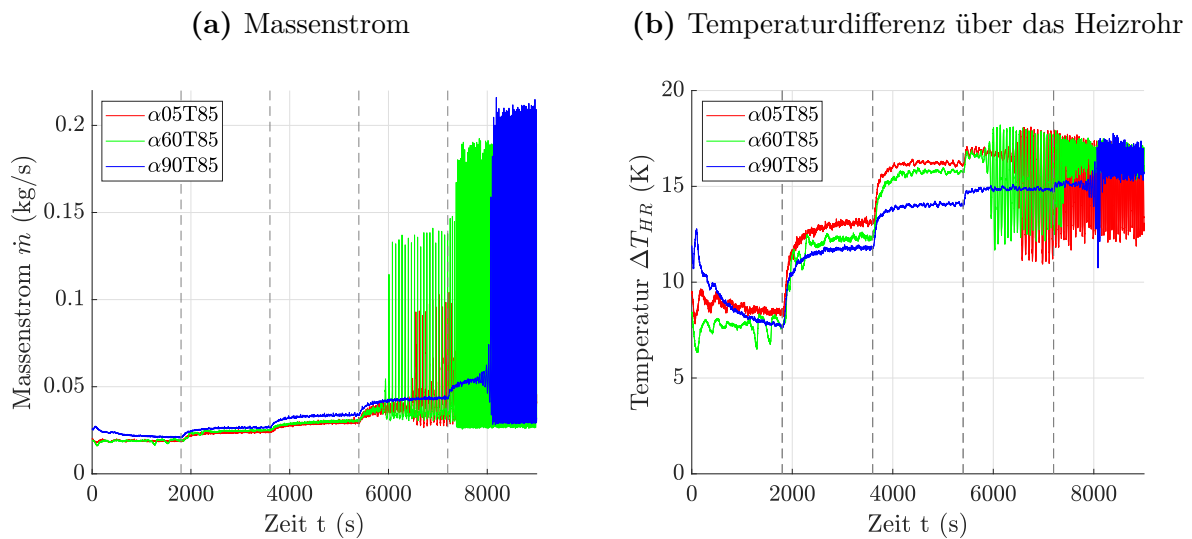


Abbildung 3.12.: Zeitliche Verläufe im instabilen Betrieb bei einer Beckentemperatur von 85 °C.

In Abbildung 3.13 sind die gleichen Verläufe auf drei Diagramme für $P_{\text{rel}} = 80\%$ und $P_{\text{rel}} = 100\%$ aufgeteilt. Die beiden Diagramme unteren Diagramme zeigen die gleitenden Mittelwerte (\overline{m} und $\overline{\Delta T_{\text{HR}}}$) der oberen Graphen. Diese Darstellung ermöglicht eine detaillierte Analyse der verschiedenen Verläufe im instabilen Bereich.

Wie bereits vorhin geschildert, setzten die Instabilitäten zuerst bei dem Experiment mit einem Neigungswinkel von 60° bei $P_{\text{rel}} = 80\%$ ein. Hier sind deutliche, singuläre Massenstrompeaks zu erkennen. Nach dem Übergang auf $P_{\text{rel}} = 100\%$ steigt sowohl die Frequenz als auch die Amplitude der Massenstrompeaks an, die Form der jeweiligen Peaks ändert sich nicht. Beim Betrachten der Oszillationen im ΔT_{HR} -Verlauf sind deutliche Unterschiede in der Form der Oszillationen zwischen beiden Leistungsstufen zu erkennen. Bei $P_{\text{rel}} = 80\%$ ist eine regelmäßige Schwingung mit hoher Amplitude zu beobachten. Nach der Leistungssteigerung verändert sich das charakteristische Verhalten der Schwingung. Es handelt sich nun nicht mehr um eine regelmäßige Schwingung sondern um vereinzelte Peaks, überlagert von chaotischen Oszillationen. Der Peak-zu-Peak Wert ist dabei reduziert, da das Temperaturminimum angestiegen ist und das Temperaturmaximum nach oben durch die Sättigungstemperatur begrenzt ist.

Bei einem Neigungswinkel von 5° sind im Massenstromverlauf keine singulären Peaks zu erkennen. Eine einzelne Periode besteht aus mehreren einzelnen Peaks mit unterschiedlichen Amplituden. Nach der Leistungssteigerung erhöhen sich die Frequenz und auch die Amplitude der Instabilitäten leicht. Der Temperaturverlauf zeigt für jede Leistungsstufe ein regelmäßig oszillierendes Verhalten. Bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ verringert sich die Amplitude geringfügig.

Der Massenstrom bei dem Experiment mit einem Neigungswinkel von $\alpha = 90^\circ$ beginnt erst bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ zu oszillieren. Verglichen mit den Massenstromoszillationen bei einem Neigungswinkel von $\alpha = 60^\circ$, haben diese die gleiche Form, nahezu die gleiche Frequenz und einen leicht erhöhten Peak. Der Verlauf der Temperaturdifferenz über das Steigrohr ist auch mit dem aus $\alpha 60\text{T}85$ vergleichbar. Ein Unterschied besteht hinsichtlich des Einsetzens der Instabilitäten. Hier beginnt die Temperatur mit anwachsender Amplitude regelmäßig zu schwingen. Nach einigen regelmäßigen Schwingungen, geht der Verlauf des Messsignals in ein chaotischen Verhalten über, ähnlich wie beim Versuch $\alpha 60\text{T}85$ bei voller Heizleistung.

Die Graphen mit den gemittelten Messgrößen \overline{m} und $\overline{\Delta T_{\text{HR}}}$ zeigen, dass diese Größen nicht mehr allein von der zugeführten Heizleistung abhängen, sondern auch vom Einsetzen der Instabilitäten. Bei $\alpha = 5^\circ$ ist ein deutlicher Anstieg des mittleren Massenstroms beim Einsetzen der Instabilitäten ($t = 6500 \text{ s}$) zu erkennen. Nach der Leistungssteigerung nimmt der Massenstrom deutlich zu, so dass er, entgegen dem Verhalten beim

3.2. Einfluss der Heizrohrneigung

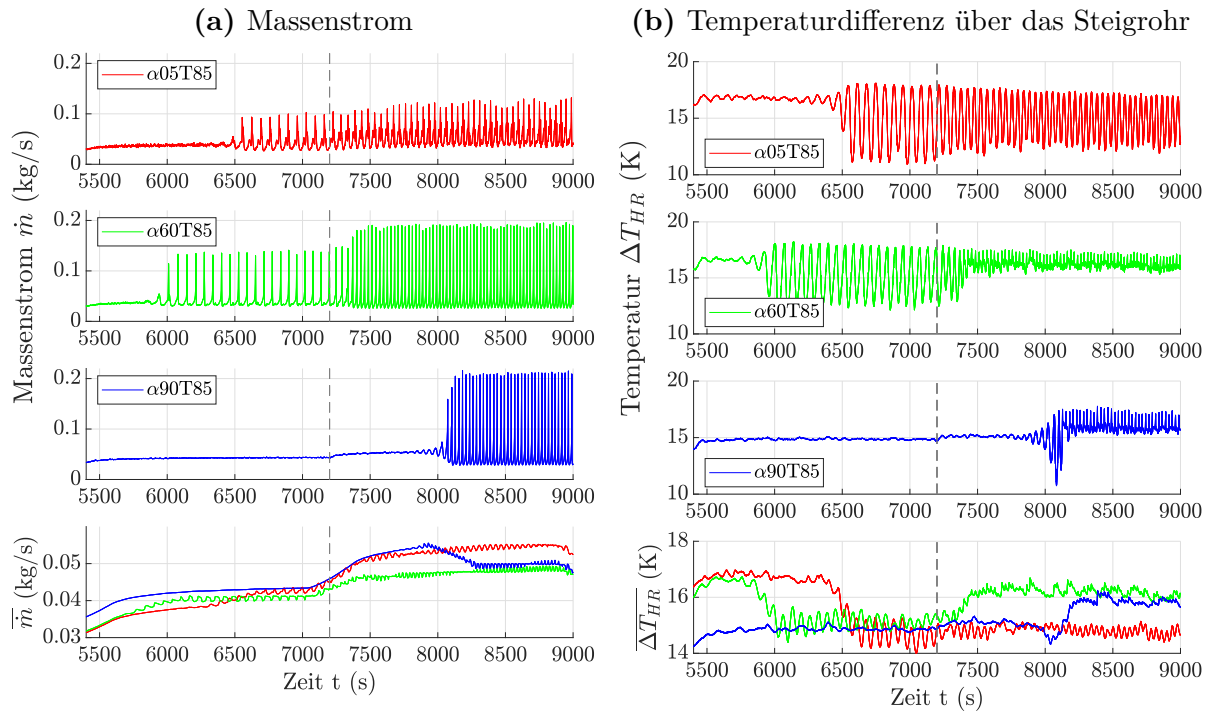


Abbildung 3.13.: Zeitliche Verläufe im instabilen Betrieb für eine relative Heizleistung von 80% – 100% bei einer Beckentemperatur von 85 °C. Untere Diagramme: gleitender Mittelwert der oberen Verläufe.

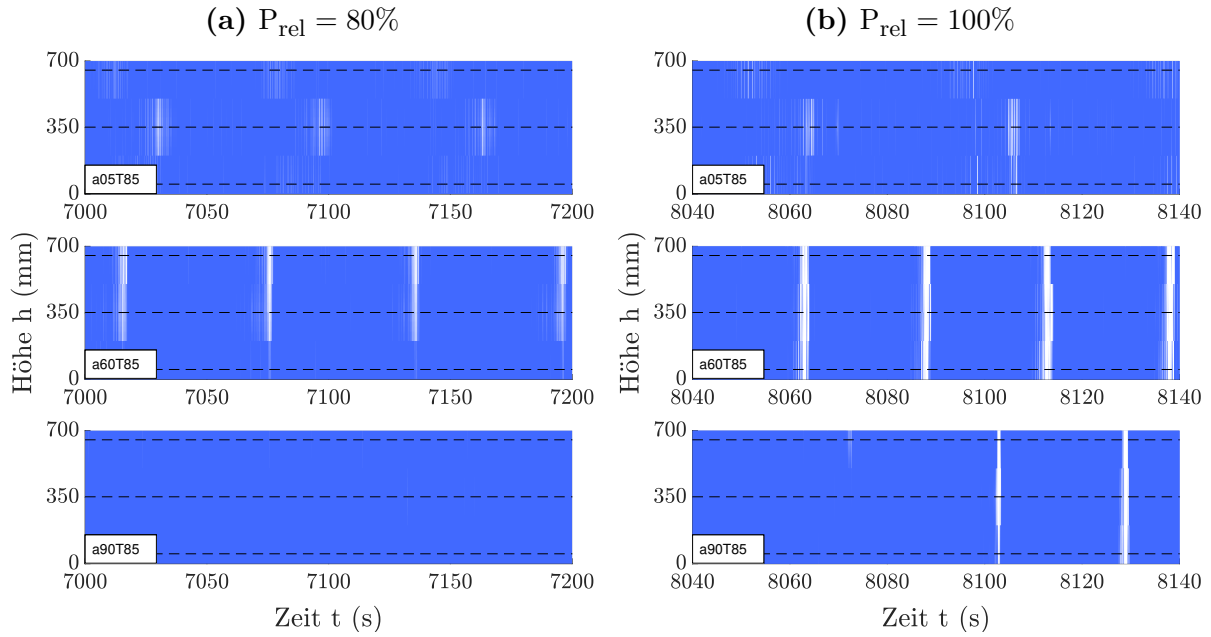


Abbildung 3.14.: Darstellung des lokalen Dampfgehaltes über die Höhe des Steigrohres und die Zeit. Die Positionen der Nadelsonden sind gestrichelt dargestellt.

stabilen Umlauf, oberhalb der Massenströme von $\alpha = 60^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ liegt. Bei dem Experiment von $\alpha = 90^\circ$ ist beim Einsetzen der Instabilitäten ($t = 8000$ s) ein Rückgang des mittleren Massenstroms zu beobachten.

Auch die gemittelten Temperaturverläufe $\overline{\Delta T_{\text{HR}}}$ zeigen ein charakteristisches Verhalten beim Einsetzen des instabilen Umlaufs. Bei $\alpha = 5^\circ$ und $\alpha = 60^\circ$ sinkt die mittlere Temperatur beim Einsetzen der regelmäßigen Schwingungen. Auch bei $\alpha = 90^\circ$, wo sich kurzzeitig eine regelmäßige Schwingung aufbaut, sinkt die gemittelte Temperatur im gleichen Moment. Zu dem Zeitpunkt an dem die regelmäßige Schwingung in eine chaotische übergeht, steigt die gemittelte Temperaturdifferenz an.

Die beiden geschilderten Formen der Oszillationen werden anhand des lokalen Dampfgehalts, welcher in Abbildung 3.14 visualisiert ist, näher untersucht. Auf der linken Seite ist ein Ausschnitt bei $P_{\text{rel}} = 80\%$ und auf der rechten Seiten ein Ausschnitt bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ abgebildet.

Bei einem Neigungswinkel von $\alpha = 5^\circ$ ist bei $P_{\text{rel}} = 80\%$ und $P_{\text{rel}} = 100\%$ ein ähnliches Muster zu erkennen, bei letzterem ist es etwas intensiver. Zuerst werden vereinzelte Blasen am oberen Teil des Steigrohres detektiert. Kurz danach ist die Dampfphase im unteren und im mittleren Teil des Steigrohres zu erkennen. Dieses Verhalten lässt auf Flashing schließen, da die Verdampfung im adiabaten Steigrohr stattfindet und sich dann

3.2. Einfluss der Heizrohrneigung

erst durch den resultierenden Druckabfall in den unteren Teil des Steigrohrs bewegt.

Für $\alpha = 60^\circ$ ist bei niedriger Leistung deutliches Flashing zu erkennen, da hier die unteren Nadelsonden fast keine Dampfphase wahrnehmen. Bei der maximalen Heizleistung handelt es sich bei der Instabilität um Geysering. Hier treten bereits vermehrt Dampfblasen aus dem Heizrohr in das Steigrohr ein, die dann schnell nach oben strömen.

Für die vertikale Stellung des Steigrohrs ($\alpha = 90^\circ$) sind bei $P_{\text{rel}} = 80\%$ keine Dampfblasen zu erkennen, da zu diesem Zeitpunkt kein instabiles Umlaufverhalten vorhanden ist. Bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ wurde für die Darstellung der Zeitbereich ausgewählt, wo zuerst die regelmäßigen Temperaturosillationen einsetzen und dann diese in chaotische Oszillationen übergehen. Bei $t = 8075$ s ist Flashing zu erkennen. Bei $t = 8105$ s bildet sich bereits vermehrt Dampf in der Steigrohrmitte und auch im unteren Teil des Steigrohrs. Bei $t = 8130$ s ist ein klarer Geyseringausbruch zu erkennen.

In Abbildung 3.15 sind die bereits diskutierten instabilen Betriebspunkte in Konturdiagrammen dargestellt. Die Konturdiagramme für den Neigungswinkel von 60° sind bereits zur detaillierten Beschreibung der Flashing- bzw. Geyseringinstabilität den Unterkapiteln 3.1.4 bzw. 3.1.5 erläutert worden.

Die Diagramme für den Neigungswinkel von 5° zeigen einen sehr unregelmäßigen Massenstromverlauf mit mehreren lokalen Maxima unterschiedlicher Amplitude während einer Flashingperiode. Dieses Verhalten korreliert mit den sporadisch detektierten Dampfblasen im Steigrohr (vergleiche Abbildung 3.14). Eine mögliche Erklärung für die Ursache dieses unregelmäßigen Verhaltens ist die stark ausgeprägte Temperaturschichtung im Heizrohr. Wegen der schlechten Durchmischung ist auch im Steigrohr die Temperatur nicht gleichmäßig über den Querschnitt verteilt und es bilden sich vereinzelt Gebiete mit erhöhter Temperatur aus, was zu lokalen Verdampfungen führt. In beiden Konturdiagrammen ($\alpha = 5^\circ$) ist das für das Flashing typische langsame herausströmen des kalten Wassers durch das Steigrohr in das Becken während der Aufheizphase zu sehen. Bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ sind kleine Rückströmungen aus dem Becken zu erkennen.

Für das vertikale Steigrohr ($\alpha = 90^\circ$) liegt bei $P_{\text{rel}} = 80\%$ ein stabiler Naturumlauf vor, was aus dem Konturdiagramm mit den durchgehend horizontalen Isolinien hervorgeht. Bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ zeigt das Konturdiagramm die gleichen Merkmale wie sie beim Geysering auftreten. Der Unterschied zum Geysering bei $\alpha = 60^\circ$ ist der, dass wegen der stärkeren Ausbrüche zum einen das gesamte Heizrohr mit kaltem Wasser aus dem Fallrohr durchspült wird und zum anderen auch das Wasser aus dem Becken tiefer ins Steigrohr gesaugt wird. Beide Effekte führen zu sehr hohen Druckstößen. Diese Druckstöße waren so hoch, dass der Drucksensor am Heizrohreintritt (pHT01), der einen maximalen Messbereich von $p_{\text{rel}} = 2,5$ bar hat, nicht mehr funktionierte.

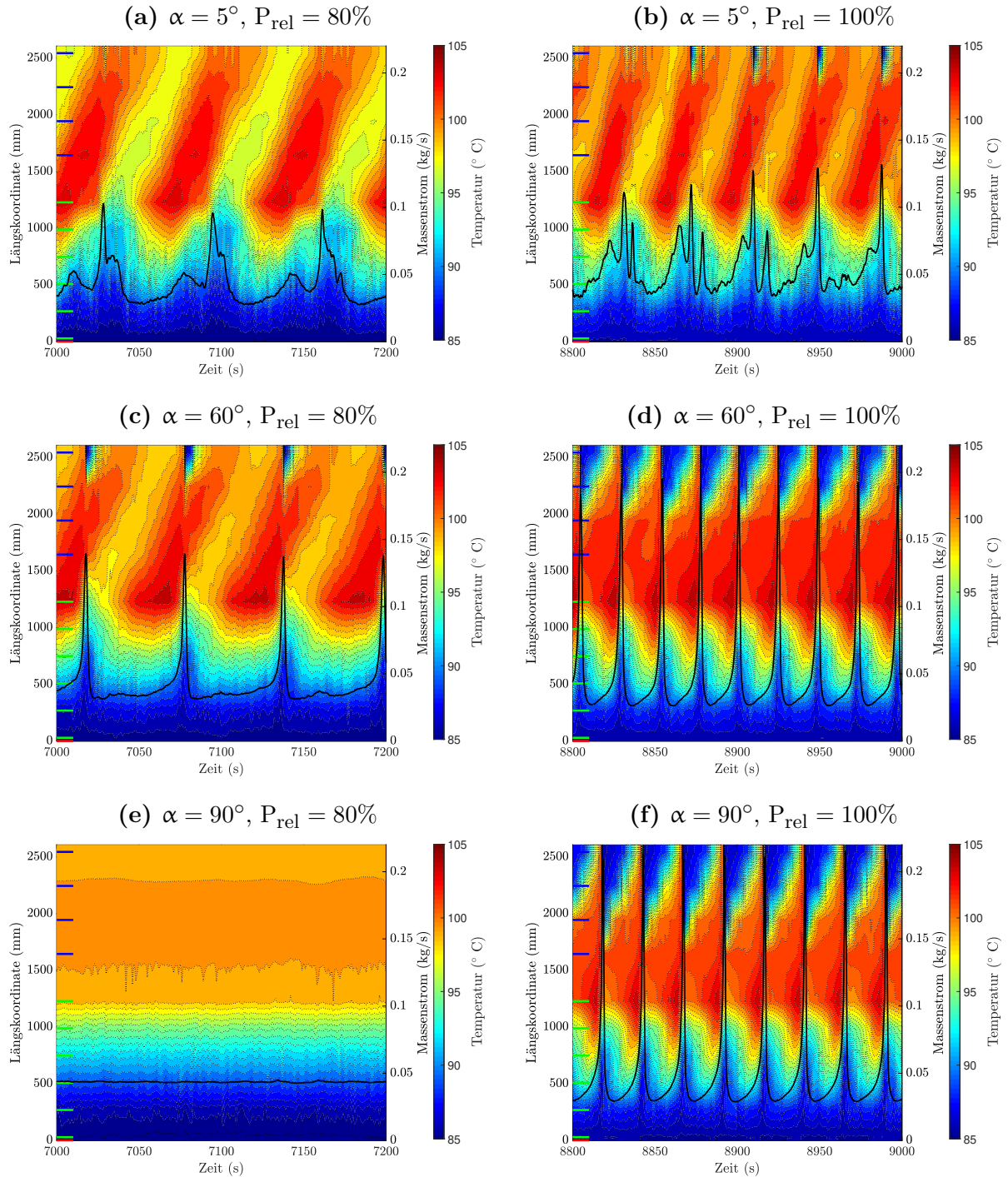


Abbildung 3.15.: Konturdiagramme für die Leistungsstufen von $P_{\text{rel}} = 80\%$ und $P_{\text{rel}} = 100\%$ für eine Beckentemperatur von 85°C

3.2. Einfluss der Heizrohrneigung

Tabelle 3.1.: Stabilitätsbereiche bei konstanter Beckentemperatur von 85°C bei verschiedenen Neigungswinkel unter Variation der Heizleistung (Stab.: Stabil; Fls.: Flashing; Gey.: Geysering).

$\alpha(^{\circ})/P_{\text{rel}}(\%)$	20	40	60	80	100
5	Stab.	Stab.	Stab.	Fls.	Fls.
30	Stab.	Stab.	Stab.	Fls.	Fls.
45	Stab.	Stab.	Stab.	Stab.	Fls.
60	Stab.	Stab.	Stab.	Fls.	Gey.
78	Stab.	Stab.	Stab.	Stab.	Gey.
90	Stab.	Stab.	Stab.	Stab.	Gey.

In Tabelle 3.1 sind zusätzlich zu den im Detail diskutierten Neigungswinkeln von 5°, 60° und 90° die ermittelten Stabilitätsbereiche der Experimente mit den Neigungswinkel von 30°, 45° und 78° zusammengefasst. Bis zu einer Heizleistung von $P_{\text{rel}} = 80\%$ liegt bei allen Experimenten ein stabiler Naturumlauf vor. Bei $P_{\text{rel}} = 80\%$ laufen nur die Experimente mit einem Neigungswinkel von 45°, 78° und 90° im stabilen Bereich. Bei den anderen Neigungswinkeln ist Flashing zu beobachten. Bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ liegt Flashing für $\alpha = 5^{\circ}$, 30° und 45° vor. In den anderen Fällen handelt es sich um Geysering.

Es kann zusammengefasst werden, dass bei höheren Neigungswinkeln der Naturumlauf sich länger stabil verhält und dann sofort ins Geysering umschlägt. Bei kleineren Neigungswinkeln wird das System bereits bei kleiner Heizleistung instabil. Hier handelt es sich bei der auftretenden Instabilität um Flashing.

Aus den gewonnenen Erkenntnissen über das Naturumlaufverhalten im instabilen Betrieb lässt sich folgendes schlussfolgern. An der reinen Betrachtung des Massenstromverlaufs lässt sich nicht eindeutig erkennen, ob es sich bei der Form der Instabilität um Flashing oder um Geysering handelt. Die Oszillationen der Steigrohreintrittstemperatur sind geeigneter um zwischen den beiden Arten der Instabilitäten zu unterscheiden. Regelmäßige Schwingungen mit einer hohen Amplitude des Temperaturverlaufes schließen auf Flashing und ein chaotischer Temperaturverlauf mit einem kleinen Peak-zu-Peak Wert deutet auf Geysering hin. Dies ist dadurch zu erklären, dass beim Flashing zum einen die Verdampfung langsamer verläuft, wodurch schnell genug warmes Wasser aus dem Heizrohr nachströmen kann. Zum anderen verdampft nur das Fluid im oberen Teil des Steigrohrs, wodurch weniger Wasser aus dem Tank in das Steigrohr zurückströmen kann. Beim Geysering hingegen wird das gesamte Wasser schlagartig aus dem Steigrohr in den Tank gedrückt. Anschließend kommt es zu einer starken Rückströmung aus dem Becken in das Steigrohr und dadurch verlangsamt der Umlauf. Folglich strömt weniger

Wasser durch das Heizrohr, was zu einem verringerten Abfall der Steigrohreintrittstemperatur führt. Die größere Menge an zurückströmendem kalten Wasser aus dem Tank ist klar an der Darstellung von Temperaturkonturdiagrammen zu sehen.

Anhand der gemittelten Zustandsgrößen kann zusammengefasst werden, dass beim Einsetzen des Flashings der Massenstrom ansteigt und die Steigrohreintrittstemperatur sinkt. Beim Einsetzen des Geyserings ist das umgekehrte Verhalten zu beobachten. Hier sinkt der mittlere Massenstrom und die gemittelte Steigrohreintrittstemperatur steigt an.

3.2.3. Analyse des Schwingungsverhaltens

Im vorherigen Unterkapitel wurde bereits erläutert, wie verschiedene Oszillationscharakteristiken der Steigrohreintrittstemperatur beim Flashing oder Geysering zu deuten sind. Hinsichtlich der Massenstromoszillationen wurde bereits festgestellt, dass diese je nach Neigungswinkel verschiedene Eigenschaften haben. In diesem Unterkapitel werden deswegen die Massenstromoszillationen der verschiedenen Experimente im Detail analysiert. Zur Analyse der einzelnen Massenstromoszillationen wird für die Auswertung pro Leistungsstufe jede Massenstromoszillation über die Dauer einer Periode einzeln dargestellt. In den Abbildungen 3.16 und 3.21 sind diese Perioden für ausgewählte Versuche überlagert und der Mittelwert aller Perioden eingetragen. Die Zeitachse ist dabei so verschoben, dass der Scheitelwert bei 0 s liegt.

In Abbildung 3.16 sind die Überlagerungen der Massenstromperioden und deren Mittelwerte für verschiedene Neigungswinkel des Heizrohrs dargestellt. Die beiden oberen Diagramme (a) und (b) zeigen Verläufe bei denen Flashing auftritt und die beiden Unteren (c) und (d) stellen Massenstrompeaks beim Geysering dar.

Das Systemverhalten beim Flashing welches bei einem Neigungswinkel von 5° auftritt wirkt chaotisch. Eine Periode besteht aus drei Massenstrompeaks, einem steilen zentralen Peak, einem breiteren vorgelagerten Peak sowie einem spitzen nachgelagerten Peak. Die Phasenverschiebung der vor- und nachgelagerten Peaks verändert sich von einer Periode zur nächsten, was das chaotische Verhalten definiert. Im Vergleich mit der Dampfphasenverteilung in Abbildung 3.14 kann das Zustandekommen dieser drei Peaks beschrieben werden. Beim Einsetzen des Flashings werden vereinzelt Dampfblasen im oberen Teil des Steigrohrs detektiert. Dies erklärt den ersten breiteren Peak. Danach werden Dampfblasen entlang des gesamten Steigrohrs detektiert, was den zentralen Peak widerspiegelt. In der Zwischenzeit ist unterkühltes Wasser aus dem Becken in den oberen Teil des Rohres zurückgeströmt. Der nachgelagerte spitze Peak wird durch die intensivere

3.2. Einfluss der Heizrohrneigung

Verdampfung in der Rohrmitte hervorgerufen. Diese Dampfblasen kondensieren jedoch im oberen Teil des Steigrohrs, wodurch der Scheitelwert des dritten Peaks geringer ist. Die Massenstromperiode bei einem Neigungswinkel von 60° und $P_{\text{rel}} = 80\%$ besteht aus einem gleichmäßigen Anstieg, einem ausgeprägten Peak und einem leicht chaotischen Verhalten nach dem Peak.

In beiden unteren Diagrammen sind die Massenstrompeaks fürs Geysering dargestellt. Beide Male handelt es sich um kurzperiodische Peaks mit steilen Flanken. Die Verläufe der vereinzelt Perioden weichen nur geringfügig von deren Mittelwert ab.

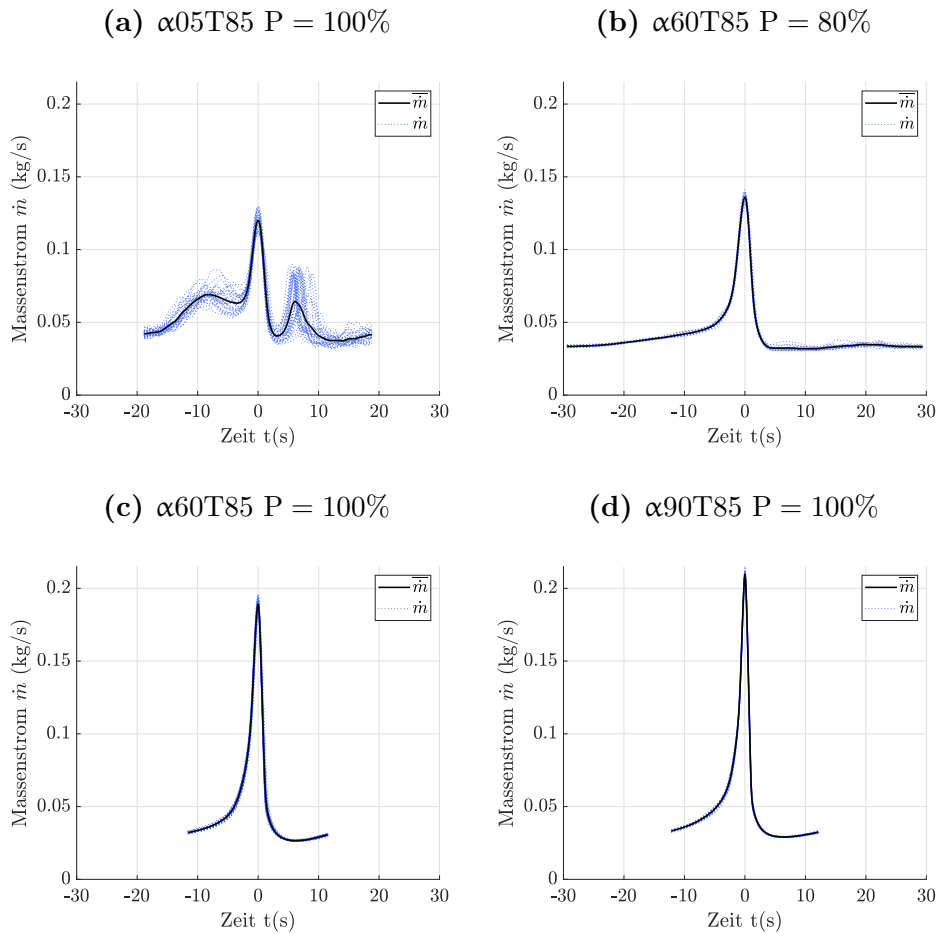


Abbildung 3.16.: Überlagerung mehrerer Massenstromperioden und deren Mittelwert für die Messkampagne 1. Obere Reihe: Flashing, untere Reihe: Geysering.

In Tabelle 3.2 sind die Frequenzen und die Maxima der Massenstromperioden für die verschiedenen Neigungswinkel bei einer Beckentemperatur von $T = 85^\circ\text{C}$ zusammengefasst. Für die Experimente bei denen Flashing auftritt, kann resümiert werden, dass sowohl bei $P_{\text{rel}} = 80\%$ als auch für $P_{\text{rel}} = 100\%$ das Maximum des Massenstroms mit steigendem Neigungswinkel zunimmt. Auch beim Geysering ist eine Zunahme des Schei-

telwertes mit steigendem Neigungswinkel zu beobachten.

Über die Frequenz beim Flashing kann gefolgert werden, dass diese mit steigender Heizleistung zunimmt und quasi unabhängig vom Neigungswinkel ist. Auch beim Geysering wird die Frequenz nur wenig vom Neigungswinkel beeinflusst. Im Vergleich zwischen Geysering und Flashing ist eine deutliche Zunahme der Frequenz beim Eintreten des Geyserings zu erkennen.

Tabelle 3.2.: Zusammenfassung der Frequenzen und der Maxima der Massenstromperioden bei verschiedenen Neigungswinkeln des Heizrohres der Messkampagne 1

α (°)	P_{rel} (%)	$\overline{m}_{\text{max}}$ (kg/s)	f (mHz)	Typ der Instabilität
5	80	0,0962	14,9	FLS
5	100	0,1199	24,3	FLS
30	80	0,1243	14,7	FLS
30	100	0,1558	27,6	FLS
45	100	0,1963	28,0	FLS
60	80	0,1359	16,1	FLS
60	100	0,1887	39,8	GEY
78	100	0,1939	36,8	GEY
90	100	0,2095	39,7	GEY

3.3. Untersuchungen mit dem verlängerten Steigrohr

3.3.1. Einfluss der Strömungsdrosselung im Fallrohr

In diesem Unterkapitel wird der Einfluss der Strömungsdrosselung im Fallrohr auf den Naturumlauf untersucht. Für diese Untersuchung werden die Versuche aus „Messkampagne 2“ verwendet. Hierfür wird das verlängerte Steigrohr mit einer Länge von 2,5 m bei einem konstanten Neigungswinkel des Heizrohres von 5° verwendet. Nach jeder Versuchsreihe wird der Strömungswiderstand in Form einer Blende mit unterschiedlichen Durchmessern erhöht. Es wurden Versuchsreihen mit einem Blendendurchmesser von 7 mm, 9 mm und 12 mm sowie eine Versuchsreihe ohne Blende durchgeführt. Bei der Messkampagne 2 wird das gleiche Heizprofil verwendet wie bei den Versuchen aus Messkampagne 1. So können die Ergebnisse beider Messkampagnen miteinander verglichen werden. Aufgrund des längeren Steigrohrs ist der hydrostatische Druck am Heizrohraustritt höher, sodass der absolute Druck am Heizrohraustritt bei 1,33 bar ($T = 50$ °C) liegt. Durch den erhöhten Druck liegt die Siedetemperatur am Heizrohraustritt bei $T_{\text{sat}} = 107,8$ °C. Die Erhöhung der Sättigungstemperatur steigert die Wahrscheinlichkeit des Auftretens

3.3. Untersuchungen mit dem verlängerten Steigrohr

von Flashing im instabilen Betrieb, da der Bereich zwischen Sättigungstemperatur am Steigrohrentritt und am Steigrohr Austritt größer ist beim langen als beim kurzen Steigrohr.

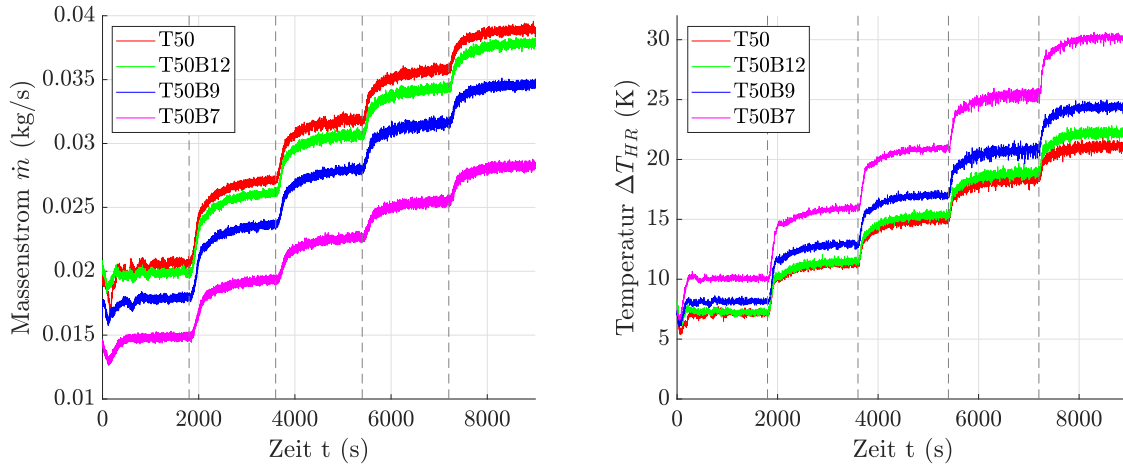


Abbildung 3.17.: Zeitliche Verläufe im instabilen Betrieb bei einer Beckentemperatur von 85 °C. L.: Massenstrom; r.: Temperaturdifferenz über das Heizrohr.

In Abbildung 3.17 sind die Massenstromverläufe \dot{m} sowie die Verläufe der Temperaturdifferenzen über das Heizrohr ΔT_{HR} dargestellt. Hier wird die Bezeichnung TXXBYY für die verschiedenen Versuche verwendet, mit XX für die Beckentemperatur und YY für den Blendendurchmesser (falls vorhanden). Es ist zu erkennen, dass im Vergleich zum Versuch a05T50 aus Messkampagne 1, der Massenstrom ohne Blende um ca. 30% erhöht ist. Der erhöhte Massenstrom ist durch die höhere Antriebskraft, welche aus der größeren Höhendifferenz resultiert, begründet. Entsprechend der Energieerhaltung, ist die Temperaturzunahme über das Heizrohr beim höheren Massenstrom geringer.

Beim Analysieren der Verläufe aus Abbildung 3.17 lässt sich feststellen, dass mit Verringerung des Blendendurchmessers der Massenstrom abnimmt und die Steigrohrtemperatur zunimmt. Dies ist auf den erhöhten Druckverlust, welcher aus der höheren Drosselwirkung im Fallrohr resultiert, zurückzuführen.

Wird die Beckentemperatur auf 85 °C erhöht, dann wird der Naturumlauf bei hoher zugeführter Wärme instabil. In Abbildung 3.18 sind die Massenstrom- und die ΔT_{HR} -Verläufe dargestellt für den Versuch ohne Blende sowie mit Blende mit den Durchmessern 9 mm und 7 mm im instabilen Bereich bei $P_{rel} = 80\%$ und $P_{rel} = 100\%$. Entsprechend der bereits gewonnenen Erkenntnis, dass die Temperaturzunahme über das Heizrohr mit steigender Drosselung zunimmt, nimmt auch das instabile Systemverhalten mit steigender Drosselung zu.

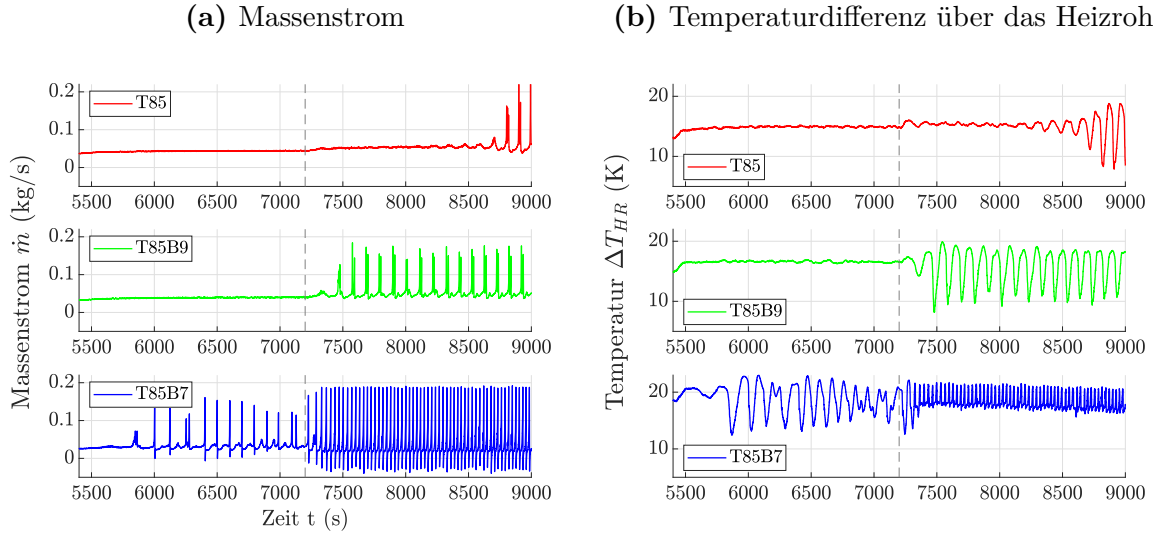


Abbildung 3.18.: Zeitliche Verläufe im instabilen Betrieb bei einer Beckentemperatur von 85 °C für die Messkampagne 2

In Abbildung 3.19 ist der von fünf Nadelsonden entlang des Steigrohrs gemessene lokale Dampfgehalt visualisiert. Es ist anzumerken, dass die obere Nadelsonde nur vereinzelt Blasen detektiert. Dieses Verhalten ist mutmaßlich durch eine nicht optimale Funktionsweise dieser Nadelsonde aufgrund ihrer gebogenen Ausführung zu begründen.

In den oberen Diagrammen aus Abbildung 3.18 sind die Verläufe für das Experiment ohne Drossel abgebildet. Erst gegen Ende des Versuchs bei ca. $t = 8700$ s treten Instabilitäten auf. Anhand des lokalen Dampfgehalts ist zu erkennen, dass nur die mittleren und oberen Nadelsonden die Dampfphase detektieren, was auf Flashing schließen lässt. Zudem deutet auch hier das regelmäßige Schwingverhalten der Steigrohreintrittstemperatur auf Flashing hin.

Beim Experiment mit der 9 mm Lochblende ist ein ähnliches instabiles Verhalten wie beim Versuch ohne Blende zu Beginn der Leistungserhöhung zu beobachten. Der Massenstrompeak fällt aufgrund der Drosselung geringer aus. Sowohl der Verlauf der Steigrohrtemperatur als auch die Entwicklung der Dampfphase im Steigrohr weisen auf Flashing hin.

Der Naturumlauf bei dem Versuch mit der maximalen Drosselung mit einem Blendendurchmesser von 7 mm wird bereits bei $P_{\text{rel}} = 80\%$ instabil. Bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ steigt sowohl die Frequenz als auch das Peakmaximum deutlich an. Durch die starken Kondensationsschläge, führt der Impuls der Rückströmung im Fallrohr dazu, dass im ganzen Naturumlauf kurzzeitig die Strömungsrichtung umdreht. Dies ist durch die negativen

3.3. Untersuchungen mit dem verlängerten Steigrohr

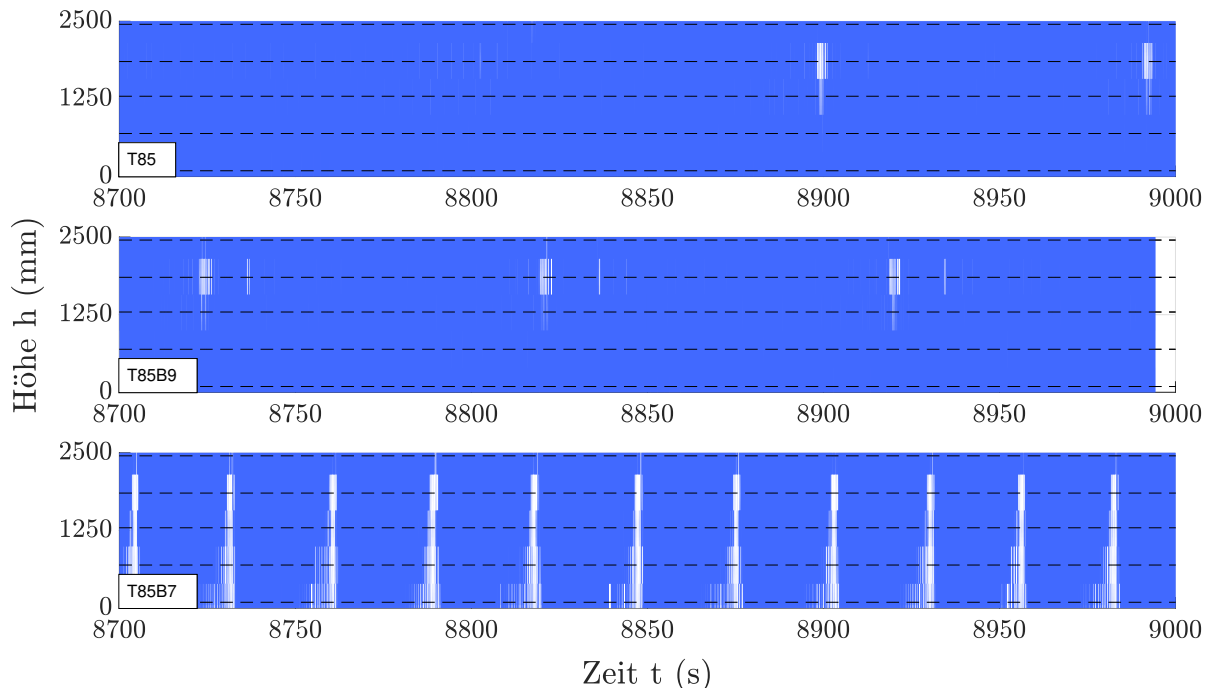


Abbildung 3.19.: Darstellung des lokalen Dampfgehalts über die Höhe des Steigrohrs und der Zeit. Die Position der 5 Nadelsonde ist gestrichelt dargestellt. Oben: ohne Blende, Mitte: 9 mm Blende und unten: 7 mm Blende.

Massenströme zu erkennen. Die Kondensationsschläge sind so stark, dass der Drucksensor am Heizrohraustritt den Messbereich von $p_{\text{rel}} = 2,5$ bar überschreitet. Die Druckstöße am Heizrohreintritt waren so heftig, dass diese den Berstdruck des Sensors übertroffen haben und Wasser durch diesen ausgetreten ist. Anhand des lokalen Dampfgehalts ist deutlich zu erkennen, dass es sich bei diesen starken Instabilitäten um Geysering handelt.

3.3.2. Analyse der Druckspitzen während der Kondensationsschläge

In den Abschnitten 3.1.4 und 3.1.5 wurde das Druckverhalten während des Flashings bzw. Geyserings aus Messkampagne 1 (kurzes Steigrohr) näher beleuchtet. Hier wurde festgestellt, dass vor allem beim Geysering der relative Druck während des Ausbruches am Heizrohraustritt auf ca. 0,03 bar fällt. Die Kondensationsschläge verursachen einzelne Druckspitzen von über 0,28 bar. Die Werte aus Messkampagne 1 wurden mit einer Frequenz von 10 Hz aufgezeichnet, wobei die Messfrequenz 100 Hz betrug und immer über 10 Werte gemittelt wurde. Es hatte sich herausgestellt, dass die Frequenz der Datenerfas-

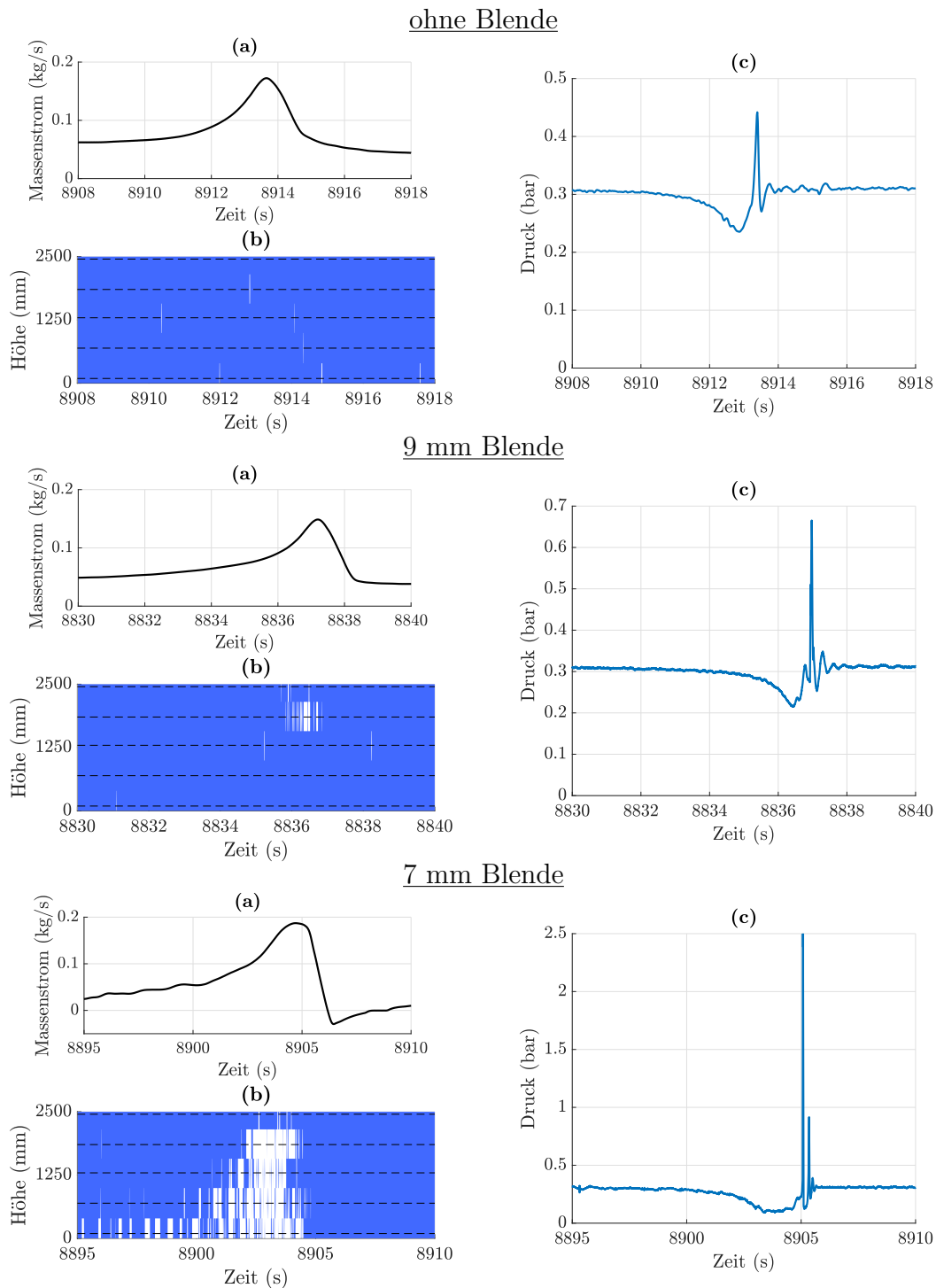


Abbildung 3.20.: Darstellungen eines einzelnen Ausbruchs für das Experiment ohne Blende (Flashing), mit einer 9 mm Blende (Flashing) und mit einer 7 mm Blende (Geysering) bei $P_{\text{rel}} = 100\%$. (a) Massenstromverlauf, (b) Konturdiagramm zur Darstellung des lokalen Dampfgehalts und (c) Relativdruckverlauf. Messfrequenz: 1000 Hz.

3.3. Untersuchungen mit dem verlängerten Steigrohr

sung für die Abbildung der Druckspitzen zu kurz ist. Dadurch kann nicht ausgeschlossen werden, dass die tatsächlichen Druckspitzen höher sind. Um dieses Problem zu beheben, werden für die Messkampagne 2 (langes Steigrohr) sämtliche Spannungssignale (Massenstrom, Druck, Dampfgehalt) mit 1000 Hz gemessen und ohne Mittelung abgespeichert. Um den Einfluss vom 50 Hz-Rauschen zu unterdrücken, ist zum Erstellen der Graphen ein gleitender Mittelwert über 20 Messpunkte gebildet worden.

In Abbildung 3.20 ist für die Versuche ohne Blende, mit der 9 mm Blende und mit der 7 mm Blende bei voller Heizleistung jeweils ein einzelner Ausbruch dargestellt. Bei den beiden ersten Fällen handelt es sich um Flashing und beim letzteren um Geysering. Gezeigt sind hier der Massenstromverlauf (a), das Konturdiagramm zur Darstellung des lokalen Dampfgehalts (b) und der Druckverlauf am Heizrohraustritt (c).

Das charakteristische Verhalten des Druckverlaufs, welches bereits in den Abschnitten 3.1.4 und 3.1.5 herausgearbeitet wurde, ist auch an den hier gezeigten Verläufen zu erkennen. Während des Ausbruchs fällt der Druck wegen der Verdampfung ab und anschließend kommt es zu einer Druckspitze, hervorgerufen durch das schlagartige Kondensieren des Dampfes, dem Kondensationsschlag. Beim Betrachten der drei gezeigten Druckverläufe ist dieses Verhalten auch für die Messkampagne 2 zu beobachten. Beim Experiment ohne Blende fällt der Druck bis auf 0,235 bar und beim Experiment mit der 9 mm Blende bis auf 0,216 bar, da sich hier mehr Dampf im Steigrohr entwickelt hat. Für den Fall des Geyserings fällt der Druck bis auf 0,09 bar ab, da hier zeitweise das gesamte Steigrohr und vermutlich das Heizrohr teilweise mit Dampf gefüllt ist. Verglichen mit den anderen Experimenten ist der Massenstrompeak nur leicht erhöht, da durch die hohe Drosselwirkung der Blende der Massenstrom reduziert wird. Der Kondensationsschlag ist umso höher, je mehr Dampf für die Kondensation zur Verfügung steht. Beim Flashing ohne Blende beträgt der Druckpeak 0,442 bar, beim Flashing mit der 9 mm Blende erhöht sich der Druck auf 0,665 bar. Beim Geysering ist der Kondensationsschlag so stark, dass der Druck den Messbereich des Sensors von 2,5 bar überschreitet. Die Breite des Peaks beträgt hierbei ca. 17 ms. Die hohe Messfrequenz von 1000 Hz ist also für die Analyse des Druckverlaufs angemessen. Kurz nach dem Druckstoß folgen zwei weitere Druckstöße mit abnehmender Intensität, wobei der Druck zwischen den Peaks stark abfällt. Während des Experiments konnten die ersten beiden Druckstöße als zwei laute, aufeinander folgende Schläge akustisch wahrgenommen werden. Auch beim Flashing ist nach dem Druckmaximum ein nachfolgender Peak mit kleinerer Amplitude zu sehen. Der zweite Peak kann dadurch erklärt werden, dass während des Druckabfalls zwischen den Peaks wieder Flüssigkeit verdampft und schlagartig kondensiert, sobald der Dampf ein Gebiet mit unterkühlter Flüssigkeit erreicht.

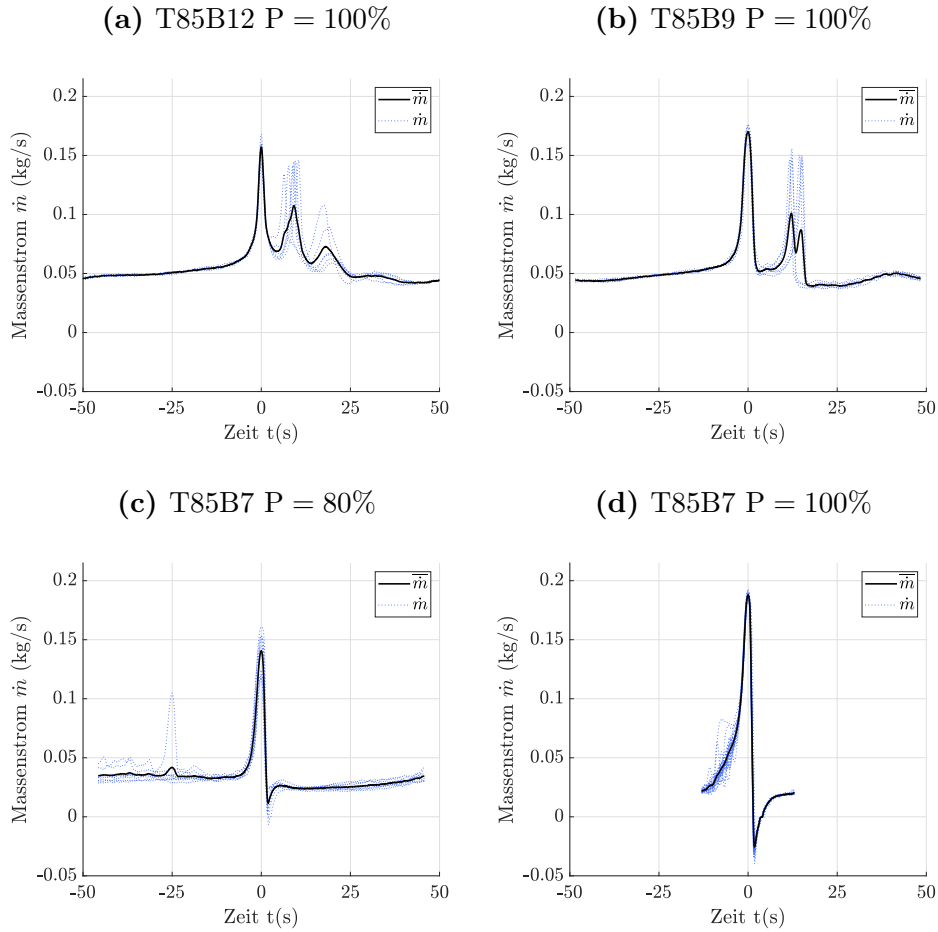


Abbildung 3.21.: Überlagerung mehrerer Massenstromperioden und deren Mittelwerte für die Messkampagne (a),(b),(c) Flashing und (d) Geysering

3.3.3. Analyse des Schwingungsverhaltens

In Abbildung 3.21 sind Diagramme der überlagerten Massenstromperioden für die Messkampagne 2 dargestellt. Nur bei dem Experiment bei voller Heizleistung und der 7 mm Blende tritt Geysering auf, die anderen Darstellungen zeigen die Oszillationen beim Flashing.

Im Versuch mit der 12 mm-Blende sind pro Periode drei bis vier Einzelpeaks mit abnehmendem Scheitelwert zu erkennen. Das deutet auf mehrere Verdampfungsphasen hin. Die Oszillationen im Versuch mit dem 9 mm Blendendurchmesser stellen zwei markante Peaks mit steilen Flanken dar, wobei der zweite Peak etwas kleiner ist und zwei verschiedene Phasenverschiebungen zum ersten Peak aufweist.

Das Flashing bei $P_{\text{rel}} = 80\%$ und der 7 mm-Blende zeigt einen einzelnen markanten Peak gefolgt von einem Überschwingverhalten. Sowohl der Scheitelwert des Peaks als

auch der des Überschwingens der einzelnen Perioden zeigen starke Abweichungen zum Mittelwert. Vor dem Peak ist ein chaotisches Verhalten zu beobachten, was auf kurze Verdampfungen schließen lässt.

In Abbildung 3.21(d) sind die Massenstromperioden beim Geysering zu sehen. Ähnlich wie beim Geysering der Messkampagne 1, ist hier ein einzelner Peak mit steilen Flanken zu sehen. Ein Unterschied ist die Unstetigkeit im negativen Bereich, welche durch das Rückströmen des gesamten Naturumlaufs, gefolgt von einer Wiederumkehr der Strömung, auftritt. Des weiteren sind deutliche Massenstromschwankungen vor dem Peak zu erkennen, wodurch hier die einzelnen Verläufe vom Mittelwert abweichen. Interessanterweise haben diese Abweichungen keinen Einfluss mehr auf den restlichen Verlauf, wo alle Verläufe näherungsweise übereinstimmen.

Aus diesen Diagrammen wird ersichtlich, dass die Oszillationen mit abnehmender Drosselung chaotischer werden. Dabei können bis zu drei Massenstrompeaks auftreten. Bei starker Drosselung ist nur ein einzelner Peak vorhanden, wobei sich der Massenstrom nur kurz vor dem Peak leicht chaotisch verhält.

In Tabelle 3.3 sind die charakteristischen Größen zur Beschreibung der Oszillationen für die Messkampagne 2 zusammengefasst. Unabhängig von der Drosselung der Strömung im Fallrohre bleibt die Frequenz der Oszillationen beim Flashing näherungsweise gleich. Sobald das Geysering einsetzt, steigt die Frequenz auf das 3-fache von der des Flashings an. Die Maximalwerte der Massenstromspitzen beim Flashing bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ zeigen ein Minimum für die 12 mm-Drossel. Ohne Drosselung ist der Massenstrom höher, da der Widerstand klein ist und bei höherer Drosselung ist der Massenstrom höher, wegen des erhöhten Antriebs durch die verstärkte Dampfbildung. Folglich müsste es je nach Drosselung ein Optimum geben, bei dem die Flashing-Instabilität minimale Massenstromspitzen erzeugt. Beim Versuch mit der auftretenden Geysering-Instabilität ist trotz der hohen Drosselung eine Erhöhung des maximalen Massenstroms zu sehen.

Wie bereits bei der Messkampagne 1 festgestellt wurde, ist die Frequenz bei der Geysering-Instabilität höher als die beim Flashing. Beim Vergleich der Frequenzen mit den Experimenten aus der Messkampagne 1 kann gefolgert werden, dass die Frequenz mit längerem Steigrohr abnimmt.

Tabelle 3.3.: Zusammenfassung der Frequenzen und der Maxima der Massenstromperioden bei verschiedenen Blendendurchmessern der Messkampagne 2.

d_{Blende} (mm)	P_{rel} (%)	$\overline{\dot{m}_{\text{max}}}$ (kg/s)	f (mHz)	Typ der Instabilität
keine	100	0,2097	10,53	FLS
12	100	0,1571	9,69	FLS
9	100	0,1699	9,95	FLS
7	80	0,1357	10,66	FLS
7	100	0,1879	34,74	GEY

Entwicklung eines Verdampfungsmodells für den Systemcode ATHLET

4.1. Grundlagen von Zweiphasensystemen

Eine Mehrphasenströmung ist eine Strömung die sich aus mehreren Phasen von gleicher oder unterschiedlicher Stoffen zusammensetzt. Die verschiedenen Phasen können unterschiedliche Aggregatzustände aufweisen, haben verschiedene Stoffeigenschaften und sind mit einer endlich dicken Grenzschicht voneinander getrennt. Über die Phasengrenze kann Energie, Masse und Impuls ausgetauscht werden.

Das im Folgenden betrachtete System reduziert sich auf ein Einstoff-Zweiphasensystem, wobei es sich um die Flüssig- und die Dampfphase von Wasser handelt. Die nachfolgenden Modelle basieren alle auf der Annahme, dass die Grenzschichtdicke unendlich klein ist und sich stets im thermodynamischen Gleichgewicht zwischen beiden Phasen befindet, dem Sättigungszustand. Dadurch, dass es sich beim Wasser um ein reales Fluid handelt, ist die Verwendung von Zustandstafeln¹ zur Bestimmung des thermodynamischen Zustandes der jeweiligen Phase unabdingbar.

4.1.1. Allgemeine Betrachtung der Verdampfung

In der Grenzfläche zwischen der Flüssig- und der Dampfphase herrscht eine Spannung die die Grenzfläche zusammenhält, die Oberflächenspannung σ . Wegen der Oberflächenspannung ist der Druck in den verschiedenen Phasen unterschiedlich groß. Für eine sphärischen Dampfblase mit dem Radius r , die von der Flüssigphase umgeben ist, kann der

¹Die Berechnung der Zustandsgrößen in dieser Arbeit basiert auf den Eigenschaften für Wasser und Dampf nach IAPWS IF-97

Druckunterschied zwischen den Phasen anhand der Young-Laplace Gleichung berechnet werden:

$$p_d - p_f = \frac{2\sigma}{r} \quad (4.1)$$

Wie aus dieser Gleichung hervorgeht, nimmt die Druckdifferenz mit zunehmender Blasengröße ab. Der Druckunterschied beträgt bei einem Blasendurchmesser von 1 cm nur $2,4 \cdot 10^{-4}$ bar. Die Temperatur innerhalb der Blase kann in guter Näherung als konstant angenommen werden. Dies ist bedingt durch die laminaren Zirkulationen innerhalb der Blase, wodurch die Wärme schnell verteilt wird.

Im Allgemeinen befindet sich die Temperatur der beiden Phasen nicht im thermodynamischen Gleichgewicht. Eine Dampfblase würde kondensieren, wenn die sie umgebende Flüssigkeit mit ihr im thermischen Gleichgewicht wäre. Um dies zu erklären muss zuerst der Begriff der Verdampfung und der Kondensation, was dem Massenaustausch über die Phasengrenze entspricht, erklärt werden. Eine Verdampfung oder in diesem Fall ein Blasenwachstum erfolgt dann, wenn sich Moleküle aus der Flüssigphase über die Phasengrenzschicht in die Dampfphase begeben. Die Antriebskraft für den molekularen Austausch ist die Temperaturdifferenz zwischen beiden Phasen. Folglich muss für die Verdampfung die Flüssigkeitstemperatur höher sein als die Dampftemperatur. Wie bereits erwähnt, ist die Phasengrenze im Sättigungszustand. In guter Näherung kann daraus geschlossen werden, dass die Dampftemperatur der lokalen Sättigungstemperatur entspricht, da die Temperaturleitfähigkeit des Dampfes bei Normbedingungen 120 mal höher ist als die des flüssigen Wassers. Außerdem sind die Abmessungen der Blase gegenüber der Flüssigphase klein, wodurch kein signifikanter Temperaturgradient innerhalb der Blase zu erwarten ist. Dadurch, dass der Druck in der Dampfphase höher ist als der in der Flüssigphase (siehe Gleichung 4.1), muss für die Verdampfung die Flüssigkeitstemperatur höher sein als die Sättigungstemperatur der Dampfphase, welche größer als die Sättigungstemperatur der Flüssigphase ist:

$$T_f > T' \left(p_f + \frac{2\sigma}{r} \right) \quad (4.2)$$

Hieraus wird ersichtlich, dass für eine gegebene Überhitzung $\Delta T_{fd} = T_f - T'(p_f)$ ein kritischer Radius existieren muss, ab dem eine Blase wachsen kann. Dieser kritische Blasenradius r_k kann aus Gleichung 4.1 zusammen mit der linearisierten Clausius-Clapeyron Gleichung:

$$\frac{\Delta p}{\Delta T} = \frac{\Delta h_v}{T'(p_f)} \left(\frac{1}{\rho_d} - \frac{1}{\rho_f} \right) \quad (4.3)$$

4.1. Grundlagen von Zweiphasensystemen

mit der Verdampfungsenthalpie Δh_v unter Vernachlässigung des spezifischen Volumens der Flüssigkeit $\left(\frac{1}{\rho_f}\right)$ zu:

$$r_k \approx \frac{2\sigma T'(p_f)}{\Delta h_v \rho_v \Delta T_{fd}} \quad (4.4)$$

berechnet werden.

4.1.2. Keimbildung

Bevor eine Dampfblase anwachsen kann, muss diese zuerst entstehen. Der Entstehungsvorgang einer Dampfblase wird als Keimbildung bezeichnet. Hierzu gibt es zwei Theorien: die homogene und die heterogene Keimbildungstheorie. Die homogene Keimbildung wird nach Blander u. Katz (1975) definiert als die Keimbildung in einer volatilen Phase, welche nicht in Kontakt mit der Dampfphase ist und sämtliche in Kontakt stehenden Oberflächen komplett benetzt (ideal glatte Wand: Kontaktwinkel von 0°). Die heterogene Keimbildung hingegen kann nur dann stattfinden, wenn der Kontaktwinkel der volatilen Flüssigkeit größer Null ist.

4.1.2.1. Homogene Keimbildung

Nach Cole (1974) basiert die klassische Theorie der homogenen Keimbildung auf der kinetischen Wärmetheorie. Es wird davon ausgegangen, dass die Energie ungleichmäßig unter den Molekülen der Flüssigphase verteilt ist. Bei einer solchen Energieverteilung, muss es Moleküle geben, die einen höheren Energiegehalt aufweisen als der Durchschnitt. Diese hochenergetischen oder auch aktivierten Moleküle besitzen überschüssige Energie. Diese wird als Aktivierungsenergie bezeichnet. Zur Keimbildung kommt es dann, wenn die Dichte der aktivierten Moleküle hoch genug ist und somit eine für die Keimbildung ausreichende Aktivierungsenergie zur Verfügung stellt. Eine Ansammlung von aktivierten Molekülen wird als aktives Cluster bezeichnet. Sobald ein aktives Cluster den kritischen Radius r_k überschreitet, kann dieses Cluster nicht mehr kollabieren und wird dann als Dampfkeim bezeichnet.

Für den Verdampfungsprozess ist von Interesse, wie viele dieser Dampfkeime pro Zeiteinheit gebildet werden. Die Keimbildungsrate J kann über folgenden Arrheniusansatz berechnet werden.

$$J = n_T f \exp\left(-\frac{\frac{4}{3}\pi r_k^2 \sigma}{k_B T}\right) \quad (4.5)$$

Hierbei ist f ein Frequenzfaktor, n_T die Anzahl an Molekülen pro Volumeneinheit und k_B die Boltzmann Konstante. Die Aktivierungsenergie ist die Energie, die für die Bildung eines Dampfkeims mit dem Radius, r_k benötigt wird.

Ausgehend von der klassischen Keimbildungstheorie haben mehrere Autoren ihre Arbeiten auf dieser Theorie aufgebaut. Verschiedene Ansätze zur Berechnung der Keimbildungsrate und der maximalen Überhitzung sind in den Arbeiten von Cole (1974) und Blander u. Katz (1975) zu finden. Aufgrund des verschwindend geringen Exponentialterms der klassischen Theorie, können nur für sehr hohe Drücke und Überhitzungen sinnvolle Keimbildungsraten errechnet werden. Die klassische Theorie ist bei Wasser nur anwendbar für: $p < 0,5p_k$ (Skrupov u. a., 1974)². Diese These wird auch von Miller (1985) bestätigt. Er hat optische Beobachtungen einer Flashing-Strömung in einer adiabaten konvergenten-divergenten Düse durchgeführt. Hierbei wurden Experimente unter verschiedenen Strömungsbedingungen untersucht. In dieser Arbeit konnte keine Blasenbildung im Strömungskern beobachtet werden. Sämtliche Blasen haben sich an der Düsenwand gebildet.

4.1.2.2. Heterogene Keimbildung

In technisch relevanten Systemen ist die Annahme von idealen glatten Wänden nicht zutreffend. Übliche maschinell gefertigte Oberflächen haben Kavitäten in der Größenordnung von $2 - 6 \mu\text{m}$ und eine Dichte von $10 \cdot 10^4 - 250 \cdot 10^4 \text{ m}^{-2}$ (Kolev, 2011, 9). Bei der heterogenen Keimbildung kann zwischen verschiedenen Fällen unterschieden werden. Zum einen ob es sich um eine beheizte oder eine adiabate Wand handelt und zum anderen ob die Flüssigphase stagniert (Behältersieden) oder strömt (Strömungssieden). Im folgenden wird der Mechanismus für die heterogene Keimbildung in den Schritten (a) - (d) beschrieben (siehe Abb. 4.1 (a) - (d)). Dabei wird zwischen einer adiabaten (Abb. 4.1 (e)) und einer beheizten Wand (Abb. 4.1 (f)) unterschieden:

- (a) Die initiale Keimbildung erfolgt in einer Kavität wo die Kontaktfläche zwischen der Blase und der Wand groß ist. Hier muss nur wenig Energie zur Verfügung stehen, um eine Oberfläche zu bilden. In der Kavität wird der Wachstum des Keimes angetrieben durch den Wärmestrom, der von der Wand in die Dampfphase geleitet wird.

²Zitiert nach Liao u. Lucas (2017)

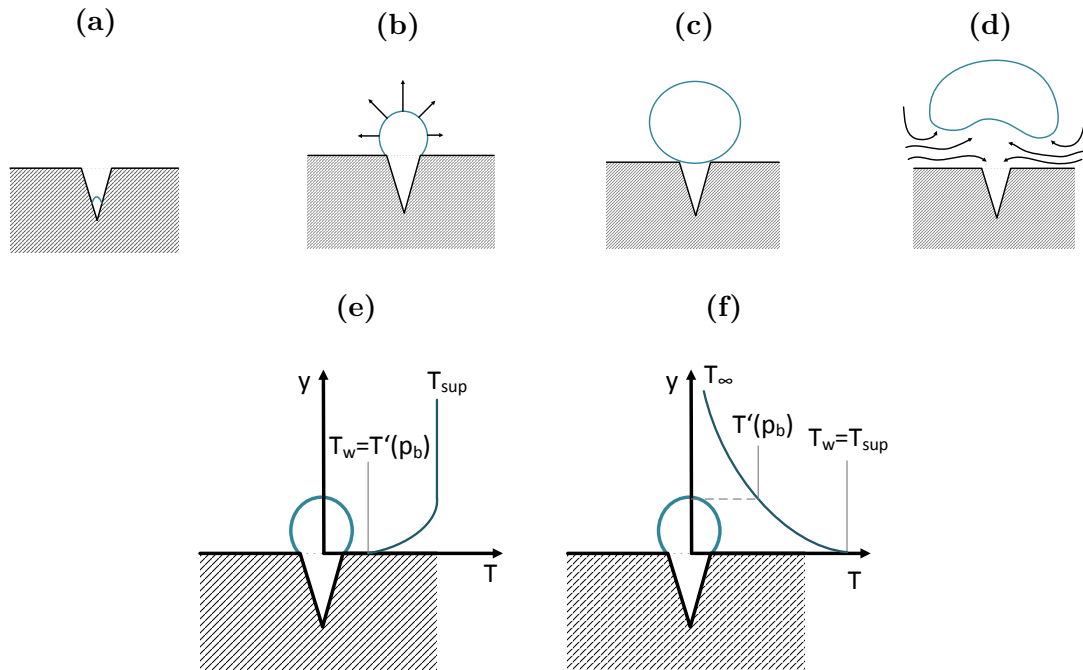


Abbildung 4.1.: (a)-(d): Mechanismus der heterogenen Keimbildung. Temperaturgrenzschicht für die Keimbildung bei adiabater Wand (e) und beheizter Wand (f) (Shin u. Jones, 1993).

- (b) Die Dampfblase wächst aus der Kavität heraus und hat eine große Oberfläche mit der Flüssigphase. Über die Phasengrenzfläche wird vermehrt Wärme aus der überhitzten Flüssigkeit in die Blase geleitet, was den Wachstum weiter fördert.
- (c) Sobald die Blase den Ablösedurchmesser (d_{det}) erreicht hat, überwiegen die Auftriebskräfte und die Blase löst sich aus der Kavität ab.
- (d) Durch das Abheben der Blase entsteht ein Unterdruckgebiet zwischen der Blase und der Kavität, wodurch Wasser aus der Umgebung in die Kavität gespült wird. Im Fall vom unterkühlten Sieden ist das Wasser aus der Umgebung kühler, sodass die Kavität temporär abkühlt. Beim Flashing (adiabate Wände) kühlt die Kavität nach dem Abheben der Blase nicht ab, da die umgebende Flüssigkeit überhitzt ist.

Die meisten heterogenen Keimbildungstheorien basieren auf der Keimbildung für beheizte Wände. Nur wenige Arbeiten beschäftigen sich mit dem Strömungssieden bei adiabaten Wänden, wie es beim Flashing der Fall ist.

In Riznic u. Ishii (1989) wird postuliert, dass die Herleitung der Keimbildung an beheizten Wänden auch für das Sieden bei adiabaten Wänden (Flashing) anwendbar ist. Der Unterschied besteht in der Definition der Überhitzung. Beim Strömungssieden fluktuiert

die Wandüberhitzung aufgrund der Störung der Temperaturgrenzschicht, hervorgerufen durch die Blasenbildung, zwischen $T_W - T'$ und 0 K. Für die Überhitzung beim Behälter- oder Strömungssieden wird eine mittlere Überhitzung von $\Delta T_{\text{sup,BS}} \simeq \frac{T_W - T'}{2}$ verwendet. In Falle vom Flashing besteht wegen der adiabaten Wand keine Temperaturgrenzschicht. In Riznic u. Ishii (1989) wird deshalb für die Keimbildung beim Flashing eine Überhitzung von $\Delta T_{\text{sup,Fls}} = T_f - T'$ vorgeschlagen.

4.1.3. Strömungsformen

Nachdem sich die Blasen gebildet haben und von der Rohrwand abgehoben sind, befinden sie sich in der Kernströmung. Hier sind verschiedene Szenarien möglich:

- $T_f > T'$: die Blase wächst in der überhitzten Strömung weiter an
- $T_f = T'$ die Dampfmasse in der Blase bleibt konstant, die Blasenoberfläche kann sich dabei aufgrund der Strömung verformen
- $T_f < T'$ die Blase kondensiert
- eine große Blase kann in mehrere kleine Blasen zerfallen (Aufbrechen)
- mehrere einzelne Blasen können zusammenstoßen und eine größere Blase oder Dampfgebiet formen (Koaleszenz)

Je nach Strömungsbedingungen und Dampfgehalt kann die Zweiphasenströmung in unterschiedlichen Strömungsformen vorliegen. In Abbildung 4.2 sind verschiedene Strömungsformen für vertikale Rohrströmungen dargestellt. Bei niedrigem Dampfgehalt liegt eine Blasenströmung (a) vor. Diese besitzt im Allgemeinen eine höhere Phasengeschwindigkeit als die Flüssigphase. Je nach Größe und Relativgeschwindigkeit der Blasen können diese kugelförmig oder elliptisch sein.

Bei höherem Dampfgehalt koalieren die Blasen zu größeren zylinderförmigen Pfropfen (Taylor-Blase), die die Pfropfenströmung (b) charakterisieren. Zwischen Rohrwand und Pfropfen befindet sich ein Flüssigkeitsfilm in dem kleine Blasen eingeschlossen werden können. In der Flüssigphase zwischen zwei Dampfpfropfen befinden sich oftmals Blasen, die sich vom Pfropfenschweif gelöst haben

Bei der Schaumströmung (c) handelt es sich um eine stark chaotische Strömung, bei der sich größere Mengen an Dampfblasen aus dem Schweif der Taylor-Blasen lösen und größere Dampfgebiete formen, die instabil sind. Die Schaumströmung wird oft in technischen Zweiphasen-Systemen vermieden, da hierbei Druck- und Strömungssoszillationen

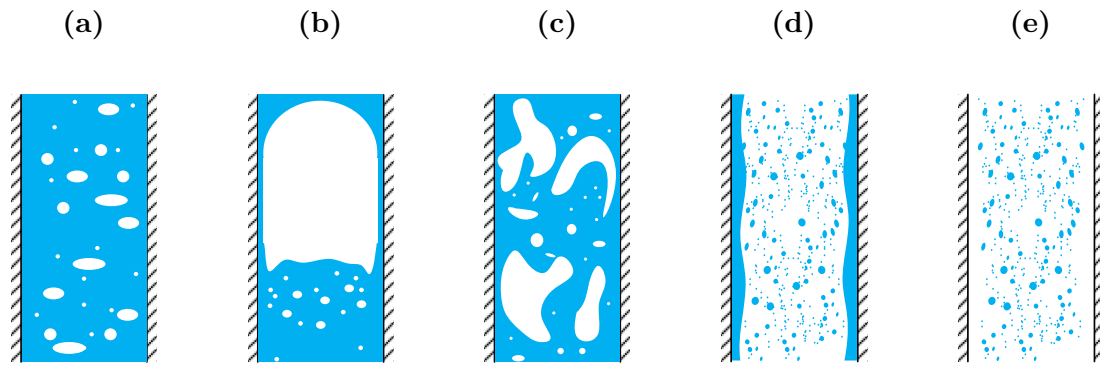


Abbildung 4.2.: Strömungsformen einer vertikalen Zweiphasenströmung. (a) Blasenströmung, (b) Pfropfenströmung, (c) Schaumströmung, (d) Ringströmung, (e) Nebelströmung

auftreten.

Die Ringströmung (d) besteht aus einer Dampfkernströmung mit einer höheren Geschwindigkeit, umgeben von einem ringförmigen Film. Aufgrund von Scherspannungen zwischen der Kernströmung und dem Film können sich auf der Filmoberfläche Wellen bilden aus denen Tropfen abgelöst werden können, die sich anschließend in der Kernströmung ansammeln. Die Ringströmung ist am Ausgang vom Wärmetauscher erwünscht, da der Wärmeübergang wegen der Benetzung der Rohrwand trotz hohem Dampfgehalt hoch ist.

Sobald der Wandfilm eine kritische Dicke erreicht hat, wird dieser instabil und löst sich auf. Bei der dabei entstehenden Nebelströmung (e) befindet sich die verbleibende Flüssigphase in Form von kleinen Tropfen in der Kernströmung. (Thome, 2015)

Diese Klassifizierung der Strömungsformen ist von Bedeutung, da anhand dieser Aussagen über die Phasengrenzfläche getroffen werden können. Je größer die Phasengrenzfläche ist, desto mehr Fläche steht für den Wärme- und Massenaustausch zur Verfügung. Neben der Verdampfung hat die Phasengrenzfläche einen großen Einfluss auf die Druckverluste in der Strömung, da sich mit zunehmender Grenzfläche der Strömungswiderstand erhöht.

4.1.4. Beschreibung der Wärme- und Massenübertragung über die Phasengrenzschicht

Die Verdampfung und damit der Massenübertrag von der Flüssig- in die Dampfphase ist gleich dem Quotienten aus dem Wärmestrom \dot{Q} , der in die Phasengrenze fließt, und der spezifischen Verdampfungsenthalpie Δh_v . Die meisten konvektiven Wärmeübergangs-

modelle werden in Form einer dimensionslosen Nusselt-Korrelation ausgedrückt. Anhand von dieser lässt sich die Verdampfungsrate (Ψ) pro Volumeneinheit wie folgt berechnen:

$$\Psi = \frac{1}{V} \frac{dm}{dt} = \frac{\dot{Q}}{\Delta h_v} = \frac{A_i \cdot \alpha \cdot \Delta T}{\Delta h_v} = \frac{1}{6} \frac{Nu \cdot \Delta T \cdot A_i^2}{\epsilon} \frac{\lambda_l}{\Delta h_v} \quad (4.6)$$

mit dem Wärmeübergangskoeffizienten α , der Oberflächendichte A_i , der Überhitzung der Flüssigphase ΔT , dem Volumendampfgehalt ϵ , Δh_v der spez. Verdampfungsenthalpie und λ_f der Wärmeleitfähigkeit der Flüssigphase. Aus Gleichung 4.6 geht auch die direkte Verknüpfung zwischen der Wärme- und der Massenübertragung hervor. Beide Zustandsgrößen sind über die spezifische Verdampfungsenthalpie gekoppelt. Dies beschreibt auch die Abkühlung der Flüssigphase bei der Verdampfung.

Neben der Nusseltkorrelationen kann die Verdampfung anhand von Blasenwachstumsmodellen beschrieben werden. In diesem Fall liegt eine Korrelation vor, die die radiale Geschwindigkeit einer sphärischen Dampfblase $\frac{dr_b}{dt}$ mit dem Radius r_b beschreibt. Bei Kenntnis der Oberflächendichte der Zweiphasen-Strömung kann hiermit die spezifische Verdampfungsrate berechnet werden:

$$\Psi = \rho_v A_i \frac{dr_b}{dt} \quad (4.7)$$

Aus den Gleichungen 4.6 und 4.7 wird ersichtlich, dass für die Berechnung der spezifischen Verdampfungsrate insgesamt zwei Kenngrößen modelliert werden müssen: die Oberflächendichte A_i und die Nusseltzahl Nu bzw. die Blasenwachstumsgeschwindigkeit $\frac{dr_b}{dt}$.

4.2. Der Systemcode ATHLET

Der Systemcode ATHLET wurde von der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) entwickelt, um das Verhalten von Kernkraftwerken bei Störfällen zu analysieren. ATHLET besteht aus vier Modulen, die die Koppelung der Thermofluidodynamik (TFD), des Wärmetransportes über Strukturen (HECU), der Neutronenkinetik (NEUKIN) und der Steuerung und Regelung der Anlage (GCSM) ermöglichen. Das Hauptaugenmerk soll hier auf dem TFD-Modul liegen.

Die örtliche Diskretisierung des Rechnernetzes basiert auf einem eindimensionalen finiten Volumen-Verfahren bei dem die skalaren Größen (Druck, Temperaturen,...) in der Zellmitte und die vektoriellen Größen (Geschwindigkeiten) an den Zellrändern berechnet werden. Für die mathematische Beschreibung der Strömung wird hier das 6-

Gleichungsmodell (siehe Abschnitt: 4.2.1) verwendet. Zur Lösung des Differenzialgleichungssystems, wird ein gekoppeltes explizites/implizites Euler Verfahren verwendet. Dieses bestimmt die adaptive zeitliche Diskretisierung. (Lerchl u. a., 2016)

4.2.1. Thermo-fluiddynamische Grundgleichungen

Die Grundgleichungen in ATHLET basieren auf den Erhaltungsgleichungen für Masse, Energie und Impuls. Bei dem in dieser Arbeit betrachteten 6-Gleichungsmodell werden die drei Erhaltungsgleichungen für die Flüssigphase und die Dampfphase (inkl. nicht-kondensierbarer Gase) gelöst. Der Verdampfungsterm Ψ tritt in den sechs Erhaltungsgleichungen als Quellterm auf und koppelt somit die Gleichungen untereinander. In den Gleichungen 4.8-4.10 sind die Massenerhaltung, die Energieerhaltung und die Impulserhaltung für die Dampfphase abgebildet. Für die beiden letzteren sind der Übersichtlichkeit halber nur die Quellterme, die den Verdampfungsterm beinhalten, dargestellt. (Lerchl u. a., 2016)

Massenerhaltung:

$$\frac{\partial(\epsilon \rho_d)}{\partial t} + \nabla \cdot (\epsilon \rho_d \vec{w}_d) = \Psi \quad (4.8)$$

Energieerhaltung:

$$\frac{\partial \left[\epsilon \rho_d \left(h_d + \frac{1}{2} \vec{w}_d \vec{w}_d - \frac{p}{\rho_d} \right) \right]}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\epsilon \rho_v \vec{w}_d \left(h_d + \frac{1}{2} \vec{w}_d \vec{w}_d \right) \right] = \Psi \left(h_{\Psi,d} + \frac{1}{2} \vec{w}_d \vec{w}_d \right) + \dots \quad (4.9)$$

Impulserhaltung:

$$\frac{\partial(\epsilon \rho_d \vec{w}_d)}{\partial t} + \nabla \cdot (\epsilon \rho_d \vec{w}_d \vec{w}_d) + \nabla(\epsilon p) = \Psi \vec{w}_\Psi + \dots \quad (4.10)$$

4.2.2. Beschreibung des Standard-Verdampfungsmodells

In ATHLET wird unterschieden zwischen der Verdampfung an beheizten Oberflächen und der Verdampfung in der Kernströmung. In dieser Arbeit liegt der Fokus auf letzterem. ATHLET unterscheidet bei der Verdampfung zwischen zwei Extremfällen: der Verdampfung bei niedrigem Dampfgehalt (Blasenströmung) und der Verdampfung bei hohem Dampfgehalt (Sprühströmung).

Bei niedrigem Dampfgehalt sieht das Verdampfungsmodell vor, dass die Strömung aus mehreren sphärischen Dampfblasen mit gleichem Radius besteht. Es wird unterschieden zwischen Blasen mit und ohne Relativgeschwindigkeit zur Flüssigphase. Für den Fall dass die Blase sich mit der gleichen Geschwindigkeit wie die Flüssigphase fortbewegt ($w_{\text{rel}} = 0$), ist der Ausgangspunkt für die Beschreibung der Verdampfung das thermische Blasenwachstumsmodell von Plesset u. Zwick (1954):

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{2} \text{Ja} \sqrt{\frac{12a_f}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{t}} \quad (4.11)$$

mit der Jakob-Zahl $\text{Ja} = \frac{\rho_f \cdot c_{p,f} \cdot \Delta T}{\rho_d \cdot \Delta h_v}$, der Temperaturleitfähigkeit a_f und der Zeit t . Mit der Kenntnis der Anzahl an Blasen pro Volumeneinheit n_b , kann folgender Ausdruck für die Verdampfungsrate hergeleitet werden:

$$\Psi^{u_b=0} = 24 \cdot \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \cdot \epsilon^{1/3} \cdot n_b^{2/3} \cdot \frac{b_f^2 \cdot \Delta T^2}{\rho_v \cdot \Delta h_v^2} \quad (4.12)$$

Hierbei ist $b_f = (\rho \cdot c_p \lambda)_f^{1/2}$ der Penetrationskoeffizient. Für den Fall, dass die Dampfblase sich in der Flüssigphase mit der Relativgeschwindigkeit w_{rel} fortbewegt, wird die Nusselt-Korrelation nach Sideman u. a. (1965) als Ausgangspunkt verwendet:

$$\text{Nu}_b = \frac{2}{\pi^{1/2}} \text{Pe}_b^{1/2} \quad (4.13)$$

Die charakteristischen Längen und Geschwindigkeiten für die Peclet- (Pe) und die Nusselt-Zahl (Nu) sind der Blasendurchmesser und die Blasengeschwindigkeit. Ähnlich wie in Gleichung 4.6 kann aus der Nusselt-Korrelation ein Ausdruck für die Verdampfung hergeleitet werden. Anstatt der Oberflächendichte A_i , wird auch hier die Blasendichte n_b verwendet:

$$\Psi_V^{u_b \neq 0} = \frac{2}{\Delta h_v} \cdot \Delta T \cdot \left(6 \cdot \rho_f \cdot c_{p,f} \cdot \lambda_f \cdot u_b \cdot n_b \cdot \epsilon\right)^{1/2} \quad (4.14)$$

Der andere Extremfall beschreibt die Verdampfung bei hohem Dampfgehalt, also der Verdampfung eines Tropfens in der Nebelströmung. Hierfür werden die gleichen Annahmen getroffen wie für den oberen Fall der bewegten Dampfblase. Somit wird angenommen, dass die Verdampfung eines Tropfens sich gleich verhält wie die Verdampfung einer

4.2. Der Systemcode ATHLET

Blase. Folglich ergibt sich die gleiche Verdampfungsrate wie in Gleichung 4.14 mit den angepassten Stoffdaten für die Dampfphase:

$$\Psi_V^{u_t \neq 0} = \frac{2}{\Delta h_v} \cdot \Delta T \cdot \left[6 \cdot \rho_d \cdot c_{p,d} \cdot \lambda_d \cdot u_t \cdot n_t \cdot (1 - \epsilon) \right]^{1/2} \quad (4.15)$$

Die Relativgeschwindigkeit der Blase bzw. des Tropfens $u_{b/t}$ wird aus der Relativgeschwindigkeit der Phasen u_{f-d} berechnet als:

$$u_{b/t} = u_{b/t0} + C_1 \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_d} \right)^{C_2} \cdot u_{f-d}^{C_3} \quad (4.16)$$

mit den konstanten Standardwerten: $u_{b/t0} = 0,15$ m/s, $C_0 = 1,0$, $C_1 = 0,1$, $C_2 = 0,0$ und $C_3 = 0,0$. Die Werte für die Blasen- bzw. Tropfendichte haben den konstanten Wert von $5,0 \cdot 10^9$ 1/m³.

Die Verdampfung für den gesamten Strömungsbereich wird beschrieben aus der Interpolation der Tropfenverdampfung und der Summe beider Verdampfungsraten für die Blasenverdampfung:

$$\Psi_{\text{Verdampfung}} = \left(\Psi^{u_b=0} + \Psi^{u_b \neq 0} \right) \cdot (1 - \epsilon) + \Psi^{u_t \neq 0} \cdot \epsilon \quad (4.17)$$

Ein Problem, das sich bei diesem Verdampfungsmodell ergibt, ist die Verdampfung bei nicht vorhandener Dampfphase ($\epsilon = 0$). Die Gleichungen 4.12 und 4.14 sowie der rechte Term aus Gleichung 4.17 bleiben Null, wenn der Dampfgehalt gleich Null ist, was zur Folge hat, dass keine Verdampfung stattfinden kann. Um dieses Problem zu beheben, wird ein minimaler Dampfgehalt vom $\epsilon = 1 \cdot 10^{-5}$ eingeführt, der auch bei unterkühlter Flüssigkeit nicht unterschritten wird.

Die Strömungskarte für das Standard-Verdampfungsmodell ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

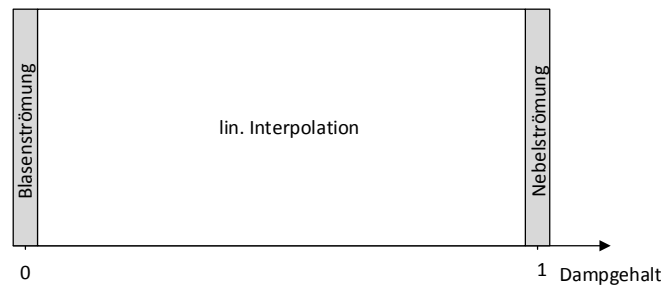


Abbildung 4.3.: Darstellung der Strömungskarte für das Standard-Verdampfungsmodell in ATHLET.

4.3. Entwicklung des modifizierten Verdampfungsmodells

4.3.1. Motivation

Im vorherigen Unterkapitel hat sich gezeigt, dass für die Beschreibung des Standard-Verdampfungsmodells verschiedene starke Vereinfachungen getroffen wurden. Zudem stehen dem ATHLET-Nutzer insgesamt 13 Stellparameter für das Verdampfungsmodell zur Verfügung. Unter anderem handelt es sich dabei um Parameter wie Anzahl an Blasen/Tropfen pro Volumeneinheit oder die Konstanten $u_{b/t0}$ und C_{1-3} aus Gleichung 4.16, die alle nur schwierig für den Standardnutzer einzustellen sind. Die kritischen Vereinfachungen und Annahmen bei der Modellierung der Verdampfungen können wie folgt aufgelistet werden:

- Verwendung eines minimalen Dampfgehalts bei unterkühlter Flüssigkeit
- Alleinige Betrachtung der Strömungsformen Blasen- und Nebelströmung
- Berechnung der Tropfenverdampfung und der Blasenverdampfung mit der gleichen Nusselt-Korrelation
- Anwendung des thermischen Blasenwachstums über den gesamten Strömungsbereich nach Plesset u. Zwick (1954), das nur bei stagnierender Flüssigphase anwendbar ist
- Keine Berechnung der Oberflächendichte

4.3. Entwicklung des modifizierten Verdampfungsmodells

Durch die Entwicklung eines modifizierten Verdampfungsmodells für ATHLET wird das Modell hinsichtlich der oben genannten Vereinfachungen verbessert werden. Die Hauptvorteile des modifizierten Verdampfungsmodells gegenüber dem Standardmodell sollen aus folgenden Punkten bestehen:

- Unterteilung der Strömung in die Strömungsformen aus Abschnitt 4.1.3
- Modellierung der Oberflächendichte A_i in Abhängigkeit der Strömungsformen
- Verwendung eines Keimbildungsmodells
- Strömungsformabhängige Modellierung der Wärmeübergangsbeziehungen (Blasenwachstumsmodell / Nusselt-Korrelationen)

4.3.2. Strömungskarte

Eine Strömungskarte hat den Nutzen, die Strömung abhängig von einer oder mehreren Kenngrößen in unterschiedliche Strömungsregime einzuteilen. Die Kenntnis des Strömungsregimes ist wichtig, da die meisten Modelle nur auf ein bestimmtes Regime anwendbar sind.

Viele Strömungskarten klassifizieren die Strömungsregime in Abhängigkeit der Rohrrohrgeschwindigkeiten für die Gas- und die Flüssigphase. Da es sich bei den Strömungsformen um geometrische Kenngrößen handelt, sollen auch solche (z.B. Volumendampfgehalt oder Oberflächendichte) als Kenngröße für die Klassifizierung genutzt werden. Nur bei einer stationären Strömung könnte ein direkter Zusammenhang zwischen den Rohrrohrgeschwindigkeiten und dem Gasgehalt bestehen. Für starke transiente Strömungen und Strömungen mit Strömungsumkehr ist die herkömmliche Formulierung in Kombination mit dem hier verwendeten 6-Gleichungsmodell möglicherweise nicht ausreichend. Es wird vorgeschlagen eine Strömungskarte zu verwenden, die direkt vom Dampfgehalt abhängt. (Mishima u. Ishii, 1984)

Die hier hergeleitete Strömungskarte unterteilt deswegen die Strömung je nach Volumendampfgehalt in drei Bereiche: die Keimbildung, eine Zusammenfassung der Blasen-, Pfropfen-, und Schaumströmung und die Ring-/Nebelströmung. Zwischen den verschiedenen Bereichen befindet sich ein schmaler Interpolationsbereich, um Unstetigkeiten, welche zu numerischen Instabilitäten führen, zu vermeiden. In Abbildung 4.4 ist die Strömungskarte für das modifizierte Verdampfungsmodell dargestellt.

Je nach Dampfgehalt wird die Strömung in einen dieser Bereiche eingeteilt und die Oberflächendichte und die Verdampfungsrate für den spezifischen Bereich berechnet. In den Interpolationsbereichen wird sowohl für die Oberflächendichte als auch für die Verdampfungsrate je ein Wert aus beiden angrenzenden Strömungsbereichen interpoliert. Die Breite der Interpolationsbereiche beträgt 1% bzw. 2% (vergleiche Abbildung 4.4). Bis zu einem Volumendampfgehalt von 1% ist der Dampfgehalt so gering, dass angenommen wird, dass die Verdampfung ausschließlich über das Keimbildungsmodell (siehe Kapitel 4.1.2) beschrieben werden kann. In diesem Bereich wird keine Oberflächendichte berechnet. Die Oberflächendichte im mittleren Bereich wird mit dem 2-Gruppen Modell von Shen u. Deng (2016) berechnet. Der Übergang von der Schaumströmung in die Ringströmung ist neben dem Dampfgehalt abhängig von den Strömungsgeschwindigkeiten und wird mit dem Modell nach Mishima u. Ishii (1984) berechnet. Die Oberflächendichte der Ring-/Nebelströmung wird mit einem Modell bestimmt, das auf dem Modell von Ishii u. Kataoka (1982) basiert.

Für die Berechnung der Wärmestromdichte wird im Bereich der Ring-/Nebelströmung eine Koppelung der Modelle von Gnielinski (1975) und Lee u. Ryley (1968) verwendet. In den anderen Strömungsbereichen wird je nach Strömungszustand das Modell von Plesset u. Zwick (1954) als Blasenwachstumsmodell oder die Nusselt-Korrelation aus dem Modell von Avdeev (2016) verwendet.

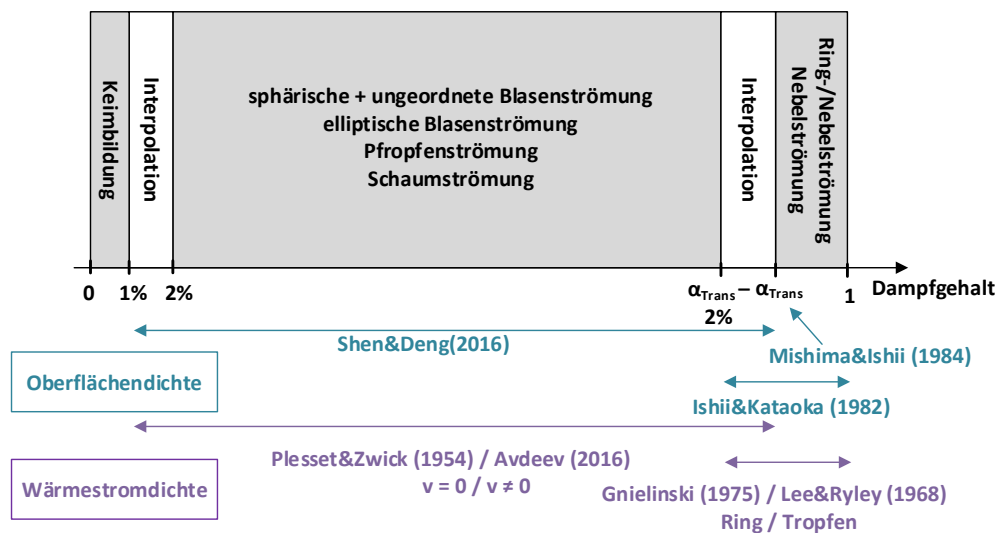


Abbildung 4.4.: Strömungskarte für das modifizierte Verdampfungsmodell.

4.3.3. Keimbildungsmodell

Die Einführung in die Modellierung der Keimbildung sowie die verschwindende Relevanz der homogenen Keimbildung wurde bereits im Abschnitt 4.1.2 behandelt. Deswegen wird sich hier auch nur auf die Modellierung der heterogenen Keimbildung beschränkt.

Die Keimbildungsrate setzt sich zusammen aus dem Produkt der flächenspezifischen Anzahl an Wandkeimstellen n_{KS} und der Ablösefrequenz der Blasen von der Wand f_{det} . Mit dem Rohrumfang ξ und dem Rohrquerschnitt A , berechnet sich die volumenspezifische Keimbildungsrate zu:

$$J = \frac{n_{KS} \cdot f_{det} \cdot \xi}{A} \quad (4.18)$$

Die Verdampfungsrate aufgrund der Keimbildung ergibt sich dann aus der Keimbildungsrate und dem Radius der sich von der Wand ablösenden Blasen r_{det} .

$$\Psi = \rho_v \cdot \frac{\pi}{6} \cdot (2 \cdot r_{det})^3 \cdot J \quad (4.19)$$

Aus Gleichungen 4.18 und 4.19 wird ersichtlich, dass für die Berechnung der Dampfbildung durch die Keimbildung drei Kenngrößen modelliert werden müssen: N_{KS} , f_{det} und r_{det} .

4.3.3.1. Ablöseradius

Als Ablöseradius r_{det} wird der Blasenradius bezeichnet, ab dem die Blase die Größe erreicht hat, ab der sie sich von der Kavität ablöst. Nachdem sich die Blase gelöst hat, kann sie in verschiedenen Fällen noch an der Wand entlang gleiten, wobei sie weiter anwächst, bevor sie sich von der Wand ablöst. Der Blasenradius zu diesem Zeitpunkt wird in der Literatur als r_{lo} (*engl.: lift-off*) bezeichnet (Situ u. a., 2005). Für das Keimbildungsmodell ist der Ablöseradius aus der Kavität r_{det} ausschlaggebend.

In Cole (1967) ist ein Ausdruck zur Berechnung des Ablöseradius gegeben, welcher nur von der Oberflächenspannung, dem Auftrieb und dem Kontaktwinkel (θ) abhängt. Dieser Ausdruck beinhaltet somit keine dynamischen Effekte und ist nur auf stagnierende Flüssigkeit anwendbar:

$$r_{det} = \theta \cdot \left[\frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_d)} \right]^{1/2} \cdot Ja \quad (4.20)$$

In Shin u. Jones (1993) wird postuliert, dass der Ablöseradius erreicht ist, wenn die Strömungswiderstandskraft, die durch die Strömung auf die Blase wirkt, die Kapillarkraft in der Kavität aufhebt:

$$\begin{aligned} F_{\text{Kap}} &= F_{\text{W}} \\ 2\pi r_{\text{k}} \sigma &= \frac{1}{2} C_{\text{W}} \pi r_{\text{det}}^2 \rho_{\text{f}} w_{\text{GS}}^2 \end{aligned} \quad (4.21)$$

Hierbei ist C_{W} der Strömungswiderstandskoeffizient und w_{GS} die Strömungsgeschwindigkeit in der Grenzschicht.

Durch Umstellen dieser Gleichung nach r_{det} ergibt sich die in Shin u. Jones (1993) beschriebene Formel für den Ablöseradius:

$$r_{\text{det}} = K \sqrt{\frac{4\sigma r_{\text{k}}}{C_{\text{D}} \rho_{\text{f}} w_{\text{GS}}^2}} \quad (4.22)$$

Der Vorfaktor K berücksichtigt den Anteil der Kapillarkraft, die der Strömungswiderstandskraft entgegenwirkt.

Die Autoren behaupten, dass die Blasen komplett in der viskosen Strömungsgrenzschicht wachsen. Mit diesem Ansatz kann die Strömungsgeschwindigkeit in der Grenzschicht über die Wandschubspannung τ berechnet werden als:

$$w_{\text{GS}} = \frac{\tau r_{\text{det}}}{\mu}. \quad (4.23)$$

Ausgehend aus Gleichung 4.22, berechnen die Autoren zusammen mit dem Widerstandsbeiwert für eine umströmte Kugel nach Schlichting u. a. (2006) den folgenden Ausdruck für den Ablöseradius der Blase:

$$r_{\text{det}} = 0,5787 K^{5/7} \left[\left(\frac{\sigma r_{\text{k}}}{\rho_{\text{f}}} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_{\text{f}}}{\tau_{\text{w}}} \right)^{7/10} \left(\frac{1}{\nu_{\text{f}}} \right)^{3/10} \right]^{5/7} \quad (4.24)$$

Es ist zu beachten, dass dieses Modell bei einer niedrigen Strömungsgeschwindigkeit nicht anwendbar ist, da die Wandschubspannung gegen Null geht und somit r_{det} gegen Unendlich.

Situ u. a. (2005) nehmen in deren Modell für die Kräftebilanz den Zeitpunkt, ab dem sich die Blase gerade von der Kavität gelöst hat. Dadurch verschwindet die Kapillar-

4.3. Entwicklung des modifizierten Verdampfungsmodells

kraft aufgrund des verschwindenden Kontaktwinkels zwischen der Blase und der Wand. Die Autoren bilden eine Kräftebilanz zwischen der Auftriebskraft, welche die gleiche als die von Shin u. Jones (1993) beschriebene Widerstandskraft ist und der von ihnen bezeichneten Wachstumskraft F_{BW} . Diese Wachstumskraft berücksichtigt die Kraft der zusätzlichen Masse (*engl. added mass force*), die aufgewendet werden muss, um während des Blasenwachstums das umgebende Fluid wegzudrücken:

$$F_{BW} = -\rho_f \pi r_B^2 \left(\frac{11}{2} \dot{r}_B^2 + \frac{11}{6} r_B \ddot{r}_B \right) \quad (4.25)$$

Die Berechnung des Blasenradius aus Gleichung 4.25 basiert auf dem Blasenwachstumsmodell nach Zuber. Die Autoren erhalten schlussendlich folgenden Ausdruck für den Ablöseradius:

$$r_{det} = \frac{5,416}{\pi} \frac{\nu_f}{u_{rel}} \sqrt{c_1} \frac{Ja^2}{Pr_1} \quad (4.26)$$

u_{rel} ist hier die relative Geschwindigkeit zwischen dem Blasenzentrum und der flüssigen Phase.

In der rezenten Veröffentlichung von Du u. a. (2018) sind gängige Modelle zur Berechnung des Ablöseradius mit insgesamt 250 Messpunkten aus unterschiedlichen Quellen verglichen und auf deren Genauigkeit untersucht worden. Die Autoren haben zudem folgende semi-empirische Korrelation für vertikale Strömungen hergeleitet, welche im Vergleich zu den untersuchten Korrelationen die besten Ergebnisse vorhersagt:

$$\frac{r_{det}}{Lo} = 0.5 \cdot 10^{-0.433} \rho^*{}^{-0.018} Ja^{0.261} Pr^{3.381} Re_b^{-0.323}. \quad (4.27)$$

Hierbei ist $Lo = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_d)}}$ die dimensionsbehaftete Laplace-Länge. Zur Berechnung der Blasen-Reynoldszahl wird der feste Wert von $d_b = 0.162$ mm als charakteristischer Blasendurchmesser verwendet. Dieser Wert stammt aus einer Analyse der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion aus den von den Autoren untersuchten experimentellen Daten. Die Arbeit von Shin u. Jones (1993) wird in der Veröffentlichung von Du u. a. (2018) nicht erwähnt und dadurch auch nicht mit diesem Modell verglichen. Als Ergänzung werden im Folgenden die Modelle von Shin u. Jones (1993) und Du u. a. (2018) verglichen. Als Vergleichsbasis werden die experimentellen Daten von Sugrue u. a. (2014) herangezogen. Der Vorteil dieser Datenbasis besteht darin, dass die Experimente bei niedrigen Wärmestromdichten durchgeführt wurden. Dadurch konnte die Wandüberhit-

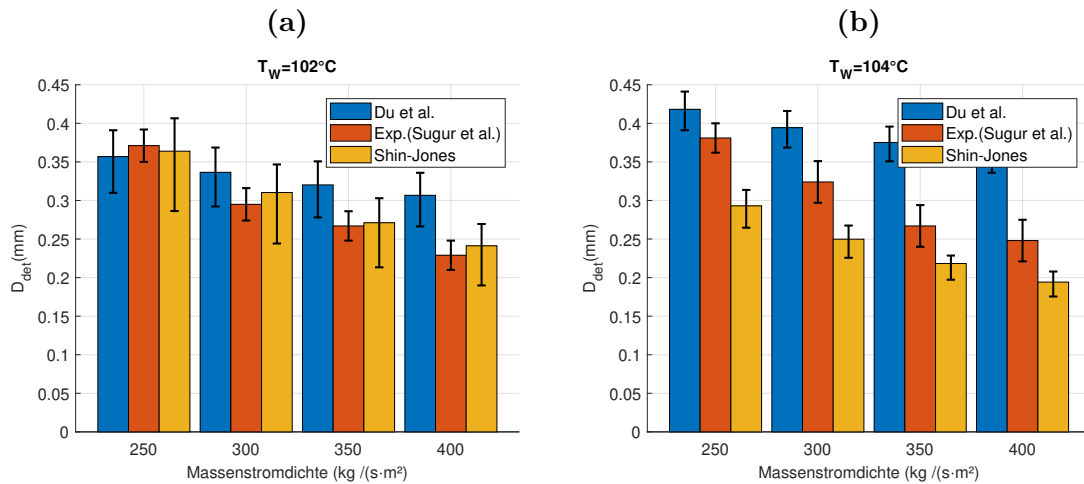


Abbildung 4.5.: Vergleich der Ablösedurchmesser nach den Modellen von Du u. a. (2018) und Shin u. Jones (1993) mit den experimentellen Daten von Sugrue u. a. (2014) für Wandtemperaturen von (a) $T_W = 102\text{ °C}$ und (b) $T_W = 104\text{ °C}$.

zung, wie es beim Flashing der Fall ist, gering gehalten werden. Die Experimente wurden bei Wandtemperaturen zwischen 102 °C und 106 °C , bei einem Druck von $1,01\text{ bar}$ und bei verschiedenen Massenströmdichten durchgeführt.

In Abbildung 4.5 sind die Durchmesser der abgelösten Blasen von Du u. a. (2018) und Shin u. Jones (1993) mit den experimentellen Daten von Sugrue u. a. (2014) für die Wandtemperaturen von $T_W = 102\text{ °C}$ und $T_W = 104\text{ °C}$ dargestellt. Die dargestellten Fehlerbalken der experimentellen Ergebnisse resultieren aus dem Fehler der optischen Messmethode, welche den Blasendurchmesser nur auf die Größe eines Pixels der Kamera genau bestimmen kann. Der Fehlerbalken der modellierten Blasendurchmesser ergibt sich dadurch, dass die Temperaturmessung der Wandtemperatur eine Genauigkeit von $\Delta T = \pm 1\text{ °C}$ besitzt.

Unter Berücksichtigung der Fehlerbalken zeigt das Modell von Shin u. Jones (1993) bei einer Wandtemperatur von $T_W = 102\text{ °C}$ eine perfekte Übereinstimmung mit den Messdaten für alle Massenströmdichten. Das Modell von Du u. a. (2018) überschätzt bei höheren Massenströmdichten den Blasendurchmesser. Bei der höheren Überhitzung von ca. 4 °C liegen die berechneten Werte der Modelle deutlich auseinander. Du u. a. (2018) überschätzen den Ablösedurchmesser mit einer mittleren relativen Abweichung von $\epsilon = 29,2\%$ und Shin u. Jones (1993) unterschätzen diesen ($\epsilon = 21,4\%$). Der mittlere Fehler über alle Messdaten für vertikale Rohrleitungen von Sugrue u. a. (2014) beträgt für das Modell von Du u. a. (2018) $\epsilon = 24,6\%$ und für das Modell von Shin u. Jones

(1993) $\epsilon = 18.9\%$. Aufgrund der besseren Übereinstimmung mit den experimentellen Daten wird für die Berechnung des Ablöseradius das Modell von Shin u. Jones (1993) verwendet.

Wegen der oben beschriebenen Problematik, dass das Modell von Shin u. Jones (1993) wegen der verschwindenden Wandschubspannung bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten nicht anwendbar ist, wird das Modell von 4.20 für diesen Bereich in Betracht gezogen. Schlussendlich wird für den Ablöseradius das Minimum aus beiden Modell genommen, um numerische Instabilitäten beim Übergang von einem Modell auf das andere zu vermeiden.

4.3.3.2. Anzahl an Wandkeimstellen

Basu u. a. (2002) haben in ihren experimentellen Arbeiten herausgefunden, dass die Anzahl an Wandkeimstellen n_{KS} nur von der Wandüberhitzung und dem statischen Kontaktwinkel abhängt. Zudem wurde gezeigt, dass die Anzahl an aktiven Wandkeimstellen unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit und der Unterkühlung der Flüssigphase ist.

Hibiki u. Ishii (2003) haben eine Korrelation aufgestellt, welche komplementär zu den Arbeiten von Basu u. a. (2002) ist. In dieser berechnet sich n_{KS} zu:

$$n_{KS} = \bar{n}_{KS} \left[1 - \exp \left(-\frac{\Theta^2}{8\mu^2} \right) \right] \left[\exp \left\{ f(\rho^+) \frac{\lambda'}{r_k} \right\} - 1 \right] \quad (4.28)$$

Die mittlere Anzahl an Wandkeimstellen $\bar{n}_{KS} = 4,72 \cdot 10^5 \frac{1}{m^2}$ und der statistische Parameter $\lambda' = 2,5 \cdot 10^{-6} m$ wurden von Basu u. a. (2002) bestimmt. $\mu = 0,722 rad$ ist ein weiterer statischer Parameter und kann als charakteristischer Winkel des Konus der Kavität angesehen werden, $f(\rho^+)$ ist eine Funktion der dimensionslosen logarithmischen Dichtedifferenz ($\rho^+ = \log(\Delta\rho/\rho_g)$) und r_k^+ der dimensionslose kritische Radius einer Kavität ($r_k^+ = r_k/\lambda'$). Die Berechnung von r_k ist für hohe Drücke nicht mehr gültig und unterliegt zudem der Annahme, dass es sich um ein ideales Gas handelt. Aus diesem Grund wird $f(\rho^+)$ als Korrekturfunktion herangezogen:

$$f(\rho^+) = -0,01064 + 0,48346\rho^+ - 0,22712\rho^{+2} + 0,05468\rho^{+3}. \quad (4.29)$$

Eine zusammenfassende Übersicht über weitere Modelle zur Berechnung der Anzahl an Wandkeimstellen ist in Hibiki u. Ishii (2003) zu finden.

4.3.3.3. Ablösefrequenz

Als Ablösefrequenz f_{det} wird die Frequenz bezeichnet, mit der sich eine Blase mit dem Ablösedurchmesser d_{det} aus einer Kavität löst. Die Ablösefrequenz setzt sich zusammen aus dem Reziprok der Wartezeit bis zur Bildung eines Keims t_w und der Wachstumsdauer in der Kavität t_g :

$$f_{\text{det}} = \frac{1}{t_g + t_w}. \quad (4.30)$$

In der Arbeit von Zuber (1963) wird ein Ausdruck für die Ablösefrequenz hergeleitet, der auf einem Kräftegleichgewicht der Auftriebskraft und der Adhäsionskraft beruht. Es wird festgehalten, dass die Aufstiegsgeschwindigkeit einer Blase, kurz nach deren Ablösung, mit

$$u_{\text{det}} = 1,18 \left[\frac{\sigma g (\rho_f - \rho_d)}{\rho_f^2} \right]^{1/4} \quad (4.31)$$

beschrieben werden kann. Aus Experimenten hat sich ergeben, dass die Wartezeit t_w fast die gleiche ist wie die Wachstumsdauer t_g . Zusammen mit Gleichung 4.30 erhält man dadurch für die Geschwindigkeit der sich lösenden Blase:

$$u_{\text{det}} = 2d_{\text{det}}f_{\text{det}} \quad (4.32)$$

Dadurch ergibt sich die Gleichung für die Ablösefrequenz nach Zuber (1963):

$$f_{\text{det}} = \frac{1,18}{2d_{\text{det}}} \left[\frac{\sigma g (\rho_f - \rho_d)}{\rho_f^2} \right]^{1/4} \quad (4.33)$$

Riznic u. Ishii (1989) haben in ihrer Arbeit Simulationen von Flashing in einer konvergent-divergenter Düse durchgeführt. Dabei haben sie gute Ergebnisse, unter Verwendung von Gleichung 4.33 erzielen können, was die Anwendung des Modells von Zuber (1963) für die Modellierung der Keimbildung beim Flashing unterstützt.

4.3.4. Oberflächendichte

Es gibt zwei Herangehensweisen zur Modellierung der Oberflächendichte. Die erste ist die Modellierung per Transportgleichung der Oberflächendichte (IATE engl.: *Interfacial area transport equation*). Für die Berechnung der Quellterme für die IATE werden mechanistische Modelle, welche auf Interaktionen von Fluidpartikel beruhen, verwendet (z.B. Break-up- und Koaleszenz Modelle). Diese Modelle sind noch in der Entwicklung und

4.3. Entwicklung des modifizierten Verdampfungsmodells

werden zur Zeit hauptsächlich bei der Modellierung von Blasenströmungen eingesetzt (Shen u. Hibiki, 2018). Zudem handelt es sich bei der IATE um ein Gleichungssystem, welches sich nicht über die vorhandene Schnittstelle in ATHLET integrieren lässt.

Die zweite hier betrachtete Herangehensweise für die Modellierung der Oberflächendichte ist die Anwendung von statischen, strömungsformabhängigen Korrelationen, die auf experimentellen Daten und mechanistischen Modellen beruhen. (Shen u. Deng, 2016)

4.3.4.1. Zwei-Gruppen Modell

Zur Berechnung der Oberflächendichte der Blasenströmung existiert eine Vielzahl an verschiedenen Modellen. Korrelationen im Bereich der Pfropfenströmung und der Schaumströmung hingegen gibt es nur wenige. Zudem stehen nur wenige experimentelle Daten zur Verfügung, die diese Strömungsbereiche abdecken. Selbst in der Blasenströmung variieren die Form und die Anzahl der Blasen stark, um diese mit konstanten Parameter, wie es im ATHLET- Standard-Modell der Fall ist, zu beschreiben.

Shen u. Deng (2016) haben ein Modell entwickelt, bei dem sie die Blasen in zwei unterschiedliche Gruppen einteilen. Gruppe 1 umfasst sphärische und deformierte Blasen und Gruppe 2 beschreibt Pfropfen und turbulent Dampfformationen in der Schaumströmung. Beide Gruppen können dabei koexistieren, sodass sowohl die Summe der Dampfanteile als auch die der Oberflächendichten beider Gruppen den gesamten Dampfanteil bzw. die gesamte Oberflächendichte ergeben:

$$\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2 \quad (4.34)$$

$$A_i = A_{i,1} + A_{i,2} \quad (4.35)$$

Das semi-empirische Modell basiert auf insgesamt 390 Datenpunkten aus verschiedenen Experimenten und deckt einen großen Anwendungsbereich ($0,00194 \text{ m} \leq d_h \leq 0,1016 \text{ m}$, $0,018 \frac{\text{m}}{\text{s}} \leq j_f \leq 5,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $0,0148 \frac{\text{m}}{\text{s}} \leq j_d \leq 8,79 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und $1,31\% \leq \epsilon \leq 85,6\%$) ab.

Die Oberflächendichte der jeweiligen Gruppe wird anhand der geometrischen Beziehung für eine sphärische Blase mit dem äquivalenten Kugeldurchmesser $d_{v1/2}$ berechnet und mit den Formfaktor $\varphi_{1/2}$ multipliziert. Letzterer berücksichtigt die Deformation der Blase:

$$A_{i1/2} = \frac{6\alpha_{1/2}}{d_{v1/2}} \cdot \varphi_{1/2} \quad (4.36)$$

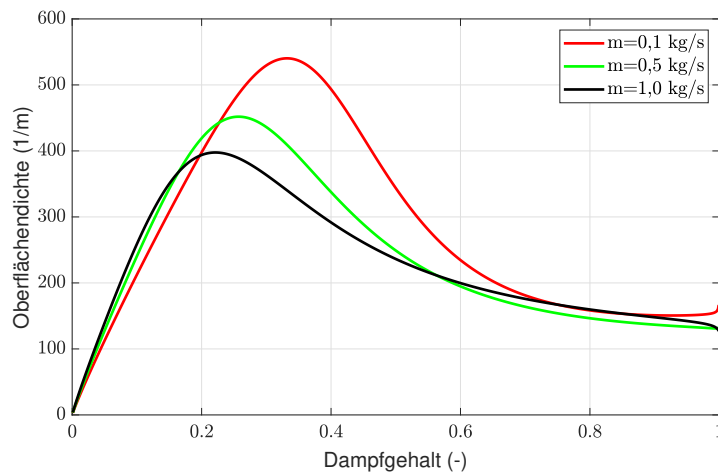


Abbildung 4.6.: Oberflächendichte nach dem Modell von Shen&Deng über dem Dampfgehalt für verschiedene Massenströme

Für die Bestimmung der Anteile an Gruppe 1 - Blasen und Gruppe 2 - Blasen nutzen Shen u. Deng (2016) eine Sigmoid-Funktion für die Verteilung:

$$\epsilon_1 = \alpha - \epsilon_2 = \frac{\epsilon e^{-k(\epsilon - \epsilon_{\text{mid}})}}{1 + e^{-k(\epsilon - \epsilon_{\text{mid}})}} \quad (4.37)$$

Die Formfaktoren $\varphi_{1/2}$, der Mittelpunkt ϵ_{mid} und die Steigung k der Sigmoid-Funktion werden anhand von empirischen Korrelationen, basierend auf den oben genannten Experimenten, bestimmt. Die detaillierte Beschreibung des Modells ist im Anhang A.3.1 nachzulesen.

In Abbildung 4.6 ist der Verlauf der Oberflächendichte in Abhängigkeit des Dampfgehalts für die Massenströme $0,1 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$, $0,5 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ und $1,0 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ dargestellt. Zu Beginn steigt die Oberflächendichte linear mit dem Dampfgehalt an (siehe Gleichung 4.36), da hier Blasenströmung vorliegt. Mit steigendem Dampfgehalt wird auch die Leerrohrgeschwindigkeit der Dampfphase höher, sodass die Koaleszenz der Blasen zunimmt und die Oberflächendichte dadurch reduziert wird. Aus diesem Grund wird das Maximum mit steigendem Massenstrom bei niedrigerem Dampfgehalt erreicht.

4.3.5. Ring- und Nebelströmung

Die zu Grunde liegende Idee zur Berechnung der Oberflächendichte für die Ring- / Nebelströmung beruht auf der Arbeit von Ishii u. Kataoka (1982). Die Oberflächendichte

4.3. Entwicklung des modifizierten Verdampfungsmodells

der Ringströmung wird separat von der der Nebelströmung bestimmt, sodass vier verschiedene Fälle auftreten können:

- Reine Ringströmung: ein Flüssigkeitsfilm an der Wand
- Ring-/Nebelströmung: ein Flüssigkeitsfilm an der Wand und Tropfen in der Kernströmung
- reine Nebelströmung: nur Tropfen in der Kernströmung
- reine Dampfströmung: kein Flüssigkeitsanteil

Prinzipiell liegt bei niedriger Kernströmungsgeschwindigkeit nur eine reine Ringströmung vor. Erhöht sich die Geschwindigkeit, bilden sich aufgrund der Schubspannungen an der Filmoberfläche Wellen aus. Ab einer bestimmten Wellenhöhe lösen sich Tropfen aus dem Film und werden mit der Kernströmung mitgerissen (*engl.: Entrainment*) (siehe Abbildung 4.7). Mit steigendem Entrainment, schrumpft der Film bis zu einer kritischen Filmdicke, ab dieser bricht der Film auf und bildet Rinnsale. Die Rinnsale können ganz austrocknen, sodass ab einem bestimmten Punkt die Rohrwand trocken liegt „Dry-Out“ und nur noch eine reine Nebelströmung vorliegt.

Für die Berechnung der Oberflächendichte der Tropfen, ergibt sich aus dem Anteil an Tropfen in der Kernströmung ϵ_t und dem mittleren Sauter-Diameter d_{sm} der Tropfen:

$$A_{i,t} = \frac{\epsilon}{1 - \epsilon_t} \left(\frac{6\epsilon_t}{d_{sm}} \right) \quad (4.38)$$

ϵ_t kann in Abhängigkeit der Leerrohrgeschwindigkeiten der Flüssig- und der Dampfphase über einen Entrainmentfaktor E berechnet werden:

$$\epsilon_t = \frac{j_f}{j_d} \cdot E \quad (4.39)$$

Zur Bestimmung des Entrainmentfaktors wird hier das empirische Entrainmentmodell von Cioncolini u. Thome (2012) verwendet, welches nur von der Weber-Zahl der Kernströmung We_k abhängt. Basierend auf einer Sigmoid-Funktion wurden die Parameter für das Modell anhand von insgesamt 2460 experimentellen Datenpunkten bestimmt. Der Entrainmentfaktor E kann bestimmt werden aus:

$$E = \left(1 + 279,6 We_k^{-0,8395} \right)^{-2,209} \quad (4.40)$$

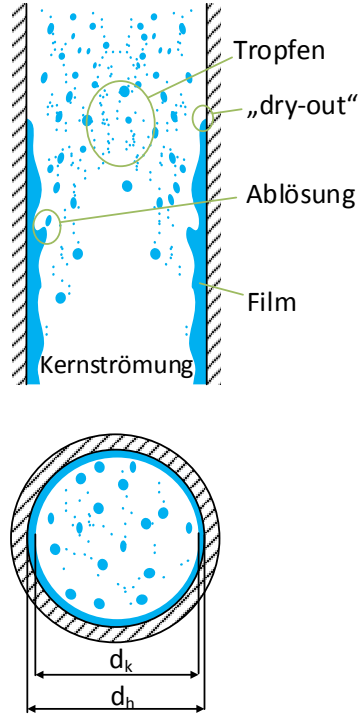


Abbildung 4.7.: Schematische Darstellung des Übergangs von der Ring-/Nebelströmung auf die reine Nebelströmung

Für die Berechnung der Weber-Zahl wird die Dichte der Kernströmung benötigt, diese hängt von ϵ_t ab und so wiederum von der Weber-Zahl. Deswegen wird für die Berechnung der Weber-Zahl ein Iterationsverfahren verwendet.

Die Berechnung des mittleren Sauter-Durchmessers d_{sm} der Tropfen erfolgt über eine Korrelation für den mittleren Volumendurchmesser d_{vm} nach Ishii u. Kataoka (1982):

$$d_{sm} = 0,796 \cdot d_{vm} = 0,796 \cdot 0,0099 \frac{\sigma}{\rho_d j_d^2} \text{Re}_d^{2/3} \left(\frac{\rho_d}{\rho_f} \right)^{-1/3} \left(\frac{\mu_d}{\mu_f} \right)^{2/3} \quad (4.41)$$

Die Oberflächendichte der Ringströmung kann mit folgender Formel berechnet werden:

$$A_i = \frac{4}{d_h} \sqrt{\frac{\epsilon}{1 - \epsilon_d}} \cdot f_{nez} \cdot f_{wel} \quad (4.42)$$

Der erste Quotient $\left(\frac{4}{d_h} \right)$ beschreibt die Oberflächendichte der Rohrwand und der Wurzel-Ausdruck $\left(\sqrt{\frac{\epsilon}{1 - \epsilon_d}} \right)$ erhöht die Oberflächendichte wegen des reduzierten Kerndurchmes-

4.3. Entwicklung des modifizierten Verdampfungsmodells

sers d_k aufgrund der Filmdicke. Der Faktor f_{nez} reduziert die Oberflächendichte, sobald der Film anfängt sich aufzulösen und nur noch teilweise die Rohrwand benetzt. f_{wel} dient dazu, die erhöhte Oberflächendichte aufgrund der Welligkeit des Films zu berücksichtigen.

f_{wel} wird hier konstant 1 gewählt. In Hazuku u. a. (2007) wird anhand von experimentellen Daten gezeigt, dass die Welligkeit nur einen geringen Einfluss auf die Oberflächendichte des Wandfilmes hat, was diese Annahme gerechtfertigt. Die Reduktion des Durchmessers aufgrund der Filmdicke $\left(\sqrt{\frac{\epsilon}{1-\epsilon_d}}\right)$ ist hingegen nicht zu vernachlässigen.

Die kritische Filmdicke, ab der sich der Wandfilm auflöst und sich Rinnsale bilden, wird mit der empirischen Korrelation nach El-Genk u. Saber (2001) berechnet:

$$\delta_k = \frac{[1 - \cos(\theta_0)]^{0,22}}{\left(\frac{\rho_f^3 g^2}{15 \mu_f^2 \sigma}\right)^{0,2}} \quad (4.43)$$

Sobald die Filmdicke die kritische Filmdicke aus Gleichung 4.43 erreicht, wird f_{nez} reduziert:

$$f_{wet} = \frac{\delta}{\delta_k} \quad | \quad \text{für } \delta < \delta_k \quad (4.44)$$

Die Wandfilmdicke wird aus der Differenz des hydraulischen Durchmessers d_h und dem Kernströmungsdurchmesser d_k berechnet:

$$\delta = \frac{D_h}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{\epsilon}{1 - \epsilon_d}}\right). \quad (4.45)$$

In Abbildung 4.8 ist der Verlauf der Oberflächendichte über dem Volumendampfgehalt für unterschiedliche Massenströme dargestellt. Hierbei sind die Anteile der Oberflächendichte für die Nebelströmung (Tropfen) und die Ringströmung getrennt dargestellt.

Bei der Nebelströmung nimmt die Oberflächendichte mit höherem Massenstrom zu. Dies ist auf die höheren Geschwindigkeiten zurückzuführen, die das Entrainment und somit die Anzahl der Tropfen in der Kernströmung erhöhen. Mit steigender Dampfgeschwindigkeit destabilisiert sich die Tropfenoberfläche und die Tropfen neigen dazu aufzubrechen, was eine Reduzierung des mittleren Sauter-Durchmessers zur Folge hat. Wenn der Dampfgehalt gegen 1 geht, geht die Oberflächendichte der Tropfen gegen Null, da die Tropfen komplett verdampfen.

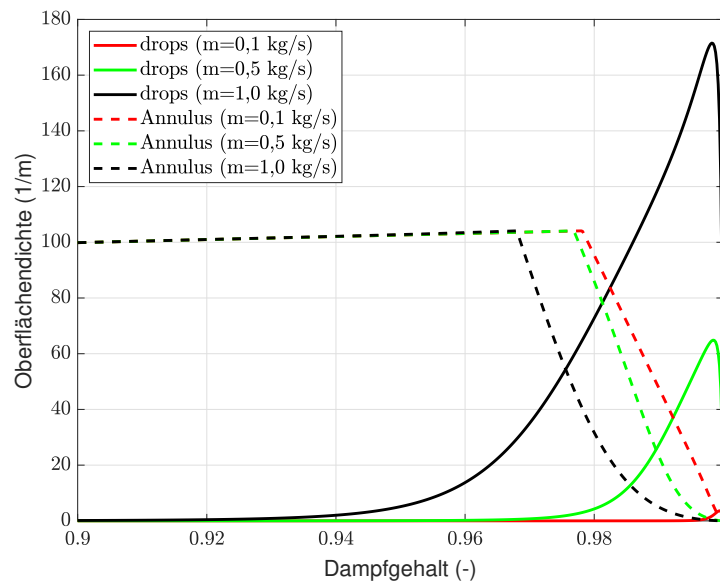


Abbildung 4.8.: Verlauf der Oberflächendichte über dem Volumendampfgehalt. Getrennte Darstellung für die Oberflächendichte der Ringströmung und der Nebelströmung für drei verschiedene Massenströme.

Die Oberflächendichte der Ringströmung nimmt anfangs mit steigendem Dampfgehalt zu, da sich die Filmdicke wegen des Entrainments bei höheren Geschwindigkeiten verkleinert. Beim Erreichen der kritischen Filmdicke löst sich der Film auf und die Oberflächendichte fällt stark ab. Dadurch, dass das Entrainment bei höherem Massenstrom größer ist, wird hier die kritische Filmdicke bei niedrigerem Dampfgehalt erreicht.

4.3.6. Übergang von der Schaum- in die Ringströmung

Der Übergang von der Schaumströmung in die Ringströmung ist keine feste Grenze, dieser hängt unter anderem vom Systemdruck und den Phasengeschwindigkeiten ab. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, ein Modell zur Ermittlung des Übergangsbereichs zu verwenden. Hierfür bietet sich das Modell von Mishima u. Ishii (1984) an. Dieses basiert auf zwei Übergangskriterien, von denen eines für den Übergang von der Schaum- in die Ringströmung erfüllt sein muss. Beide Kriterien wurden erstmals in der Arbeit von Ishii (1977) beschrieben.

In der Schaumströmung ist die Strömungsrichtung des Films zwischen einer großen Blase und der Rohrwand entgegen der Strömungsrichtung der Blase gerichtet. In Ishii (1977) wird postuliert, dass wenn es zu einer Strömungsumkehr des Films kommt, die Flüssig-

4.3. Entwicklung des modifizierten Verdampfungsmodells

phase aus der Kernströmung in den Film gesaugt wird. Aus dieser Annahme wird ein erstes Übergangskriterium für die Leerrohrgeschwindigkeit aufgestellt:

$$j_{d,krit1} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\rho g D}{\rho_g}\right) (\epsilon - 0,11)} \quad (4.46)$$

Der zweite Mechanismus besagt, dass der Übergang dann erfolgt, sobald das Ablösen (Entrainment) aus dem Wandfilm einsetzt. Es wird davon ausgegangen, dass die abgelösten Tropfen mit hoher Geschwindigkeit durch die Phasengrenzschicht großer Blasen fliegen und diese dabei zerstören. Das Entrainment setzt dann ein, wenn das Kriterium:

$$j_{d,krit2} = \left(\frac{\sigma g \Delta\rho}{\rho_d^2}\right)^{1/4} N_{\mu f}^{-0,2} \quad (4.47)$$

mit:

$$N_{\mu f} = \frac{\mu_f}{\left[\rho_f \sigma \sqrt{\left(\frac{\sigma}{g \Delta\rho}\right)}\right]^{1/2}} \quad (4.48)$$

erfüllt ist.

In dieser Arbeit basiert die Strömungskarte auf dem Volumendampfgehalt und nicht auf den Leerrohrgeschwindigkeiten. Deswegen müssen die oben beschriebenen kritischen Dampfgeschwindigkeiten in kritische Volumendampfgehalte umgerechnet werden. Mit der Definition der Leerrohrgeschwindigkeit

$$j_d = \epsilon \frac{\dot{m}}{\rho_m A_h} \quad (4.49)$$

zusammen mit der mittleren Dichte

$$\rho_m = \epsilon \rho_v + (1 - \epsilon) \rho_l \quad (4.50)$$

kann der kritische Dampfgehalt zur Erfüllung des zweiten Übergangskriteriums berechnet werden zu:

$$\epsilon_{k1/2} = \frac{-\rho_f}{\rho_d - \rho_f - \frac{\dot{m}}{A_h j_{d,k1/2}}} \quad (4.51)$$

Gleichung 4.51 kann problemlos für das zweite Kriterium angewendet werden, da Gleichung 4.47 nicht vom Dampfgehalt abhängt. Das erste Kriterium ist jedoch abhängig vom Dampfgehalt. Durch Einsetzen von Gleichung 4.46 in Gleichung 4.51 ergibt sich folgende Gleichung:

$$\epsilon_{k2} \cdot \sqrt{\epsilon_{k2} - 0,11}(\rho_v - \rho_l) - \epsilon_{k2} \frac{\dot{m}}{A_m \sqrt{\frac{(\rho_l - \rho_v)gD}{\rho_v}}} + \sqrt{\epsilon_{k2} - 0,11} \cdot \rho_l = 0 \quad (4.52)$$

Gleichung 4.52 kann durch Substitution von $\sqrt{\epsilon - 0,11}$ in eine kubische Gleichung überführt werden, diese kann anschließend mit der Cardano Methode analytisch gelöst werden. Die Lösung der kubischen Gleichung ist im Anhang A.3.2 dargestellt.

Schlussendlich wird der kritische Dampfgehalt, ab dem der Übergang von der Schaum- in die Ringströmung einsetzt, aus dem Minimum beider Kriterien ermittelt:

$$\epsilon_k = \min(\epsilon_{k1}, \epsilon_{k2}) \quad (4.53)$$

In Abbildung 4.9 ist der Verlauf des kritischen Volumendampfgehalts aus Gleichung 4.53 für verschiedene hydraulische Durchmesser und für verschiedene Systemdrücke über den Massenstrom dargestellt. Hieraus wird ersichtlich, dass vor allem der Druck einen großen Einfluss auf den kritischen Übergang-Volumendampfgehalt hat. Hieraus kann gefolgert werden, dass es sinnvoll ist den Übergangspunkt zu modellieren anstatt einen festen kritischen Dampfgehalt festzulegen.

4.3.7. Interpolationsbereiche

In der Strömungskarte (siehe Abbildung 4.4) sind zwei Interpolationsbereiche abgebildet. In diesen Bereichen überschneiden sich sowohl die Oberflächendichtemodelle als auch die Modelle für die Wärmestromdichte. Im Allgemeinen besteht ein Sprung zwischen beiden Funktionen, was zu numerischen Instabilitäten in diesem Bereich führen kann. Durch die Interpolation wird ein kontinuierlicher Übergang zwischen beiden Funktionen geschaffen. Die Breite der Interpolationsbereiche beträgt zwischen der Keimbildung und der Blasenströmung 1% und zwischen der Schaumströmung und der Ringströmung 2%. Das zu verwendende Interpolationsverfahren sollte wenig rechenintensiv sein. Es bietet sich also an, ein Interpolationsverfahren mit nur zwei Stützstellen (x_1 , x_2) zu verwenden. Sowohl

4.3. Entwicklung des modifizierten Verdampfungsmodells

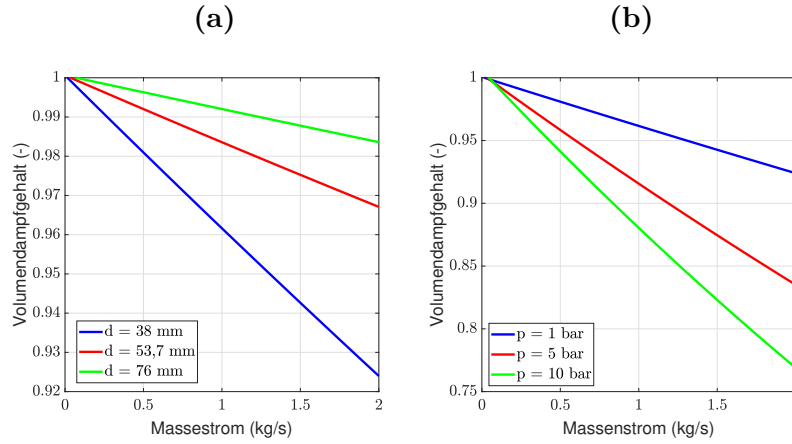


Abbildung 4.9.: Kritischer Volumendampfgehalt aus Gleichung 4.53 für den Übergang von der Schaum- in die Ringströmung, aufgetragen über den Massenstrom. (a): Variation des hydraulischen Durchmessers bei $p = 1$ bar; (b): Variation des Druckes für $d_h = 38$ mm.

das lineare- als auch das logarithmische Interpolationsverfahren erfüllt diese Bedingung. Lineares Interpolationsverfahren:

$$y = f \cdot (y_2 - y_1) + y_1 \quad (4.54)$$

Logarithmisches Interpolationsverfahren:

$$y = y_1^{(1-f)} \cdot y_2^f \quad (4.55)$$

mit:

$$f = \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \quad (4.56)$$

In Abbildung 4.10 sind die Verläufe beider Interpolationsschemata für verschiedene Anfangswerte ($y_1 = 10 / 50 / 100$) und dem Endwert $y_2 = 1$ zwischen den Stützstellen $x_1 = 0$ und $x_2 = 100$ aufgetragen. Vor allem bei großen Unterschieden zwischen y_1 und y_2 hat das logarithmische Interpolationsverfahren den Vorteil, dass es schneller gegen den Zielwert y_2 geht. In dieser Arbeit wird das logarithmische Interpolationsverfahren angewendet.

In Abbildung 4.11 sind die Oberflächendichte aus dem 2-Gruppen Modell von Shen u. Deng (2016), die Ringströmung nach Ishii u. Kataoka (1982), der kritische Übergangs-

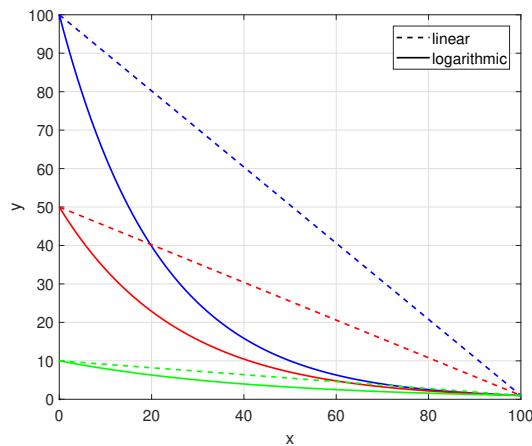


Abbildung 4.10.: Vergleich zwischen dem linearen- und dem logarithmischen Interpolationsverfahren bei unterschiedlichen Anfangswerten.

Dampfgehalt von Mishima u. Ishii (1984) und der sich durch die Interpolation resultierende Verlauf der gesamten Oberflächendichte für zwei unterschiedliche Massenströme dargestellt. Die zweite Interpolationsgrenze liegt an dem Punkt, wo das Übergangsmodell den Übergang zur Ringströmung vorhersagt. Die erste Interpolationsgrenze liegt bei einem Dampfgehalt, der um 2% geringer ist.

4.3.8. Wärmestromdichte

4.3.8.1. Blasenströmung

Für die Verdampfung der Blasenströmung wird unterschieden zwischen turbulenter und laminarer Rohrströmung. Für die laminare und stagnierende Rohrströmung wird die Verdampfung anhand eines Blasenwachstumsmodells beschrieben. In der Literatur wird zwischen zwei Arten unterschieden: dem trägheitslimitierten Blasenwachstum und dem thermisch limitierten Blasenwachstum. Beide Modellansätze beruhen auf der Annahme, dass die Relativgeschwindigkeit zwischen der Blase und der Flüssigkeit Null ist. Bei ersterem ist der Wachstumsantrieb durch die Druckdifferenz zwischen dem Dampfdruck in der Blase und dem Umgebungsdruck gegeben. Bei zweiterem erfolgt der maßgebliche Antrieb über die Wärmeleitung aufgrund der Temperaturdifferenz zwischen Dampf- und Flüssigphase.

Das trägheitslimitierte Blasenwachstum beeinflusst das Wachstum nur in den ersten 10^{-8} s ab der Entstehung der Blase und kann dadurch in dieser Arbeit vernachlässigt

4.3. Entwicklung des modifizierten Verdampfungsmodells

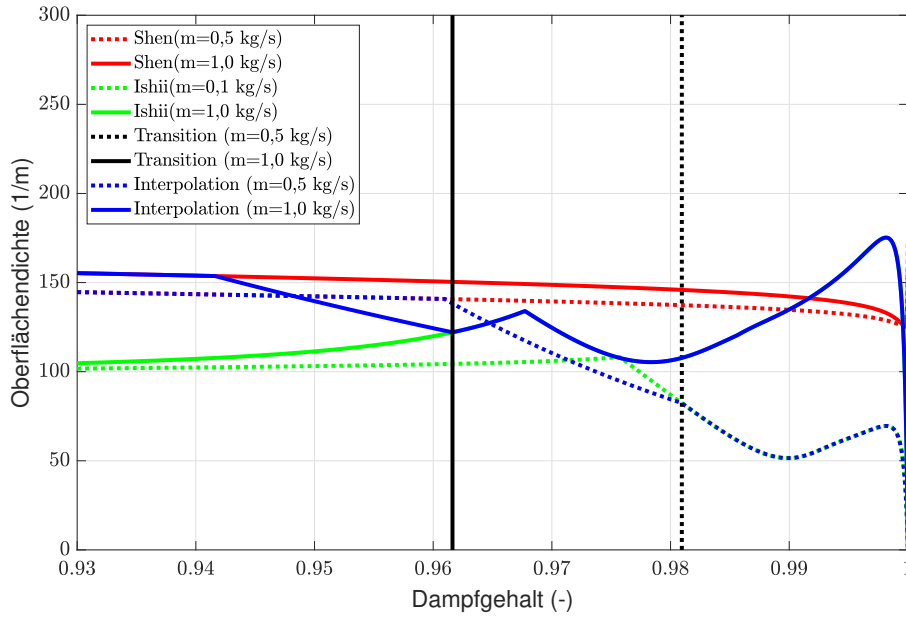


Abbildung 4.11.: Darstellung des Interpolationsbereiches zwischen dem 2-Gruppen Modell und dem Modell für die Ringströmung für zwei verschiedene Massenströme ($\dot{m} = 0,5 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ und $\dot{m} = 1,0 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$). Die vertikale Linie stellt den Übergang von der Schaum- auf die Ringströmung nach Mishima u. Ishii (1984) dar.

werden. (Kolev, 2011)

In dieser Arbeit wird das Modell von Plesset u. Zwick (1954), basierend auf der Theorie des thermisch limitierenden Blasenwachstums, verwendet. Dieses Modell zeigt gute Ergebnisse mit den Experimenten von Dergarabedian (1953), welche bei stagnierende Flüssigkeit durchgeführt wurden. Somit ist die Verwendung des Modells von Plesset u. Zwick (1954) auch für eine stagnierende Flüssigphase, trotz der Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen, gerechtfertigt. Das Blasenwachstum nach Plesset u. Zwick (1954) schreibt sich als:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{2} \text{Ja} \sqrt{\frac{12a_f}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{t}} \quad (4.57)$$

Mit der Beschreibung des Blasenwachstums in turbulenter Rohrströmung haben sich nur wenige Autoren befasst. Avdeev (2016) hat ein semi-empirisches Modell entwickelt, das auf dem „Surface Renewal and Penetration“-Ansatz beruht. Das Modell geht davon aus, dass überhitzte Wassermoleküle durch Turbulenz in die Phasengrenzfläche eindringen, dort ihre thermische Energie abgeben und nach einer bestimmten Aufenthaltszeit

von dem nächsten Molekül abgelöst werden. Folglich ist das Modell nur für turbulente Strömungen anwendbar. Aus diesen Überlegungen wurde von Avdeev (2016) folgende Nusselt-Korrelation entwickelt:

$$\begin{aligned} \text{Nu} &= 0,23\text{Re}^{0,7}\text{Pr}^{0,5}\text{A}^{0,25} & \text{Re} > 10^4 \\ \text{Nu} &= 2,3\text{Re}^{0,45}\text{Pr}^{0,5}\left(\frac{\rho_f}{\rho_m}\right)^{0,45} & \text{Re} \leq 10^4 \end{aligned} \quad (4.58)$$

mit: $\text{A} = \frac{1}{1 - \epsilon} \left(\frac{\rho_l}{\rho_m} \right)^{2,53}$.

4.3.8.2. Pfropfen- und Schaumströmung

Für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten in der Pfropfen- und Schaumströmung mangelt es in der Literatur sowohl an Modelltheorien als auch an experimentellen Daten. Der Mangel an Daten kann dadurch erklärt werden, dass es sehr anspruchsvoll ist eine experimentelle Vorrichtung zu entwickeln mit der der Wärmeübergangskoeffizient, unabhängig von der Oberflächendichte, in einer turbulenten Strömung ermittelt werden kann. Wegen der mangelnden Korrelationen und der Tatsache, dass es sich bei der Pfropfen- und Schaumströmung um eine stark turbulente Strömung handelt, wird hier für diesen Strömungsbereich auch das Modell von Avdeev (2016, 161) (siehe Gleichung 4.58) verwendet.

4.3.8.3. Ring-/ Nebelströmung

Zur Berechnung der Wärmestromdichte in der Ring-/ Nebelströmung wird die Ringströmung separat von der Nebelströmung betrachtet.

Hier wird angenommen, dass der Wärmeübergang zwischen der Kernströmung und dem Film sich so verhält wie der Wärmeübergang von einer einphasigen Rohrströmung auf die Rohrwand. Ein hierfür weit verbreitetes Modell ist das von Gnielinski (1975), welches für turbulente Rohrströmungen verwendet wird:

$$\text{Nu} = \frac{\frac{\xi}{8}(\text{Re} - 1000)\text{Pr}}{1 + 12,7\sqrt{\frac{\xi}{8}}(\text{Pr}^{2/3} - 1)} \quad (4.59)$$

mit dem Widerstandsbeiwert nach Filonenko:

4.3. Entwicklung des modifizierten Verdampfungsmodells

$$\xi = (1,82 \log \text{Re} - 1,64)^{-2} \quad (4.60)$$

Für den Fall, dass eine laminare Ringströmung vorliegt, gibt es eine analytische Lösung für den Wärmeübergang einer Rohrströmung mit konstanter Wandtemperatur. In Baehr u. Stephan (2011) ist die Herleitung dieser Lösung dargestellt. Für den laminaren Fall nimmt die Nusselt-Zahl den konstanten Wert an von:

$$\text{Nu} = 3,657 \quad (4.61)$$

Für die Einteilung zwischen turbulenter und laminarer Strömung wird die kritische Reynolds-Zahl von 2300 gewählt. Im Übergangsbereich ($\text{Re} = 2300$ - $\text{Re} = 5000$) wird zwischen dem laminaren und dem turbulenten Bereich interpoliert. Für die Berechnung der Reynolds-Zahl wird die Dampfgeschwindigkeit und der Kernströmungsdurchmesser, als charakteristisches Längenmaß, verwendet.

Der Wärmeübergang zwischen der Dampfphase und der Nebelströmung wird nach dem empirischen Modell von Lee u. Ryley (1968) (siehe Gleichung 4.62) berechnet. Dieses Modell basiert auf optischen Experimenten eines verdampfenden Wassertropfens in einer Dampfatmosphäre und ist somit für diesen Anwendungsfall sachgemäß.

$$\text{Nu} = 2 + 0,74\text{Re}^{0,5}\text{Pr}^{0,33} \quad (4.62)$$

Die Reynolds-Zahl wird aus dem Tropfendurchmesser, der in Gleichung 4.41 bestimmt wird, und der Geschwindigkeit der Dampfphase bestimmt.

Modellierung des Naturumlaufsystems mit dem Systemcode ATHLET

5.1. Beschreibung des ATHLET-Modells

Für die Modellbildung von INTRAVIT werden die geometrischen Abmessungen der Anlage über den Eingabedatensatz in ATHLET übertragen. In Abbildung 5.1 ist die Diskretisierung der TFD- und der HECU-Objekte dargestellt. Letztere sind schraffiert abgebildet. Wie hier dargestellt, ist das Becken in zwei getrennte TFD-Objekte unterteilt. Die Unterteilung wird benötigt, da das 6-Gleichungsmodell nur eine Strömungsrichtung pro Phase an der Kontrollvolumengrenze zulässt. Im Falle eines Beckens, welches aus einem einzigen TFD-Objekt bestünde, könnte das Wasser nicht aus dem Steigrohr in das untere Kontrollvolumen des Beckens einströmen und gleichzeitig aus diesem in das Fallrohr ausströmen. Zudem würde eine Temperaturschichtung im Becken unterbunden werden. Durch die Unterteilung des Beckens können sich auf den jeweiligen Seiten eine unterschiedliche Strömungsrichtungen der Flüssigphase einstellen. Die beiden Beckenhälften sind über sogenannte Cross-Connections verbunden, welche einen Massenstrom senkrecht zur Strömungsrichtung erlauben. Die Oberseite des Beckens ist über ein einzelnes Kontrollvolumen mit der Umgebungsrandbedingung (Luft: $p = 1$ bar) verbunden. Bei den restlichen Rohrleitungen handelt es sich um einfache TFD-Objekte.

Um die thermische Trägheit des Systems zu modellieren, sind die TFD-Objekte über deren Umfang mit HECU-Objekten verknüpft. Hierfür wurden die Wandstärke des Rohrs, die Isolationsstärke sowie die Stoffdaten der Materialien berücksichtigt. Die Außenseite der Isolierung ist als adiabat angenommen. Auch der Massenstrommesser, bei dem es sich um ein vergleichsweise schweres Bauteil handelt, wurde mit einem entsprechenden HECU-Objekt abgebildet. Der Heizdraht ist als separates HECU-Objekt mit homoge-

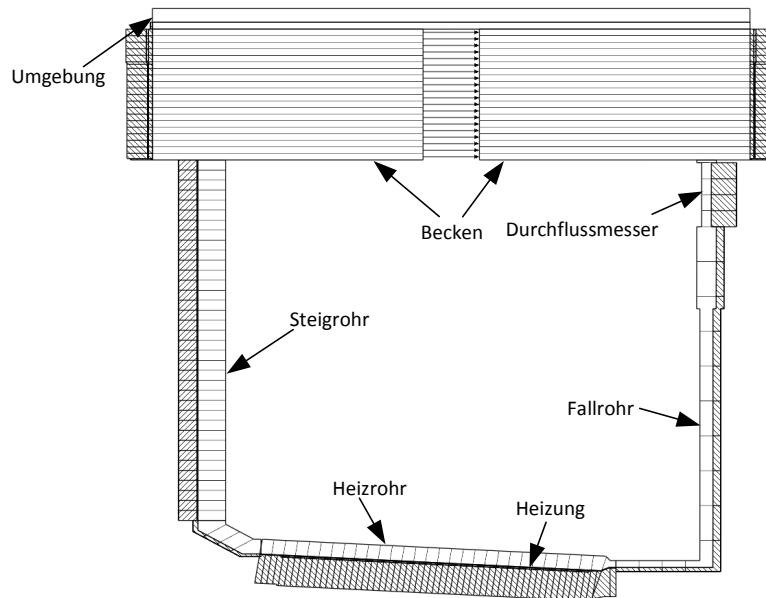


Abbildung 5.1.: Diskretisierung der TFD- und HECU-Objekte (schraffiert dargestellt) des INTRAVIT Modells mit verlängertem Steigrohr (nicht maßstabsgetreue Darstellung).

ner Wärmequelle modelliert, die sich zwischen dem HECU-Objekt der Heizrohrwand und dem (HECU-Objekt) der Heizrohrisolierung befindet.

Die anspruchsvolle Modellierung der Temperaturverteilung im Becken, zusammen mit der idealisierten Darstellung eines adiabaten Fallrohrs führt dazu, dass eine akkurate Berechnung der Heizroheintrittstemperatur nicht gegeben ist. Da diese Temperatur einen starken Einfluss auf die Systemstabilität hat, ist es wichtig, dass die Heizroheintrittstemperatur für die spätere Analyse mit den experimentellen Daten übereinstimmt. Um diese Fehlerquelle im Modell auszuschließen, ist im Fallrohr eine Wärmequelle implementiert. Mittels eines GCSM-Signals werden der Massenstrom und die Enthalpie im Fallrohr ermittelt. Die zuzuführende Wärme, welche für das Erreichen der Soll-Temperatur benötigt wird, wird über eine Wärmebilanz berechnet und über die Wärmequelle eingespeist. Somit ist gewährleistet, dass die Temperatur am Heizroheintritt dem vom Benutzer vorgegebenen Temperaturprofil entspricht.

Zur Berechnung der Reibungsdruckverluste in der Zweiphasenströmung wird das Modell von Martinelli-Nelson verwendet. Druckverluste, welche aufgrund von Formstücken induziert werden, müssen über einen Druckverlustbeiwert (ζ) vom Benutzer vorgegeben werden. Je nach Anlagenkonfiguration (verschiedene Neigungswinkel / Drosseln) ändert sich der Druckverlust, sodass die Druckverlustbeiwerte für jede Konfiguration angepasst

werden müssen. Auch die zugeführte Heizleistung muss an die Experimente angepasst werden, da es sich im Gegensatz zu den Experimente beim Modell um eine idealisierte adiabate Isolierung handelt.

Der Druckverlustbeiwert und die Heizleistung werden so angepasst, dass bei einer relativen Heizleistung von 100% der Massenstrom und die Steigrohreintrittstemperatur mit den Daten aus den Experimenten übereinstimmen. Die Einstellungen für die zugeführte Leistung und die Widerstandsbeiwerte bleiben für jede einzelne Anlagenkonfiguration die gleichen. Zwischen den verschiedenen Simulationen wird nur die Beckentemperatur und das Profil der Fallrohrtemperatur angepasst.

Es wurden insgesamt vier verschiedene Anlagengeometrien in ATHLET erzeugt: drei mit unterschiedlichen Neigungswinkeln des Heizrohrs (0° , 60° und 90°) für die Messkampagne 1 und eine mit dem 2,5 m Steigrohr aus Messkampagne 2. Für die Messkampagne 2 wurden Simulationen mit drei unterschiedlichen Drosseln durchgeführt.

5.2. Simulation des stabilen Naturumlaufs

Die Ergebnisse der ATHLET-Simulationen für den stabilen Naturumlauf sind in Abbildung 5.2 zusammen mit den experimentellen Ergebnissen für die Neigungswinkel: 5° , 60° und 90° dargestellt. In der oberen Reihe ist der Massenstrom im Fallrohr und in der unteren Reihe ist die Steigrohreintrittstemperatur abgebildet. Wie vorhin beschrieben, wurden die Druckverlustbeiwerte im Fallrohr und die zugeführte Leistung so angepasst, dass die Ergebnisse der Simulation mit denen vom Experiment bestmöglich bei den hohen Heizleistungen übereinstimmen.

Aus Abbildung 5.2 ist zu erkennen, dass mit den gewählten Druckverlustbeiwerten die Simulation auch bei den Heizleistungen von 60% und 80% in guter Übereinstimmung mit dem Experiment ist. Bei den Heizleistungen von 20% und 40% wird der Massenstrom unterschätzt und die Steigrohreintrittstemperatur überschätzt. Dieses Verhalten kann nicht durch die Anpassung der Heizleistung kompensiert werden, da eine höhere Leistung den Massenstrom zwar nach oben korrigieren würde, jedoch würde hierdurch auch die Steigrohraustrittstemperatur steigen. Eine Reduzierung des Druckverlustbeiwertes würde den gewünschten Effekt (höherer Massenstrom und niedrigere Steigrohraustrittstemperatur) erzielen. Eine solche Änderung würde jedoch die Simulationsergebnisse bei höheren Heizleistungen verschlechtern. Die Eingabe eines strömungsgeschwindigkeitsabhängigen Druckverlustbeiwerts könnte Abhilfe schaffen, dies ist jedoch in ATHLET nicht vorgesehen. Der Fehler der dadurch bei niedrigen Heizleistungen auftritt ist für die späte-

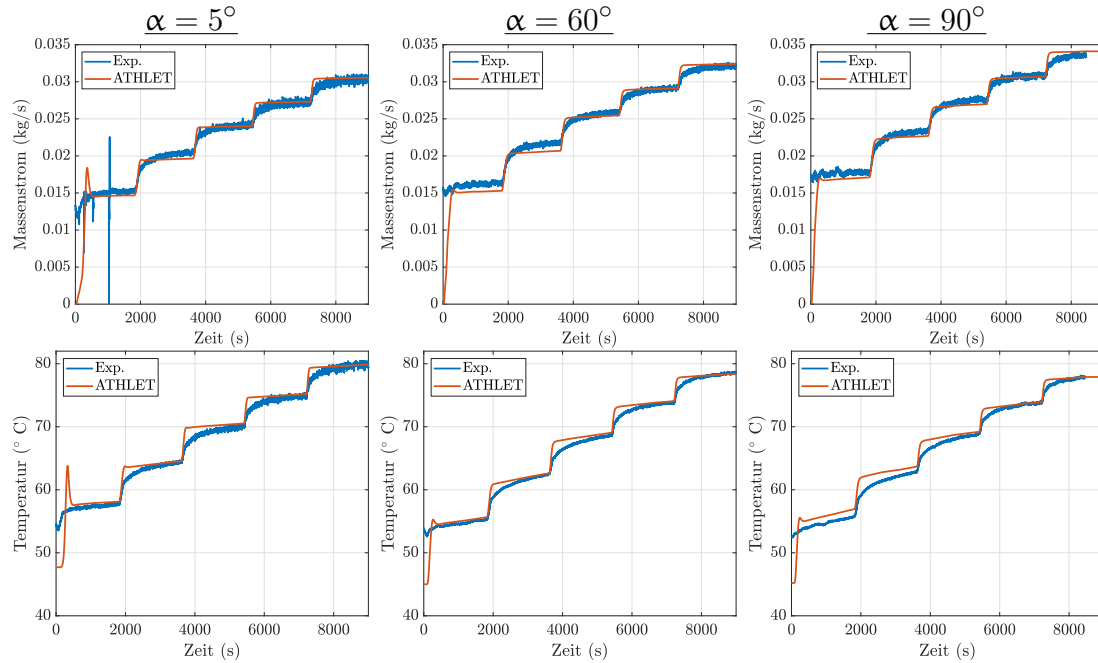


Abbildung 5.2.: Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Daten für den einphasigen Naturumlauf mit den Neigungswinkel 5° , 60° und 90° . Obere Reihe: Massenstrom im Fallrohr, untere Reihe: Temperatur im Steigroeinritt.

re Analyse des instabilen Verhaltens nicht von Bedeutung, da die Instabilitäten frühestens bei einer Heizleistung von 80% auftreten.

Der transiente Bereich, vom Zeitpunkt der Leistungssteigerung bis zum Erreichen eines Gleichgewichts wird in der Simulation unterschätzt. So erreicht die Simulation viel früher einen Gleichgewichtspunkt. Der transiente Bereich könnte durch Hinzufügen von thermischer Masse verlängert werden. Dies ist hier nicht notwendig, da bei der späteren Analyse der Instabilitäten nur die Oszillationen gegen Ende der jeweiligen Leistungsstufen betrachtet werden.

Ein weiterer Unterschied zwischen Simulation und Experiment ist gleich zu Beginn zu sehen. Vor allem bei der Simulation mit einem Neigungswinkel von 5° ist sowohl im Massenstrom- als auch im Temperaturverlauf ein starkes Überschwingen zu beobachten. Dieses Überschwingen ist auf die Anfangsbedingung zurückzuführen. Beim Versuch ist das System zu Beginn bereits in Bewegung, wohingegen das System bei der Simulation ruht, da die Anfangstemperaturen überall gleich sind. Erst durch das Aufheizen und die Neigung des Heizrohrs setzt sich der Umlauf langsam in Bewegung, da zu diesem Zeitpunkt nur innerhalb des Heizrohrs eine Temperaturdifferenz vorliegt, die das System antreiben kann. Wegen der sich zu Beginn nur langsam bewegenden Strömung,

heizt sich das Wasser im Heizrohr stärker auf. Sobald das warme Wasser im Steigrohr ist, beschleunigt der Umlauf, was zu dem Überspringen führt. Dieser Effekt ist umso kleiner, je größer der Neigungswinkel ist, da mit höherem Neigungswinkel die Antriebskraft größer ist.

5.3. Simulation des instabilen Naturumlaufs

Ausgehend von den Simulationen des stabilen Naturumlaufs, wird für die Simulation des instabilen Naturumlaufs lediglich die Beckentemperatur und der Verlauf der Fallrohrtemperatur angepasst. Die restlichen Einstellungen bleiben unverändert. Insgesamt wurden 9 Betriebspunkte im instabilen Bereich simuliert, davon 5 aus Messkampagne 1 und 4 aus Messkampagne 2. Im Folgenden werden die Simulationsergebnisse mit dem Standardmodell und die mit dem modifizierten Verdampfungsmodell mit den experimentellen Daten für ausgewählte Betriebspunkte verglichen.

Eine Übersicht der Simulationsergebnisse über alle simulierten Betriebspunkte ist in Tabelle 5.1 aufgelistet. In der Tabelle sind ausgewählte Kenngrößen zur Beschreibung der Instabilitäten der Simulationen und dem Experiment sowie deren relativen Fehler dargestellt. Als Kenngrößen sind die Frequenz der maximalen Massenstrompeaks, der mittlere maximale Massenstrompeak und der arithmetische Mittelwert über den Massenstrom angezeigt. Zur Berechnung des arithmetischen Mittels wird der Quotient des integrierten Massenstroms und dem Integrationsintervall gebildet. Die Versuche aus Messkampagne 2 ohne Blende und mit der 7 mm Blende bei $P_{\text{rel}} = 80\%$ sind nicht dargestellt, da bei den Instabilitäten nur eine bzw. zwei Oszillationen auftreten und dadurch keine aussagekräftigen Kenngrößen ermittelt werden können.

In Abbildung 5.3 sind die Ergebnisse für das simulierte Experiment aus Messkampagne 2 (Steigrohr: 2,5 m) ohne Blende bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ (B00T85P100) dargestellt. In den Konturdiagrammen ist die Temperaturverteilung im Steigrohr abgebildet. Für die Vergleichbarkeit der Experimente mit den Simulationen, beinhalten die Diagramme für die Simulationen nur die Temperaturdaten an den Positionen, an denen auch im Experiment ein Sensor vorhanden ist. Diese Stellen sind an der Ordinate mit schwarzen Strichen markiert. In Abbildung 5.3(d) sind die Massenstromverläufe gezeigt.

Wie bereits in Abbildung 3.18 ersichtlich wurde, bildet sich das instabile Verhalten beim Experiment erst ab $t = 8700$ s aus. Beide Simulationen sagen bereits am Anfang der Leistungssteigerung auf $P_{\text{rel}} = 100\%$ die Instabilitäten voraus. Im Experiment bilden

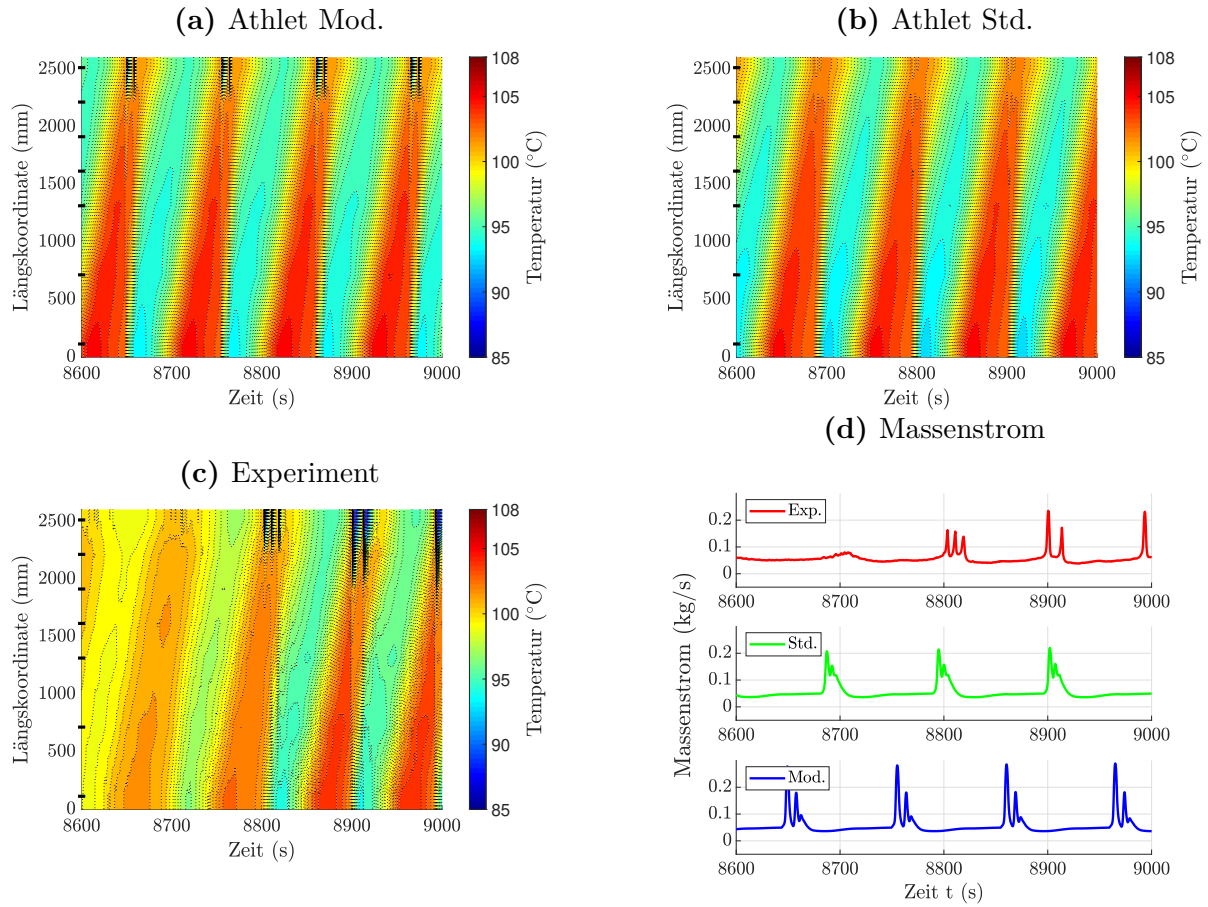


Abbildung 5.3.: Konturdiagramme zum Vergleich der Simulationsergebnisse des modifizierten Verdampfungsmodells (a) und des Standard-Verdampfungsmodells (b) mit den experimentellen Ergebnissen (c) sowie der Massenstrom (d) für das Experiment mit dem verlängerten Steigrohr ohne Drossel bei $P_{\text{rel}} = 100\%$.

sich zuerst drei und dann zwei getrennte Massenstrompeaks pro Periode. Auch die Simulation mit dem modifizierten Modell zeigt eine getrennte Peakstruktur mit einem intensiveren Peak, gefolgt von einem schwächeren. Bei dem Standardmodell sind auch zwei Peaks zu erkennen, diese sind jedoch nicht so ausgeprägt. An den Konturdiagrammen fällt auf, dass das Temperaturniveau während der Aufwärmphase bei den Simulationen höher ist als im Experiment, was das frühe Auftreten der Instabilitäten erklärt. Eine weitere Auffälligkeit ist die Vorhersage des zurückströmenden Wassers aus dem Becken. Hier zeigen die Ergebnisse mit dem modifizierten Modell gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Ergebnissen. Das Standardmodell zeigt hier keine Rückströmungen.

Abbildung 5.4 stellt die Ergebnisse für die Geyseringinstabilität bei maximaler Heizleistung und einer Blende von 7 mm dar. Die Massenstromsignale zeigen keine großen

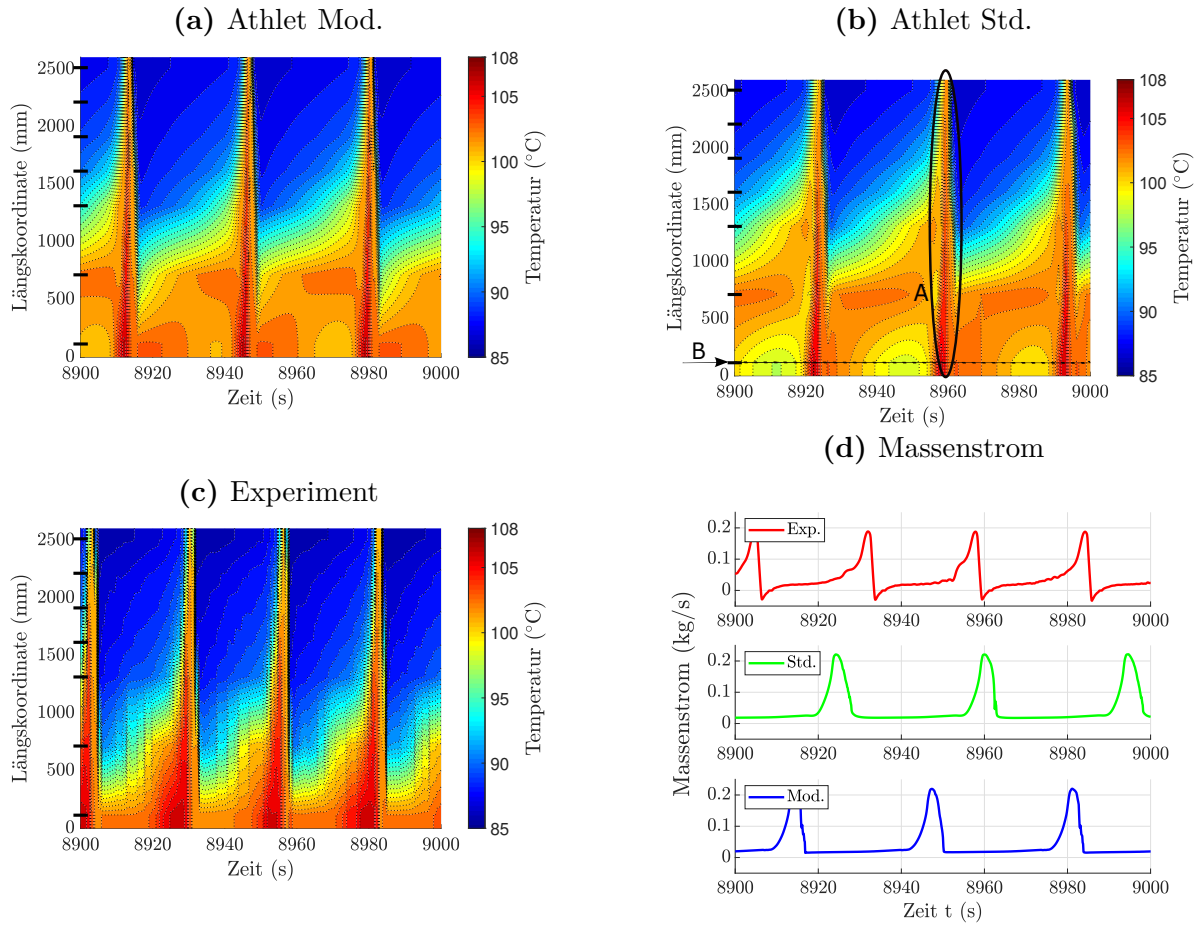


Abbildung 5.4.: Konturdiagramme zum Vergleich der Simulationsergebnisse des modifizierten Verdampfungsmodells (a) und des Standard-Verdampfungsmodells (b) mit den experimentellen Ergebnissen (c) sowie der Massenstrom (d) für das Experiment mit dem verlängerten Steigrohr und der 7 mm Drossel bei $P_{\text{rel}} = 100\%$.

Unterschiede zwischen beiden Simulationen. Im Vergleich zum Experiment wird der Massenstrompeak in den Simulation überschätzt, zudem zeigen die Simulationen keine Rückströmung im Fallrohr. Auch der Anstieg des Massenstroms, also die Verdampfung, verläuft in den Simulationen schneller.

Beim Vergleichen der Konturdiagramme wird ersichtlich, dass kurz nach dem Massenstrompeak beim modifizierten Modell, ähnlich wie beim Experiment, die Rückströmung beim Kondensationsschlag tiefer in das Steigrohr fällt als beim Standardmodell. Dadurch, dass es beim Experiment zu einer Rückströmung im gesamten Umlauf kommt, stagniert hier das kalte Fluid zeitweise im Steigrohr. Ein weiterer Unterschied ist während des Ausbruchs zu erkennen, wo beim Standardmodell die Dauer des Ausbruchs

sowie die Fluidtemperatur unterschätzt wird (Markierung A). Des weiteren sind beim Standardmodell größere zeitliche Temperaturschwankungen am Steigrohreintritt zu erkennen (Marker B).

Die in Tabelle 5.1 zusammengefassten Kennwerte zeigen eine bessere Übereinstimmung für das modifizierte Verdampfungsmodell bei dieser Simulation. Vor allem der integrale Massenstrom zeigt sehr gute Ergebnisse beim modifizierten Verdampfungsmodell. Für die Vorhersage des maximalen Massenstrompeaks ist das Standardmodell von Vorteil. Das modifizierte Verdampfungsmodell hingegen sagt, vor allem beim Geysering, die Frequenz der Instabilitäten besser voraus.

Tabelle 5.1.: Vergleich der Simulationsergebnisse des verwendeten Standard-Verdampfungsmodells (Std.), des modifizierten Verdampfungsmodells (Mod.) mit den experimentellen Ergebnissen (Exp.). Tabelliert sind die Frequenz f der Instabilitäten, das mittlere Peakmaximum \dot{m}_{Peak} und das arithmetische Mittel des Massenstromes \bar{m} .

	f (mHz)			ṁ _{Peak} (kg/s)			m̄ (kg/s)			Inst.
Messkampagne 1 (1 m Steigrohr)										
	Exp.	Std.	Mod.	Exp.	Std.	Mod.	Exp.	Std.	Mod.	
α5T85P80	14,90	16,92	19,23	0,0966	0,1551	0,2015	0,04247	0,04258	0,04166	Fls.
rel. Fehler (%)		13,55	29,06		60,59	108,68		0,25	-1,91	
α5T85100	24,99	27,63	35,86	0,1213	0,1531	0,2581	0,05429	0,05735	0,05349	Fls.
rel. Fehler (%)		10,56	43,53		26,23	112,88		5,6519	-1,47	
α60T85P80	16,32	14,48	17,47	0,1367	0,1475	0,2048	0,04084	0,04131	0,04130	Fls.
rel. Fehler (%)		-11,26	7,05		7,88	49,77		1,16	1,13	
α60T85P100	41,02	32,56	34,45	0,1893	0,2298	0,2463	0,04782	0,05275	0,05317	Gey.
rel. Fehler (%)		-20,64	-16,02		21,38	30,07		10,31	11,20	
α90T85P100	39,88	27,11	30,77	0,2101	0,1877	0,2324	0,04986	0,05436	0,05492	Gey.
rel. Fehler (%)		-32,03	-22,84		-10,66	10,62		9,04	10,16	
Messkampagne 2 (2,5 m Steigrohr)										
B09T85P100	10,12	11,20	12,45	0,1713	0,2829	0,3076	0,05354	0,04996	0,04956	Fls.
rel. Fehler (%)		10,68	22,97		65,15	79,55		-6,69	-7,44	
B07T85P100	35,11	28,17	29,72	0,1877	0,2212	0,2192	0,04007	0,04608	0,04093	Gey.
rel. Fehler (%)		-19,78	-15,35		17,84	16,77		14,98	2,13	

In Abbildung 5.5 sind die Druckverläufe für die Versuche aus Messkampagne 2 ohne Blende (a), mit 9 mm Blende (b) und 7 mm Blende (c) aus den Simulationen beider Verdampfungsmodelle und den experimentellen Ergebnissen dargestellt. Da die Drucksensoren beim Experiment mit $f = 1000$ Hz ausgelesen werden, ist für die Vergleichbarkeit der Daten die Frequenz, mit der die Daten während den Simulationen herausgeschrieben werden, auf 1000 Hz gesetzt, um die kurzzeitigen Druckspitzen zu detektieren. Für eine bessere Darstellung über den gesamten Druckbereich, wird hier eine logarithmische Ordinate verwendet.

Für den Betriebspunkt (a), zeigen sowohl beide Simulationen als auch das Experiment

zwei aufeinanderfolgende Peaks mit abnehmender Amplitude. Beide Male werden die Peaks in den Simulationen unterschätzt, wobei die Simulation mit dem modifizierten Modell näher an das Experiment herankommt. Auch der konstante Druckverlauf zwischen beiden Peaks wird hier besser dargestellt. Beide Simulationen zeigen jedoch nicht die kleinen, im Experiment auftretenden Kondensationsschläge.

Für die 9 mm Drossel sind bei der Simulation mit dem Standard-Verdampfungsmodell nur sehr kleine Druckspitzen zu erkennen, wohingegen die Druckspitzen beim modifizierten Verdampfungsmodell um 1 bar liegen. Im Experiment betragen die Druckspitzen zwischen 0,5 bar und 0,7 bar. Es ist jedoch zu beachten, dass während einer Periode im Experiment zwei getrennte Peaks auftreten und so die Entladung des Dampfes auf diese aufgeteilt wird, was im Experiment zu kleineren Kondensationsschlägen führt.

Im Fall (c), wo Geysering auftritt, sind beim Standard-Verdampfungsmodell die Kondensationsschläge wieder nur sehr gering. Das modifizierte Verdampfungsmodell zeigt auch hier höhere Druckwerte von bis zu 0,8 bar. Im Experiment wird für diesen Fall der maximal messbare Druck von 2,5 bar übertroffen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass im Vergleich zum Standard-Verdampfungsmodell die Simulationen mit dem modifizierten Verdampfungsmodell die Kondensationsschläge besser voraussagen können.

Trotz der detailreichen Modellierung der Verdampfung zeigen die Simulationen mit dem modifizierten Verdampfungsmodell bei verschiedenen Simulationen deutliche Abweichungen gegenüber den Versuchen. Eine Fehlerquelle könnte in anderen konstitutiven Modellen (z.B. dem Kondensationsmodell oder dem Modell zur Berechnung der Druckverluste im Zweiphasenbereich) die möglicherweise inakkurat sind begründet liegen. Eine weitere mögliche Fehlerquelle, welche aus dem modifizierten Verdampfungsmodell resultiert, ist das Verwenden von Teilmodellen die auf Versuchen mit stationären Randbedingungen basieren.

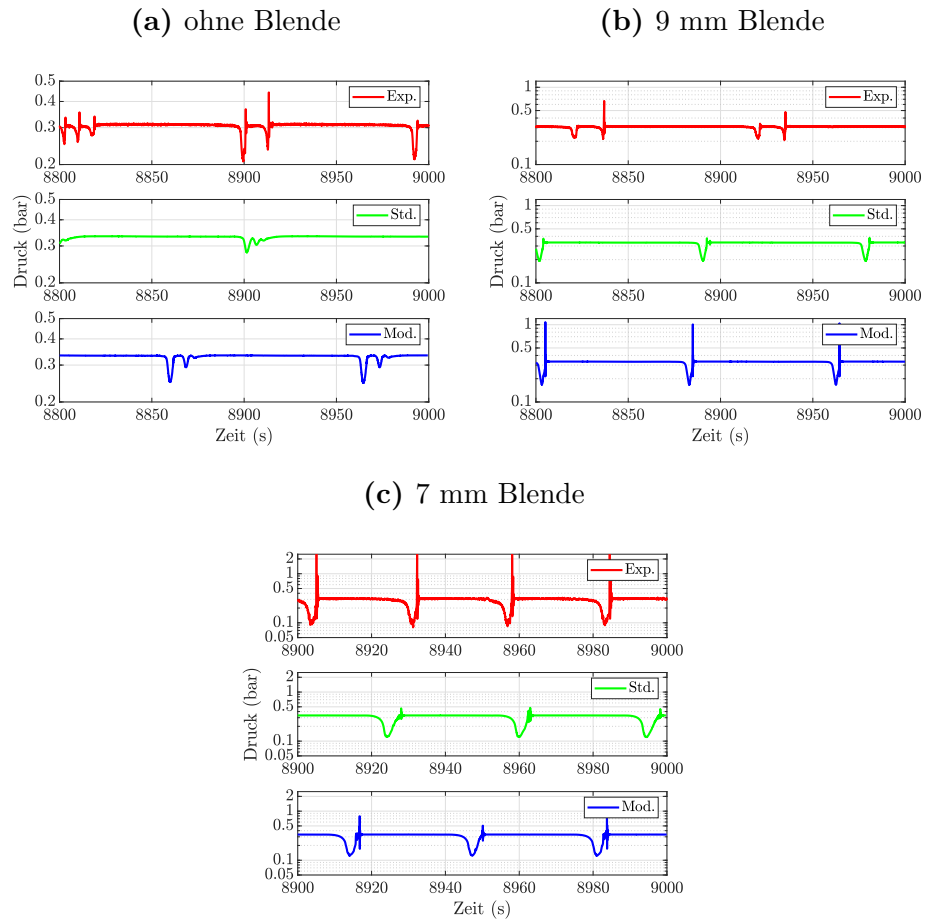


Abbildung 5.5.: Druckverläufe während der Instabilitäten bei $P_{\text{rel}} = 100\%$ für die Experimente aus Messkampagne 2. Exp. Experimentelle Daten, Std. Standard-Verdampfungsmodell, Mod. modifiziertes Verdampfungsmodell. (Logarithmische Ordinate).

Kapitel **6** **Zusammenfassung und Ausblick**

6.1. Zusammenfassung der Ergebnisse

Am Anfang dieser Arbeit wurde der Stand der Wissenschaft zu Instabilitäten in Naturumlaufsystemen sowie der Stand der Literatur über vorhandene Versuchsanlagen zur Untersuchung von Zweiphasen-Instabilitäten in Naturumlaufsystemen zusammengefasst. Hier wurden klare Defizite bezüglich der vorhandenen experimentellen Arbeiten erkannt. Daraufhin wurde die INTRAVIT-Versuchsanlage designt und errichtet.

Ein großer Vorteil der INTRAVIT-Anlage gegenüber bestehenden Anlagen ist die einfache Regelung der Wärmezufuhr, was zum einen die Reproduzierbarkeit der Experimente sichert und zum anderen eine feste Randbedingung für den Abgleich von numerischen Rechenmodellen bietet. Ein weiterer Vorteil ist das hohe Maß an Flexibilität der Anlage. So kann mit wenig Aufwand der Neigungswinkel des Heizrohres zwischen einer vertikalen Position und einer horizontalen Position geändert werden. Dies ermöglicht die Untersuchung der Heizrohrneigung auf das Systemverhalten des Naturumlaufs, was bisher einzigartig in der Forschung ist. Zudem konnte so auch die Abhängigkeit der Steigrohrlänge untersucht werden.

Das Messkonzept der INTRAVIT bietet im Vergleich zu anderen Anlagen eine hohe Dichte an Messstellen mit einem möglichst geringen Einfluss auf die Strömung. So wurden beispielsweise für die Wandtemperaturmessung Thermoelemente in die Rohrwand gelegt, um die fragile Strömungsgrenzschicht nicht zu stören. Des weiteren konnten Nadelsonden gefertigt werden mit einem Durchmesser, der um 50% gegenüber üblichen Ausführungen reduziert ist. Für den Betrieb und die Datenakquisition der Nadelsonden wurde eine analoge Elektronik Einheit konzipiert, die gegenüber der kommerziellen Version Vorteile hinsichtlich der einfachen Synchronisierung mehrerer Nadelsonden, der Zugänglichkeit der Rohdaten und der Kosten hat.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente mit Neigungswinkel von 5° , 30° , 45° , 60° , 78° und 90° bei einer Steigrohrlänge von 1 m durchgeführt. Sowohl Flashing als auch Geysering konnten bei den Versuchen beobachtet werden. Es wurde herausgefunden, dass der Neigungswinkel im instabilen Naturumlauf einen Einfluss auf die Entstehung und die Art der Instabilitäten hat. Bei kleineren Neigungswinkeln wurde beobachtet, dass die Instabilitäten bereits bei geringerer Heizleistung entstehen und es sich dabei um Flashing handelt. Bei größeren Neigungswinkeln hat das Naturumlaufsystem die Tendenz sich länger zu stabilisieren. Sobald es dann zum instabilen Systemverhalten kommt, handelt es sich um Geysering mit hoher Massenstromamplitude und Frequenz. Bei der Frequenzanalyse wurde festgestellt, dass die Frequenz der auftretenden Instabilitäten nicht mehr vom Neigungswinkel abhängt, sondern stark von der Art der Instabilität. Beim Geysering ist Frequenz um ca. 30% höher als beim Flashing. Über die Massenstrompeaks konnte geschlussfolgert werden, dass deren Maximalwert mit zunehmendem Neigungswinkel steigt.

Weitere Experimente wurden bei einer Steigrohrlänge von 2,5 m und einem konstanten Neigungswinkel mit verschiedenen Strömungswiderständen im Fallrohr durchgeführt, um den Einfluss der Strömungsdrosselung zu untersuchen. Es wurde herausgefunden, dass je stärker die Drosselung ist, desto früher beginnen die Instabilitäten. Zudem konnte gezeigt werden, dass je nach Drosselung ein Optimum hinsichtlich der Minimierung der Massenstromspitzen beim Flashing gefunden werden kann. Durch die hohe Messfrequenz von 1000 Hz der Drucksensoren konnten die auftretenden Drücke bei den Kondensationsschlägen detailliert untersucht werden. Beim Geysering konnten Relativdrücke am Heizrohraustritt oberhalb von 2,5 bar aufgezeichnet werden, was dem 8,3-fachen des Drucks im stabilen Betrieb entspricht.

Ein weiterer Teil dieser Arbeit bestand darin, den Naturumlauf mit dem Systemcode ATHLET zu modellieren. Eine Analyse des vorhandene Verdampfungsmodells in ATHLET zeigte, dass dieses die in Realität ablaufenden physikalischen Prozesse nur sehr vereinfacht darstellt. Im 4. Kapitel wurde, zusammen mit einer Literaturrecherche über vorhandene Verdampfungsmodelle, ein modifiziertes Verdampfungsmodell vorgeschlagen, das eine realitätsnahe Beschreibung unterschiedlicher Verdampfungsvorgänge bietet. Hiermit wird das Einsetzen der Blasenbildung mittels eines Keimbildungsmodells beschrieben. Zudem wurde ein Modell zur Berechnung der Oberflächendichte, welches für die Modellierung der Verdampfung unabdingbar ist, eingeführt.

Insgesamt wurden 5 verschiedene Modellkonfigurationen in ATHLET erstellt, mit denen mehrere Experimente für den stabilen und den instabilen Naturumlauf simuliert wurden. Es konnte gezeigt werden, dass die Simulationsergebnisse gut mit den experimentellen

Daten für den stabilen Naturumlauf übereinstimmen. Für den instabilen Naturumlauf wurden Simulationen mit dem Standard-Verdampfungsmodell und dem modifizierten Verdampfungsmodell verglichen. Hinsichtlich der Bestimmung der Frequenzen hat das modifizierte Verdampfungsmodell besser abgeschnitten. Auch die Simulation der Druckspitzen der auftretenden Kondensationsschläge wurden besser mit dem modifizierten Verdampfungsmodell berechnet

6.2. Ausblick

Die flexible Konstruktion der INTRAVIT-Anlage birgt ein hohes Potential für weiterführende Untersuchungen an Naturumlaufsystemen. So konnte im Rahmen dieser Arbeit der Einfluss der Steigrohrgeometrie auf Instabilitäten untersucht werden. Eine Idee zur Stabilisierung der Zweiphasenströmung besteht darin, die Strömungsformen mit instabilen Grenzschichten (z.B. Pfropfen- und Schaumströmung) zu unterdrücken. Hierfür könnte ein innenseitig spiralförmig geripptes Steigrohr Verwendung finden. Hierdurch würde sich eine Drallströmung entlang des Steigrohrs einstellen. Sobald sich Blasen bilden, würden diese Blasen durch den Drall in die Rohrmitte gesaugt, wodurch sich frühzeitig eine Ringströmung mit einem Dampfkern ausbildet. Die drallförmige Ringströmung hätte eine stabilere Grenzschicht und könnte dadurch den zweiphasigen Naturumlauf stabilisieren.

Hinsichtlich der Messtechnik bietet INTRAVIT die einfache Möglichkeit der Installation von Gittersensoren an den Flanschen. Gittersensoren bieten detaillierter Informationen über die Lokalisierung der Dampfphase. So könnten entlang des Steigrohrs die Strömungsformen analysiert und mit dem Ergebnissen aus dem modifizierten Verdampfungsmodell verglichen werden.

Durch die transparente Ausführung des Beckens werden zukünftig optische Untersuchungen der kondensierenden Dampfblasen, welche die Kondensationsschläge einleiten, am Austritt des Steigrohrs ermöglicht.

Die Simulationen mit dem 1D-Systemcode ATHLET haben sowohl mit dem Standard-Verdampfungsmodells als auch mit dem modifizierten Verdampfungsmodell Abweichungen für eine akkuraten Simulation der Instabilitäten gezeigt. Diese Abweichungen können auf die grundlegende, grobe Mittelung der Strömungsgrößen bei den 1D-Systemcodes zurückgeführt werden. Um die Natur der transienten dreidimensionalen Strömungsstrukturen genauer darzustellen, könnten in Zukunft 3D CFD-Codes verwendet werden. Zum

Validieren dieser Simulationen stellt INTRAVIT zusammen mit einer möglichen Einbindung von Gittersensoren einen geeigneten Prüfstand dar.

Anhang **A**

A.1. INTRAVIT

A.1.1. Vorabtest zum Einstellen der Leistungssteller

A.1.1.1. Einleitung

Für die Steuerung und Regelung der Heizdrähte sind im INTRAVIT-Prüfstand drei (Tyristor-)Leistungssteller eingebaut.

Die Leistungssteller(-regler) regeln die Leistung über eine Phasenanschnittsteuerung. Die hierbei verwendete Tyristor-Schaltung blockiert ab jedem Nulldurchgang Teilwellen der Netzspannung und steuert so die elektrische Leistung. Die Ansteuerung der Leistungssteller erfolgt über ein 0 – 10 V-Signal. In Abbildung A.1 ist ein typischer Spannungsverlauf eines Leistungsstellers mit Phasenanschnittsteuerung dargestellt. Die hier eingestellte Steuerspannung beträgt 7 V.

Die Scheinleistung, die am Verbraucher anliegt, wird über das Produkt der Effektivwerte aus Strom und Spannung berechnet. Die verwendeten Verbraucher sind in diesem Fall ohmsche Lasten und somit ist die Schein- gleich der Wirkleistung:

$$S = P = U_{\text{eff}} \cdot I_{\text{eff}}$$

Die Maximalleistung liegt dann vor, wenn der Leistungssteller die komplette sinusförmige Wellen durchlässt. In dem Fall kann die Leistung einfach über den Widerstand des Heizdrahtes und den Effektivwert der Netzspannung, welcher sich in der Regel 230 V befindet:

$$P = \frac{U_{\text{eff}}^2}{R} = \frac{230^2 \text{ V}^2}{40 \text{ } \Omega} = 1322,5 \text{ W}$$

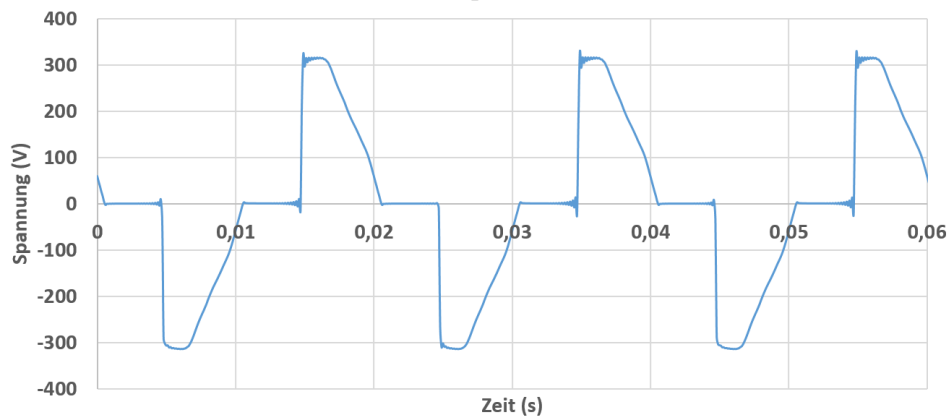


Abbildung A.1.: Typischer Spannungsverlauf einer Phasenanschnittsteuerung, hier bei einer Steuerspannung von 7 V



Abbildung A.2.: Foto der eingebauten Leistungsteller

Die Maximalleistung, welche bei einem Steuersignal von 10 V anliegt, kann anhand eines integrierten Potentiometers am Leistungsteller reduziert werden.

Um das allgemeine Steuerverhalten der Regler zu überprüfen sowie die einzelnen Regler abzustimmen werden verschiedene Tests durchgeführt, welche im folgenden beschrieben werden.

A.1.1.2. Versuchsdurchführung

Für die Vorabtests ist ein Heizdraht (Ohm'scher Widerstand) als Verbraucher an die Leistungsregler montiert. Der Heizdraht hat eine Länge von 6 m und einen elektrischen Widerstand von 40 Ω .

A.1. INTRAVIT

Der Heizdraht ist auf einem Drahtgestell aufgewickelt und befestigt. Die Heizdrahttemperatur wird über ein Thermoelement vom Typ N überwacht, dieses ist am Heizdrahtmantel befestigt. In Abbildung A.3 ist der montierte Heizdraht dargestellt.

Zur Berechnung der Leistung wird die Stromverlauf durch den Heizdraht und der Verlauf



Abbildung A.3.: Foto des am Drahtgestell montierten Heizdrahts

des Spannungsabfalls gemessen. Der Strom wird mit einem Zangenstrommesser, welcher den Strom in ein Spannungssignal umwandelt, gemessen. Dieses Spannungssignal wird über Spannungsverstärker um den Faktor 4 verstärkt und anschließend mit der NI 9205 Messkarte aufgenommen. Der Spannungsabfall über den Heizdraht wird direkt mit der NI 9263 Messkarte gemessen. Zudem wird die Manteltemperatur des Heizdrahtes mit der NI 9214 Messkarte aufgezeichnet.

Zur Berechnung der Leistung werden die Effektivwerte der einzelnen Verläufe in DIADDEM berechnet und miteinander multipliziert. Dadurch ergibt sich der Verlauf der Leistung.

In einem ersten Versuch wurde der Heizdraht bei ca. 30°C in ein Wasserbecken gelegt um eine konstante Drahttemperatur sicherzustellen. Die Leistungssteller sind dabei so eingestellt, dass sie bei einer Steuerspannung von 10 V die volle Netzspannung durchlassen. In Abbildung A.4 sind die Ergebnisse aus diesem Vorversuch dargestellt. Hier ist die resultierende Leistung der einzelnen Leistungssteller für verschiedene Steuerspannungen aufgezeichnet.

Aus diesen Ergebnissen ist zu erkennen, dass die Leistung linear mit der Steuerspannung ansteigt. Ab einer Steuerspannung von 8 V nimmt die Linearität der Kennlinien leicht ab. Hier driften die Leistungen der einzelnen Leistungssteller leicht auseinander. Das Auseinanderdriften bei 10 V ist möglicherweise auf unterschiedliche Verlustleistungen

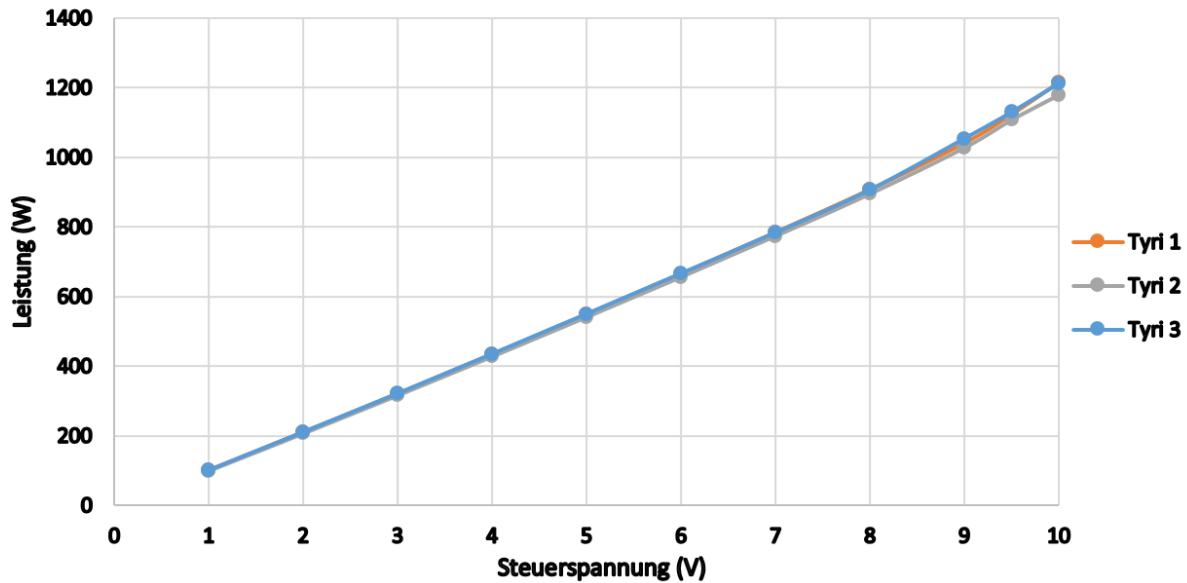


Abbildung A.4.: Verlauf der Leistung über die Steuerspannung für die drei Leistungssteller mit voller Leistung bei 10 V und ca. 30 °C

der einzelnen Geräte. Schwankungen in der Netzspannung könnten auch einen Einfluss auf die Leistungsunterschiede bei $U_{\text{steuer}} = 10 \text{ V}$ haben. Ein Fehler durch den Phasenanschnitt ist hier auszuschließen, da bei 10 V Steuerspannung die komplette Netzspannung am Verbraucher anliegt.

Ein Problem bei dieser Einstellung ist, dass bei einer Steuerspannung von 10 V nicht mehr nachgeregelt werden, da bereits die volle Netzspannung anliegt. Wenn die Temperatur am Heizdraht steigt, nimmt der spezifische Widerstand ab, somit sinkt der effektive Strom und somit auch die Leistung.

Um dieses Problem zu verkleinern wurde in einem zweiten Versuch, die Leistungssteller so eingestellt, dass die maximale Netzspannung bei $U_{\text{Steuer}} = 10 \text{ V}$ und einer Heizdrahttemperatur von 80 °C anliegt. Dafür wurde das Wasserbad, in dem sich der Heizdraht befindet aufgeheizt, sodass die Temperatur des Heizdrahtes bei ca. 80 °C liegt. Anschließend wurde ein Leistungssteller eingestellt. Die beiden anderen Leistungssteller wurde so eingestellt, dass die Effektivwerte der Spannung von allen Leistungssteller bei einer Steuerspannung von 5 V gleich sind.

In Abbildung A.5 sind die Ergebnisse mit der angepassten Einstellung dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass erst bei einer Steuerspannung von 10 V die Leistungen voneinander abweichen. Dies ist Aufgrund des eingeschränkten Regelverhaltens bei maximaler Spannung.

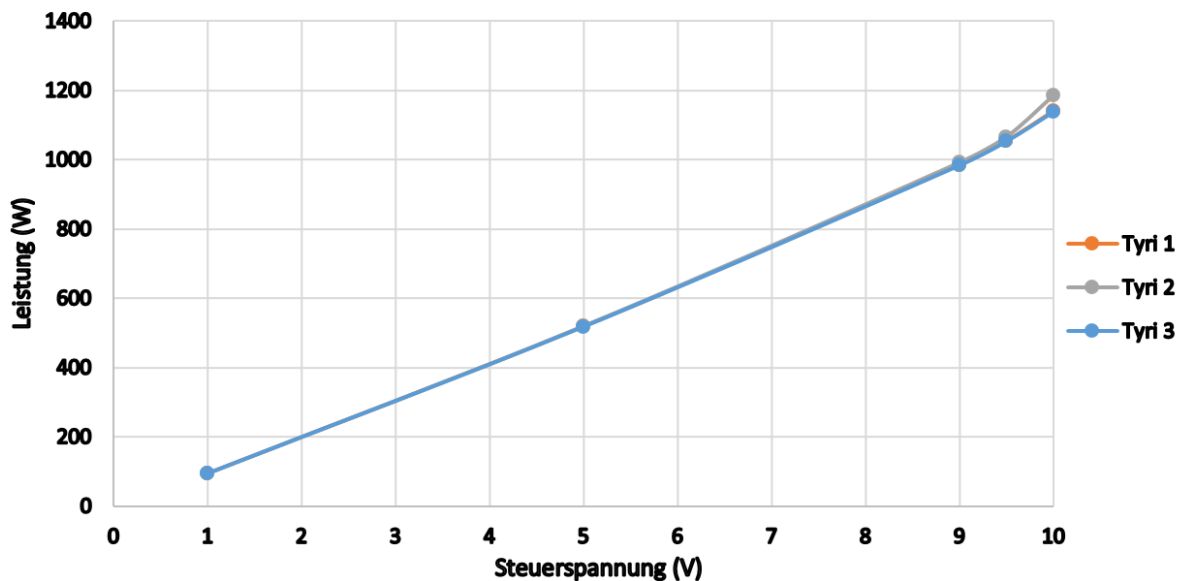


Abbildung A.5.: Verlauf der Leistung über die Steuerspannung für die drei Leistungssteller mit voller Leistung bei 10 V und 80 °C

Für die transienten Versuche wurden die vorherigen Einstellungen der Leistungssteller übernommen. Bei diesen Versuchen ist der Heizdraht von Luft umgeben. Dadurch verschlechtert sich der Wärmeübergang an die Umgebung und in Folge steigt die Temperatur des Heizdrahtes stark an. Mit steigender Temperatur muss der Leistungsregler die Effektivspannung erhöhen um die Leistung konstant zu halten.

In Abbildung A.6 ist der Verlauf Temperatur des Heizdrahtmantels sowie der der Leistung bei einer Steuerspannung von 5 V über die Zeit dargestellt. Hier ist gut zu erkennen, dass die Leistung trotz der Laständerung, welche in Folge der Temperaturerhöhung erfolgt, konstant bleibt.

In Abbildung A.7 sind die gleichen Verläufe für die Steuerspannung von 9,5 V und 10 V dargestellt. Bei $U_{\text{steuer}} = 9,5 \text{ V}$ steigt die Leistung leicht mit steigender Temperatur an. Bei $U_{\text{steuer}} = 10 \text{ V}$ kann der Regler die Effektivspannung am Verbraucher nicht mehr erhöhen. Dadurch fällt, wie im Diagramm zu erkennen ist, die Leistung mit steigender Temperatur ab.

A.1.1.3. Schlussfolgerung

Durch die Vorabversuche der Leistungssteller, konnte zum einen die Leistungssteller so abgestimmt werden, dass bei gleicher Steuerspannung die abgegebene Leistung gleich ist. Dabei hat sich gezeigt, dass die Kennlinien, gut übereinstimmen und eine hohe Linearität

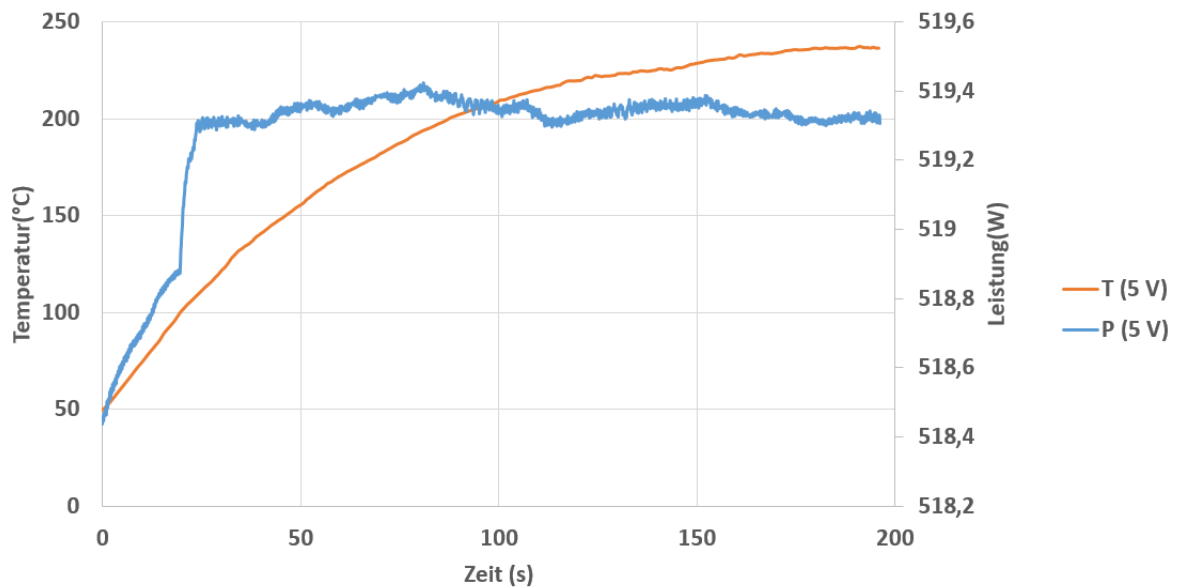


Abbildung A.6.: Verlauf der Leistung und der Temperatur über die Zeit bei einer Steuerspannung von 5 V

tät aufweisen. Nur bei der maximalen Steuerspannung von 10 V kommt es zu geringen Abweichungen in der abgegebenen Leistung.

Zum anderen dienten diese Vorabversuche dazu, das transiente Verhalten der Leistungsteller zu untersuchen. Hier hat sich gezeigt, dass bei sich ändernder Last, in Folge von der Temperaturerhöhung, die Leistung konstant bleibt. Die Ausnahme hier, ist wieder bei der maximalen Steuerspannung von 10 V, da hier der Regler nicht mehr nachregeln kann und dadurch die Leistung mit steigender Last abfällt.

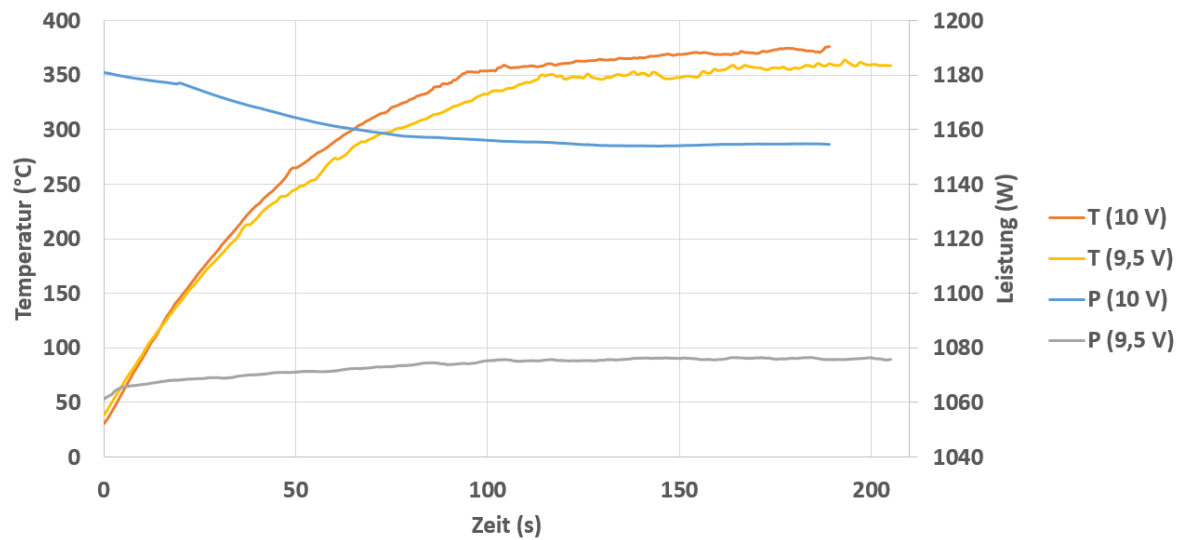


Abbildung A.7.: Verlauf der Leistung und der Temperatur über die Zeit bei einer Steuerspannung von 9,5 V und 10 V

A.1.2. Foto: Nadelsonde

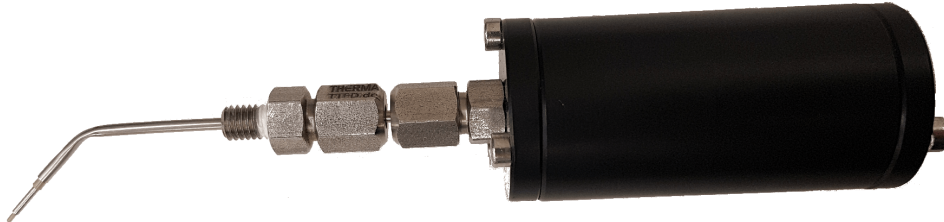
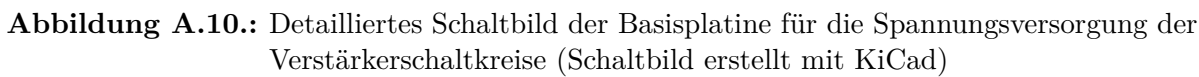
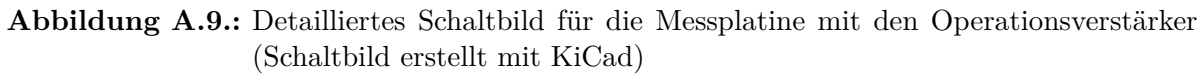


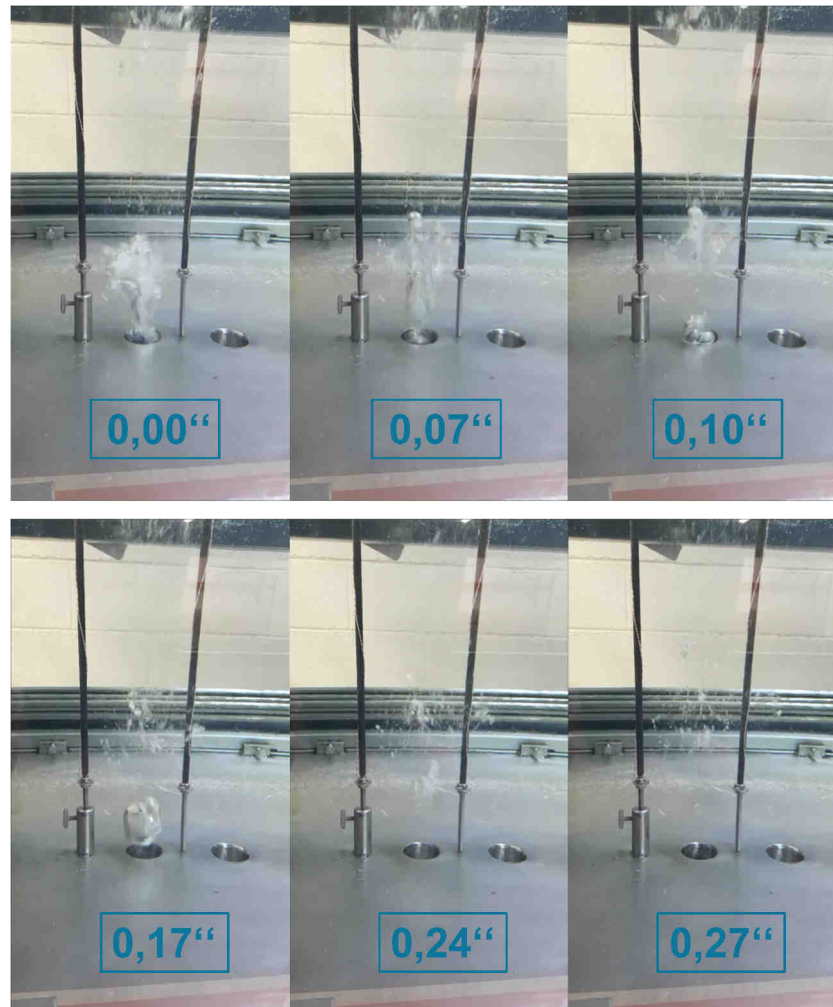
Abbildung A.8.: Nadelsonde mit 45° gebogener Spitze

A.1.3. Schaltplan der Messelektronik zur Leitfähigkeitsmessung



A.2. Experimentelle Ergebnisse

A.2.1. Sequentielle Abfolge kollabierender Dampfblasen im Becken



A.3. Modellierung

A.3.1. 2-Gruppen Modell nach (Shen u. Deng, 2016)

Der Dampfgehalt der Gruppe 1 - Blasen berechnet sich aus der Subtraktion des Gesamtdampfanteils und des Dampfanteils der Gruppe 2 - Blasen:

$$\langle \epsilon_1 \rangle = \langle \epsilon \rangle - \langle \epsilon_2 \rangle = \frac{\langle \epsilon \rangle e^{-k(\langle \epsilon \rangle - \langle \epsilon_{\text{mid}} \rangle)}}{1 + e^{-k(\langle \epsilon \rangle - \langle \epsilon_{\text{mid}} \rangle)}} \quad (\text{A.1})$$

Für die Berechnung der Oberflächendichte der Gruppe 1-Blasen wird angenommen, dass diese hauptsächlich aus deformierten Blasen bestehen. Die Oberflächendichte der deformierten Blasen wird mittels des volumengemittelten Blasendurchmessers d_{v1} berechnet:

$$\langle A_{i1} \rangle = \frac{6\langle \epsilon_1 \rangle}{d_{v1}} \cdot \varphi_1 \quad (\text{A.2})$$

mit dem Formfaktor φ_1 zur Berechnung der Deformation der Blasen, unter Berücksichtigung des hydraulischen Durchmessers und von turbulenten Effekten:

$$\varphi_1 = 1,61 \text{Re}_f^{0,13} \text{Re}_g^{-0,0754} (D_h^+)^{-0,285} \quad (\text{A.3})$$

Der volumengemittelte Blasendurchmesser wird aus der Eötvös-Nummer $\left(Eö = \frac{g(\rho_l - \rho_g)d_{v1}^2}{\sigma} \right)$ berechnet, unter der Bedingung, dass $Eö = 4$ ist:

$$d_{v1} = 2 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_l - \rho_g} g} \quad (\text{A.4})$$

Folglich hängt der Blasendurchmesser weder vom Dampfgehalt noch von den Strömungsbedingungen, sondern nur von Stoffgrößen ab.

$$\langle A_{i1} \rangle = 3\langle \epsilon_1 \rangle \sqrt{\frac{(\rho_f - \rho_g)g}{\sigma}} \cdot \varphi_1 \quad (\text{A.5})$$

Der Gruppe 2 - Dampfanteil wird anhand einer empirischen Korrelation, welche auf einer Sigmoid-Funktion basierend, berechnet:

$$\langle \epsilon_2 \rangle = \frac{\langle \epsilon \rangle}{1 + e^{-k(\langle \epsilon \rangle - \langle \epsilon_{\text{mid}} \rangle)}} \quad (\text{A.6})$$

Hierbei ist k die Steilheit der Funktion:

$$k = 125 \text{Re}_f^{-0,148} (d_h^+)^{-0,461} \langle \epsilon \rangle^{0,506} \quad (\text{A.7})$$

A.3. Modellierung

und $\langle \epsilon_{\text{mid}} \rangle$ der Dampfgehalt des Mittelpunktes:

$$\langle \epsilon_{\text{mid}} \rangle = 1,4 \text{Re}_f^{-0,0498} (d_h^+)^{-0,144} \langle \epsilon \rangle^{0,506} \quad (\text{A.8})$$

mit dem dimensionslosen Rohrdurchmesser d_h^+ :

$$d_h^+ = d_h \sqrt{\frac{(\rho_f - \rho_g)g}{\sigma}} \quad (\text{A.9})$$

Die Gruppe 2 für große Blasen besteht aus Pfropfen- und turbulenten Schaumströmung. Das hier gezeigte Modell basiert darauf, dass sich die Gruppe 2 hauptsächlich durch Pfropfen repräsentiert ist.

Die Oberflächendichte wie bei der Gruppe 1 - Blasen mittels dem volumengemittelten Blasendurchmesser d_{v2} und dem Formfaktor φ_2 bestimmt:

$$\langle A_{i2} \rangle = \frac{6 \langle \epsilon_2 \rangle}{d_{v2}} \varphi_2 \quad (\text{A.10})$$

d_{v2} berechnet sich aus der Geometrie eines Pfropfens, der eine flache Unterseite hat:

$$d_{v2} = \left[\frac{3}{2} d_S^2 \left(l_S - \frac{d_S}{6} \right) \right]^{1/3} \quad (\text{A.11})$$

Der Propfendurchmesser kann laut Ishii angenähert werden durch:

$$d_S = 0,88 \cdot d_h \quad (\text{A.12})$$

Der Formfaktor für die Gruppe-2 Blasen wird anhand folgender empirischen Korrelation bestimmt:

$$\varphi_2 = 0,296 \text{Re}_f^{-0,311} \text{Re}_g^{0,263} (d_h^+)^{1,20}. \quad (\text{A.13})$$

Zur Berechnung der Länge von langen Blasen l_S wird in diesem Modell das empirische Modell nach Sakaguchi verwendet:

$$L_S = 0,00186 + 0,121d_h \left(\frac{j_g}{j} \right)^{1,7} \left(\frac{j_f}{j} \right)^{-0,408} \left(\frac{j}{\sqrt{gd_h}} \right)^{0,582} \cdot \left(\frac{\rho_f D_H j}{\mu_f} \right) \left(\frac{\rho_f D_H j^2}{\sigma} \right)^{-0,207} \left(\frac{\mu_g}{\mu_f} \right) \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{-0,831} \quad (A.14)$$

Die Gleichungen A.11,A.12 und A.14 lassen sich zusammenfassen zu:

$$\langle A_{i2} \rangle = 3,41 \langle \epsilon_2 \rangle d_h^{0,533} \left[\frac{(\rho_f - \rho_g)g}{\sigma} \right]^{0,6} \left(\frac{\rho_f \langle j_f \rangle d_h}{\mu_f} \right)^{-0,311} \left(\frac{\rho_g \langle j_g \rangle d_h}{\mu_g} \right)^{0,263} \cdot \left[0,0154 - 1,21d_h + d_h \left(\frac{\langle j_g \rangle}{\langle j \rangle} \right)^{1,7} \cdot \left(\frac{\langle j_f \rangle}{\langle j \rangle} \right)^{-0,408} \left(\frac{\langle j \rangle}{\sqrt{gd_h}} \right)^{0,582} \cdot \left(\frac{\rho_f d_h \langle j \rangle}{\mu_f} \right)^{0,149} \cdot \left(\frac{\rho_f D_H \langle j \rangle^2}{\sigma} \right)^{-0,207} \left(\frac{\mu_g}{\mu_f} \right)^{0,291} \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{-0,831} \right]^{-1/3} \quad (A.15)$$

A.3.2. Lösung der kubischen Gleichung 4.52 für das erste Transitionskriterium zur Bildung der Ringströmung

$$\epsilon_{k1} = \left(\frac{S + T - b}{3a} \right)^2 + 0,11 \quad (A.16)$$

mit:

$$S = \left(R + \sqrt{Q^3 + R^2} \right)^{1/3}$$

$$T = \left(R - \sqrt{Q^3 + R^2} \right)^{1/3}$$

$$Q = \frac{3ac - b^2}{9a^2}$$

$$R = \frac{9abc - 27a^2d - 2b^3}{54a^3}$$

$$a = \rho_d - \rho_f$$

$$b = \frac{-\dot{m}}{A_h \sqrt{\rho_f - \rho_d} \frac{g d_h}{\rho_d}}$$

$$c = 0,11(\rho_d - \rho_f) + \rho_f$$

$$d = 0,11b$$

A.4. CFD-Simulation des Heizrohrs

Das einphasige Strömungsverhalten im Heizrohr wurde mittels 3D-CFD Simulationen untersucht. Das Modell besteht aus einem geraden Rohr mit uniformer Beheizung der Rohrwand. Die Rohrabmessungen sind identisch mit den Abmessungen des Heizrohrs aus dem Prüfstand. Für die Randbedingungen wurde am Rohreinlass eine Massenstromrandbedingung und am Rohrauslass ein Druckrandbedingung verwendet. Die Randbedingungen wurden aus den experimentellen Daten entnommen. Für die Modellierung der Transition von der laminaren auf die turbulente Rohrströmung wurde das „Intermittency“-Modell verwendet. Um den Effekt des Auftriebs zu simulieren, wurde der Erdbeschleunigung mit eingebunden. Das Rechennetz besteht aus einem strukturiertem O-Gitter mit ca. $1,2 \cdot 10^6$ Rechenzellen.

In Abbildung A.11 ist die Simulation des Experiments mit einem Neigungswinkel von 60° , einer Beckentemperatur von 75°C und $P_{\text{rel}} = 100\%$ dargestellt. In Abbildung A.11(a) und (b) sind die Geschwindigkeits-Konturdiagramme in Längs- bzw. Querrichtung dargestellt. Die Strömungsgeschwindigkeit ist an der Rohroberseite schneller, da sich wegen des Auftriebs sich hier das warme Wasser ansammelt. Im Querschnitt ist anhand der Isolinien zu erkennen, dass sich zwei Wirbel bilden, da die aufgeheizte Strömung entlang der Rohrwand in azimuthale Richtung strömt.

In Abbildung A.11 sind die Temperaturverläufe an der Ober- und Unterseite der Wand sowie die Strömungstemperatur in der Rohrmitte über die axiale Rohrlänge aufgetragen. Quantitativ sind die Strömungs- und Wandtemperatur an der Rohroberseite viel zu

hoch. Dies kann daran liegen, dass es sich hier um ein einphasiges Modell handelt und dadurch die Verdampfung unterbunden wird. Der Temperaturverlauf an der Rohroberseite zeigt ab $z = 0.7$ m einen Temperaturabfall, der auf eine erhöhte Strömungsdurchmischung an dieser Stelle zurückzuführen ist. Ein ähnliches Verhalten konnte auch in den Experimenten beobachtet werden ab einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit.

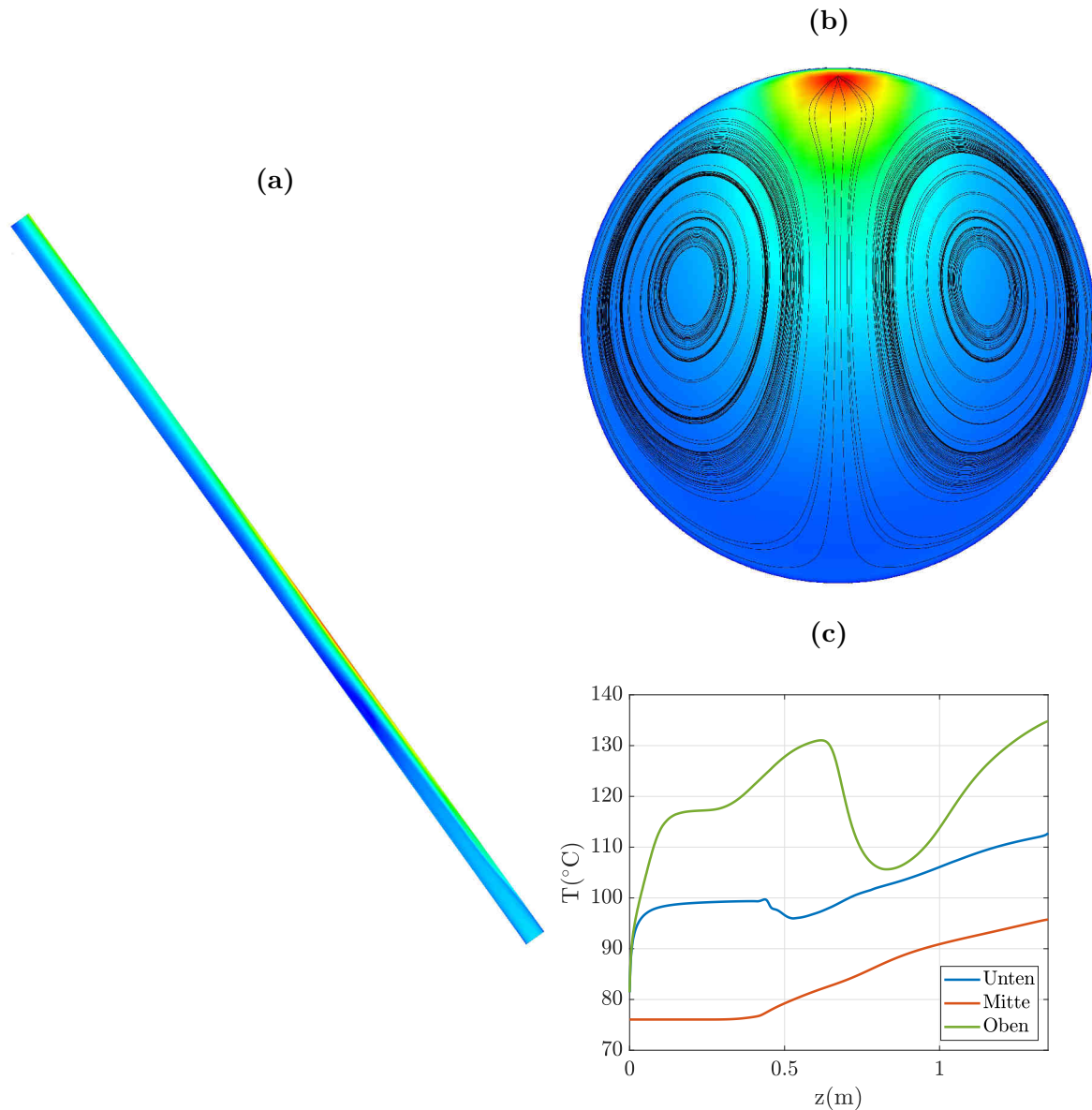


Abbildung A.11.: CFD Simulation des Heizrohrs für den Test a60T75 bei voller Heizleistung, (a) Geschwindigkeits-Konturdiagramm (Längsschnitt) , (b) Geschwindigkeits-Konturdiagramm mit Strömungslinien (Querschnitt) bei $z = 0.75$ m (c) Wandtemperaturen aufgetragen über die axiale Rohr- richtung z

Literaturverzeichnis

- [AESJ 2015] AESJ: The Fukushima Daiichi Nuclear Accident: Final Report of the AESJ Investigation Committee. Tokyo : Springer Japan, 2015. <http://dx.doi.org/10.1007/978-4-431-55160-7>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-4-431-55160-7>. – ISBN 978-4-431-55159-1 2
- [Aritomi u. a. 1993] ARITOMI, Masanori ; CHIANG, Jing H. ; MORI, Michitsugu: Geysering in parallel boiling channels. In: Nuclear Engineering and Design 141 (1993), Nr. 1-2, S. 111–121. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-5493\(93\)90096-R](http://dx.doi.org/10.1016/0029-5493(93)90096-R). – DOI 10.1016/0029-5493(93)90096-R. – ISSN 00295493 7
- [Avdeev 2016] AVDEEV, Alexander A.: Bubble systems. New York NY : Springer Berlin Heidelberg, 2016. – ISBN 978-3-319-29286-1 78, 95, 96
- [Baehr u. Stephan 2011] BAEHR, H. D. ; STEPHAN, K.: Heat and mass transfer. 3rd rev. ed. Berlin and New York : Springer, 2011. – ISBN 978-3-642-20020-5 97
- [Bakhmet'ev u. a. 2009] BAKHMET'EV, A. M. ; BOL'SHUKHIN, M. A. ; VAKHRUSHEV, V. V. ; KHIZBULLIN, A. M. ; MAKAROV, O. V. ; BEZLEPKIN, V. V. ; SEMASHKO, S. E. ; IVKOV, I. M.: Experimental validation of the cooling loop for a passive system for removing heat from the AES-2006 protective envelope design for the Leningradskaya nuclear power plant site. In: Atomic Energy 106 (2009), Nr. 3, S. 185–190. <http://dx.doi.org/10.1007/s10512-009-9150-1>. – DOI 10.1007/s10512-009-9150-1. – ISSN 1063-4258 3, 8
- [Basu u. a. 2002] BASU, Nilanjana ; WARRIER, Gopinath R. ; DHIR, Vijay K.: Onset of Nucleate Boiling and Active Nucleation Site Density During Subcooled Flow Boiling. In: Journal of Heat Transfer 124 (2002), Nr. 4, S. 717. <http://dx.doi.org/10.1115/1.1471522>. – DOI 10.1115/1.1471522. – ISSN 00221481 83
- [Bernhard 2014] BERNHARD, Frank: Handbuch der technischen temperaturmessung. 2. Auflage. Heidelberg : Springer Vieweg, 2014 (VDI-Buch). – ISBN 978-3-642-24505-3 27

- [Bezlepkin u. a. 2014] BEZLEPKIN, V. V. ; ZATEVAKHIN, M. A. ; KREKTUNOV, O. P. ; KRYLOV, Yu. V. ; MASLENNIKOVA, O. V. ; SEMASHKO, S. E. ; SHARAPOV, R. A. ; EFIMOV, V. K. ; MIGROV, Yu. A.: Computational and Experimental Validation of a Passive Heat Removal System for NPP Containment with VVER-1200. In: Atomic Energy 115 (2014), Nr. 4, S. 215–223. <http://dx.doi.org/10.1007/s10512-014-9774-7>. – DOI 10.1007/s10512-014-9774-7. – ISSN 1063-4258 3
- [Blander u. Katz 1975] BLANDER, Milton ; KATZ, Joseph: Bubble Nucleation in Liquids. In: AIChE Journal 21 (1975), Nr. 5, S. 833–848 67, 68
- [Boure u. a. 1973] BOURE, J. A. ; BERGLES, A. E. ; TONG, L. S.: Review of two-phase flow instability. In: Nuclear Engineering and Design 25 (1973), Nr. 2, S. 165–192. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-5493\(73\)90043-5](http://dx.doi.org/10.1016/0029-5493(73)90043-5). – DOI 10.1016/0029-5493(73)90043-5. – ISSN 00295493 6
- [Chiang u. a. 1993] CHIANG, Jing H. ; ARITOMI, Masanori ; MORI, Michitsugu: Fundamental Study on Thermo-Hydraulics during Start-Up in Natural Circulation Boiling Water Reactors, (II). In: Journal of Nuclear Science and Technology 30 (1993), Nr. 3, S. 203–211. <http://dx.doi.org/10.1080/18811248.1993.9734471>. – DOI 10.1080/18811248.1993.9734471. – ISSN 0022-3131 7
- [Chin-Jang Chang u. Lahey 1997] CHIN-JANG CHANG ; LAHEY, Richard T.: Analysis of chaotic instabilities in boiling systems. In: Nuclear Engineering and Design 167 (1997), Nr. 3, S. 307–334. [http://dx.doi.org/10.1016/S0029-5493\(96\)01299-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0029-5493(96)01299-X). – DOI 10.1016/S0029-5493(96)01299-X. – ISSN 00295493 7
- [Cioncolini u. Thome 2012] CIONCOLINI, Andrea ; THOME, John R.: Entrained liquid fraction prediction in adiabatic and evaporating annular two-phase flow. In: Nuclear Engineering and Design 243 (2012), S. 200–213. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2011.11.014>. – DOI 10.1016/j.nucengdes.2011.11.014. – ISSN 00295493 87
- [Cloppenberg u. a. 2015] CLOPPENBORG, Tim ; SCHUSTER, Christoph ; HURTADO, Antonio: Two-phase flow phenomena along an adiabatic riser – An experimental study at the test-facility GENEVA. In: International Journal of Multiphase Flow 72 (2015), S. 112–132. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.02.003>. – DOI 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.02.003. – ISSN 03019322 8

- [Cole 1967] COLE, Robert: Bubble frequencies and departure volumes at subatmospheric pressures. In: AIChE Journal 13 (1967), Nr. 4, S. 779–783. <http://dx.doi.org/10.1002/aic.690130434>. – DOI 10.1002/aic.690130434. – ISSN 0001–1541 79
- [Cole 1974] COLE, Robert: Boiling Nucleation. Version: 1974. [http://dx.doi.org/10.1016/S0065-2717\(08\)70110-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0065-2717(08)70110-2). In: Advances in Heat Transfer Volume 10 Bd. 10. Elsevier, 1974. – DOI 10.1016/S0065-2717(08)70110-2. – ISBN 9780120200108, S. 85–166 67, 68
- [Dergarabedian 1953] DERGARABEDIAN, Paul: The Rate of Growth of Vapor Bubbles in Superheated Water. In: Journal of Applied Mechanics (1953), S. 537–545 95
- [Dreier u. a. 1999] DREIER, J. ; AUBERT, C. ; STRASSBERGER, H. J. ; MESETH, J. ; YADIGAROGLU, G.: The PANDA tests for the SWR 1000 passive containment cooling system. In: 7th international conference on nuclear engineering Tokyo (1999) 7
- [Du u. a. 2018] DU, Jingyu ; ZHAO, Chenru ; BO, Hanliang: Investigation of bubble departure diameter in horizontal and vertical subcooled flow boiling. In: International Journal of Heat and Mass Transfer 127 (2018), S. 796–805. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.07.019>. – DOI 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.07.019. – ISSN 00179310 XII, 81, 82
- [Durga Prasad u. a. 2007] DURGA PRASAD, Gonella V. ; PANDEY, Manmohan ; KALRA, Manjeet S.: Review of research on flow instabilities in natural circulation boiling systems. In: Progress in Nuclear Energy 49 (2007), Nr. 6, S. 429–451. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnucene.2007.06.002>. – DOI 10.1016/j.pnucene.2007.06.002. – ISSN 01491970 6
- [El-Genk u. Saber 2001] EL-GENK, Mohamed S. ; SABER, Hamed H.: Minimum thickness of a flowing down liquid film on a vertical surface. In: International Journal of Heat and Mass Transfer 44 (2001), Nr. 15, S. 2809–2825. [http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310\(00\)00326-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310(00)00326-4). – DOI 10.1016/S0017-9310(00)00326-4. – ISSN 00179310 89
- [Gnielinski 1975] GNIELINSKI, Volker: Neue Gleichungen für den Wärme- und den Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen. In: Forschung im Ingenieurwesen 41 (1975), Nr. 1, S. 8–16. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02559682>. – DOI 10.1007/BF02559682. – ISSN 0015–7899 78, 96
- [Hazuku u. a. 2007] HAZUKU, Tatsuya ; TAKAMASA, Tomoji ; HIBIKI, Takashi ; ISHII, Mamoru: Interfacial area concentration in annular two-phase flow. In:

- International Journal of Heat and Mass Transfer 50 (2007), Nr. 15-16, S. 2986–2995. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.01.017>. – DOI 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.01.017. – ISSN 00179310 89
- [Hibiki u. Ishii 2003] HIBIKI, Takashi ; ISHII, Mamoru: Active nucleation site density in boiling systems. In: International Journal of Heat and Mass Transfer 46 (2003), Nr. 14, S. 2587–2601. [http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310\(03\)00031-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0017-9310(03)00031-0). – DOI 10.1016/S0017-9310(03)00031-0. – ISSN 00179310 83
- [Hou u. a. 2016] HOU, Xiaofan ; SUN, Zhongning ; SU, Jiqiang ; FAN, Guangming: An investigation on flashing instability induced water hammer in an open natural circulation system. In: Progress in Nuclear Energy 93 (2016), S. 418–430. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnucene.2016.09.015>. – DOI 10.1016/j.pnucene.2016.09.015. – ISSN 01491970 8
- [IAEA 1991] IAEA: Safety of nuclear power: Strategy of the future. In: Proceedings of the IAEA conderence (1991) 2
- [IAEA 2009] IAEA: Passive Safety Systems and Natural Circulation in Water Cooled Nuclear Power Plants. In: IAEA-TECDOC 1624 (2009) 2, 3
- [Ishii u. Kataoka 1982] ISHII, M. ; KATAOKA, I.: Interfacial Transfer in Annular Dispersed Flow. In: Argonne National Laboratory Report (1982) 78, 86, 88, 93
- [Ishii 1977] ISHII, Mamoru: One dimensionl drif-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes: Report anl-77-47. In: Argonne National LaboratorY (1977) 90
- [Jeon u. a. 2015] JEON, Byong G. ; KIM, Do Y. ; SHIN, Chang W. ; NO, Hee C.: Parametric experiments and CFD analysis on condensation heat transfer performance of externally condensing tubes. In: Nuclear Engineering and Design 293 (2015), S. 447–457. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2015.07.071>. – DOI 10.1016/j.nucengdes.2015.07.071. – ISSN 00295493 2
- [Jeon u. NO 2014] JEON, Byong G. ; NO, Hee C.: Conceptual design of passive containment cooling system with air holdup tanks in the concrete containment of improved APR+. In: Nuclear Engineering and Design 267 (2014), S. 180–188. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2013.11.080>. – DOI 10.1016/j.nucengdes.2013.11.080. – ISSN 00295493 9

- [Jiang u. a. 1995] JIANG, S. Y. ; YAO, M. S. ; BO, J. H. ; WU, S. R.: Experimental simulation study on start-up of the 5 MW nuclear heating reactor. In: Nuclear Engineering and Design 158 (1995), Nr. 1, S. 111–123. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-5493\(95\)01020-I](http://dx.doi.org/10.1016/0029-5493(95)01020-I). – DOI 10.1016/0029-5493(95)01020-I. – ISSN 00295493 7
- [Kakac u. Bon 2008] KAKAC, S. ; BON, B.: A Review of two-phase flow dynamic instabilities in tube boiling systems. In: International Journal of Heat and Mass Transfer 51 (2008), Nr. 3-4, S. 399–433. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.09.026>. – DOI 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.09.026. – ISSN 00179310 6
- [Kim u. Lee 2000] KIM, Jong M. ; LEE, Sang Y.: Experimental observation of flow instability in a semi-closed two-phase natural circulation loop. In: Nuclear Engineering and Design 196 (2000), Nr. 3, S. 359–367. [http://dx.doi.org/10.1016/S0029-5493\(99\)00296-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0029-5493(99)00296-4). – DOI 10.1016/S0029-5493(99)00296-4. – ISSN 00295493 7
- [Kolev 2011] KOLEV, Nikolay I.: Multiphase flow dynamics: 3 Thermal Interactions. 4th ed. Berlin : Springer, 2011. – ISBN 978-3-642-21371-7 68, 95
- [Lee u. Ryley 1968] LEE, Kwan ; RYLEY, D. J.: The Evaporation of Water Droplets in Superheated Steam. In: Int. Journal of Heat and Mass Transfer November (1968), S. 445–451 78, 97
- [Lee u. a. 2017] LEE, Sang W. ; HEO, Sun ; HA, Hui U. ; KIM, Han G.: The concept of the innovative power reactor. In: Nuclear Engineering and Technology 49 (2017), Nr. 7, S. 1431–1441. <http://dx.doi.org/10.1016/j.net.2017.06.015>. – DOI 10.1016/j.net.2017.06.015. – ISSN 17385733 3
- [Lerchl u. a. 2016] LERCHL, G. ; AUSTREGESILO, H. ; SCHÖFFEL, P. ; CRON, D. von d. ; WEYERMANN, F.: ATHLET 3.1A: User's Manual. (2016) 73
- [Leyer u. a. 2010] LEYER, Stephan ; MAISBERGER, Fabian ; HERBST, Vassili ; DOLL, Mathias ; WICH, Michael ; WAGNER, Thomas: Status of the full scale component testing of the KERENATM Emergency Condenser and Containment Cooling Condenser. In: International Congress on Advances in Nuclear Power Plants 2010, ICAPP 2010 (2010). <http://hdl.handle.net/10993/28362> 7
- [Liao u. Lucas 2017] LIAO, Yixiang ; LUCAS, Dirk: Computational modelling of flash boiling flows: A literature survey. In: International Journal of Heat and Mass Transfer 111 (2017), S. 246–265. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.03.121>. – DOI 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.03.121. – ISSN 00179310 68

- [Lucas u. a. 2011] LUCAS, D. ; BEYER, M. ; KREPPER, E. ; VALLÉE, C. ; HÖHNE, T. ; SEIDEL, T. ; SZALINSKI, L. ; HAMPEL, U. ; SCHMIDTKE, M. ; SCHLEICHER, E. ; PIETRUSKE, H. ; SCHÜTZ, P. ; DANCIU, D. ; DEENDARLIANTO ; ZHANG, D. ; BARTHEL, F. ; ZIPPE, C. ; HÄNSCH, S. ; CARL, H. ; WEISS, F-P: TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-DampfStrömungen mit Phasenübergang: ABschlussbericht. In: Helmholz-Zentrum Desden-Rosendorf (2011) 18
- [Manera u. a. 2005] MANERA, A. ; ROHDE, U. ; PRASSER, H.-M. ; VAN DER HAGEN, T.H.J.J.: Modeling of flashing-induced instabilities in the start-up phase of natural-circulation BWRs using the two-phase flow code FLOCAL. In: Nuclear Engineering and Design 235 (2005), Nr. 14, S. 1517–1535. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2005.01.008>. – DOI 10.1016/j.nucengdes.2005.01.008. – ISSN 00295493 7
- [Marcel u. a. 2010] MARCEL, Christian P. ; ROHDE, M. ; VAN DER HAGEN, T.H.J.J.: Experimental investigations on flashing-induced instabilities in one and two-parallel channels: A comparative study. In: Experimental Thermal and Fluid Science 34 (2010), Nr. 7, S. 879–892. <http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.02.002>. – DOI 10.1016/j.expthermflusci.2010.02.002. – ISSN 08941777 7
- [Milivojevic u. a. 2014] MILIVOJEVIC, Sanja ; STEVANOVIC, Vladimir D. ; MASLOVARIC, Blazanka: Condensation induced water hammer: Numerical prediction. In: Journal of Fluids and Structures 50 (2014), S. 416–436. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2014.07.003>. – DOI 10.1016/j.jfluidstructs.2014.07.003. – ISSN 08899746 4, 41
- [Miller 1985] MILLER, R. S.: Photographic Observations of Bubble Formation in Flashing Nozzle Flow. In: Journal of Heat Transfer 107 (1985), Nr. 4, S. 750. <http://dx.doi.org/10.1115/1.3247500>. – DOI 10.1115/1.3247500. – ISSN 00221481 68
- [Mishima u. Ishii 1984] MISHIMA, Kaichiro ; ISHII, Mamoru: Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes. In: International Journal of Heat and Mass Transfer 27 (1984), Nr. 5, S. 723–737. [http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310\(84\)90142-X](http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310(84)90142-X). – DOI 10.1016/0017-9310(84)90142-X. – ISSN 00179310 XIII, 77, 78, 90, 94, 95
- [Nayak u. Vijayan 2008] NAYAK, A. K. ; VIJAYAN, P. K.: Flow Instabilities in Boiling Two-Phase Natural Circulation Systems: A Review. In: Science and Technology of

- Nuclear Installations 2008 (2008), Nr. 1, S. 1–15. <http://dx.doi.org/10.1155/2008/573192>. – DOI 10.1155/2008/573192. – ISSN 1687–6075 6
- [Nitsche u. Brunn 2006] NITSCHKE, Wolfgang ; BRUNN, André: Strömungsmesstechnik. 2., aktualisierte und bearb. Aufl. Berlin : Springer, 2006 (VDI). – ISBN 978–3–540–20990–4 27
- [Paladino u. a. 2011] PALADINO, Domenico ; AUBAN, Olivier ; HUGGENBERGER, Max ; DREIER, Jörg: A PANDA integral test on the effect of light gas on a Passive Containment Cooling System (PCCS). In: Nuclear Engineering and Design 241 (2011), Nr. 11, S. 4551–4561. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2010.11.022>. – DOI 10.1016/j.nucengdes.2010.11.022. – ISSN 00295493 3
- [Paladino u. a. 2008] PALADINO, Domenico ; HUGGENBERGER, Max ; SCHÄFER, Frank: Natural Circulation Characteristics at Low-Pressure Conditions through PANDA Experiments and ATHLET Simulations. In: Science and Technology of Nuclear Installations 2008 (2008), Nr. 3, S. 1–14. <http://dx.doi.org/10.1155/2008/874969>. – DOI 10.1155/2008/874969. – ISSN 1687–6075 7
- [Paniagua u. a. 1999] PANIAGUA, J. ; ROHATGI, U. S. ; PRASAD, V.: Modeling of thermal hydraulic instabilities in single heated channel loop during startup transients. In: Nuclear Engineering and Design 193 (1999), Nr. 1-2, S. 207–226. [http://dx.doi.org/10.1016/S0029-5493\(99\)00156-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0029-5493(99)00156-9). – DOI 10.1016/S0029-5493(99)00156-9. – ISSN 00295493 7
- [Plesset u. Zwick 1954] PLESSET, M. S. ; ZWICK, S. A.: The Growth of Vapor Vubbles in Superheated Liquids. In: Journal of Applied Physics 25 (1954) 74, 76, 78, 95
- [Prasser u. a. 1999] PRASSER, Horst-Michael ; BÖTTGER, Arnd ; ZSCHAU, Jochen: Entwicklung von Zweiphasenmeßtechnik für vergleichende Untersuchungen zur Beschreibung von transienten Strömungen in Rohrleitungen: Abschlussbericht zum Vorhaben 11ZF9504/1. In: Forschungszentrum Rossendorf (1999) IX, 22, 24
- [Riznic u. Ishii 1989] RIZNIC, Jovica R. ; ISHII, Mamoru: Bubble number density and vapor generation in flashing flow. In: International Journal of Heat and Mass Transfer 32 (1989), Nr. 10, S. 1821–1833. [http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310\(89\)90154-3](http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310(89)90154-3). – DOI 10.1016/0017-9310(89)90154-3. – ISSN 00179310 69, 70, 84
- [Rohde u. a. 2010] ROHDE, M. ; MARCEL, C. P. ; MANERA, A. ; VAN DER HAGEN, T.H.J.J. ; SHIRALKAR, B.: Investigating the ESBWR stability with experimental and

- numerical tools: A comparative study. In: Nuclear Engineering and Design 240 (2010), Nr. 2, S. 375–384. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2008.01.016>. – DOI 10.1016/j.nucengdes.2008.01.016. – ISSN 00295493 7
- [Ruspini u. a. 2014] RUSPINI, Leonardo C. ; MARCEL, Christian P. ; CLAUSSE, Alejandro: Two-phase flow instabilities: A review. In: International Journal of Heat and Mass Transfer 71 (2014), S. 521–548. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.12.047>. – DOI 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.12.047. – ISSN 00179310 6
- [Schlichting u. a. 2006] SCHLICHTING, Hermann ; GERSTEN, K. ; KRAUSE, E.: Grenzschicht-Theorie. 10., überarb. Aufl. Berlin : Springer, 2006. – ISBN 3–540–23004–1 80
- [Schulz 2006] SCHULZ, T. L.: Westinghouse AP1000 advanced passive plant. In: Nuclear Engineering and Design 236 (2006), Nr. 14–16, S. 1547–1557. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2006.03.049>. – DOI 10.1016/j.nucengdes.2006.03.049. – ISSN 00295493 3
- [Shen u. Deng 2016] SHEN, Xiuzhong ; DENG, Baoqing: Development of interfacial area concentration correlations for small and large bubbles in gas-liquid two-phase flows. In: International Journal of Multiphase Flow 87 (2016), S. 136–155. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2016.07.017>. – DOI 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2016.07.017. – ISSN 03019322 VIII, 78, 85, 86, 93, 121
- [Shen u. Hibiki 2018] SHEN, Xiuzhong ; HIBIKI, Takashi: An Evaluation of One-group Interfacial Area Transport Equation with its Constitutive Bubble Coalescence and Breakup Models in Bubbly TwoPhase Flows. In: Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-12)Qingdao, China (2018) 85
- [Shin u. Jones 1993] SHIN, T. S. ; JONES, O. C.: Nucleation and flashing in nozzles—1. A distributed nucleation model. In: International Journal of Multiphase Flow 19 (1993), Nr. 6, S. 943–964. [http://dx.doi.org/10.1016/0301-9322\(93\)90071-2](http://dx.doi.org/10.1016/0301-9322(93)90071-2). – DOI 10.1016/0301-9322(93)90071-2. – ISSN 03019322 XII, 69, 80, 81, 82, 83
- [Sideman u. a. 1965] SIDEMAN, Samuel ; HIRSCH, Gidon ; GAT, Yehuda: Direct Contact Heat Transfer with Change of Phase: Effect of the Initial Drop Size in Three-Phase Heat Exchangers. (1965) 74
- [Sinha u. Kakodkar 2006] SINHA, R. K. ; KAKODKAR, A.: Design and development of the AHWR—the Indian thorium fuelled innovative nuclear reactor. In: Nuclear

- Engineering and Design 236 (2006), Nr. 7-8, S. 683–700. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2005.09.026>. – DOI 10.1016/j.nucengdes.2005.09.026. – ISSN 00295493 3
- [Situ u.a. 2005] SITU, Rong ; HIBIKI, Takashi ; ISHII, Mamoru ; MORI, Michitsugu: Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow. In: International Journal of Heat and Mass Transfer 48 (2005), Nr. 25-26, S. 5536–5548. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.06.031>. – DOI 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.06.031. – ISSN 00179310 79, 80
- [Scripov u.a. 1974] SKRIPOV, Vladimir P. ; KONDOR, Reuven ; SLUTZKIN, Dinah: Metastable liquids. New York and Chichester : Wiley and Jerusalem and London : Israel Program for Scientific Translations, 1974. – ISBN 9780706513707 68
- [Stosic u.a. 2008] STOSIC, Zoran V. ; BRETTSCUH, Werner ; STOLL, Uwe: Boiling water reactor with innovative safety concept: The Generation III+ SWR-1000. In: Nuclear Engineering and Design 238 (2008), Nr. 8, S. 1863–1901. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2007.12.014>. – DOI 10.1016/j.nucengdes.2007.12.014. – ISSN 00295493 3
- [Sugrue u.a. 2014] SUGRUE, R. ; BUONGIORNO, J. ; MCKRELL, T.: An experimental study of bubble departure diameter in subcooled flow boiling including the effects of orientation angle, subcooling, mass flux, heat flux, and pressure. In: Nuclear Engineering and Design 279 (2014), S. 182–188. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2014.08.009>. – DOI 10.1016/j.nucengdes.2014.08.009. – ISSN 00295493 XII, 81, 82
- [Thome 2015] THOME, John R.: Encyclopedia of Two-Phase Heat Transfer and Flow I. Bd. 1. WORLD SCIENTIFIC, 2015. <http://dx.doi.org/10.1142/9310>. <http://dx.doi.org/10.1142/9310>. – ISBN 978-981-4623-20-9 71
- [Vijayan u. a. 2008] VIJAYAN, P. K. ; NAYAK, A. K. ; SAHA, D. ; GARTIA, M. R.: Effect of Loop Diameter on the Steady State and Stability Behaviour of Single-Phase and Two-Phase Natural Circulation Loops. In: Science and Technology of Nuclear Installations 2008 (2008), Nr. 1, S. 1–17. <http://dx.doi.org/10.1155/2008/672704>. – DOI 10.1155/2008/672704. – ISSN 1687-6075 7
- [Wagner u. Leyer 2015] WAGNER, Thomas ; LEYER, Stephan: Large Scale BWR Containment LOCA Response Test at the INKA Test Facility. In: NURETH-16, Chicago (2015) 7

- [Xing u. a. 2016] XING, Ji ; SONG, Daiyong ; WU, Yuxiang: HPR1000: Advanced Pressurized Water Reactor with Active and Passive Safety. In: Engineering 2 (2016), Nr. 1, S. 79–87. <http://dx.doi.org/10.1016/J.ENG.2016.01.017>. – DOI 10.1016/J.ENG.2016.01.017. – ISSN 20958099 3
- [Yang u. Han 2014] YANG, Lin ; HAN, Liyong: Structure Design of the Pressurized Vessel in Experimental Test on Steam Condensation on the Cold Surface for CAP1400. In: ICONE22 (2014). <http://dx.doi.org/10.1115/ICONE22-30490>. – DOI 10.1115/ICONE22-30490 3
- [Zuber 1963] ZUBER, Novak: Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection. In: International Journal of Heat and Mass Transfer 6 (1963), Nr. 1, S. 53–78. [http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310\(63\)90029-2](http://dx.doi.org/10.1016/0017-9310(63)90029-2). – DOI 10.1016/0017-9310(63)90029-2. – ISSN 00179310 84