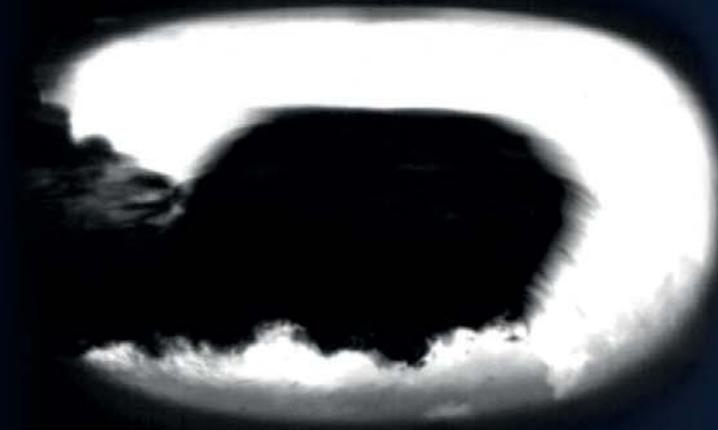


Dipl.-Ing. Christian Urban

Experimentelle Analyse, Modellierung und Berechnung von kondensationsinduzierten Druckstößen



Cuvillier Verlag Göttingen
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag

TUHH
Institut für
Mehrphasenströmungen



ims



Berichte aus dem Institut für Mehrphasenströmungen

Band 2





Experimentelle Analyse, Modellierung und Berechnung von kondensationsinduzierten Druckstößen

Vom Promotionsausschuss der
Technischen Universität Hamburg-Harburg
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation

von
Hans Christian Marco Urban

aus
Hamburg

2016



Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen: Cuvillier, 2016

Zugl.: (TU) Hamburg-Harburg, Univ., Diss., 2016

1. Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. Michael Schlüter
2. Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. Heinz Herwig
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Prof. Dr.-Ing- Robert Seifried

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Juni 2016

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2016

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2016

Gedruckt auf umweltfreundlichem, säurefreiem Papier aus nachhaltiger Forstwirtschaft

ISBN 978-3-7369-9358-7

eISBN 978-3-7369-8358-8



Danksagung

Während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Wasserbau unter der Leitung von Herrn Prof. Dr.-Ing. Erik Pasche[†] und am Institut für Mehrphasenströmungen unter der Leitung von Herrn Prof. Dr.-Ing. Michael Schlüter an der Technischen Universität Hamburg-Harburg habe ich von Juli 2010 bis Dezember 2013 das vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderte Projekt CIWA¹ bearbeitet. Wesentlich Inhalte dieses Projektes haben die Grundlage für meine anschließende Promotion gebildet. Ich danke dem BMBF für die finanzielle Förderung.

In besonderem Maße danke ich meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. Michael Schlüter, für die Übernahme der Betreuung meiner Arbeit. Neben dem reichen fachlichen Input hat mich besonders dein stets positiver und aufbauender Zuspruch motiviert. Ich danke dir auch für die Aufnahme in deinem Institut in schweren Zeiten.

Mein Dank gilt ferner meinem Zweitprüfer Herrn Prof. Dr.-Ing. Heinz Herwig und Herrn Prof. Dr.-Ing. Robert Seifried für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Ich danke in großem Maße meinen Projektpartnern Thorsten und Frank von der TÜV NORD Systems GmbH & Co. KG für unermüdliche fachliche Diskussionen während meiner Arbeit. Ihr habt mir die Grundlagen verständlich gemacht, auf denen ich meine Arbeit aufbauen konnte.

Vielen Dank an meine ehemaligen Kollegen vom Institut für Mehrphasenströmungen. Ohne unseren ständigen Austausch und gemeinsamen Experimenten hätte diese Arbeit nicht durchgeführt werden können. Ich danke euch auch für viele ausgelassene Feiern nach Erfolgen, aber auch für den geteilten Frust nach Rückschlägen.

Ein großes Dank gilt den Studenten deren Bachelor-, Master- und Diplom-Arbeiten ich betreut habe sowie den hilfswissenschaftlichen Mitarbeitern die mich während des Anlagenaufbaus unterstützt haben.

Meinen Freunden und meiner Familie danke ich für den Rückhalt außerhalb der Uni. Bei euch habe ich den nötigen Ausgleich zum Forschen gefunden.

Dank dir Johanna für deine Unterstützung auf den letzten Metern!

¹Verbundprojekt „Untersuchungen zu Kondensationsschlägen in Rohrleitungssystemen – Condensation Induced Water Hammer CIWA“ (FKZ: 02NUK011D) gesponsert vom BMBF





Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	xi
Zusammenfassung	xvii
1. Einleitung	1
2. Stand des Wissens	3
2.1. Mehrphasenströmungen	3
2.1.1. Strömungsmechanische Grundlagen	3
2.1.2. Horizontale zweiphasige Rohrströmungen	4
2.2. Kondensation	11
2.2.1. Direkte Kontaktkondensation	12
2.2.2. Modellierung des Wärmeübergangskoeffizienten	13
2.2.3. Kavitation	16
2.3. Deterministische Druckschläge	19
2.3.1. Einphasige Druckschläge	19
2.3.2. Zweiphasige Druckschläge	24
2.4. Nicht-deterministische Kondensationsschläge	26
2.4.1. Entstehung von Kondensationsschlägen	28
2.4.2. Kriterien für Kondensationsschläge	31
2.4.3. Übersicht zu Berechnungsansätzen	33
2.4.4. Übersicht zu experimentellen Untersuchungen	34
2.5. Zusammenfassung bisheriger Erkenntnisse	40
3. Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung	43
3.1. Versuchsaufbau zur Analyse von Kondensationsschlägen	43
3.1.1. Messstrecke mit integraler Messtechnik	45
3.1.2. Sichtzelle mit lokaler Messtechnik	47
3.1.3. Kalibrierung der Messtechnik	49
3.2. Experimentelles Vorgehen zur Analyse von Kondensationsschlägen	51
3.2.1. Versuchsvorbereitung	52
3.2.2. Versuchsdurchführung	55
3.2.3. Versuchsmatrizen	59
3.3. Sicherheitskonzept	62
4. Experimentelle Untersuchung von Kondensationsschlägen	65
4.1. Methodik zur Untersuchung von Kondensationsschlägen	65
4.1.1. Erscheinungsform	65
4.1.2. Druckverlauf	66
4.1.3. Ausbreitung	70
4.1.4. Lokalisierung	73



4.2.	Integrale Auswertung der Versuchsergebnisse	77
4.2.1.	Wahrscheinlichkeit von Kondensationsschlägen	77
4.2.2.	Ausprägung von Kondensationsschlägen	78
4.2.3.	Risiko-Betrachtung von Kondensationsschlägen	81
4.2.4.	Ursprungsort von Kondensationsschlägen	82
4.3.	Lokale Auswertung der Versuchsergebnisse	84
4.3.1.	Luft/Wasser- und Dampf/Wasser-Strömungen	87
4.3.2.	Einspeisung bei geringer Unterkühlung	88
4.3.3.	Einspeisung bei hoher Unterkühlung	90
4.3.4.	Zusammenfassung der beobachteten Einspeisevorgänge	92
4.3.5.	Dampfblasenimplosion	93
5.	Phänomenologie von Kondensationsschlägen	101
5.1.	Bisherige Modellvorstellung	101
5.1.1.	Einlaufprozess	102
5.1.2.	Dampfblasenimplosion	103
5.2.	Neue phänomenologische Beschreibung des Einlaufprozesses	106
5.2.1.	Hydraulische und thermische Bedingung für einen Kondensationsschlag	106
5.2.2.	Zungenrückbildung	108
5.2.3.	Risiko für Kondensationsschläge unter idealen Bedingungen	112
5.2.4.	Risiko für Kondensationsschläge unter realen Bedingungen	114
5.3.	Neue phänomenologische Beschreibung von Kondensationsschlägen	117
5.3.1.	Modellentwicklung	117
5.3.2.	Modellüberprüfung	119
5.4.	Zusammenfassung der neuen Erkenntnisse	120
	Literaturverzeichnis	128
	A. Anhang	129



Abbildungsverzeichnis

2.1. Phasenverteilungszustände bei Gas-Flüssigkeitsströmungen in einem horizontalen Rohr nach Brauer [Bra71]	5
2.2. Strömungsformkarte nach Baker für horizontale Rohrströmungen, dargestellt nach Whalley [Wha87]	7
2.3. Massenstromverhältnisse in einer umgekehrten Strömung [Sta07]	8
2.4. Strömungsformkarte für den Übergang zur vollständigen Strömungsumkehr nach Chun [Chu00b]	10
2.5. Strömungskarte nach Stäbler [Sta07] (OTRF: Übergang zur vollständigen Strömungsumkehr, OPRF: Übergang zur teilweisen Strömungsumkehr, OSTF: Übergang zurück zur stabilen Schichtenströmung)	11
2.6. Direkte Kontaktkondensation an unterkühlter Flüssigkeit nach Maksic [Mak03]	12
2.7. Vergleich zwischen Kavitation und Sieden im p-T-Diagramm nach Franc [Fra05]	17
2.8. Entwicklung des Druckfeldes während der Implosion einer Kavitationsblase nach Franc [Fra05]	18
2.9. Schematische Darstellung der Druckfortpflanzung nach einem schnellen Ventilschluss nach Wagner [Wag96]	20
2.10. Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit vom Gasgehalt	23
2.11. Druckverlauf bei einem deterministischen zweiphasigen Druckschlag hinter einem Ventil nach Kottmann [Kot92]	25
2.12. Schematischer Ablauf eines Kondensationsschlags nach Kirsner [Kir99]	29
2.13. Bildung eines Kondensationsschlags in einer gegenläufigen Dampf- und Wasserströmung nach Chun [Chu00c]	30
2.14. Schaubild zur Vermeidung von Kondensationsschlägen mit dem Systemdruck und dem Rohrdurchmesser als Haupteinflussparameter nach Chun [Chu00c]	32
2.15. Versuchsaufbau nach Bjorge [Bjo84]	35
2.16. Versuchsaufbau nach Chou [Cho89]	36
2.17. Versuchsaufbau der PMK-2 Anlage nach Prasser [Pra08]	37
2.18. Zeitlicher Verlauf des Füllstandes bei der Einspeisung von unterkühltem Wasser in der Teststrecke der PMK-2 Anlage nach Prasser [Pra08]	38
2.19. Druckerlauf eines Kondensationsschlags nach Goit [Goi00]	39
2.20. Versuchsaufbau der ROSA/LTSF Anlage nach Nakamura [Nak09]	40
3.1. Versuchsanlage zur Untersuchung von Kondensationsschlägen	43
3.2. Messstrecke mit Separatoren	45
3.3. Lotrechte Einspeisung (links) und Einspeisung mit 90°-Umlenkung (rechts)	46
3.4. Schnitt durch Sichtzelle	48
3.5. R & I-Fließbild des Versorgungskreislaufs der Sichtzelle	48
3.6. Versuchsanordnung für Highspeedaufnahmen mit Sichtzelle (Aufsicht)	49
3.7. Absolute optische Verzerrung der Sichtzelle	51
3.8. Löslichkeit von Luft in Wasser in Abhängigkeit der Temperatur bei Umgebungsdruck	53



3.9. Anfahrverhalten der frequenzumrichter-gesteuerten Kreiselpumpe	57
3.10. Rechnerische Verläufe der Froude-Zahlen in der Hauptmessstrecke	58
4.1. Audioaufnahme eines Kondensationsschlags	66
4.2. Druckverlauf nach einem Kondensationsschlag im Experiment 121002/01	67
4.3. Wirkungsfeld eines Kondensationsschlags aus Methodik-Experiment 121002/01	68
4.4. Schema der Druckfeldausbreitung nach einem Kondensationsschlag	73
4.5. Rekonstruktion der Phasengrenzflächenverteilung	75
4.6. Konfidenzintervallbreite im Clopper-Pearson Verfahren nach Overbeck [OL98]	77
4.7. Wahrscheinlichkeit für einen Kondensationsschlag	79
4.8. Mittlere Kondensationsschlaghöhe der Stochastik-Experimente	80
4.9. Mittlere Druckintegralhöhe der Stochastik-Experimente	81
4.10. Normiertes Risiko für Kondensationsschläge bei Froude-Zahlen zwischen $Fr=0,3$ und $Fr=0,9$	82
4.11. Ursprungsorte von Kondensationsschlägen bei $Fr=0,6$	83
4.12. Beispielbild einer Highspeed-Aufnahme im Gegenlicht	84
4.13. Auswertungsverfahren zur Ermittlung der Füllstandhistorie	86
4.14. Flüssigkeitsgehalt in der Teststrecke für ein Luft/Wasser-System (Leerrohr- geschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,43$ m/s und $w_G^0 = 0$ m/s)	87
4.15. Flüssigkeitsgehalt in der Teststrecke für ein Dampf/Wasser-System (Leerrohr- geschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,43$ m/s und $w_G^0 = 0$ m/s)	88
4.16. Flüssigkeitsgehalt für $Fr=0,3$ und $\Delta T = 40$ K (Leerrohrgeschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,21$ m/s und $w_G^0 = 0$ m/s)	89
4.17. Flüssigkeitsgehalt für $Fr=0,9$ und $\Delta T = 40$ K (Leerrohrgeschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,64$ m/s und $w_G^0 = 0$ m/s)	90
4.18. Flüssigkeitsgehalt für $Fr=0,3$ und $\Delta T = 60$ K (Leerrohrgeschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,21$ m/s und $w_G^0 = 0$ m/s)	91
4.19. Flüssigkeitsgehalt für $Fr=0,6$ und $\Delta T = 60$ K (Leerrohrgeschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,43$ m/s und $w_G^0 = 0$ m/s)	91
4.20. Flüssigkeitsgehalt für $Fr=0,9$ und $\Delta T = 60$ K (Leerrohrgeschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,64$ m/s und $w_G^0 = 0$ m/s)	92
4.21. Zeitlicher Verlauf einer Dampfblasenimplosion (Exp.-Nr. 131011/13) an der Stelle $x/D = 5,5$ in Zeitschritten von $\Delta t = 2$ ms, $p_{\max} = \text{n.A.}$	95
4.22. Zeitlicher Verlauf des Dampfblasenvolumens von Experiment 131011/13	96
4.23. Zeitlicher Verlauf einer Dampfblasenimplosion (Exp.-Nr. 131001/07) an der Stelle $x/D = 5,5$ in Schritten von $\Delta t = 3,5$ ms, $p_{\max} = 7$ bar	97
4.24. Zeitlicher Verlauf des Dampfblasenvolumens von Experiment 131001/07	98
4.25. Rollwellen einer Dampfblasenimplosion an der Stelle $x/D = 5,5$ bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 40$ K, $p_{\max} \gg 10$ bar	98
4.26. Rollwellen einer Dampfblasenimplosion an der Stelle $x/D = 34,4$ bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 60$ K, $p_{\max} \gg 10$ bar	99
5.1. Zungenmodell nach Griffith [Gri97]	102
5.2. Ausgangssituation der Phasengrenzflächenverteilung bei 0D-Berechnungsansätzen	104
5.3. Abstraktion bei einer 1D-Simulation	106
5.4. Absenkung der Phasengrenzfläche in Abhängigkeit der Froude-Zahl	107
5.5. Einfluss der Kondensation auf die Strömungsausbreitung	108
5.6. Rückbildungsperioden in Abhängigkeit der Unterkühlung und der Froude-Zahl	109
5.7. Zusammenhang zwischen Rückbildungsperioden t^* , Ja-Zahl und Fr-Zahl	110



5.8. Risiko-Modell für Kondensationsschläge	113
5.9. Realer Risiko-Verlauf bei $Fr=0,6$	115
5.10. Schematischer Verlauf der Phasengrenzflächenverteilung für niedrige Jakob-Zahlen [Urb14]	115
5.11. Schematischer Verlauf der Phasengrenzflächenverteilung für hohe Jakob-Zahlen [Urb14]	116
5.12. Überführung der beobachteten Rollwelle in geometrisch einfache Formen . .	118
5.13. Parametrisierung der Rollwellenaustauschfläche	118





Tabellenverzeichnis

2.1. Lagerungsbeiwert für dünnwandige Rohrleitungen nach Töppel [TÖ6]	22
3.1. Pumpenfrequenzen für unterschiedliche Froude-Zahlen	56
3.2. Dauer bis 90 % der stationären End-Froude-Zahl erreicht sind	57
3.3. Versuchsmatrix der Methodik-Experimente	60
3.4. Versuchsmatrix der Stochastik-Experimente	61
3.5. Versuchsmatrix der Phasengrenzflächen-Experimente	62
4.1. Vergleich der maximalen Druckspitze mit der zeitlichen Druckbelastung der Druckfeld-Experimente	69
4.2. Normierter Kreuzkorrelationskoeffizient der Druckfeld-Experimente	71
4.3. Ermittelte Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckfeld-Experimente	72
4.4. Schwalllänge, Spannweite und Entfernung des Ursprungsorts des Kondensati- onsschlags vom Ort der Einspeisung	76
4.5. Maximale Druckschlaghöhe und maximale zeitliche Integration des Druck- peaks der Stochastik-Experimente	79
5.1. Vergleich der 0D-Berechnungsansätze bei $\Delta T = 40 \text{ K}$ ($\overline{\Delta p}_{\text{exp}} = 38,7 \text{ bar}$) . . .	120
5.2. Vergleich der 0D-Berechnungsansätze bei $\Delta T = 60 \text{ K}$ ($\overline{\Delta p}_{\text{exp}} = 75,7 \text{ bar}$) . . .	120
A.1. Verwendete Messinstrumente	130
A.2. Messbereich, Fehlertoleranz und Abtastrate ausgewählter Messinstrumente .	130
A.3. Stochastik-Experimente mit Kondensationsschlag bei $\Delta T = 40 \text{ K}$	131
A.4. Experimente mit Kondensationsschlag bei $\Delta T = 60 \text{ K}$	132
A.5. Ursprungsorte von Kondensationsschlägen bei $\text{Fr}=0,6$	133
A.6. Berechnungswerte der Druckschlaghöhe bei $\text{Fr}=0,6$	133





Nomenklatur

Symbol	Bedeutung	Einheit
a	Beschleunigung	m s^2
a	Faktor einer ankommenden Druckwelle	-
A	Querschnittsfläche	m^2
A	Wellenamplitude	m
A_{haupt}	Querschnitt der Hauptströmung	m^2
A_{red}	Querschnitt einer Reduzierung	m^2
A_i	Austauschfläche	m^2
A_i	Einzelfläche	m^2
A_R	Rohrquerschnitt	m^2
A_W	Kontaktfläche zur Rohrwand	m^2
A_W	Querschnitt der Wasserfläche	m^2
c	Schallgeschwindigkeit	m s^{-1}
c	Wasserhöhe	m
c_{eff}	effektive Schallgeschwindigkeit	m s^{-1}
c_{exp}	experimentell gemessene Schallgeschwindigkeit	m s^{-1}
$c_{\text{exp,Fl}}$	über die Flankensteigung experimentell bestimmte Schallgeschwindigkeit	m s^{-1}
$c_{\text{exp,Kr}}$	über die Kreuzkorrelation experimentell bestimmte Schallgeschwindigkeit	m s^{-1}
$c_{i,aq}$	Löslichkeit von Komponente i in der wässrigen Phase	kg m^{-3}
c_{th}	theoretische Schallgeschwindigkeit	m s^{-1}
$c_{\text{th,eff}}$	effektive theoretische Schallgeschwindigkeit	m s^{-1}
c_p	Wärmekapazität	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
$c_{p,i}$	Wärmekapazität von Komponente i	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
$c_{p,f}$	Wärmekapazität der flüssigen Phase	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
$c_{p,R}$	Wärmekapazität der Rohrwand	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
$c_{p,W}$	Wärmekapazität von Wasser	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
C	Korrekturfaktor in der Wallis-Korrelation	-
C	Modellkonstante in der Hughes-Shen-Korrelation	-
C_C	Korrekturfaktor in der Chun-Korrelation	-
$C_{P,\text{krit}}$	Korrekturfaktor in der Chun-Korrelation	-
C_μ	Modellkonstante in der Shen-Korrelation	-
d	Faktor einer durchlaufenden Druckwelle	-
d_i	Innendurchmesser	m
d_m	mittlerer Rohrdurchmesser	m
D	Rohrdurchmesser	m
D_a	Außendurchmesser	m
e	Gesamtenergie	Nm
E	Elastizitätsmodul	Nm^{-2}



Symbol	Bedeutung	Einheit
E_R	Elastizitätsmodul des Rohrmaterials	N m^{-2}
f	Volumenkraft	m s^{-2}
f	Wellenfrequenz	Hz
f_i	Reibungsfaktor nach Lee	-
F	F-Verteilung	-
Fr	Froude-Zahl	-
Fr _{stat}	stationäre Froude-Zahl	-
g	Erdbeschleunigung	m s^{-2}
G_g	Flächenbezogener Gasmassenstrom der Baker-Strömungsformkarte	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
G_l	Flächenbezogener Flüssigkeitsmassenstrom der Baker-Strömungsformkarte	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
Gr	Grashof-Zahl	-
h	Dampfhöhe	m
h	Schrittweite im Sehnen-Trapezverfahren	-
h	spezifische Enthalpie	N m kg^{-1}
h_d	spezifische Enthalpie der dampfförmigen Phase	N m kg^{-1}
h_f	spezifische Enthalpie der flüssigen Phase	N m kg^{-1}
H	Kanalhöhe	m
H_g	Höhe der Gasphase	m
H_f	Höhe der Flüssigkeitsphase	m
I	Druck-Zeit-Integral	$\text{N m}^{-2} \text{s}$
j_f	Flüssigkeitsleerrohrgeschwindigkeit	m s^{-1}
$(j_g)_{\text{crit}}$	kritische Gasleerrohrgeschwindigkeit	m s^{-1}
Ja	Jakob-Zahl	-
k	Anzahl Ereignisse	-
k	turbulente kinetische Energie	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
$k_{H,cp}$	Henry-Koeffizient	$\text{mol m}^{-3} \text{Pa}^{-1}$
$k_{H,cp}^0$	Henry-Koeffizient bei Umgebungsbedingung	$\text{mol m}^{-3} \text{Pa}^{-1}$
K	Kompressionsmodul	N m^{-2}
K_{eff}	effektives Kompressionsmodul	N m^{-2}
K_E	Einspeisekoeffizient	-
K_f	Kompressionsmodul der flüssigen Phase	N m^{-2}
K_g	Kompressionsmodul der gasförmigen Phase	N m^{-2}
K_R	Rückströmungskoeffizient	-
K_V	Volumenkoeffizient	-
K/S	Festigkeitskennwert	N m^{-1}
l_v	Verzerrung	mm
l_B	Blasenlänge	m
l_{LED}	Abstand des LED-Panels	m
l_K	Abstand der Highspeed-Kamera	m
l_S	Schwalllänge	m
L	chrakteristische Länge	m
L_t	chrakteristisches turbulentes Längenmaß	m
m	Korrekturfaktor der Wallis-Korrelation	-
n	Anzahl Messwerte	-
n	Modellkonstante in der Hughes-Shen-Korrelation	-



Symbol	Bedeutung	Einheit
n_R	Anzahl Rückströmphasen	-
Nu	Nußelt-Zahl	-
Nu_t	Nußelt-Zahl mit turbulenter charakteristischen Längen	-
\dot{m}_d	Massenstrom der dampfförmigen Phase	kg s^{-1}
\dot{m}_f	Massenstrom der flüssigen Phase	kg s^{-1}
\dot{m}_g	Massenstrom der gasförmigen Phase	kg s^{-1}
p	Druck	N m^{-2}
p_0	anfänglicher Druck	N m^{-2}
p_{abs}	Absolutdruck	N m^{-2}
p_{atm}	Atmosphärendruck	N m^{-2}
p_{d0}	anfänglicher Dampfdruck in einer Kavitationsblase	N m^{-2}
p_{end}	Druck am Leitungsende	N m^{-2}
p_i	Partialdruck der Komponente i	N m^{-2}
p_l	untere Grenze des Clopper-Pearson Verfahrens	-
p_{lok}	lokaler Druck	N m^{-2}
p_S	Druck am Flächenschwerpunkt	N m^{-2}
p_S	Sättigungsdruck	N m^{-2}
p_{sys}	Systemdruck	N m^{-2}
p_{th}	theoretische Druckhöhe	N m^{-2}
p_u	obere Grenze des Clopper-Pearson Verfahrens	-
p_v	Verdampfungsdruck	N m^{-2}
p_{∞}	Ausgangsdruck	N m^{-2}
P	Perzentil	-
P	statistische Sicherheit	-
Pr	Prandtl-Zahl	-
Pr_f	Prandtl-Zahl der flüssigen Phase	-
\dot{q}	flächenbezogener Wärmestrom	W m^2
q^*	zusammengefasste Wärmeleitung und Energietransport infolge von Diffusionsströmen	$\text{N m}^{-1} \text{s}^{-1}$
Q_h^{ST}	summierte Quadratur der Sehnentrapeze mit äquidistanter Zerlegung h	$\text{N m}^{-2} \text{s}$
\dot{Q}_d	Wärmestrom der dampfförmigen Phase	W
\dot{Q}_f	Wärmestrom der flüssigen Phase	W
r_i	Massenquellichte der Komponente i	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$
r_i^V	Reaktionsrate der Komponente	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$
r	Faktor einer reflektierten Druckwelle	-
r	Radius	m
r_{max}	Radius des maximalen dimensionslosen Drucks	m
r_{xx}	Autokorrelationsfunktion	-
r_{xy}	Kreuzkorrelationsfunktion	-
R	Radius	m
R_0	anfänglicher Radius	m
Re	Reynolds-Zahl	-
Re_f	Reynolds-Zahl der flüssigen Phase	-
Re_g	Reynolds-Zahl der gasförmigen Phase	-
Re_t	Reynolds-Zahl mit turbulenten charakteristischen Längen	-
s	Rohrwandungsdicke	m



Symbol	Bedeutung	Einheit
s	Standardabweichung	-
S_i	Sehnenlänge	m
t	Zeit	s
t^*	relative Rückströmzeit	-
t_R	Reflexionszeit	s
T	Temperatur	K
T_d	Temperatur der dampfförmigen Phase	K
T_f	Temperatur der flüssigen Phase	K
$T_{f,in}$	Einspeisetemperatur der flüssigen Phase	K
T'_f	verzögerte Siedetemperatur	K
T_F	Freistromtemperatur	K
T_i	Temperatur von Komponente i	K
T_M	Mischtemperatur	K
T_P	Temperatur an der Phasengrenze	K
T_r	Temperatur am Tripelpunkt	K
T_R	Rohrtemperatur	K
T_S	Siedetemperatur	K
T_S	Signallänge	s
T_W	Wassertemperatur	K
u_{GS}	Volumenstromdichte der Gasphase	m s^{-1}
u_{LS}	Volumenstromdichte der Flüssigkeitsphase	m s^{-1}
v	Faktor zur Berücksichtigung von Verschwächungen	-
v	Geschwindigkeit	m s^{-1}
v_0	Anfangsgeschwindigkeit	m s^{-1}
v_a	Absinkgeschwindigkeit	m s^{-1}
v_{end}	Endgeschwindigkeit	m s^{-1}
$v_{g,\text{krit}}$	kritische Gasgeschwindigkeit nach Chun	m s^{-1}
v_I	Variationskoeffizient der Druckintegration	-
v_{haupt}	Geschwindigkeit in der Hauptströmung	m s^{-1}
v_{kin}	Kollisionsgeschwindigkeit im kinetischen Ansatz	m s^{-1}
v_l	Leerrohrgeschwindigkeit	m s^{-1}
$v_{l,f}$	Flüssigkeitsleerrohrgeschwindigkeit	m s^{-1}
$v_{l,g}$	Gasleerrohrgeschwindigkeit	m s^{-1}
$v_{l,f}^*$	dimensionslose Flüssigkeitsleerrohrgeschwindigkeit nach Wallis	m s^{-1}
$v_{l,g}^*$	dimensionslose Gasleerrohrgeschwindigkeit nach Wallis	m s^{-1}
v_{red}	Geschwindigkeit in einer Reduzierung	m s^{-1}
v_{therm}	Kollisionsgeschwindigkeit im thermischen Ansatz	m s^{-1}
v_{var}	Variationskoeffizient	-
$v_{\text{var},I}$	Variationskoeffizient der Druckintegration	-
$v_{\text{var},p,\text{rel}}$	Variationskoeffizient der relativen Druckzunahme	-
v_x	Geschwindigkeit in x-Richtung	m s^{-1}
V	Volumen	m^3
V_D	Dampfvolumen	m^3
V_r	Volumen rechts der Einspeisung	m^3
$V_{r,\text{instat}}$	instationäre Füllmenge in Separator 2	m^3



Symbol	Bedeutung	Einheit
V_R	Volumen der Rohrwand	m^3
V_t	charakteristisches turbulentes Geschwindigkeitsmaß	m s^{-1}
V_g	Volumen der Gasphase	m^3
V_W	Volumen Wasser	m^3
\dot{V}	Volumenstrom	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
\dot{V}_{ein}	eintretender Volumenstrom	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
\dot{V}_i	Volumenstrom der Komponente i	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
\dot{V}_r	Volumenstrom in Richtung von Separator 2	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
w	Geschwindigkeit	m s^{-1}
w_0	anfängliche Geschwindigkeit	m s^{-1}
$(W_{f,\text{in}})_{\text{cirt,lower}}$	unterer kritischer Einspeisemassenstrom der flüssigen Phase	kg s^{-1}
$(W_{f,\text{in}})_{\text{cirt,upper}}$	oberer kritischer Einspeisemassenstrom der flüssigen Phase	kg s^{-1}
\bar{x}	Mittelwert	-
α	Konfidenzniveau	-
α	Phasenanteil	-
α	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
α_d	Wärmeübergangskoeffizient seitens der Gasphase	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
α_f	Wärmeübergangskoeffizient seitens der Flüssigkeitsphase	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
β	Neigungswinkel	$^\circ$
β	Wärmeausdehnungskoeffizient	K^{-1}
Γ	Kondensationsmassenstrom	kg s^{-1}
Δh_v	spezifische Verdampfungsenthalpie	kJ kg^{-1}
ϵ	Dissipationsrate	W kg^{-1}
ϵ	Flüssigkeitsgehalt	-
η	dynamische Viskosität	$\text{N m}^{-2} \text{s}$
η_f	dynamische Viskosität der flüssigen Phase	$\text{N m}^{-2} \text{s}$
η_g	dynamische Viskosität der gasförmigen Phase	$\text{N m}^{-2} \text{s}$
η_{krit}^*	kritische Wellenhöhe	m
Θ	Neigungswinkel	$^\circ$
κ	Isotropenexponent	-
κ	Rampenfunktion der Temperaturerhöhung	K s^{-1}
λ	Korrekturfaktor der Baker-Strömungsformkarte	-
λ	Rohrreibungszahl	-
λ	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
λ_f	Wärmeleitfähigkeit der flüssigen Phase	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
μ	Querdehnzahl	-
ν	Poissonzahl	-
ν_f	kinematische Viskosität der flüssigen Phase	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Π	dimensionsloser Druck	-
ρ	Dichte	kg m^{-3}
ρ_g	Dichte der gasförmigen Phase	kg m^{-3}
ρ_i	Dichte der Komponente i	kg m^{-3}
ρ_f	Dichte der flüssigen Phase	kg m^{-3}



Symbol	Bedeutung	Einheit
ρ_R	Dichte der Rohrwand	kg m^{-3}
ρ_W	Dichte von Wasser	kg m^{-3}
σ	Normalspannung	N m^{-2}
σ	Oberflächenspannung	N m^{-2}
σ_f	Oberflächenspannung der flüssigen Phase	N m^{-2}
τ	Signalverschiebung	s
τ_W	Schubspannung an der Rohrwand	N m^{-2}
ϕ_i	Potenzial der Komponente i	N m
ψ	Korrekturfaktor der Baker-Strömungsformkarte	-
Ψ	Faktor zur Berücksichtigung der Rohrleitungslagerung	-

Zusammenfassung

Die wesentliche Motivation der vorliegenden Arbeit besteht in der Erarbeitung eines besseren Verständnisses zur Phänomenologie von kondensationsinduzierten Druckstößen. Vorrangiges Ziel ist die Darlegung einer experimentell gestützten Modellvorstellung, die das Einspeiseverhalten von unterkühlter Flüssigkeit in eine dampfgefüllte Rohrleitung erfasst und die folgende Dampfblasenimplosion beschreibt.

Eine Analyse des derzeitigen Wissensstands zur Entstehung von Kondensationsschlägen macht ein großes Defizit im Bezug auf das Verständnis von Detailphänomenen deutlich. Aktuelle Untersuchungen befassen sich in erster Linie mit Strategien zur Vermeidung von Kondensationsschlägen, nicht aber mit dem Verständnis des Phänomens als solches. Bisherige experimentelle Beobachtungen beschreiben das Auftreten von Kondensationsschlägen als stark stochastisch geprägt. Der Grad der Stochastik und die dafür verantwortlichen Einflussfaktoren sind bislang gar nicht oder nur unzureichend erfasst. Dies stellt insbesondere die Bemühungen zur Entwicklung von numerischen Berechnungsprogrammen vor die Problematik einer unzureichenden Datengrundlage für Validierungszwecke. Auch der einem Kondensationsschlag zugrundeliegende Verlauf der Dampfblasenimplosion ist lediglich schematisch umrissen, jedoch kaum experimentell dokumentiert. Dies schafft große Unsicherheiten bei maßgeblichen Prozessen, die eine sichere Handhabung des Ereignisses unterbindet.

Die vorliegende Arbeit schließt große Wissenslücken im Ablauf einer schlagartigen Kondensation in horizontalen Zweiphasenströmungen von Sattdampf und unterkühltem Wasser. Aufbauend auf der Entwicklung einer Methodik zur experimentellen Untersuchung, werden das Entstehen und die Ausbreitung von Kondensationsschlägen analysiert. Die bislang nur beobachtete Stochastik wird anhand von umfangreichen Testmatrizen erfasst und quantitativ beschrieben. Dabei kommen zeitlich und örtlich hochauflösende Messmethoden zum Einsatz, die den gesamten Verlauf eines Kondensationsschlags integral und optisch erfassen.

Anhand der experimentellen Untersuchungen und deren Analyse wird ein phänomenologisches Modell aufgestellt, das die Auftrittswahrscheinlichkeit und die Ausprägung von Kondensationsschlägen in einem Risiko-Modell zusammenführt. Es zeigt sich, dass bei einem transienten Einspeisevorgang in besonderem Maße der Grad an Unterkühlung die Ausbreitung der Phasenverteilung beeinflusst. Strömungsstrukturen, welche für das Entstehen eines Kondensationsschlags verantwortlich sind, werden durch hohe induzierte Dampfströmungen gestört und können sich lange Zeit nicht entwickeln. Dadurch ist es erstmals möglich, den Ursprungsort eines Kondensationsschlags mit den Einflussgrößen Unterkühlung und Einspeisegeschwindigkeit in Verbindung zu bringen. Aufbauend auf der neuen Modellvorstellung zur Entstehung von Kondensationsschlägen können derzeitige Vermeidungsstrategien in entscheidenden Punkten verfeinert werden. Darüber hinaus wird auf Grundlage von hochauflösenden optischen Aufnahmen der unmittelbaren Dampfblasenimplosion ein universales Modell der Phasenaustauschfläche dargelegt. Dieses verbessert bestehende analytische Berechnungsmodelle zur Kondensationsschlaghöhe und lässt sich in numerische Verfahren implementieren.





1. Einleitung

Bei technischen Anwendungen, in denen kaltes Wasser mit Wasserdampf in Verbindung steht, besteht stets die Möglichkeit einer schnellen und schlagartigen Kondensation. Eine solche kann ein erhebliches Gefahrenpotenzial für Anlagen, Personal und Umwelt darstellen. Eine der gefährlichsten Erscheinungsformen ist der kondensationsinduzierte Druckstoß, der kurzzeitig ein Vielfaches des Betriebsdrucks einer Anlage erreichen kann. Die Ursache dieses Phänomens beruht auf der Implosion von Dampf einschüsseln und der Kollision des umgebenden Wassers mit sich selbst. Dabei wirken hohe Trägheitskräfte der Flüssigkeit welche bei ihrer abrupten Abbremsung enorme Druckerhöhungen nach sich zieht. Die Folge sind das Bersten von Rohrleitungen, die Explosion von Behältern, das Versagen von Halterungen und die Zerstörung von Anlagenkomponenten wie Ventilen und Messtechnik.

Der kondensationsinduzierte Druckschlag, oder kurz der Kondensationsschlag, findet sich in einer Vielzahl von Industriezweigen. So sind seit den 1970er-Jahren immer wieder meldepflichtige Störfälle in deutschen und amerikanischen Nuklearanlagen aufgetreten, die direkt oder indirekt mit einem Kondensationsschlag zusammenhängen. In konventionellen Kraftwerken und in der chemischen Industrie sind Kondensationsschläge in dampfführenden Rohrleitungen bei Anfahrprozessen mitunter an der Tagesordnung. Auch bei der Bitumenförderung aus Ölsänden sowie in der Lebensmittelindustrie bei der Heißgasabtauung von Ammoniakkälteanlagen finden sich zahlreiche Zwischenfälle mit teilweise gravierenden Ausmaßen.

Um Kondensationsschläge und deren Auswirkungen zu vermeiden, wird das Phänomen seit geraumer Zeit experimentell, numerisch und analytisch untersucht. Das experimentelle Bestreben geht dabei in die Richtung diejenigen Bedingungen für das Auftreten eines Kondensationsschlags zu identifizieren und daraus Vermeidungsstrategien zu entwickeln. Dies betrifft sowohl die geometrischen Eigenheiten eines Anlagenabschnitts, als auch die Art und Weise wie ein Prozess, in welchem Dampf und Wasser auftreten, gefahren werden muss. Während analytische Ansätze zur Beschreibung eines Kondensationsschlags aufgrund der Komplexität des Phänomens im Gesamten schnell an ihre Grenzen gelangen, werden in den vergangenen drei Dekaden vor allem numerische Berechnungsansätze verfolgt. Diese reichen von einfachen Faustformeln über eindimensionale Systemcodes bis hin zu aufwendigen dreidimensionalen Strömungssimulationen. Diese Ansätze versuchen einerseits das Auftreten eines Kondensationsschlags im Vorweg vorauszusagen und andererseits die einhergehende Druckerhöhung bei dessen Auftreten zu bestimmen.

Trotz aller bisherigen Bemühungen bestehen noch keine einheitlichen Kriterien für das sichere Betreiben einer Anlage, die das Potenzial für einen Kondensationsschlag bietet. Auch gibt es bisher kein Berechnungswerkzeug, das alle Aspekte eines Kondensationsschlags abbildet und in seinem Auftreten und seiner Ausprägung vorhersagen kann. Der Grund hierfür liegt in erster Linie darin, dass das Phänomen noch nicht gänzlich verstanden und beschrieben ist. Insbesondere fehlt es an Wissen um maßgebliche Detailphänomene. Im Weiteren besteht keine solide und öffentlich verfügbare Datenbasis für Validierungen. Daraus resultieren Ungenauigkeiten und fälschliche Annahmen in der Modellierung, die schließlich eine exakte Berechnung verhindern. Es gilt daher in erster Linie dem bisherigen Mangel an phänomenologischem Verständnis der Ursache von Kondensationsschlägen entgegenzuwirken und



daraufhin eine breite Datenbasis für die Validierung von numerischen Simulationen zur Verfügung zu stellen. Neben der ganzheitlichen Beschreibung des Phänomens werden dabei im gleichen Maße Kenntnisse über Detailphänomene benötigt.

2. Stand des Wissens

Kondensationsschläge stellen ein komplexes thermohydraulisches Phänomen in einem Mehrphasensystem dar. Um es in Gänze verstehen zu können, bedarf es der Kenntnis um die zugrundeliegenden Mechanismen der beteiligten Systeme. Diese sind durch die Eigenschaften der einzelnen Phasen, deren Zusammenwirken und der Interaktion mit der Systemgrenze gekennzeichnet. Sowohl das rein strömungsmechanische Verhalten als auch die thermodynamische Wechselwirkung sind zu berücksichtigen und zu erfassen. Dem Verständnis um einzelne Detailphänomene sowie der ganzheitlichen Interpretation ist ein gleich hoher Stellenwert zuzuordnen. Im Folgenden werden alle zum Verständnis des Kondensationsschlagphänomens notwendigen Wissensgebiete vorgestellt und schließlich in der Behandlung von nicht-deterministischen Kondensationsschlägen zusammengeführt.

2.1. Mehrphasenströmungen

Mehrphasenströmungen treten in technischen Applikationen in den unterschiedlichsten Formen auf. Aus der Gesamtheit der möglichen Kombinationen bestehend aus flüssigen, festen und gasförmigen Aggregatzuständen in den unterschiedlichsten Apparaturen wird im Rahmen dieser Arbeit speziell auf die Kombination aus einer gasförmigen und einer flüssigen Phase in einer horizontalen Rohrleitung eingegangen. Bei der Beschreibung eines solchen Systems sind sowohl die strömungsmechanischen Grundlagen in Form von Erhaltungsgleichungen als auch die Wechselwirkung der beiden Phasen von Bedeutung.

2.1.1. Strömungsmechanische Grundlagen

Eine jede Strömung ist gekennzeichnet durch die Erhaltungsgleichung für Masse, Impuls und Energie. Im Falle eines Mehrphasensystems gelten diese Gleichungen für jede beteiligte Phase. Das Zusammenwirken wird durch zusätzliche Transportansätze oder auch Schließungsterme beschrieben.

Die Erhaltungsgröße der Masse wird durch die Kontinuitätsgleichung charakterisiert. Im Fall eines Mehrstoff- bzw. Mehrphasensystems wird die Masse jeder vorhandenen Phase i mit je einer differenziellen Massenbilanz

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_i \vec{v}_i) + r_i \quad (2.1)$$

erfasst. Darin steht die partielle Ableitung für die Änderung der i -ten Partialdichte über die Zeit, \vec{v}_i für den Geschwindigkeitsvektor und r_i für die Massenquellichten.

Die Erhaltungsgröße des Impulses setzt sich aus dem in ein Kontrollvolumen eintretenden konvektiven Impulsfluss, dem austretenden konvektiven Impulsfluss sowie aus der Summe der auf das Element wirkenden Kräfte zur zeitlichen Änderung des Impulses zusammen. Formal beschreibt

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) = -\nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) - \nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}} + \rho f \quad (2.2)$$



die differenzielle Impulsbilanz. In Gleichung 2.2 steht $\underline{\underline{\sigma}}$ für den Spannungstensor und der Ausdruck ρf für die Volumenkraftdichte. Letztere ist beispielweise zu berücksichtigen, wenn die Gravitation maßgeblichen Einfluss nimmt.

Die Bilanzierung der Gesamtenergie eines Kontrollvolumens setzt sich zusammen aus der der Bilanzierung der potenziellen, der kinetischen und der inneren Energie. Häufig wird anstatt der inneren Energie auch die Enthalpie bilanziert. Formal setzt sich die Erhaltungsgleichung der Gesamtenergie e wie folgt zusammen:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho e) = -\nabla \cdot (\rho e \vec{v}) - \nabla \cdot (\underline{\underline{\sigma}} \cdot \vec{v} + q^*) + \sum \left(\rho_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial t} + \varphi_i r_i^V \right) \quad (2.3)$$

Gleichung 2.3 beinhaltet die in q^* zusammengefasste Wärmeleitung sowie den Energietransport infolge von Diffusionsströmen und die in $\sum(\dots)$ zusammengefasste Summe der Produktionsdichten. Letztere setzen sich aus den zeitlichen Änderungen der Potentiale φ_i und dem Beitrag infolge von chemischen Reaktionen mit den Reaktionsraten r_i^V zusammen, wobei beide in den meisten Fällen vernachlässigt werden können.

In technischen Anwendungen reduzieren sich Gleichung 2.1 bis 2.3 aufgrund von getroffenen Vereinfachungen häufig zu handhabbaren Ausdrücken. Gängige Vereinfachungen bei horizontalen Rohrströmungen ohne Reaktion und Phasenübergang sind

- die Annahme konstanter Dichten ρ_i ,
- die Vernachlässigung der Massenquellichte r_i und der Produktionsrate r_i^V ,
- die Vernachlässigung von Kräftefeldern f und
- die Reduzierung der Gesamtenergieerhaltung auf die Bilanzierung der Enthalpie h zu

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \nabla \cdot \rho h \vec{v} + \nabla \cdot q^* = \frac{\partial p}{\partial t} . \quad (2.4)$$

Kann ferner ein stationärer Prozess angenommen werden, fallen so ebenfalls die Zeitableitungen weg. Folglich bleiben drei Erhaltungsgleichungen übrig, mit welchen bereits der Großteil praxisrelevanter Problemstellungen hinreichend genau beschrieben werden kann. Wie sich später zeigen wird, ist jedoch bei der Untersuchung von Druckschlägen im Allgemeinen und Kondensationsschlägen im Speziellen insbesondere die Annahme einer konstanten Dichte unzulässig.

2.1.2. Horizontale zweiphasige Rohrströmungen

Koexistieren eine gasförmige und eine flüssige Phase in einer horizontalen Rohrleitung, so stellen sich in Abhängigkeit des Phasenanteils unterschiedliche Verteilungsmöglichkeiten ein. Die Verteilungsmöglichkeiten oder auch Strömungsformen der kontinuierlichen und diskontinuierlichen Phase werden je nach Autor unterschiedlich beschrieben, wobei deren Abgrenzung zueinander oft vom subjektiven Empfinden geprägt ist. An dieser Stelle soll die Klassifizierung nach Brauer [Bra71] in vier Grundzustände erfolgen: der Blasen-, Schichten-, Film- und Nebelströmung. Zu diesen Grundzuständen werden vier weitere Verteilungszustände definiert, die Unterkategorien der Blasen- bzw. der Schichtenströmung sind. Eine schematische Übersicht ist in Abbildung 2.1 im Längs- und Querschnitt der Rohrleitung dargestellt.

Die einzelnen Strömungsformen können wie folgt charakterisiert werden:

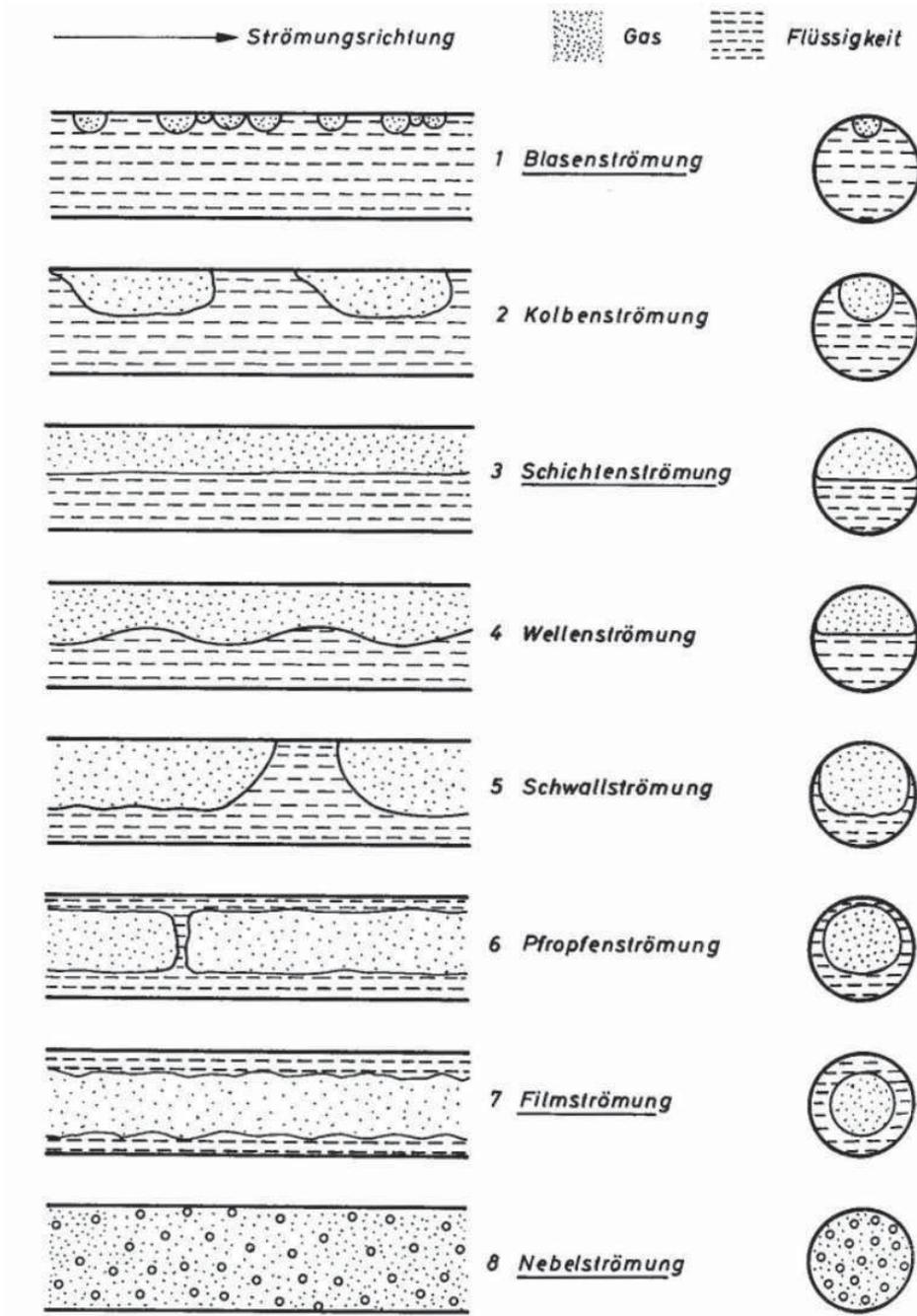


Abbildung 2.1.: Phasenverteilungszustände bei Gas-Flüssigkeitsströmungen in einem horizontalen Rohr nach Brauer [Bra71]



Blasenströmung (engl. bubbly flow): Ist der Gasanteil sehr gering, so bewegt sich die diskontinuierliche Gasphase in Form von Gasblasen und die kontinuierliche Flüssigphase durch das Rohr. Die Gasblasen befinden sich aufgrund des Auftriebs mehrheitlich in der Gegend des oberen Rohrscheitelpunkts. Infolge von Turbulenz kommt jedoch ein Rücktransport zustande, so dass Gasblasen ebenfalls in der Rohrmitte vorkommen.

Kolbenströmung (engl. elongated bubble flow): Bei Erhöhung des Gasgehaltes koaleszieren die zuvor dispers vorliegenden Gasblasen und bilden mehrere Gaskolben. Diese durchströmen das Rohr in periodischen Abständen und sind unterteilt von Wasserbrücken.

Schichtenströmung (engl. stratified flow): Der zweite Grundzustand wird bei weiterer Erhöhung des Gasgehalts erreicht. Bei dieser Strömungsform liegen die kontinuierliche Gas- und Flüssigkeitsphase in Abhängigkeit ihrer Dichten geschichtet in der Rohrleitung vor. Die Phasengrenzfläche ist geschlossen.

Wellenströmung (engl. wavy flow): Aufgrund von Schubspannung, hervorgerufen durch die Relativgeschwindigkeit von Gas- und Flüssigkeitsphase an der Phasengrenzfläche, entstehen zunächst kleine Instabilitäten. Diese werden nach Chun und Yu [Chu00b] der Kelvin-Helmholtz-Instabilität zugeschrieben. Mit zunehmender Gasgeschwindigkeit vergrößern sich die Instabilitäten bis hin zur periodischen Wellenbildung.

Schwallströmung (engl. slug flow): Bei weiterer Erhöhung des Gasdurchsatzes steigt die Wellenamplitude zunehmend an. Nach Bernoulli sinkt an einer Querschnittsverengung, dargestellt durch den verringerten Abstand zwischen einem Wellenberg und dem Rohrscheitel, der lokale Druck. Dies bewirkt eine weitere Anhebung des Wellenberges bis zum vollständigen Verschluss des Rohrquerschnitts. Zwischen den als Schwall bezeichneten Wellenbrücken liegt die Gasphase diskontinuierlich vor.

Pfropfenströmung (engl. plug flow): Wird der Gasdurchsatz weiter erhöht, verteilt sich die Flüssigkeit über den gesamten Rohrumfang. Die Gasphase liegt in langen Pfropfen vor, welche in größeren Abständen von Flüssigkeitsmembranen unterteilt werden.

Filmströmung (engl. annular flow): Die im vorigen Strömungsregime noch intakten Flüssigkeitsmembranen werden im dritten Grundzustand, der Filmströmung, aufgebrochen. An dieser Stelle liegen beide Phasen erneut kontinuierlich vor. Die Flüssigkeitsphase benetzt die komplette Wand und die Gasphase strömt durch die Mitte des Rohres.

Nebelströmung (engl. mist flow): Der letzte Grundverteilungszustand entspricht der Invertierung der Blasenströmung. Die kontinuierliche Gasphase und die diskontinuierliche Flüssigphase in Form von Tropfen bewegen sich gemeinsam durch das Rohr. Entsprechend der höheren Flüssigkeitsdichte befinden sich die Tropfen vornehmlich in der unteren Hälfte des Rohres, wobei es auch hier aufgrund von Turbulenz zu einem Rücktransport entgegen der Schwerkraft kommt.

Um vorherzusagen, welche der beschriebenen Strömungsformen sich in einer horizontalen Rohrleitung einstellt, wird neben den Leerrohrgeschwindigkeiten der Flüssigkeits- und Gasphase die Kenntnis über die Fließrichtung benötigt. Die Leerrohrgeschwindigkeit wird dabei beschrieben als der Volumenstrom, bezogen auf den Strömungsquerschnitt, wobei angenommen wird, dass sich die jeweilige Phase allein vorliegt. Anhand geeigneter Parameter, die neben den Leerrohrgeschwindigkeiten zusätzlich weitere Stoffparameter wie die Dichte und Viskosität beinhalten, kann anhand von Strömungsformkarten das Strömungsregime bestimmt



werden. Es wird bei horizontalen Rohrströmungen im Allgemeinen zwischen gleich- und gegenläufiger Strömung unterschieden, wobei sich die Mehrzahl der existierenden Strömungsformarten mit der gleichgerichteten Strömung befassen. Im Folgenden sollen ausschließlich horizontale Strömungen betrachtet werden.

Gleichgerichtete Strömung

Es besteht eine Vielzahl von Strömungsformarten zur Beschreibung von gleichläufigen, horizontalen Strömungen, wobei sich alle Karten in großen Teilen überschneiden. Je nach System, für welches die einzelne Strömungsformkarte ursprünglich entwickelt wurde, können die Einflussparameter durch Korrekturfaktoren so modifiziert werden, dass sie auch auf andere Stoffsysteme übertragen werden können. Alle Strömungsformarten verwenden in erster Linie ein zweiachsiges Diagramm dessen Ordinaten- und Abszissenparameter in direkter oder indirekter Form von Gas- und Flüssigkeitsstrom abhängen. Der Inhalt der Karte bezeichnet die einzelnen Strömungsregime, wobei je nach Autor die von Brauer [Bra71] definierten Phasenverteilungszustände mitunter zusammengefasst werden.

Die ursprünglich von Baker [Bak54] entwickelte und von Scott [Sco63] modifizierte Strömungsformkarte für Luft-/Wassersysteme und Öl-/Gassysteme definiert sechs Strömungsregime in Abhängigkeit der Parameter G_g/λ und $G_l\psi$ für kleine Rohrquerschnitte ($D < 0,05$ m). Abbildung 2.2 zeigt die Strömungsformkarte nach Baker, dargestellt von Whalley [Wha87].

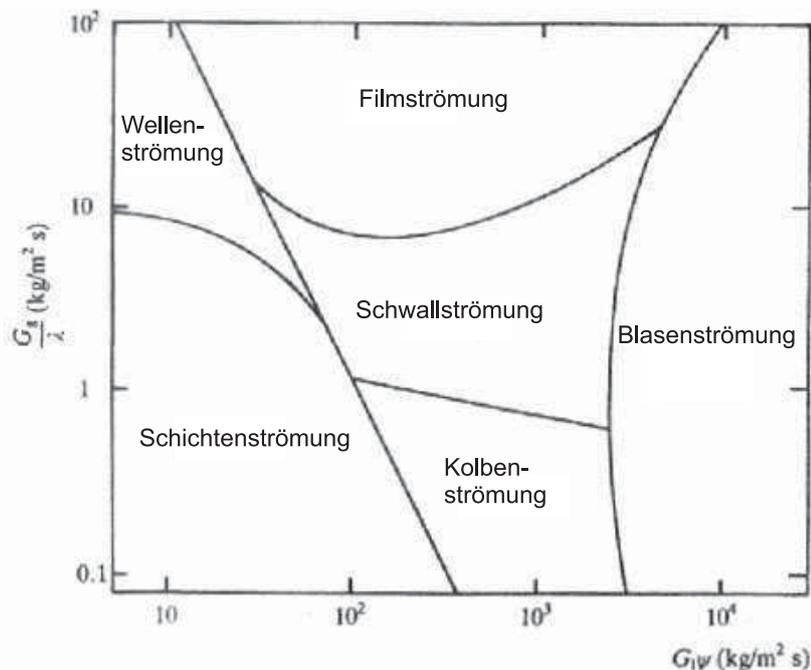


Abbildung 2.2.: Strömungsformkarte nach Baker für horizontale Rohrströmungen, dargestellt nach Whalley [Wha87]

Der Parameter der Abszisse setzt sich aus dem Massenstrom \dot{m}_f der flüssigen Phase bezogen auf den Rohrquerschnitt und einem empirischen Korrekturfaktor ψ zur Berücksichtigung von abweichender Flüssigkeitsdichte ρ , Flüssigkeitsviskosität η und Oberflächenspannung σ zusammen:

$$G_I \psi = \frac{\dot{m}_f}{\frac{\pi}{4} D^2} \cdot \frac{\sigma_{\text{Wasser}}}{\sigma} \cdot \left(\frac{\eta_f}{\eta_{\text{Wasser}}} \left[\frac{\rho_{\text{Wasser}}}{\rho_f} \right]^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

Der Ordinatenparameter beinhaltet den Gasmassenstrom \dot{m}_g und einen Korrekturfaktor λ für eine abweichende Gas- und Flüssigkeitsdichte:

$$G_g / \lambda = \frac{\dot{m}_g}{\frac{\pi}{4} D^2} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_{\text{Luft}}} \cdot \frac{\rho_l}{\rho_{\text{Wasser}}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

Mit Hilfe dieser Parameter kann das sich in einer horizontalen Rohrleitung einstellende Strömungsregime bestimmt werden.

Weitere gebräuchliche Strömungsformkarten sind diejenigen von Taitel [Tai76], Hoogendorn [Hoo59], Govier [Gov62] und Mandhane [Man74].

Gegenläufige Strömung

Im Unterschied zur gleichgerichteten Strömung sind horizontale gegenläufige Strömungen bislang nur wenig untersucht. Für den Fall einer vertikalen gegenläufigen Strömung existieren zwar Strömungsformkarten und empirische sowie semi-empirische Korrelationen, diese lassen sich jedoch nicht ohne weiteres auf horizontale Strömungen übertragen, da in beiden Fällen unterschiedliche Merkmale dominieren.

Bei der Betrachtung von gegenläufigen horizontalen Strömungen sind drei Strömungsformen von zentraler Bedeutung: die horizontale Schichtenströmung, die Wellenströmung und die Schwallströmung. Wie im Fall einer gleichgerichteten Strömung liegen bei der gegenläufigen Schichtenströmung beide Phasen kontinuierlich mit einer zusammenhängenden Phasengrenzfläche vor. Die gasförmige Phase kann ungehindert über die flüssige Phase strömen, wobei es zu keiner merklichen Interaktion kommt. Mit Beginn der Wellenströmung setzt bei der gegenläufigen Strömung jedoch ein zusätzliches Phänomen ein: die Strömungsumkehr. Diese kann wiederum in eine teilweise und in eine vollständige Strömungsumkehr unterteilt werden.

Bei der teilweisen Strömungsumkehr beginnt ein Teil der flüssigen Phase seine Strömungsrichtung in Richtung der Gasphase umzukehren. Der Großteil der flüssigen Phase fließt jedoch weiterhin in ihre ursprüngliche Richtung. In einem gedachten Kontrollvolumen resultiert daraus eine verringerte Transportrate der Flüssigkeit $\dot{m}_{f,\text{aus}}$, als mit $\dot{m}_{f,\text{ein}}$ ursprünglich in das Kontrollvolumen eintritt. Diesen Anteil stellt die rückströmende Flüssigkeit $\dot{m}_{f,\text{rück}}$ dar. Im Bereich der teilweise umgekehrten Strömung gilt gemäß Abbildung 2.3:

$$0 \leq \frac{\dot{m}_{f,\text{rück}}}{\dot{m}_{f,\text{ein}}} \leq 1 \quad (2.7)$$

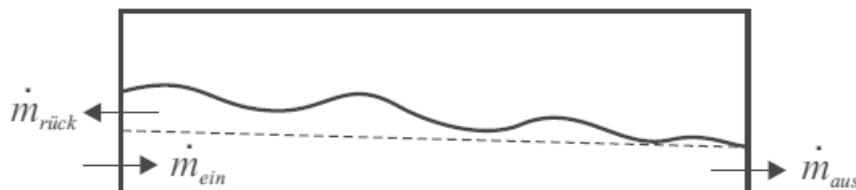


Abbildung 2.3.: Massenstromverhältnisse in einer umgekehrten Strömung [Sta07]



Ab dem Punkt, an welchem der rückströmende Anteil gleich dem einströmenden Anteil ist ($\dot{m}_{f,\text{rück}}/\dot{m}_{f,\text{ein}} = 1$), liegt eine vollständige Strömungsumkehr vor. Diese wird phänomenologisch dem Übergang zur Schwallströmung zugeordnet und kennzeichnet die Limitierung des gegenläufigen Strömungsregimes (engl. counter-current flow limitation oder auch flooding). Eine Rückkehr von der vollständigen zur teilweise umgekehrten Strömung durch die Verringerung einer der beiden Massendurchsätze ist dabei meist nicht ohne weiteres möglich, da hier ein stark ausgeprägter Hystereseeffekt vorliegt [Sta07].

Bestehende Untersuchungen setzen am Übergang zur Strömungsumkehr an und beschreiben diesen anhand von analytischen und empirischen Gleichungen. Die überwiegende Anzahl der Arbeiten geht dabei von den Untersuchungen von Wallis [Wal69] in einem rechteckigen Kanal aus. Wallis macht das Einsetzen der Strömungsumkehr an den dimensionslosen Leerrohrgeschwindigkeiten $v_{l,f}^*$ und $v_{l,g}^*$ der flüssigen und gasförmigen Phase gemäß

$$v_{l,g}^* = \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_f - \rho_g}} \cdot \frac{v_{l,g}}{\sqrt{gH}} \quad (2.8)$$

$$v_{l,f}^* = \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_f - \rho_g}} \cdot \frac{v_{l,f}}{\sqrt{gH}} \quad (2.9)$$

fest. In Gleichung 2.8 und 2.9 steht ρ_i für die Dichte der jeweiligen Phase, g für die Erdbeschleunigung und H für die Kanalhöhe. Nach Wallis Definition berücksichtigten die dimensionslosen Leerrohrgeschwindigkeiten somit die Froude-Zahl und das Verhältnis der Phasendichten. Die Froude-Zahl beschreibt dabei das Verhältnis von Trägheitskräften zu Schwerkraften und wird formal als

$$\text{Fr} = \frac{v}{\sqrt{gH}} \quad (2.10)$$

definiert. Der Übergang zur Strömungsumkehr wird daraufhin an der Summe der Wurzeln beider Leerrohrgeschwindigkeiten gemäß Gleichung 2.11 festgemacht.

$$v_{l,g}^{*\frac{1}{2}} + v_{l,f}^{*\frac{1}{2}} = 1 \quad (2.11)$$

Diese analytische Korrelation wird von weiteren Autoren als Ausgangspunkt für semi-empirische Korrelationen genutzt, wobei die einzelnen Summanden von Gleichung 2.11 mit Korrekturfaktoren belegt werden. Diese Faktoren können daraufhin in Abhängigkeit der untersuchten Geometrie und des untersuchten Stoffsystems angepasst werden.

Eine wichtige Weiterentwicklung der Wallis-Korrelation zur Bestimmung des Einsetzens der Strömungsumkehr wird von Chun [Chu00b] vorgestellt. In dieser Untersuchung wird zusätzlich der Einfluss von Kondensation in einer Dampf-/Wasser-Gegenströmung berücksichtigt und mit einer Luft-/Wasser-Gegenströmung verglichen. Chun definiert eine kritische Gasgeschwindigkeit für das Einsetzen der Strömungsumkehr zu

$$v_{g,\text{krit}} = \sqrt{\frac{\rho_f g H_g \cos \theta C_{P,\text{krit}}}{\rho_g}} \cdot \frac{\sqrt{\left(\frac{4}{\pi} + f_i\right) \cdot (1 - C_c) + C_c - 1}}{(4/\pi) + f_i - 1} \quad (2.12)$$

mit

$$C_{P,\text{krit}} = 1 + \frac{32}{9\pi} \frac{\eta_{\text{krit}}^*}{S_i} \frac{DH_g}{S_i} \cdot \left(1 - \frac{2H_f}{D}\right) \quad (2.13)$$

und



$$C_c = \frac{\rho_g}{\rho_f} \cdot \frac{3,72 \bar{v}_{g,krit}^2}{g H_g \cos \theta C_{P,krit}} \quad (2.14)$$

Hierin stehen ρ_f und ρ_g für die Dichten der flüssigen und gasförmigen Phase, g für die Erdbeschleunigung, H_f und H_g für die Höhen der Flüssigkeits- und Gasphase, θ für den Neigungswinkel des Rohres, D für den Rohrdurchmesser, S_i für die Sehnenlänge der Phasengrenzfläche im Rohrquerschnitt, η_{krit}^* für die kritische Wellenhöhe bezogen auf H_g und $\bar{v}_{g,krit}$ für die mittlere kritische Gasphasengeschwindigkeit. Für die Berechnung des Reibungsfaktors f_i empfiehlt Chun die empirische Reynolds-Korrelation nach Lee [Lee92]

$$f_i = 4,13 \cdot 10^{-11} \text{Re}_g^{0,96} \text{Re}_f^{0,31} \left(\frac{\eta_f}{\eta_g} \right)^{1,86} \quad (2.15)$$

mit η_f und η_g als den Viskositäten der flüssigen und gasförmigen Phase. Diese nur numerisch lösbare Korrelation berücksichtigt ebenfalls den Einfluss von Kondensationseffekten und deckt sich größtenteils mit der modifizierten Wallis-Korrelation

$$m \cdot v_{i,f}^{*\frac{1}{2}} + v_{i,g}^{*\frac{1}{2}} = C \quad (2.16)$$

mit den Korrekturfaktoren $m = 0,60$ und $C = 0,52$. Daraus kann die Strömungsformkarte nach Abbildung 2.4 entwickelt werden, die das Einsetzen der Schwallströmung für Luft- und Wasserströmungen bzw. Dampf- und Wasserströmungen beschreibt.

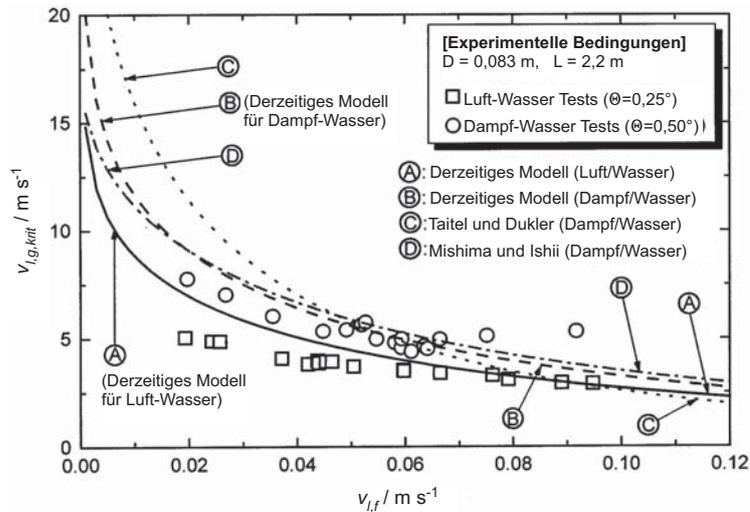


Abbildung 2.4.: Strömungsformkarte für den Übergang zur vollständigen Strömungsumkehr nach Chun [Chu00b]

Während die Strömungsformkarte nach Chun das Einsetzen der Strömungsumkehr am phänomenologischen Wechsel des Strömungsregimes Schichten- zu Schwallströmung festmacht, ist von Stähler [Sta07] dieser Übergang detaillierter beschrieben. So werden in der Strömungsformkarte aus Abbildung 2.5 zusätzlich die Übergänge von teilweiser und vollständiger Strömungsumkehr gekennzeichnet.

In der Strömungsformkarte kennzeichnet die OSTF-Linie den eingangs erwähnten hysterebedingten Übergang vom Bereich der vollständigen Strömungsumkehr zurück zur stabilen Schichtenströmung. u_{LS} und u_{GS} beschreiben die Volumenstromdichte der Gas- bzw. Flüssigkeitsphase gemäß $u_{iS} = \dot{V}_i/A$.

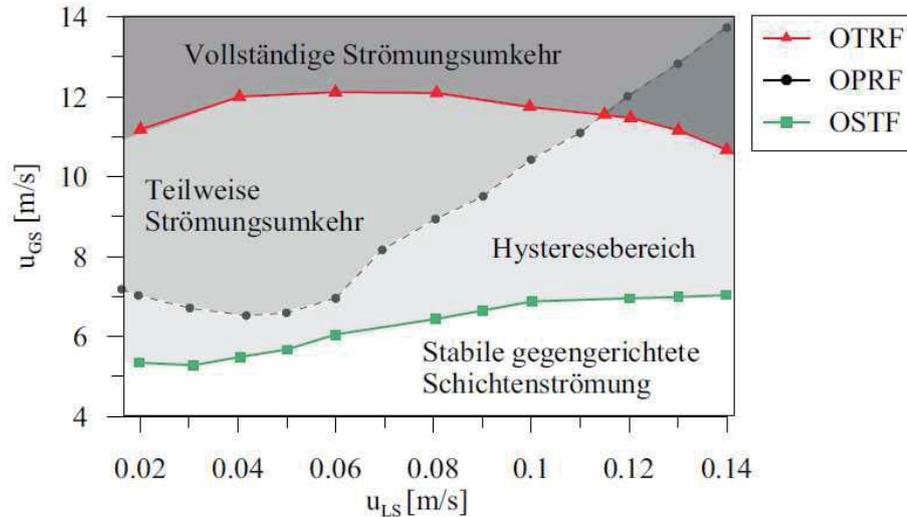


Abbildung 2.5.: Strömungskarte nach Stähler [Sta07] (OTRF: Übergang zur vollständigen Strömungsumkehr, OPRF: Übergang zur teilweisen Strömungsumkehr, OSTF: Übergang zurück zur stabilen Schichtenströmung)

Weitere experimentelle Untersuchungen, die sich mit dem Einsetzen der vollständigen Strömungsumkehr befassen, werden für einen rechteckigen Kanal von Gargallo [Gar05] und auf dieser Arbeit aufbauend von Deendarlianto [Dee08] und [Dee11] beschrieben. Für eine runde Rohrgeometrie wird das Einsetzen von Schwallströmung von Chun [Chu96] in horizontale Leitungen und für das Einsetzen des Flutens von Ousaka [Ous06] in Abhängigkeit des Rohrneigungswinkels, der Rohrlänge sowie dessen Durchmesser dargelegt.

2.2. Kondensation

Bei Kondensation handelt es sich um einen thermodynamischen Vorgang der gekoppelten Wärme- und Stoffübertragung mit Phasenumwandlung. Sie stellt den Phasenübergang vom dampfförmigen in den flüssigen Aggregatzustand eines Stoffes dar. Während der Kondensation wird der dampfförmigen Phase die Verdampfungsenthalpie über eine Austauschfläche entzogen. Diese Fläche kann beispielsweise diejenige einer Wand oder die Oberfläche eines Flüssigkeitsfilms bzw. eines Tropfens sein. Für die theoretischen Betrachtungen im Rahmen dieser Arbeit soll auf eine weitere Form der Kondensation eingegangen werden: der direkten Kontaktkondensation von Dampf an einer Flüssigkeit mit einer Temperatur unterhalb der Siedetemperatur. Zur Beschreibung der Kondensation im Allgemeinen und zum Vorgang der direkten Kontaktkondensation im Speziellen soll unter Berücksichtigung der Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport die Grenzschichttheorie von Prandtl herangezogen werden. Die Grenzschicht stellt im Fall eines parallel zu einer Wand strömenden Fluids die räumliche Ausdehnung dar, in welcher die zur Wand parallele Geschwindigkeitskomponente von ihrem Wert an der Wand (null aufgrund von Wandhaftung) bis hin zu ihrem Maximalwert in der Kernströmung ansteigt. Innerhalb der Grenzschicht ändert sich neben dem Geschwindigkeitsgradienten in analoger Weise der Temperaturgradient. Im Fall der direkten Kontaktkondensation fällt die Temperatur in der flüssigen Phase von ihrem Maximalwert an der Phasengrenzfläche bis hin zur Temperatur in der Kernströmung, der Freistromtemperatur. Die Form des Temperaturverlaufs nimmt dabei direkten Einfluss auf den Wärme-

und somit auch auf den Kondensationsstrom von der Phasengrenze bis zur Kernströmung. Neben diffusiven wird die Grenzschicht vor allem durch konvektive Transportmechanismen bestimmt. Eine analytische Bestimmung dieser sich überlagernden Mechanismen ist für eine praktische Anwendung im Allgemeinen nicht möglich. Es wird daher der Wärmeübergangskoeffizient α eingeführt, der alle mikroskopischen Vorgänge in der Temperaturgrenzschicht zusammenfasst und eine Bestimmung des übertragenen flächenbezogenen Wärmestroms \dot{q} in Abhängigkeit des Temperaturgradienten möglich macht. Stellt T_P die Temperatur an der Phasengrenzfläche und T_F die Freistromtemperatur dar, so kann der Wärmeübergangskoeffizient nach

$$\alpha = \frac{\dot{q}}{T_P - T_F} \quad (2.17)$$

beschrieben werden.

Die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten ist jeher eine wissenschaftliche Herausforderung, welche bisher eine Vielzahl von Modellansätzen hervorgebracht hat. Im Folgenden soll zunächst die direkte Kontaktkondensation formal beschrieben werden. Daraufhin werden ausgesuchte analytische und empirische Korrelationen zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten vorgestellt. Abschließend wird auf die Kavitation, einer Sonderform der Kondensation, eingegangen.

2.2.1. Direkte Kontaktkondensation

Bei der direkten Kontaktkondensation wird die Kondensation maßgeblich vom Wärmeabtransport von der Phasengrenzfläche zu tieferen Schichten bestimmt. Im Fall der Kondensation von Satttdampf an einer kalten Flüssigkeit kann der Temperaturverlauf in der gasförmigen Phase als konstant angenommen werden, da die Temperatur von Satttdampf nicht unterhalb der Siedetemperatur sinken kann. Seitens der flüssigen Phase stellt sich hingegen ein Temperaturgradient ein. Aus dieser Überlegung ergibt sich der Temperaturverlauf nach Maksic [Mak03] gemäß Abbildung 2.6.

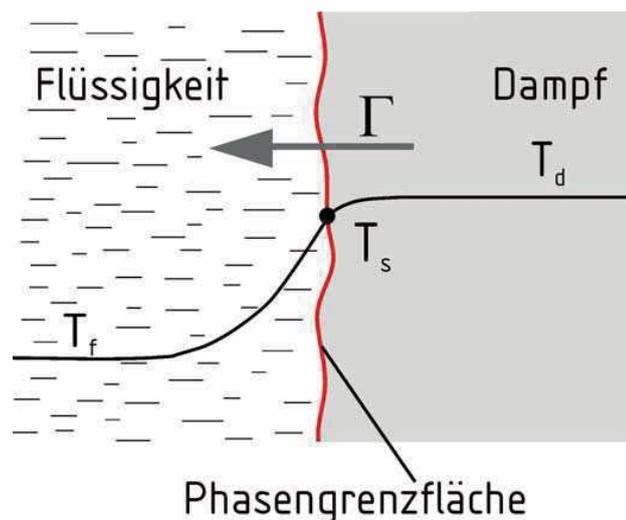


Abbildung 2.6.: Direkte Kontaktkondensation an unterkühlter Flüssigkeit nach Maksic [Mak03]

Der Temperaturverlauf und der davon bestimmte Kondensationsmassenstrom Γ kann anhand einer Energiebilanz um die Phasengrenzfläche beschreiben werden. So tritt auf der



Dampfseite der Wärmestrom \dot{Q}_d und der im anfallenden Kondensat enthaltene Enthalpiestrom $\Gamma \cdot h_d$ in ein infinitesimales Volumenelement der Phasengrenzfläche ein. Dem gegenüber tritt auf der Flüssigkeitsseite der Wärmestrom \dot{Q}_f und der Enthalpiestrom $\Gamma \cdot h_f$ aus dem Kontrollvolumen aus. Die Bilanz in Form von

$$\dot{Q}_d + \Gamma \cdot h_d - \dot{Q}_f - \Gamma \cdot h_f = 0 \quad (2.18)$$

mit

$$\dot{Q}_d = \alpha_d \cdot A_i (T_d - T_S) \quad \text{und} \quad (2.19)$$

$$\dot{Q}_f = \alpha_f \cdot A_i (T_S - T_f) \quad (2.20)$$

liefert einen Ausdruck für den Kondensationsmassenstrom:

$$\Gamma = \frac{\alpha_f \cdot A_i (T_S - T_f) - \alpha_d \cdot A_i (T_d - T_S)}{h_d - h_f} \quad (2.21)$$

In Gleichung 2.18 bis 2.21 steht α_i für den Wärmeübergangskoeffizienten auf der Seite der Flüssigkeit bzw. des Dampfes und A_i für die Austauschfläche der Phasengrenze. Wie eingangs dargelegt, kann sich in der dampfförmigen Phase kein Temperaturgradient ausbilden ($T_d = T_S$). Die Enthalpiedifferenz setzt sich im vorliegenden Fall aus der Verdampfungsenthalpie Δh_v sowie der Differenz der Flüssigkeitsenthalpie bei Sättigungstemperatur unmittelbar an der Phasengrenzfläche und der Flüssigkeitsenthalpie in der Kernströmung ($h_f(T_S) - h_f(T_f)$) zusammen. Im direkten Vergleich ist $\Delta h_v \gg (h_f(T_S) - h_f(T_f))$ wodurch die Enthalpiedifferenz in der flüssigen Phase in guter Näherung vernachlässigt werden kann. Es ergibt sich der vereinfachte Ausdruck

$$\Gamma = \frac{\alpha \cdot A_i \cdot (T_d - T_f)}{\Delta h_v} \quad (2.22)$$

für die Kondensationsrate, wobei α den Wärmeübergangskoeffizienten auf der Seite der Flüssigkeit beschreibt. Bei einer ebenen oder welligen Phasengrenzfläche kann die Austauschfläche A_i analytisch bestimmt werden. Erst wenn wesentlich komplexere Formen der Austauschfläche vorliegen, muss diese modellgestützt beschrieben werden. Der Wärmeübergangskoeffizient hingegen bleibt stets eine Unbekannte wofür im Folgenden Modellansätze vorgestellt werden.

2.2.2. Modellierung des Wärmeübergangskoeffizienten

Grenzschichttheorie

Der Grenzschichttheorie liegt die Annahme einer dünnen Schicht in unmittelbarer Nähe der Wärme-/Stoffaustauschfläche zugrunde. Die Geschwindigkeit und die Temperatur des Fluids ändert sich ausschließlich normal zur Phasengrenzfläche. Die Wärmeübertragungsmechanismen bestehen aus Konvektion und Wärmeleitung. Aus der Ähnlichkeitstheorie kann zur Beschreibung eines solchen Problems der Wärmeübergangskoeffizient anhand der dimensionslosen Nußelt-Zahl für geometrisch ähnliche Verhältnisse bestimmt werden. Die Nu-Zahl setzte dabei den konvektiven und den diffusiven Wärmeübergang ins Verhältnis und ist gemäß



$$\text{Nu} = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda} \quad (2.23)$$

definiert. In Gleichung 2.23 beschreibt L die charakteristische Länge des Wärmeübergangsproblems und λ die stoffabhängige Wärmeleitfähigkeit des Fluids. Zur Bestimmung der Nußelt-Zahl werden experimentell basierte Korrelationen herangezogen, die bei erzwungener Konvektion in erster Linie eine Funktion der Reynolds-Zahl

$$\text{Re} = \frac{\rho \cdot v \cdot L}{\eta} \quad (2.24)$$

und der Prandtl-Zahl

$$\text{Pr} = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda} \quad (2.25)$$

sind. Bei natürlicher Konvektion werden Korrelationen in erster Linie mit der Grashof-Zahl

$$\text{Gr} = \frac{\rho^2 g \beta (T_s - T_f) L^3}{\eta^2} \quad (2.26)$$

und der Prandtl-Zahl gebildet. In Gleichung 2.24 bis 2.26 steht η für die dynamische Viskosität, c_p für die Wärmekapazität, g für die Erdbeschleunigung und β für den Wärmeausdehnungskoeffizienten.

Im Fall einer horizontalen zweiphasigen Rohrströmung aus Dampf und Wasser basiert der Wärmeübergang auf erzwungener Konvektion. Die Nußelt-Zahl kann experimentell in Abhängigkeit des Strömungsregimes bestimmt werden. Da sich kein experimenteller Aufbau absolut gleicht, kann eine Nußelt-Zahl-Korrelation streng genommen nicht ohne weiteres auf ein anderes Wärmeübergangsproblem übertragen werden. Sind die stofflichen und geometrischen dimensionslosen Kennzahlen weitestgehend gleich, ist jedoch eine Übertragung möglich. Hierfür steht eine große Anzahl an experimentellen Untersuchungen zur Ermittlung der Nußelt-Zahl in kreisförmigen und rechteckigen Rohrquerschnitten für gleich- und gegenläufige Strömungen in verschiedenen Strömungsregimen zur Verfügung. Lee gibt in [Lee06] eine Übersicht der Experimente von 1970 bis 2006.

Für eine horizontale ebene Schichtenströmung im Gegenstrom aus Dampf und Wasser in einer $D = 84$ mm Rohrleitung wird von Chu [Chu00a] die Nußelt-Zahl in Abhängigkeit der Reynolds-Zahlen der dampfförmigen und flüssigen Phase sowie der Jakob-Zahl gemäß

$$\text{Nu} = 7,13 \cdot 10^{-9} \text{Re}_f^{1,32} \text{Re}_g^{0,53} \text{Ja}^{1,21} \quad (2.27)$$

mit

$$\text{Ja} = \frac{\rho_f c_{p,f} (T_d - T_f)}{\rho_g \Delta h_v} \quad (2.28)$$

bestimmt. Die Jakob-Zahl dient dabei der Beschreibung der Wärmeübertragung bei Phasenübergängen. Alle Kennzahlen in Gleichung 2.27 beziehen sich auf die Strömungswerte der Bulk-Phase. Die charakteristischen Längen der dimensionslosen Kennzahlen werden aus dem hydraulischen Durchmesser des Querschnitts der jeweiligen Phase gebildet.

Lee [Lee06] gibt für die gleiche Konfiguration von Chu [Chu00a] jedoch im Strömungsregime der Wellenströmung eine leicht modifizierte Korrelation mit anderen Exponenten an:

$$\text{Nu} = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{Re}_f^{0,59} \text{Re}_g^{1,2} \text{Ja}^{0,82} . \quad (2.29)$$



Während die Nußelt-Korrelationen von Chu und Lee neben den Reynolds-Zahlen die Jakob-Zahl als maßgeblichen Einflussfaktor identifizieren, wird von Bankoff [Ban87] für eine gegenläufige ebene Dampf-/Wasserschichtenströmung in einem rechteckigen Kanal der Prandtl- und Froude-Zahl

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{gL}} \quad (2.30)$$

der flüssigen Phase ein höherer Stellenwert zugeordnet. In aufeinanderfolgenden Publikationen von den Autoren Bankoff, Lee und Kim ([Kim83], [Kim85] und [Ban87]) wird ein Nußelt-Ansatz gemäß

$$Nu = 0,966 \cdot 10^{-3} Re_f^{0,98} Pr_f^{0,95} Fr^{0,8} \quad (2.31)$$

entwickelt. Die charakteristischen Längen beziehen sich hierbei auf die Filmdicke der flüssigen Phase.

Welches der aufgeführten Modelle am besten für eine Berechnung geeignet ist, hängt entscheidend vom betrachteten System ab. Je ähnlicher eine zu untersuchende Geometrie derjenigen aus den beschriebenen Ansätzen ist, desto sicherer sind die erlangten Ergebnisse. Trotz aller Ähnlichkeit ist jedoch meist eine Anpassung der numerischen Parameter nötig.

Oberflächenerneuerungstheorie

Die zuvor vorgestellten Modelle der Grenzschichttheorie setzten einen stationären Wärmetransport voraus. Insbesondere bei instationären Transportvorgängen, in denen sich der Wärme- und Stofftransport während sehr kurzer Zeit vollzieht, gelangen die dargelegten Korrelationen an ihre Grenzen. Um einen kurzzeitigen Wärme- und Stofftransport beschreiben zu können, wird nun die auf der Penetrationstheorie von Higbie [Hig35] aufbauende Oberflächenerneuerungstheorie von Danckwerts [Dan70] betrachtet, welche den Wärmeabtransport von der Phasengrenzfläche aufgrund von Turbulenzwirbeln beschreibt. Während die Energie zur Turbulenzerzeugung durch Scherung an der Phasengrenzfläche aufgrund der Relativgeschwindigkeit zwischen den beteiligten Phasen erzeugt wird, geschieht die Erneuerung der phasengrenzflächennahen Schichten durch periodisch auftretende makroskopische Wirbel. Diese Wirbel brechen die laminare Unterschicht der Grenzschicht auf und transportieren die Flüssigkeit mit Siedetemperatur in die Bulkphase. Analog dazu wird aus der Bulkphase kühlere Flüssigkeit zur Phasengrenzfläche hintransportiert. Als Schlüsselphänomen des Wärmeabtransports wird die Kontaktzeit t_{rp} der Wirbel mit der Gasphase identifiziert. Diese beschreibt das Verhältnis aus der Wirbellänge L_t zur Wirbelgeschwindigkeit v_t .

Es sollen im Folgenden zwei Oberflächenerneuerungsmodelle zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten vorgestellt werden. Das Modell von Hughes [Hug91] und das von Shen [She00]. Beide Modell gehen nach Ceuca [Ceu12] von derselben Grundgleichung gemäß

$$\alpha = \frac{C}{\sqrt{\pi}} \lambda_f Pr_f^{0,5} L_t^{n-1} \left(\frac{v_t}{\nu_f} \right)^n \quad (2.32)$$

aus. In Gleichung 2.32 sind C und n modellspezifische Konstanten, λ_f die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit, Pr_f die Prandtl-Zahl der Flüssigkeit und ν_f die kinematische Viskosität der Flüssigkeit. Der Unterschied der Modelle besteht in der Annahme der Größe der Turbulenzwirbel in Bezug auf ihre Längen und Geschwindigkeiten.



- **Modell von Hughes für mikroskopische Wirbel**

Das Modell von Hughes geht von sehr kleinen Wirbeln aus und legt die Kolmogorov-Skala für die Oberflächenerneuerung zugrunde. Daraus ergeben sich für die Koeffizienten aus Gleichung 2.32 die Werte $n = 0,5$ und $C = 2$. Das charakteristische turbulente Längenmaß L_t und das charakteristische turbulente Geschwindigkeitsmaß v_t betragen

$$L_t = \left(\frac{\nu_f^3}{\epsilon} \right)^{0,25} \quad \text{und} \quad v_t = (\nu_f \epsilon)^{0,25} . \quad (2.33)$$

ϵ beschreibt dabei die Dissipationsrate. Für direkte Kontaktkondensation von Dampf an einer kalten Flüssigkeit gibt Hughes [Hug91] eine exzellente Genauigkeit in Bezug auf die Abbildung des Kondensationsvorgangs an.

- **Modell von Shen für makroskopische Wirbel**

Das Modell von Shen nimmt im Unterschied zum Modell von Hughes größere und schnellere Wirbel an. Die Koeffizienten aus Gleichung 2.32 gibt Shen [She00] mit $n = 2/3$ sowie $C = 1,407$ und das Längenmaß sowie die Geschwindigkeit gemäß

$$L_t = C_\mu \frac{k^{1,5}}{\epsilon} \quad \text{und} \quad v_t = C_\mu^{0,5} (\nu_f \epsilon)^{0,25} \quad \text{mit} \quad C_\mu = 0,09 \quad (2.34)$$

an. k beschreibt hierbei die turbulente kinetische Energie. Aufgrund der größer gewählten Längen und Geschwindigkeiten im Modell von Shen ergeben sich ebenfalls längere Erneuerungsraten, wodurch der Wärmeübergangskoeffizient geringer ausfällt.

2.2.3. Kavitation

Unter dem Begriff Kavitation wird üblicherweise die Entstehung und die Implosion von Dampfblasen zusammengefasst. Kavitation stellt somit den Vorgang des Siedens und eine Sonderform der schlagartigen Kondensation dar. Sie kann in Form von Mikro- und Makrokavitation auftreten. Unter letzterem werden auch der Dampfblasenkollaps bei zweiphasigen deterministischen und nicht-deterministischen Kondensationsschlägen gezählt, welche in den Abschnitten 2.3 und 2.4 näher betrachtet werden. Mikrokavitation entsteht hingegen in erster Linie in sich bewegenden Fluiden, wie beispielsweise bei der Durchströmung von Strömungsverengungen oder an einem Propellerblatt. Dabei sinkt der lokale Druck des Fluids unterhalb des Sättigungsdrucks. Dadurch entstehen kleine Dampfblasen ähnlich wie beim Sieden aufgrund einer Temperaturerhöhung, nur das bei der Dampfblasenbildung infolge Kavitation der Druck das treibende Gefälle darstellt. Die beiden Vorgänge sind in Abbildung 2.7 gegenübergestellt.

In technischen Anwendungsfällen ist der in Abbildung 2.7 dargestellte Kavitationsweg im Allgemeinen zu vermeiden, da durch Kavitation Schäden an Bauteilen, die Verringerung der Leistung von beispielsweise Pumpen oder Turbomaschinen oder der Abriss einer ansonsten kontinuierlichen Strömung entstehen kann. Generell entsteht Kavitation in einer homogenen Strömung durch eine lokale Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit. Im Fall einer Rohrströmung geschieht dies beispielsweise an der Querschnittsverengung eines Ventils, einer Blende oder in einer Venturidüse. Aufgrund der Massenerhaltung muss sich in einem solchen reduzierten Querschnitt die Strömungsgeschwindigkeit v_{red} gegenüber der Hauptströmung mit v_{haupt} gemäß

$$v_{\text{red}} = v_{\text{haupt}} \frac{A_{\text{haupt}}}{A_{\text{red}}} \quad \text{mit} \quad A_{\text{red}} < A_{\text{haupt}} \quad (2.35)$$

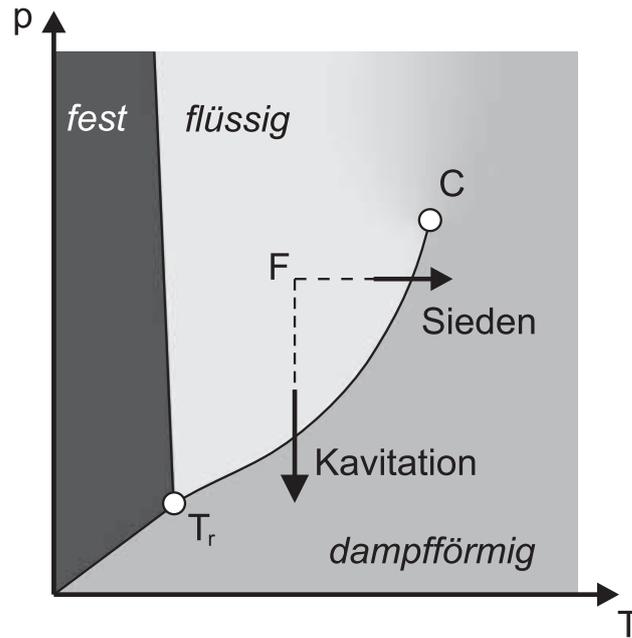


Abbildung 2.7.: Vergleich zwischen Kavitation und Sieden im p-T-Diagramm nach Franc [Fra05]

erhöhen. Mit Hilfe der Bernoulli-Gleichung kann der mit der Strömungsgeschwindigkeitserhöhung einhergehende Druckabfall berechnet werden. Sinkt der lokale Druck p_{lok} vom Ausgangsdruck p_{∞} bei der Durchströmung einer Verengung unterhalb des Sättigungsdrucks p_S , so beginnt das Fluid zu Sieden. Dies ist in einem System ohne Veränderung der Lageenergie gegeben, wenn

$$p_{\text{lok}} = p_{\infty} - \frac{\rho_f}{2} v_{\text{haupt}}^2 \left[\left(\frac{A_{\text{haupt}}}{A_{\text{red}}} \right)^2 - 1 \right] \leq p_S \quad (2.36)$$

ist. Sobald sich der Strömungsquerschnitt wieder vergrößert sinkt die Strömungsgeschwindigkeit wobei der lokale Druck wieder ansteigt. Ist dieser größer als der Sättigungsdruck kollabieren die zuvor gebildeten Dampfblasen und erzeugen Druckfelder, die sich je nach Ausprägung des Phänomens schädlich auf Bauteile auswirken können.

Das entstehende Druckfeld aufgrund einer kollabierenden Kavitationsblase kann über einen kinematischen Ansatz, in welchem in erster Linie die Trägheitskräfte des umgebenen Fluids Einfluss nehmen, für den Fall der Mikro kavitation bestimmt werden. Ausgangspunkt ist die Rayleigh-Plesset-Gleichung [Ray17]

$$\rho_f \left(R(t) \frac{d^2 R(t)}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR(t)}{dt} \right)^2 \right) = p_S - p(r = \infty, t) + p_{d0} \left(\frac{R_0}{R(t)} \right)^{3\kappa} - \frac{2\sigma}{R(t)} \quad (2.37)$$

für nicht-viskose Medien mit einer Oberflächenspannung σ , welche den zeitlichen Verlauf des Radius $R(t)$ einer Kavitationsblase bei deren Implosion bestimmt. In Gleichung 2.37 beschreibt p_{d0} den Druck und R_0 den Radius in der Dampfblase zum Zeitpunkt $t = 0$. κ steht für den Isotropenexponenten der gasförmigen Phase. Unter der Annahme, dass der Druck in der Dampfblase p_{d0} dem Sättigungsdruck p_S entspricht und dass die Oberflächenspannung keinen wesentlichen Einfluss nimmt, kann nach Franc [Fra05] aus Gleichung 2.37 ein Ausdruck für den dimensionslosen Druck Π gemäß

$$\Pi(r, t) = \frac{p(r, t) - p_\infty}{p_\infty - p_S} = \frac{R}{3r} \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 4 \right] - \frac{1}{3} \left(\frac{R}{r} \right)^4 \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right] \quad (2.38)$$

abgeleitet werden. Dieser Ausdruck beschreibt das zeitabhängige Druckfeld im Abstand r vom Blasenmittelpunkt. Eine graphische Darstellung von Gleichung 2.38 ist in Abbildung 2.8 für verschiedene Stadien (R/R_0) des Kavitationsblasenkollapses dargestellt.

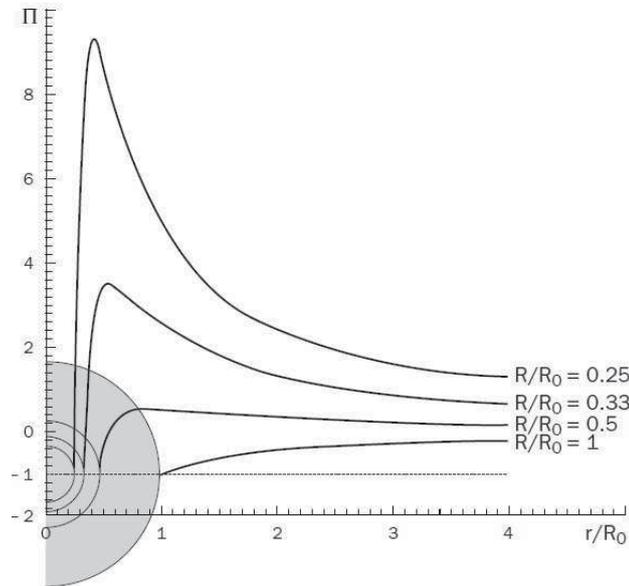


Abbildung 2.8.: Entwicklung des Druckfeldes während der Implosion einer Kavitationsblase nach Franc [Fra05]

Auffällig ist der sehr hohe Druckanstieg unmittelbar in der Blasennähe. Wird Gleichung 2.38 nach r abgeleitet, so kann die maximale Druckspitze Π_{\max} für den Abstand

$$\frac{r_{\max}}{R} = \left[\frac{\left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1}{\frac{1}{4} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - 1} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.39)$$

identifiziert werden. Als einfaches Rechenbeispiel gibt Franc [Fra05] für das Verhältnis $R/R_0 = 0,2$ und $p_\infty - p_S = 1$ bar an dieser Stelle einen maximalen Druck von $p_{\max} = 1260$ bar an. Trotz des sehr hohen lokalen Drucks nimmt dieser mit steigendem Abstand r vom Blasenmittelpunkt rasch ab, sodass bei höheren r/R_0 -Verhältnissen wenig vom ursprünglichen Ausmaß registriert werden kann.

Durch den Druckverlauf aus Abbildung 2.8 wird ebenfalls der zerstörerische Charakter von Kavitation deutlich. Während die Folgen von Implosionen kleiner Kavitationsblasen im inneren einer Strömung zwar hörbar, jedoch im Allgemeinen nur wenig schädlich sind, ergibt sich eine andere Belastungsart wenn es zu einer Kavitationsblasenimplosion unmittelbar an einer festen Struktur kommt. Dies ist beispielsweise an einem rotierenden Propeller oder einer Schiffsschraube der Fall. In diesem Szenario bilden sich Dampfblasen auf der schneller umströmten Oberseite der Schaufel und implodieren an deren Ende, wo Unter- und Überströmung wieder zusammentreffen. Die Implosion ist dabei so nahe der festen Struktur, dass sich die lokale Energiekonzentration aufgrund der Implosion zu großen Teilen auf die Struktur auswirken kann, bevor sie im umgebenden Medium dissipiert. Insbesondere ist die Kavitationsblasenimplosion gegen die Struktur gerichtet, wodurch das Medium gegen die Struktur



schlägt und diese nachhaltig beschädigen kann. Dieser Vorgang wird als Erosion aufgrund von Kavitation bezeichnet.

2.3. Deterministische Druckschläge

Ein Druckstoß bezeichnet die plötzliche Druckerhöhung in einem fluiden Medium. Die Druckerhöhung resultiert aus einer abrupten Änderung der Strömungsgeschwindigkeit und geht einher mit der Massenträgheit bzw. der Impulsänderung des Mediums. Die Impulsänderung nimmt dabei direkten Einfluss auf die Ausprägung der Druckerhöhung. Möglichkeiten für eine schnelle Änderung der Strömungsgeschwindigkeit können in industriellen Anwendungen das An- und Abfahren einer Pumpe, das Auftreten einer Leckage oder das Schließen eines Ventils sein.

Druckschläge können aufgrund ihrer Ursache in deterministische und nicht-deterministische Druckschläge unterteilt werden. Erstere lassen sich weiter in einphasige und zweiphasige Druckschläge einordnen. Einphasige deterministische Druckschläge, wie sie vornehmlich in Wasser führenden Rohrleitungen auftreten, sind bereits von Jouwosky [Jou00] im 19. Jahrhundert untersucht worden. Sie können in ihrem Auftreten und ihrer Ausprägung exakt und mit geringem Aufwand berechnet werden. Die Berechnung von zweiphasigen Druckschlägen ist mitunter schwieriger, insbesondere weil diese von einem Phasenübergang begleitet sind. In manchen Fällen ist eine Vorausberechnung des Druckverlaufs nur computergestützt möglich, wobei die Berechnungsgenauigkeit in starkem Maße von den verwendeten Modellen abhängt.

Im Folgenden werden die Grundlagen der beiden Arten von deterministischen Druckschlägen vorgestellt. Diese stellen die Basis für die im nächsten Kapitel diskutierten nicht-deterministischen Kondensationsschläge dar.

2.3.1. Einphasige Druckschläge

Wie eingangs beschrieben, entstehen bei jeder Geschwindigkeitsänderung in durchströmten Rohrleitungen Druckschwankungen. Im Fall einer abrupten Abbremsung resultiert die Druckerhöhung eines Druckstoßes aus der Umwandlung von kinetischer in potenzielle Energie, also der Änderung des Impulses. Bei der theoretischen Betrachtung eines Druckstoßes ist es hierfür notwendig die Kompressibilität des Fluids zu betrachten. Wie eine Feder kann auch ein Fluid komprimiert werden, wobei der Grad an Kompression der Druckänderung entspricht. Die analytische Beschreibung dieses Zusammenhangs soll im Folgenden anhand einer von Wasser durchströmten Rohrleitung beschrieben werden, wobei die Druckerhöhung aufgrund einer schlagartigen Verzögerung der Fließgeschwindigkeit hervorgerufen wird.

Ein übersichtliches Experiment zur Erfassung von einphasigen Druckstoßen in einer Rohrleitung wird von Simpson [Sim86] vorgestellt. In diesem Experiment wird Wasser aus einem druckbeaufschlagten Behälter durch eine 36 m lange Rohrleitung gefördert. Über einen sehr kurzen Zeitraum wird am Ende der Rohrleitung ein Ventil geschlossen, worauf es zunächst am Ventil zu einer Druckerhöhung kommt. Die Druckerhöhung pflanzt sich daraufhin durch die Rohrleitung fort bis sie den Behälter erreicht. An dieser sprunghaften Querschnittserweiterung sinkt der Druck in der Rohrleitung wieder auf den Systemdruck ab. Diese Entspannung breitet sich analog zur Druckerhöhung vom Behälter bis zum Ventil aus. Am Ventil fällt daraufhin der Druck um den Betrag der zuvorigen Druckerhöhung in den Unterdruckbereich. Wie zuvor beim Überdruck breitet sich auch der Unterdruck entlang der Rohrleitung bis

zum Behälter aus. Erneut wird beim Erreichen des Behälters der Systemdruck erreicht, indem sich die Entspannung in Richtung des Ventils ausbreitet. Am Ventil steigt daraufhin der Druck erneut an und der beschriebene Vorgang wiederholt sich. Die Amplitude der um den Systemdruck gespiegelten Druckänderungen nimmt dabei mit der Zeit ab. Abbildung 2.9 illustriert den Vorgang der Druckfortpflanzung. In dieser Abbildung beschreibt w_0 die anfängliche Fluidgeschwindigkeit, p_0 den Systemdruck vor dem Ventilschluss, c die Ausbreitungsgeschwindigkeit, t_R die Zeit in welcher der Schall zweimal das Rohr durchquert und Δp die Druckerhöhung. Zudem ist in vergrößertem Maße die Dehnung bzw. die Stauchung der Rohrwand dargestellt.

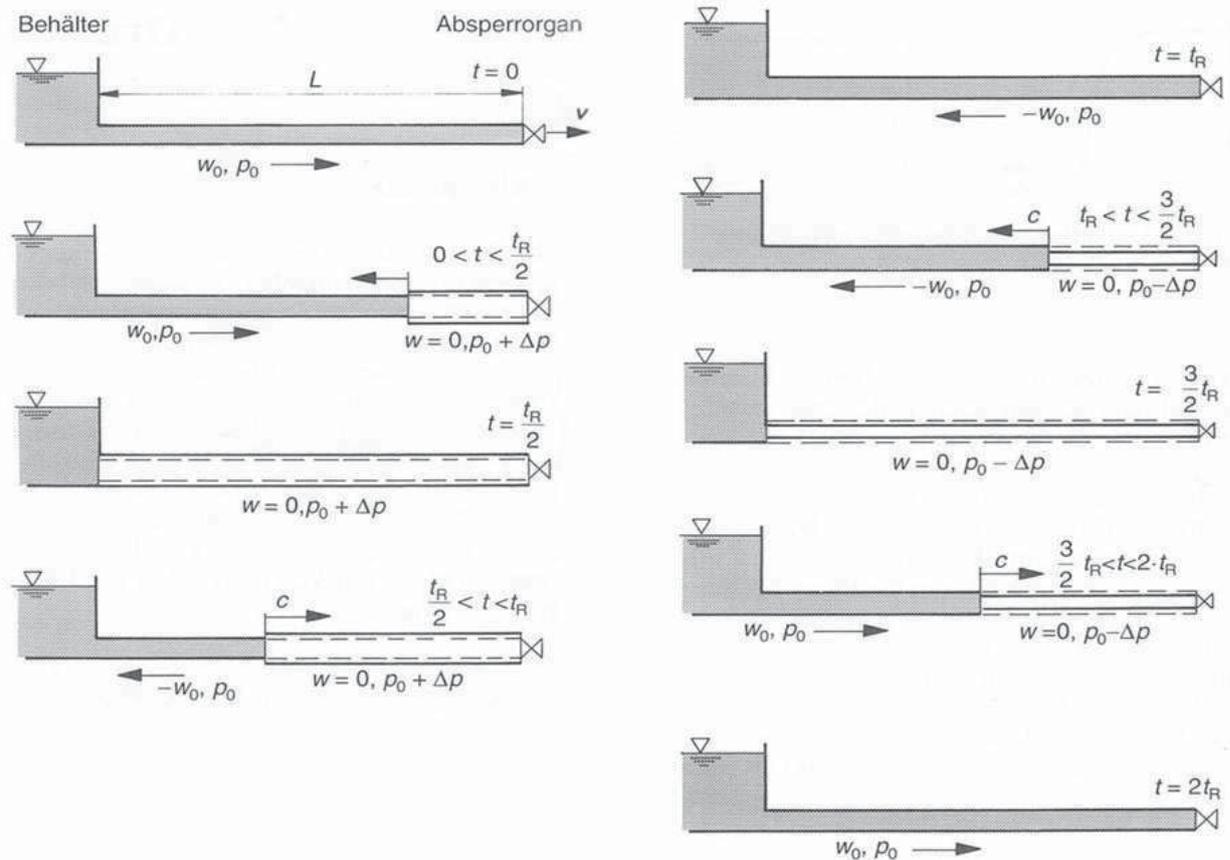


Abbildung 2.9.: Schematische Darstellung der Druckfortpflanzung nach einem schnellen Ventilschluss nach Wagner [Wag96]

Anhand des Simpson-Experiments werden mehrere Effekte deutlich, die mit einem Druckstoß einhergehen und diesen maßgeblich bestimmen. Zusammengefasst sind dies

1. die örtliche Druckänderung in der Rohrleitung,
2. die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckänderung,
3. die Dehnung und Stauchung der Rohrwand und
4. die Reflexion an den beiden Enden der Rohrleitung.

Die ersten drei Effekte stellen die Hauptmerkmale eines Druckstoßes dar, wobei die Druckänderung maßgeblich von den Fluideigenschaften und der Ausbreitungsgeschwindigkeit abhängt. Letztere wird wiederum von den mechanischen Eigenschaften der Rohrleitung beeinflusst. Analytisch kann dieser Zusammenhang durch die Joukowsky-Gleichung



$$\Delta p = \rho \cdot c \cdot \Delta v \quad (2.40)$$

dargestellt werden [Jou00]. In Gleichung 2.40 steht ρ für die Dichte des Fluids, c für die Schallgeschwindigkeit und Δv für die Geschwindigkeitsänderung. Die Herleitung dieser Gleichung ist über die differenzielle Impulsbilanz nach Gleichung 2.2 möglich. Bilanziert wird ein scheibenförmiges Volumenelement der Länge dx über den Abbremszeitraum $\Delta t = dx/c$. Dieser Zeitraum entspricht exakt der Zeit, welche die Ausbreitung der Druckerhöhung benötigt um die Länge dx zurückzulegen, also der Zeit in welcher das gesamte Fluidelement zur Ruhe kommt. Ferner tritt keine örtliche Veränderung der Strömungsrichtung im betrachteten Fluidelement auf und alle Volumenkräftdichten können vernachlässigt werden. Unter diesen Voraussetzungen reduziert sich die allgemeine Impulsbilanz zu

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) = -\nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}}. \quad (2.41)$$

Weiter wird angenommen, dass sich die Dichte über die Zeit nicht ändert und keine Schubspannungen wirken, wodurch sich der Spannungstensor auf die Normalkräfte, also die Druckkräfte, reduziert. Werden für den Nabla-Operator Zylinderkoordinaten verwendet, ergibt sich Gleichung 2.41 in Achsrichtung zu

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x}. \quad (2.42)$$

Da sich die Geschwindigkeit örtlich nicht über das betrachtete Kontrollvolumen ändert, kann anstatt der partiellen Ableitung die totale Ableitung der Geschwindigkeit über die Zeit geschrieben werden. Analog kann mit der partiellen Ableitung des Drucks nach x umgegangen werden. Vor diesem Hintergrund kann Gleichung 2.42 unter Trennung der Variablen gelöst werden. Als Integrationsgrenzen werden die Zeiten $t = 0$ sowie $t = dx/c$, die Geschwindigkeiten $v(t = 0) = v_0$ sowie $v(t = dx/c) = v_{\text{end}}$ und die Drücke $p(t = 0) = p_{\text{sys}}$ sowie $p(t = dx/c) = p_{\text{Stoß}}$ verwendet. Daraus ergibt sich

$$\rho (v_{\text{end}} - v_0) = -\frac{(p_{\text{Stoß}} - p_{\text{sys}})}{dx} \cdot \left(\frac{dx}{c} - 0 \right). \quad (2.43)$$

Bei einer vollständigen Abbremsung ist die Endgeschwindigkeit v_{end} gleich null, in jedem Fall aber kleiner als die Anfangsgeschwindigkeit v_0 . Die Geschwindigkeitsänderung Δv setzt sich entsprechend zu $\Delta v = v_0 - v_{\text{end}}$ zusammen. Die Druckerhöhung Δp durch den Druckstoß $p_{\text{Stoß}}$ wird auf den Systemdruck p_{sys} bezogen. Unter diesen Definitionen lässt sich Gleichung 2.43 zur anfangs vorgestellten Joukowsky-Gleichung umformen. Es ist somit möglich die Druckschlaghöhe mit dem Wissen um die Fluidichte, der Anfangs- und Endgeschwindigkeit sowie der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckänderung zu bestimmen. Letztere ist maßgeblich von der Kompressibilität der flüssigen Phase abhängig.

Die Kompressibilität, oder ihr Kehrwert, das Kompressionsmodul K , stellt einen Stoffwert dar, welcher analog zum Elastizitätsmodul eines Feststoffs ist. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c einer Druckänderung hängt nach

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (2.44)$$

mit dem Kompressionsmodul zusammen. In einem reinen Stoffsystem unter Normalbedingung entspricht die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der theoretischen Schallgeschwindigkeit



c_{th} . Dabei handelt sich um einen tabellierten Wert, welcher beispielsweise der Datenbank des National Institute of Standards and Technology (NIST) [Lin14] entnommen werden kann. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit, die für die Berechnung der Druckschlaghöhe über die Joukowsky-Gleichung benötigt wird, kann jedoch die theoretische Schallgeschwindigkeit nicht ohne weiteres verwendet werden. In einem technischen Anwendungsfall muss bei der Ausbreitung eines Druckfeldes in einer Rohrleitung zudem die Elastizität des Rohrmaterials, die Einspannung der Rohrleitung und der dispers vorliegende Gasanteil berücksichtigt werden. All diese Effekte sorgen im Allgemeinen für eine Verringerung der Schallgeschwindigkeit. Eine Berücksichtigung ist durch die reziproke Addition der Einzeleffekte möglich und führt zur Anpassung des effektiven Kompressionsmoduls:

$$\frac{1}{K_{eff}} = \frac{1 - \alpha}{K_f} + \frac{\alpha}{K_g} + \frac{D}{E_R \cdot s} \cdot \Psi \quad (2.45)$$

In Gleichung 2.45 beschreibt K_f das Kompressionsmodul der flüssigen Phase, K_g das Kompressionsmodul der dispers vorliegenden gasförmigen Phase, α den Gasgehalt, D den Rohrdurchmesser, E_R das Elastizitätsmodul des Rohrmaterials, s die Rohrwandungsdicke und Ψ den Faktor zur Berücksichtigung der Rohrleitungslagerung. Die Kompressibilität der gasförmigen Phase kann unter der Annahme eines idealen Gases nach dem Boyle-Mariotte-Gesetz gemäß

$$K_g = -V_g \cdot \frac{dp}{dV} = \kappa \cdot p_{abs} \quad (2.46)$$

mit dem Isotropenexponenten κ beschrieben werden. Bei dünnwandigen Rohren kann nach Kottammn [Kot92] für den Rohrdurchmesser D der mittlere Rohrdurchmesser d_m verwendet werden. Der Lagerungsbeiwert Ψ berücksichtigt die Art der Einspannung der Rohrleitung. Nach Töppel [TÖ6] kann gemäß Tabelle 2.1 zwischen drei Formen der Rohrleitungslagerung unterschieden werden, wobei μ die Querdehnzahl des Rohrleitungsmaterials beschreibt. Diese beträgt beispielsweise bei austenitischen Stählen wie Edelstahl 1.4571 $\mu = 0,3$.

Tabelle 2.1.: Lagerungsbeiwert für dünnwandige Rohrleitungen nach Töppel [TÖ6]

Lagerung	Lagerungsbeiwert
Rohr in Rohrachse unverschieblich	$\Psi = (1 - \mu^2)$
Rohr an einem Ende unverschieblich	$\Psi = (1 - \frac{1}{2}\mu)$
Schwimmend gelagertes Rohr	$\Psi = 1$

Unter Berücksichtigung aller Einflussparameter berechnet sich die theoretisch effektive Schallgeschwindigkeit in einer beidseitig eingespannten Rohrleitung zu

$$c_{eff} = \sqrt{\frac{1}{(1 - \alpha) \cdot \frac{1}{c_{th}^2} + \alpha \cdot \frac{\rho_f}{\kappa \cdot p_{abs}} + \frac{\rho_f \cdot d_m}{E_R \cdot s} \cdot (1 - \mu^2)}} \quad (2.47)$$

Der Einfluss von dispers vorliegenden Gasanteilen wird anhand von Abbildung 2.10 deutlich. Darin ist die theoretische effektive Schallgeschwindigkeit anhand eines Rechenbeispiels für eine ideal starres Rohr ($E_R \rightarrow \infty$) bei Umgebungsbedingung über dem Gasgehalt abgebildet. Bereits für sehr geringe Gasgehalte wird die Schallgeschwindigkeit von ihrem Ausgangswert $c(\alpha = 0) = 1496,7$ m/s stark verringert.

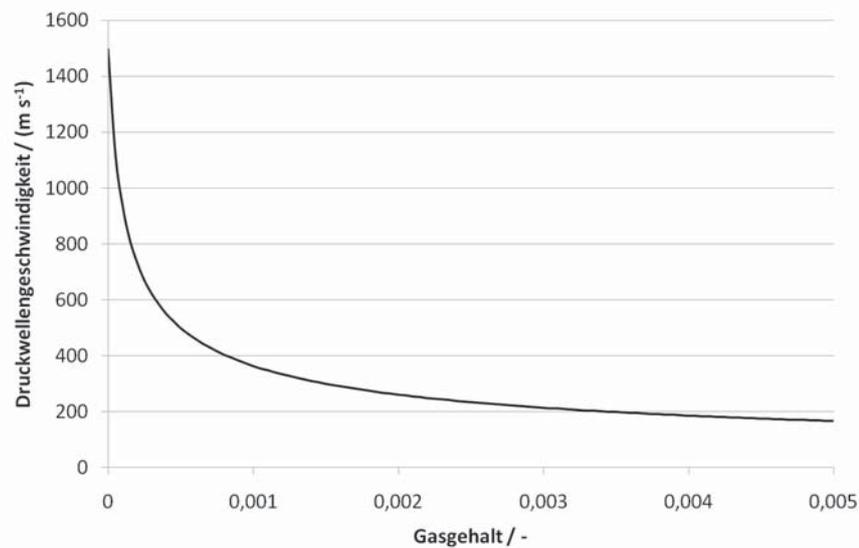


Abbildung 2.10.: Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit vom Gasgehalt

Die bisherige Betrachtung zeigt, wie sich die Berechnung der Ausprägung eines Druckschlag mit der Joukowsky-Gleichung 2.40 unter Verwendung von Gleichung 2.47 zur Bestimmung der effektiven Schallgeschwindigkeit gestaltet. Im Weiteren ist die Ausbreitung eines Druckfeldes zu betrachten. Beim Passieren einer Rohrleitung wird die Amplitude einer Druckwelle lediglich durch Dissipation in Form von Reibung verringert. Gelangt eine Druckwelle jedoch an eine Querschnittsveränderung, so entstehen Teil- bzw. Totalreflexionen dieser Welle. Bei einer Teilreflexion wird die ankommende Druckwelle in eine zurückgeworfene Druckwelle und eine durchgehende Druckwelle aufgeteilt. Dabei können folgende Szenarien auftreten:

- **Totalreflexion an einem geschlossenen Rohrende**

An einem geschlossenen Rohrende, wie beispielsweise vor einem geschlossenen Ventil, werden Druckwellen totalreflektiert. Dies bedeutet, dass der Druckstoß in derselben Größe als Drucksteigerung zurückgeworfen wird. Die zurücklaufende Welle legt sich daraufhin auf die anlaufende Welle, wodurch der Druckstoß doppelt so groß wird.

- **Totalreflexion an einem offenen Rohrende**

Durchläuft eine Druckwelle eine Rohrleitung, die in einem unendlich großen Behälter endet, so wird sie am Punkt der Querschnittserweiterung negativ reflektiert. Die anlaufende Druckerhöhung und ablaufende Druckabsenkung heben sich gegenseitig auf. Analog zur unendlichen Querschnittserweiterung kann auch der Phasenübergang von flüssig zu gasförmig betrachtet werden.

- **Teilreflexion an einer Querschnittserweiterung**

An einer endlichen Querschnittserweiterung von A_1 zu A_2 wird ein Teil des Druckschlags reflektiert. Die ankommende Welle wird mit dem von Kottmann [Kot92] definierten Reflexionsbeiwert r reflektiert, welcher bei $A_1 < A_2$ stets ein negatives Vorzeichen hat. Dies bedeutet, dass die an der Querschnittserweiterung reflektierte Druckwelle kleiner als die ankommende Welle ist. Der Reflexionsbeiwert berechnet sich zu

$$r = \frac{2A_1}{A_1 + A_2} - 1. \quad (2.48)$$



Der Anteil des Druckschlags, der die Querschnittserweiterung passiert und sich weiter fortpflanzt, wird mit dem Durchleitungsbeiwert d erfasst. Er berechnet sich zu

$$d = \frac{2A_1}{A_1 + A_2}. \quad (2.49)$$

Der Grenzfall der Teilreflexion geht bei $A_2 \rightarrow \infty$ in den Fall der Totalreflexion mit $r = -1$ und $d = 0$ am offenen Rohrende über.

- **Teilreflexion an einer Querschnittsverengung**

Verringert sich der Querschnitt, so gelten weiterhin Gleichung 2.48 und 2.49. Dabei ist jedoch der Reflexionsbeiwert r stets positiv. Der Extremfall eines geschlossenen Rohrendes mit $A_2 \rightarrow 0$ hat $d = 2$ und $r = 1$ zur Folge. Die Druckwelle wird demnach wie zuvor beschrieben doppelt so groß reflektiert.

2.3.2. Zweiphasige Druckschläge

Bei zweiphasigen Druckschlägen kann zwischen solchen mit und ohne Phasenübergang unterschieden werden. Ein Beispiel für einen Druckschlag ohne Phasenübergang stellt das Anfahren einer Pumpenanlage dar, welche zunächst Luft enthält die dann von Wasser verdrängt wird. Insbesondere in Rohrbögen kann dabei die Wasserfront auf die Rohrwand schlagen, wodurch das Rohrleitungsnetzwerk belastet wird. Daraus resultieren häufig Schäden an den Rohrleitungshalterungen und Flanschverbindungen sowie Ermüdungsbrüche der Rohrleitung selbst.

Wesentlich komplexer ist ein deterministischer zweiphasiger Druckschlag mit Phasenübergang. Diese Form des Druckschlags tritt bei einer Unterschreitung des Sättigungsdrucks auf, wodurch Wasser verdampft und sich eine Dampfphase bildet, welche bei ihrem Kollaps einen Druckschlag erzeugt. Die zwei gängigsten Szenarien für das Entstehen einer solchen Dampfblase sind

- die Unterschreitung des Dampfdrucks aufgrund eines reflektierten negativen Druckschlags und
- der trägheitsbestimmte Abriss einer Wassersäule.

Im zuvor betrachteten Beispiel eines schnell schließenden Ventils nach Abbildung 2.9 wird die Höhe des Druckschlags in Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit bestimmt. Nachdem der negativ reflektierte Druckschlag erneut am Ventil ankommt, sinkt dort der Druck um den mit der Joukowsky-Gleichung berechneten Betrag. Je nach Initialgeschwindigkeit ist es an dieser Stelle möglich, dass der lokale Druck unter den Dampfdruck fällt. Ist dies der Fall, so beginnt das Wasser zu siedeln und eine Dampfblase entsteht. Nachdem der zum Überdruck reflektierte Unterdruck erneut das Ventil erreicht, kollabiert die Dampfblase. Simpsons [Sim86] Messungen zeigen dabei, dass der erneute Druckanstieg die erste Druckerhöhung direkt nach dem Ventilschluss um den Faktor 1,37 überschreiten kann. Eine Berechnung des Druckanstiegs ist in diesem Fall jedoch ausschließlich numerisch möglich. Neuhaus [Neu09] vergleicht für diesen Fall die experimentellen Daten von Simpson mit gängige 1D-Berechnungscodes (RELAP [Car90], ATHLET [GRS03], WAHA [Gal04], DYVRO [Neu08]) und erlagt dabei im Allgemeinen gute Übereinstimmungen von Simulation und Experiment.



Die Bildung einer Dampfblase kann ebenfalls hinter dem schnell geschlossenen Ventil geschehen. Bei ausreichend hoher Strömungsgeschwindigkeit kommt es an dieser Stelle aufgrund der Massenträgheit des Strömenden Wassers zu einem Abreißen der Wassersäule, welches das „Aufziehen“ der Dampfblase zur Folge hat. Ein weiteres Beispiel für das Abreißen einer Wassersäule ist ein plötzlicher Pumpenausfall oder dessen schnelle Abschaltung. Wie auch hinter einem schnell geschlossenen Ventil entsteht auch auf der Druckseite der Pumpe eine Dampfblase. Während eine solche Dampfblase entsteht, verlangsamt sich in beiden Fällen die flüssige Wassersäule bis hin zu ihrem Stillstand. Parallel dazu breitet sich ein Unterdruckfeld in der Rohrleitung aus. Nach dem vollständigen Stillstand der Wassersäule kollabiert die Dampfblase und die Wassersäule wird entgegen ihrer ursprünglichen Fließrichtung in Richtung des geschlossenen Ventils bzw. der ruhenden Pumpe beschleunigt. Der Druckschlag geschieht dann, wenn die Wassersäule auf das als geschlossenes Ende zu betrachtende Ventil bzw. die Pumpe trifft. Daraufhin entsteht ein positiver Druckschlag, der die Rohrleitung bis zu einer Reflexionsstelle durchläuft. Besteht diese Reflexionsstelle aus einem Behälter oder dem Übergang zur Atmosphäre, wird der positive Druckschlag an dieser Stelle zu einem negativen Druckschlag reflektiert. Je nach Ausprägung des Initialdruckstoßes kann sich nach dem Erreichen des negativen Druckschlags am Ventil bzw. der Pumpe erneut eine Dampfblase bilden. Daraufhin beginnt der beschriebene Vorgang von neuem, wobei es zum periodischen Schwingen kommt. Bei jeder Periode nimmt die maximale Druckamplitude dabei aufgrund der Energiedissipation in Form von Reibung ab. Abbildung 2.11 verdeutlicht diesen Vorgang anhand des Verlaufs des Relativdrucks hinter einem schnell geschlossenen Ventil.

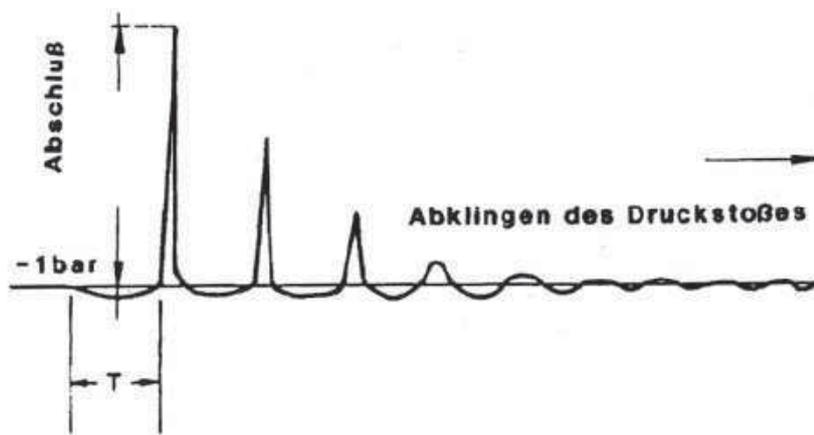


Abbildung 2.11.: Druckverlauf bei einem deterministischen zweiphasigen Druckschlag hinter einem Ventil nach Kottmann [Kot92]

Zur Berechnung dieses Vorgangs wird zunächst die Länge der hinter dem Ventil oder der Pumpe entstehenden Dampfblase benötigt. Diese vergrößert sich so lange, wie die abgerissene Wassersäule der Länge L in Bewegung bleibt. Dem Aufbau der Dampfblase wirkt die Druckdifferenz am Leitungsende p_{end} in Bezug auf den Dampfdruck p_S in der Dampfblase entgegen. Aufbauend auf der Impulserhaltung nach Gleichung 2.42, berechnet sich die (negative) Beschleunigung a gemäß

$$a = \frac{dv}{dt} = v \cdot \frac{dv}{dx} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} \quad (2.50)$$



Die Druckänderung $p_S - p_{\text{end}}$ wirkt sich über die Länge der abgerissenen Wassersäule von $x = 0$ bis $x = L$ aus. Durch Trennung der Variablen kann Gleichung 2.50 gelöst werden:

$$\int_{v=v_0}^{v=0} v dv = -\frac{1}{\rho} \frac{(p_S - p_{\text{end}})}{(0 - L)} \int_{x=0}^{x=L_B} dx \quad (2.51)$$

Die Integrationsgrenzen für die Geschwindigkeit sind die Geschwindigkeit $v(x = 0) = v_0$ just nach Schließen des Ventils am Punkt $x = 0$ und die Geschwindigkeit beim Stillstand der abgerissenen Wassersäule $v(x = L_B) = 0$ nachdem sich die Dampfblase über eine Weglänge von L_B gebildet hat. Die Dampfblasenlänge berechnet sich damit zu

$$L_B = \frac{v_0^2}{2} \frac{\rho L}{(p_{\text{end}} - p_S)}. \quad (2.52)$$

Nach dem völligen Stillstand der Dampfblase wird diese aufgrund der Druckdifferenz zwischen dem Druck in der Dampfblase und dem Druck am Ende der Rohrleitung zurück in Richtung Ventil bzw. Pumpe beschleunigt. Die Endgeschwindigkeit der Wassersäule ist aufgrund der Energieerhaltung analog zur Anfangsgeschwindigkeit v_0 . Mit Hilfe der Joukowski-Gleichung kann die Druckerhöhung durch die Kollision der Wassersäule mit dem Ventil oder der Pumpe bestimmt werden und ist somit maximal so groß wie vor dem Ventil.

Die tatsächliche Höhe des ersten Druckpeaks hinter einem geschlossenen Ventil ist jedoch geringer als vor dem Ventil. Dies liegt an Rohrreibungsdruckverlusten während der Bewegung der Wassersäule entlang der Dampfblasenlänge. Dies ist ebenfalls der Grund für die schnelle Abnahme der Folgedruckspitzen aus Abbildung 2.11.

Eine umfassende Literaturanalyse zu Untersuchungen von Druckschlägen infolge von einem Abriss einer Wassersäule (engl. column separation) von Ende des 19. Jahrhunderts bis 2005 ist in der historischen Zusammenfassung von Bergant [Ber06] dargelegt.

2.4. Nicht-deterministische Kondensationsschläge

Während bei ein- und zweiphasigen deterministischen Druckschlägen die zur Berechnung notwendigen Randbedingungen klar definiert sind, gestaltet sich die Erfassung von nicht-deterministischen Druckschlägen weitaus schwieriger. Die wesentliche Problematik besteht darin, dass ein nicht-deterministischer Druckschlag aus einem thermodynamischen Ungleichgewicht heraus entsteht. Im Fall eines Kondensationsschlags besteht das Ungleichgewicht in der Koexistenz von Satttdampf oder überhitztem Dampf im Kontakt mit einer unterkühlten Flüssigkeit. Im Allgemeinen kondensiert der Dampf an der Phasengrenzfläche zur kalten Flüssigkeit. In einem ruhenden System, indem Dampf und Flüssigkeit geschichtet vorliegen, bildet sich jedoch aufgrund des Wärmeübergangs an der Phasengrenzfläche ein Film von Flüssigkeit mit Siedetemperatur. Diese Schicht wirkt isolierend und verhindert einen schnellen Kondensationsvorgang. Die Überführung in einen thermodynamischen Gleichgewichtszustand geschieht daher nur langsam aufgrund von Wärmeleitung in der flüssigen Phase. Wird die isolierende Schicht hingegen gestört, so ist der Kontakt von kalter Flüssigkeit aus der Bulkphase mit der Dampfphase möglich, wodurch wiederum eine schnelle Kondensation ermöglicht wird. Sobald diese einsetzt, kann die dabei induzierte Dampfströmung eine weitere Störung der isolierenden Wärmeschicht an der Phasengrenzfläche hervorrufen. Der Effekt wirkt somit selbstverstärkend. Insbesondere in einem bewegten System kommt es zum stetigen Aufbrechen der isolierenden Grenzschicht und deren Rückbildung. Ist die Bewegung groß genug, so kann der gesamte zur flüssigen Phase im Kontakt stehende Dampf schlagartig



kondensieren. Wenn daraufhin die Flüssigkeit das zuvor vom Dampf eingenommene Volumen schnell einnimmt, ist durch die Kollision der Flüssigkeit mit einem Hindernis ein Druckschlag möglich. Ein solches Hindernis kann eine Wand oder aber auch die flüssige Phase selbst sein. Je nach der Geschwindigkeit mit welcher die flüssige Phase auf das Hindernis trifft, entsteht ein Druckschlag wie er in den vorigen Abschnitten beschrieben ist. Die Wortgebung dieses Phänomens „nicht-deterministischer Kondensationsschlag“ wird durch den Druckschlag infolge von Kondensation und der Tatsache, dass die Bestimmung des Zeitpunktes, zu dem der schlagartige Kondensationsvorgang einsetzt, nicht genau bestimmbar ist, geprägt.

Nicht-deterministische Kondensationsschläge können in einer Vielzahl technischer Anwendungen auftreten. Überall dort wo eine unterkühlte Flüssigkeit mit Dampf in Verbindung steht sind prinzipiell die Voraussetzungen für das schnelle Kondensieren des Dampfes gegeben. Dabei ist das Phänomen nicht zwangsläufig auf ein Wasser-/Wasserdampfsystem beschränkt, sondern kann sich im Allgemeinen in jedem Zweiphasensystem mit einer Unterkühlung der flüssigen Phase gegenüber der dampfförmigen Phase ereignen. Obwohl Kondensationsschläge in Einzelfällen aus einer Stagnation heraus entstehen können, sind die Mehrzahl der technischen relevanten Szenarien in bewegten Systemen zu finden. Einerseits können sich die beteiligten Phasen gegenläufig bewegen, oder eine der beiden Phasen ist unbewegt. Die Mehrzahl der untersuchten Kondensationsschlagfälle ereignet sich in Rohrleitungen, welche horizontal, geneigt oder senkrecht verlaufen können. In allen Fällen kommt es zum Einschluss eines großen Dampfbereiches, der daraufhin schlagartig kollabiert und einen Druckschlag auslöst. Im Rahmen dieser Arbeit sollen insbesondere Kondensationsschläge in horizontalen oder nahezu horizontalen Rohrleitungen betrachtet werden. In Abhängigkeit der Phasenbewegung sind Beispiele für den Einschluss und den nachfolgenden Kondensationsschlag in folgenden Szenarien zu finden:

- **Gegenläufige Dampf-/Wasserströmung**

Bei der Notkühlung von Kernreaktoren wird kaltes Wasser in die vom Kern fortführende horizontale Dampfleitung eingespeist. Das kalte Wasser strömt auf der Rohrunterseite entgegengesetzt zur darüber strömenden Dampfphase. Aufgrund der Relativgeschwindigkeit der beiden Phasen wechselt das Strömungsregime zur Schwallströmung, wodurch der Einschluss von größeren Dampfbereichen zwischen zwei Schwallen möglich ist und es zu einem Kondensationsschlag kommen kann. Eine Übersicht über Zwischenfälle in US-Kernkraftwerken von 1966 bis 1976 ist von der Nuclear Regulatory Commission im Bericht von Block [Blo77] in Druckwasserreaktoren gegeben. Eine Übersicht über Zwischenfälle von 1972 bis 2011 in sowohl Siede- als auch Druckwasserreaktoren von deutschen Kernkraftwerken wird von Swidersky [Swi13] dargelegt.

- **Bewegte Dampfphase und ruhende Flüssigkeitsphase**

Die höchste Anzahl von Kondensationsschlägen in konventionellen Industriezweigen wird durch dieses Szenario dargestellt. Es handelt sich dabei um ein Anfahrproblem von dampfführenden Anlagen. Aufgrund fehlender Kondensatableitungen sammelt sich kondensierter Dampf nach dem Abschalten der Anlage in Rohrleitungssenken und erkaltet dort. Bei zu schnellem Anfahren der Anlage strömt Dampf in einer hohen Geschwindigkeit in horizontalen Rohrabschnitten über kaltes Kondensat und verursacht je nach Dampfgeschwindigkeit den Einschluss von Dampfblasen, gefolgt von einem oder mehreren Kondensationsschlägen. Ein Beispiel für einen Kondensationsschlagzwischenfall, in dem Dampf mit einer hohen Geschwindigkeit über eine ruhende unterkühlte Flüssigkeit strömt, ist die Heißgasabtauung in Ammoniak-Kühlkreisläufen beschrieben von Martin [Mar07]. Ein weiteres Beispiel stellt das Versagen einer dampffüh-



renden Rohrleitung bei der Bitumenförderung aus Ölsänden nach dem Verfahren des „Steam Assisted Gravity Drainage“ (SAGD) im Nordosten von Alberta, Kanada, dar. Hierbei wird vom Energy Resources Conservation Board [ERC08] ein schwerer Unfall aufgrund eines Kondensationsschlags beschrieben, der zur Verwüstung eines ca. 5 km² großen Waldstückes führte. Während diese beiden Beispiele nur stellvertretend für die möglichen Konsequenzen aus Kondensationsschlägen beim Anfahren von dampfführenden Rohrleitungen stehen, ist die Anzahl an Zwischenfällen, welche nicht dokumentiert sind, immens.

- **Ruhende Dampfphase und bewegte Flüssigkeitsphase**

Ein Kondensationsschlag kann sich ereignen, wenn kaltes Wasser in eine dampfgefüllte Rohrleitung eingespeist wird. Ein solches Szenario stellt an sich einen Betriebsfehler dar. Dies kann jedoch geschehen, wenn beispielsweise ein Ventil undicht ist, oder sich Dampf in einer Rohrleitung aufgrund einer Leckage gesammelt hat. In beiden Fällen kann die Strömungsgeschwindigkeit des kalten Wassers einen Übergang in das Strömungsregime Schwallströmung herbeiführen, wodurch Dampfbereiche eingeschlossen werden und kollabieren. Störfälle in Verbindung mit einer ruhenden Dampfphase und einer bewegten Flüssigkeitsphase werden von Van Duyn [VD96] für Kernkraftwerke im Bereich des Kondensationskammer-Sprühsystems für die Szenarien „pump startup with a voided line“ und „pump startup with steam in the line“ beschrieben.

Die Folgen von Kondensationsschlägen können verschieden gravierend ausfallen. Der Schaden selbst muss dabei auch nicht unmittelbar am Entstehungsort auftreten, sondern ist aufgrund der Fortpflanzung der Druckwelle in der flüssigen Phase auch in weiter Entfernung möglich. Häufige Schäden in Verbindung mit Druckschlägen und Kondensationsschlägen sind der Abriss von Armaturen, das Versagen oder die Beschädigung von Rohrleitungshalterungen und der angrenzenden Betonstruktur, das Bersten oder Verbiegen von Rohrleitungen sowie die Implosion von Rohrleitungen größeren Durchmessers.

2.4.1. Entstehung von Kondensationsschlägen

In einer horizontalen Rohrleitung ist die Ausbildung eines Kondensationsschlags in besonderem Maße von der Verteilung der flüssigen und gasförmigen Phase abhängig. Der Wechsel in das Strömungsregime Schwallströmung wird nach Chun [Chu00c] als notwendiges Kriterium betrachtet, da er die Voraussetzung für den Einschluss eines größeren Dampfgebietes darstellt. Liegt eine isolierte, von unterkühltem Wasser umgebene Dampfblase vor, so kann diese schlagartig kondensieren. Die Wasserfronten um die implodierende Dampfblase werden daraufhin aufeinander zu beschleunigt und erzeugen bei deren Kollision miteinander einen lokalen Druckanstieg. Kirsner [Kir99] stellt diesen Vorgang nach Abbildung 2.12 in vier Einzelschritten da.

Als Ausgangssituation nimmt Kirsner eine horizontale, halb gefüllte Rohrleitung an, dessen linke Seite mit einem Wasserdampfverrat in Kontakt steht und dessen rechte Seite gänzlich mit unterkühltem Wasser gefüllt ist. Der Dampf kondensiert entlang der Phasengrenzfläche, wodurch ein lokaler Unterdruck entsteht, welcher frischen Dampf nach sich zieht. Der in Richtung der rechten Seite, im Folgenden als Bulkphase bezeichnet, beschleunigte Dampf, erzeugt im halb gefüllten Rohrabschnitt eine gegenläufige Strömung aus Dampf und unterkühltem Wasser. Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, kann bei einer ausreichend hohen Relativgeschwindigkeit eine Störung der zuvor glatten Schichtenströmung eintreten. Diese liegt nach Chun [Chu00b] in Form von kleinen Wellen aufgrund der Kelvin-Helmholtz-Instabilität vor.

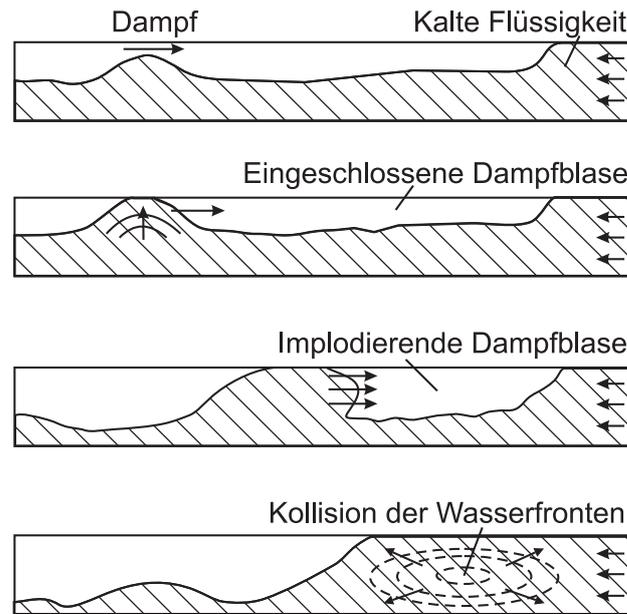


Abbildung 2.12.: Schematischer Ablauf eines Kondensationsschlags nach Kirsner [Kir99]

Jede Welle erzeugt dabei eine Verengung des Dampfquerschnitts, wodurch die Strömungsgeschwindigkeit der Dampfphase beschleunigt und der lokale Druck nach dem Bernoulli-Effekt verringert wird. Der verringerte Druck sorgt für ein weiteres Anwachsen der Welle, bis diese den oberen Rohrscheitelpunkt erreicht. Dieser Vorgang kennzeichnet den Übergang von glatter Schichtenströmung über Wellenströmung bis zum Einsetzen der Schwallströmung. In der daraufhin eingeschlossenen Dampfblase setzt sich der Kondensationsvorgang weiter fort, wodurch ein Unterdruck in der Dampfblase entsteht. Dieser Unterdruck sinkt rasant bis auf den Sättigungsdruck bei der Temperatur des umgebenen kalten Wassers. Aufgrund der Druckdifferenz zwischen dem auf der linken Seite angrenzenden Dampfverrät und dem Druck in der eingeschlossenen Dampfblase, wird der entstandene Schwall in Richtung Bulkphase beschleunigt. Trifft dieser auf die Bulkphase, wird er abrupt verlangsamt und aufgrund der Impulsänderung entsteht gemäß Gleichung 2.40 ein Druckanstieg. Dieser pflanzt sich in der flüssigen Phase in beide Richtungen fort.

Optische Untersuchungen von Chun [Chu00c] in einer transparenten $D = 83\text{ mm}$ Rohrleitung bestätigen die Modellannahme von Kirsner und zeigen in Abbildung 2.13 die Entstehung eines Kondensationsschlags in Abhängigkeit der Dampfgeschwindigkeit. Für eine niedrige Dampfgeschwindigkeit (Abbildung 2.13a)) liegt die Phasengrenzfläche kontinuierlich vor, weist jedoch bereits kleine Wellen auf. Ab der kritischen Dampfgeschwindigkeit (Abbildung 2.13b-f)) vollziehen sich die Einzelschritte der Bildung eines Kondensationsschlags.

Chun ordnet die Einzelbilder aus Abbildung 2.13 folgenden phänomenologischen Effekten zu:

- b) Ab der kritischen Dampfgeschwindigkeit vergrößert sich eine Welle, bis sie den gesamten Rohrquerschnitt ausfüllt – ein Schwall bildet sich.
- c) In dem entstandenen Schwall treten vermehrt Dampfblasen auf, wobei sich der Schwall in Richtung der Dampfströmung bewegt. Dieser Zeitpunkt kennzeichnet den Ausgangszustand der Modellvorstellung von Kirsner in Abbildung 2.12.

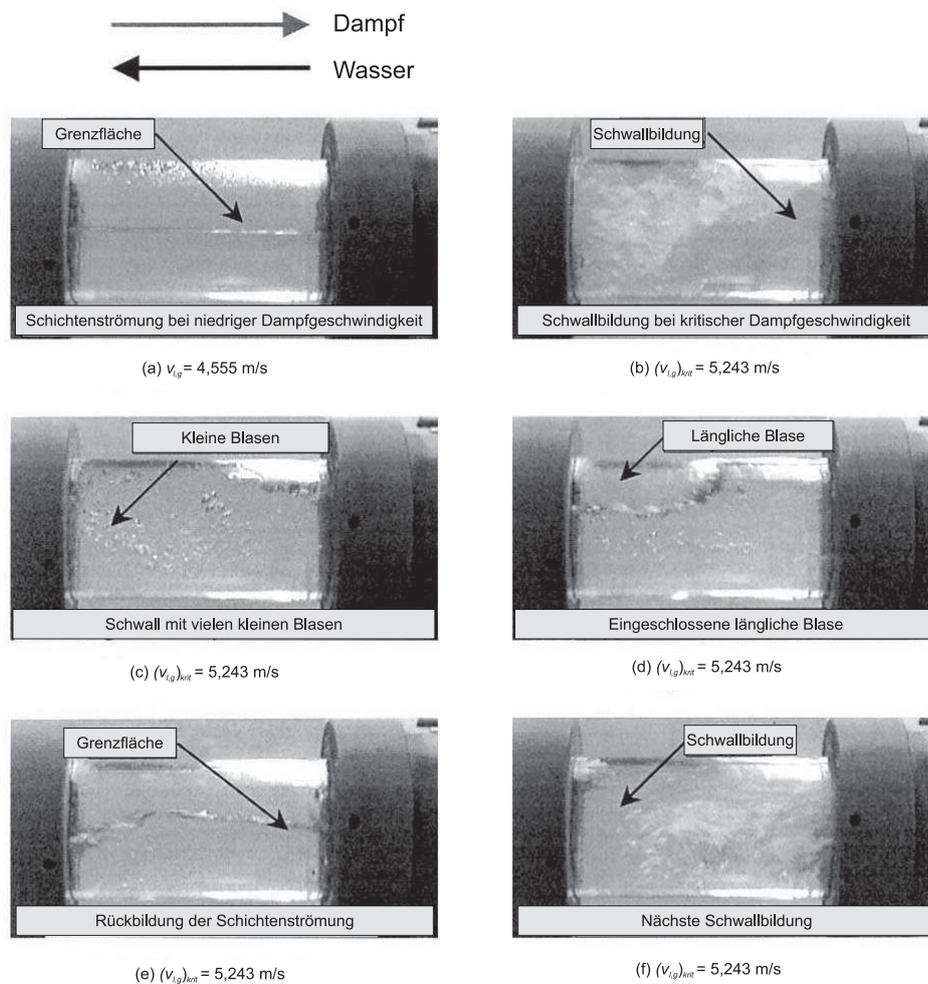


Abbildung 2.13.: Bildung eines Kondensationsschlags in einer gegenläufigen Dampf- und Wasserströmung nach Chun [Chu00c]

- d) In der vierten Aufnahme von Chun ist ein Teil einer länglichen eingeschlossenen Dampfblase zu erkennen. Chun nimmt an, dass diese auf ihrer linken Seite von einem weiteren Schwall eingeschlossen ist. Die Dampfblase kondensiert und implodiert daraufhin, gefolgt von einem Kondensationsschlag.
- e) Nach dem Kondensationsschlag strebt das System gegen den Ausgangszustand einer stabilen Schichtenströmung.
- f) Im letzten Bild wird die erneute Bildung eines Schwalls gezeigt, welcher der Beginn eines erneuten Kondensationsschlags ist. Diese setzen sich daraufhin periodisch fort.

Während die Untersuchung von Chun die wesentlichen Punkte in der Bildung eines Kondensationsschlags wiedergibt, lässt sie dennoch Lücken in Bezug auf Detailphänomene während der Einzelschritte offen. Diese sind bedingt durch die begrenzte zeitliche und örtliche Auflösung der optischen Aufnahmen und betreffen unter Anderem die Form der Phasengrenzfläche, die Ausprägung der Kondensationsschlaghöhe und die Reproduzierbarkeit der periodisch auftretenden Kondensationsschläge. Sie bilden jedoch eine Grundlage für weitere phänomenologische Analysen.



2.4.2. Kriterien für Kondensationsschläge

In technischen Anwendungen geht das Bestreben dahin, Kondensationsschläge nach Möglichkeit zu vermeiden. Dies betrifft sowohl die Auslegung, als auch den Betrieb einer Anlage. Einheitliche Richtlinien zum sicheren Betrieb existieren jedoch nicht. Die meistverbreiteste Auslegungsempfehlung zur Vermeidung von Kondensationsschlägen in horizontalen oder nahezu horizontalen Rohrleitungen ist von Griffith [Gri97] definiert und beschreibt sechs Bedingungen, deren Kombination zu einem Kondensationsschlag führen¹:

1. Die Rohrleitung muss horizontal oder nahezu horizontal verlaufen (Neigungswinkel $\Theta < 2.4^\circ$).
2. Die Unterkühlung des Wassers muss größer 20 K sein.
3. Das Längen- zu Durchmesser Verhältnis der Rohrleitung L/D muss größer als 24 sein.
4. Die Einspeisegeschwindigkeit des unterkühlten Wassers, bezogen auf den gesamten Rohrquerschnitt, muss so gewählt werden, dass $Fr < 1$ gilt.
5. Es muss ausreichend viel Dampf vorhanden sein.
6. Der Systemdruck muss groß genug sein, damit die Wasserschwalle betroffene Systemkomponenten mit ausreichend hoher Geschwindigkeit treffen und diese beschädigen. In Abhängigkeit der Kriterien, die für einen untolerierbaren schwallinduzierten Kondensationsschlag gewählt werden, beträgt der Grenzwert in etwa 10 bis 30 bar).

In den Auslegungsempfehlungen definiert Griffith die Froude-Zahl als

$$Fr = \frac{v_l}{\sqrt{g \cdot D}} \quad (2.53)$$

Darin beschreibt v_l die Leerrohrgeschwindigkeit der flüssigen Phase, g die Erdbeschleunigung und D den Innendurchmesser der Rohrleitung. Die Auslegungsempfehlungen werden allgemein als konservativ abdeckend betrachtet. Dies bedeutet, dass Versuchsparameter außerhalb der beschriebenen Grenzen zu keinem Kondensationsschlag führen. Im Umkehrschluss hat eine Einhaltung aller Bedingungen jedoch nicht zwangsläufig einen Kondensationsschlag zur Folge. Obwohl diese Kriterien ein handhabbares Werkzeug darstellen, fehlt es dieser Betrachtung jedoch an Tiefe. So besteht keine Unterscheidung bezüglich der Ausprägung und des Risikopotenzials eines Kondensationsschlags im Falle dessen Eintretens.

Eine stärker detailorientierte Betrachtung der Kriterien für Kondensationsschläge wird von Chun [Chu00c] dargelegt. Chun definiert als notwendiges und hinreichendes Kriterium das Einsetzen der Schwallströmung. Es wird ein analytisches Modell hergeleitet, welches eine untere und eine obere Grenze für das Auftreten von Kondensationsschlägen festlegt. Aus der analytischen Lösung entwickelt Chun ein Schaubild für Bereiche mit und ohne Kondensationsschlagpotenzial in Abhängigkeit des Systemdrucks und des Rohrdurchmessers, dargestellt in Abbildung 2.14.

Dem Vorteil, der durch die detailliertere Betrachtung entsteht, steht der rechnerische Aufwand zur Lösung des analytischen Modells gegenüber. Zur einfacheren Handhabung entwickelt Chun daher empirische Gleichungen für den maximalen und minimalen Einspeisemasstrom, die vom Rohrdurchmesser D , dem Systemdruck p_{sys} , der Einspeisetemperatur $T_{f,\text{in}}$ und dem L/D -Verhältnis der Rohrleitung abhängen:

¹Freie Übersetzung. Originaltext im Anhang.

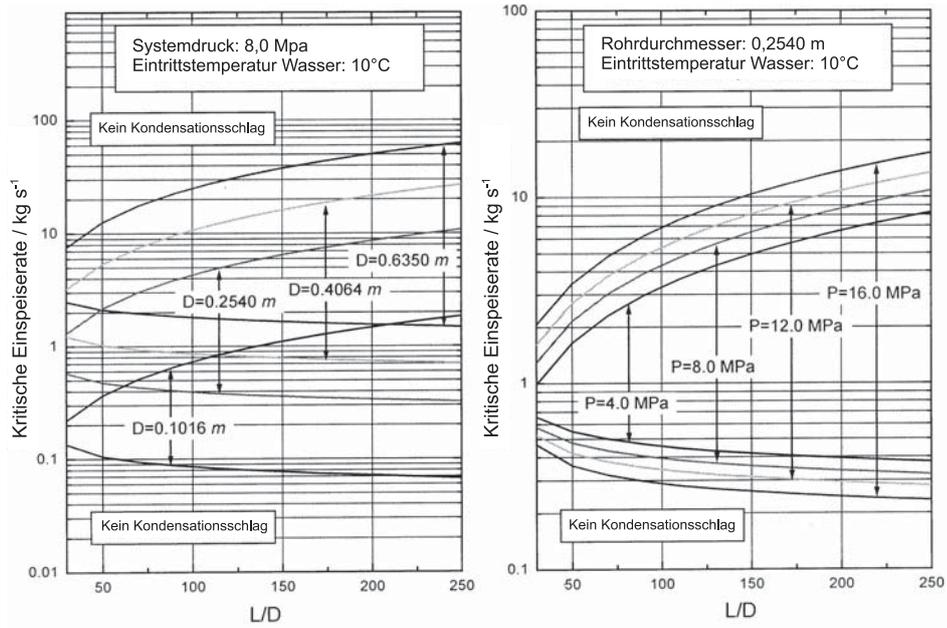


Abbildung 2.14.: Schaubild zur Vermeidung von Kondensationsschlägen mit dem Systemdruck und dem Rohrdurchmesser als Haupteinflussparameter nach Chun [Chu00c]

$$\frac{(W_{f,\text{in}})_{\text{cirt,lower}}}{\rho_f A \sqrt{gD}} = 1,9352 \cdot (T_{f,\text{in}}/T_S)^{1,9905} \cdot \left(D \sqrt{\frac{g\rho_f}{\sigma_f}} \right)^{-0,8433} \cdot \left(\frac{1 + 0,0127 \cdot L/D}{1 + 0,0450 \cdot L/D} \right) \quad (2.54)$$

$$\begin{aligned} \frac{(W_{f,\text{in}})_{\text{cirt,upper}}}{\rho_f A \sqrt{gD}} = & 0,0032 \cdot \frac{1 - 0,9214 (T_{f,\text{in}}/T_S)}{1 - 0,2720 (T_{f,\text{in}}/T_S)} \cdot \left(D \sqrt{\frac{g\rho_f}{\sigma_f}} \right)^{-0,5604} \cdot \left(\frac{L}{D} \right)^{1,0030} \\ & \cdot \exp \left[0,3002 \cdot \left(\frac{p_{\text{atm}} + p_{\text{sys}}}{p_{\text{atm}}} \right)^{0,3245} \right] \end{aligned} \quad (2.55)$$

Die wesentlich schärfer definierten Grenzen des Modells von Chun gegenüber dem Modell von Griffith machen eine genauere Eingrenzung von Parametereinstellungen, die zu einem Kondensationsschlag führen, möglich. Nachteilig ist jedoch, dass Chun das Modell an nur zwei Zwischenfällen mit Kondensationsschlägen validiert, dem Kondensationsschlagereignis von SONG-1 [Chi86] und der Studie von Izenon [Ize88]. Für diese Beispielfälle liefert das Modell gute Ergebnisse, eine umfassende Validierung wird hingegen nicht vorgenommen. Des Weiteren wurde das Modell für hohe Systemdrücke ($p_{\text{sys}} \geq 40$ bar) entwickelt. Der Versuch, das Modell auf sehr geringe Systemdrücke zu übertragen, ergibt, dass bei einem Systemdruck von $p_{\text{sys}} = 3,57$ bar die untere und obere Grenze zusammentreffen. Dies bedeutet, dass unterhalb dieses Drucks keine Kondensationsschläge stattfinden dürften. Die im Weiteren vorgestellten experimentellen Untersuchungen zeigen jedoch, dass Kondensationsschläge durchaus auch bei Systemdrücken $p_{\text{sys}} < 3,57$ bar entstehen können. Das Modell von Chun verliert somit an Gültigkeit für den Fall geringer Systemdrücke. Eine allgemeine Modellschwäche besteht darüber hinaus darin, dass die vorgestellten Grenzen sich auf stationäre Anfangsbedingungen stützen. Sobald der stationäre Anfangszustand durch die Interaktion



von Dampf- und Flüssigkeitsphase gestört wird, bleibt es fraglich, ob die Gültigkeit des Modells selbst bei hohen Systemdrücken bestehen bleibt.

2.4.3. Übersicht zu Berechnungsansätzen

Um Anlagen und Betreiber gegen die Auswirkungen von einem Kondensationsschlag schützen zu können, ist die Kenntnis um die Schwere des Ereignisses ein wichtiges Planungswerkzeug. Während die Auslegungsempfehlungen des vorherigen Abschnitts Auskunft über die Möglichkeit für einen Kondensationsschlag geben, ist das Wissen um die Druckschlaghöhe insbesondere für die Dimensionierung von Anlagenkomponenten nötig. Denn lässt sich das Auftreten eines Kondensationsschlags nicht vermeiden, so kann dieser durch Bauteile mit ausreichend hohem Sicherheitszuschlag toleriert werden. In den vergangenen Dekaden wurden mehrere Herangehensweisen zur Berechnung der Druckerhöhung aufgrund eines Kondensationsschlags verfolgt. Diese lassen sich in drei Kategorien unterteilen:

- Auf analytischen Ansätzen basierende 0D-Berechnungsansätze, welche die Implosionsgeschwindigkeit der Dampfblase bestimmen und anhand dieser die Druckerhöhung mit Hilfe der Joukowsky-Gleichung berechnen.
- Eindimensionale Berechnungscodes zur Bestimmung des transienten Druckverlaufs in Rohrleitungsnetzwerken. Die aus Sicherheitsbetrachtungen von Kernkraftwerken entstandenen Systemcodes lösen zwischen fünf und sieben Transportgleichungen und basieren auf Strömungsformkarten.
- Dreidimensionale Computational Fluid Dynamics (CFD) Codes zur ganzheitlichen Erfassung der zweiphasigen Strömungsvorgänge. In Abhängigkeit des implementierten Lösungsalgorithmus können RANS-, LES- oder DNS-Simulationen des gesamten Betrachtungsgebiets oder gezielt für Abschnitte durchgeführt werden, um die Massen-, Impuls- und Energieerhaltungsgleichungen zu lösen.

Eine Berechnung der Kondensationsschlaghöhe anhand von 0D-Ansätzen, oder sog. Faustformeln, unter Verwendung der Joukowsky-Gleichung ist nur bedingt möglich. Die bisherige Betrachtung zur Entstehung eines Kondensationsschlags machen dessen Komplexität deutlich. Die Zusammenfassung aller beteiligten Detailphänomene in einer Gleichung kann somit ohnehin nur als grobe Abschätzung angesehen werden. Je nach Modell für die Implosionsgeschwindigkeit liefern die gängigsten Ansätze folglich unbefriedigende Ergebnisse. So wird die Druckerhöhung entweder gefährlich unterschätzt oder unrealistisch hoch prognostiziert. Unter diesen Modellen sei insbesondere der kinematische Ansatz nach Schnellhammer [Sch03] und der thermische Ansatz nach Schulz [Sch01] erwähnt, welche in Abschnitt 5.1.2 genauer beschrieben werden. Beide Ansätze haben gemein, dass entscheidende Einflussgrößen, wie beispielsweise der Wärmeübergangskoeffizient oder die Austauschfläche, abgeschätzt oder aus experimentellen Untersuchungen heraus bekannt sein müssen. Ein weiteres Defizit besteht darin, dass die Joukowsky-Gleichung konstante Fluideigenschaften über den gesamten Betrachtungsraum annimmt, wodurch es insbesondere bei den stark transienten und inhomogenen Vorgängen zu Ungenauigkeiten kommt. Nichtsdestotrotz ermöglicht ein 0D-Berechnungsansatz eine schnelle und einfach handhabbare Abschätzung der Folgen eines Kondensationsschlags.

Die derzeit beste Bestimmung und Vorausberechnung der Druckerhöhung durch einen Kondensationsschlag wird durch 1D-Systemcodes erzielt. Unter den am weitesten entwickelten



Codes sind die neusten Versionen von DYVRO [Neu12], ATHLET [GRS06], WAHA3 [Tis04] und RELAP5 [Car03] zu finden. Die Untersuchung von Tiselj [Tis10] mit WAHA3 zeigen gute Übereinstimmungen von Simulation und Experiment, wenn der Ort der Dampfblasenimplosion eines Kondensationsschlags im Voraus bekannt ist. Dies ist der Fall, wenn Dampf in eine horizontale, teilweise mit ruhender Flüssigkeit gefüllte Rohrleitung, eingespeist wird. Ein solches Experiment wird beispielsweise durch die Untersuchungen von Martin [Mar07] beschrieben. In einem Szenario in welchem eine dampfgefüllte Rohrleitung mit unterkühlter Flüssigkeit geflutet wird, wie es in den PMK-2 Versuchen von Prasser [Pra08] der Fall ist, sagen die Untersuchungen von Barna [Bar10] aus, dass die derzeitigen numerischen Modelle von WAHA3 zwar das Auftreten eines Kondensationsschlags vorhersagen können, für die genaue Berechnung der entstehenden Druckerhöhung jedoch weitere Entwicklungen nötig sind. Die neusten Untersuchungen mit DYVRO von Neuhaus [Neu12] der PMK-2 Versuche zeigen gute Übereinstimmungen mit den gemessenen Druckspitzen. Jedoch ist DYVRO nicht in der Lage den Übergang von Schichten- zur Schwallströmung zu berechnen, so dass bei den Simulationen die Schichtenströmung als Ausgangssituation gesetzt werden muss.

Trotz der jüngsten Weiterentwicklungen von 1D-Berechnungsansätzen sind die entsprechenden Codes im starken Maße von empirischen Modellen abhängig, welche stets mit zusätzlichen Ungenauigkeiten behaftet sind. Insbesondere stellt die Verwendung von Strömungsformkarten zur Bestimmung des Übergangs von Schichten- zur Wellen- und schließlich zur Schwallströmung eine Diskrepanz dar, die bisher nicht gelöst ist. Darüber hinaus ist die Bestimmung der Phasenaustauschfläche zwischen der dampfförmigen und flüssigen Phase, welche essentiell für die korrekte Bestimmung des lokalen Wärme- und Stofftransports ist, nur aufgrund von modellbasierten Annahmen möglich. Solche Unsicherheiten machen den Bedarf eines lokal höher aufgelösten Berechnungsansatzes in Form einer ganzheitlichen 3D-Berechnung deutlich. Jedoch sind nach Strubelj [Str10] sogar die am weitesten entwickelten dreidimensionalen CFD Codes derzeit nicht in der Lage, plötzliche Druckanstiege aufgrund von Kondensationsschlägen zu berechnen. Gegenwärtige 3D Simulationen von Kondensationsschlägen konzentrieren sich vielmehr auf deren anfänglichen Phasen im Bildungsprozess, also der Direktkontaktkondensation beim Übergang von glatter Schichten- zu Wellenströmung. Auf diesem Gebiet sind in letzter Zeit große Fortschritte bei der Simulation von PMK-2 Experimenten ohne Kondensationsschlag mit den CFD Codes NEPTUNE und ANSYS CFX von Stubelj [Str10] und Ceuca [Ceu12] erlangt worden. Die Simulationen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Experimenten in Bezug auf die Phasen- und Temperaturverteilung, werden jedoch ungenau nach dem Einsetzen der Schwallströmung.

2.4.4. Übersicht zu experimentellen Untersuchungen

Aus der geringen Anzahl an öffentlich zugänglichen experimentellen Untersuchungen zu Kondensationsschlägen werden im Folgenden insbesondere solche in horizontalen oder nahe horizontalen Rohrleitungen mit einer bewegten flüssigen Phase und einer stagnanten bzw. gegenläufigen Dampfphase betrachtet. Die intensivsten Untersuchungen finden sich im Bereich der nuklearen Sicherheitstechnik für das Szenario einer Kernnotkühlung. Die experimentellen Untersuchungen auf diesem Gebiet befassen sich einerseits mit stark praxisorientierten Notkühlszenarien und andererseits mit der Betrachtung von Teilaspekten bei der Entstehung eines Kondensationsschlags. Im Folgenden sollen die wichtigsten Untersuchungen und Versuchsanlagen kurz vorgestellt werden.



Griffith-Experimente

Im Rahmen der Untersuchungen um Griffith zu Kondensationsschlägen am Massachusetts Institute of Technology (MIT) werden Experimente in mehrere Versuchsanlagen herangezogen. Die im vorigen Abschnitt vorgestellten Auslegungsrichtlinien basieren auf diesen Experimenten. Im Folgenden sollen zwei ausgesuchte Versuchsanlagen, die sich mit Kondensationsschlägen in horizontalen Rohrleitungen befassen, vorgestellt werden.

Der Versuchsaufbau aus Abbildung 2.15 besteht aus einer $L = 1,22$ m langen transparenten Lexan Rohrleitung eines Innendurchmessers von $D = 38,1$ mm. An die transparente Rohrleitung ist eine $L = 0,78$ m bzw. $L = 0,4$ m lange Kupferleitung angeschlossen, wodurch die gesamte Teststrecke eine Länge von $L = 1,62$ bis $2,0$ m ($L/D = 42,5$ bis $52,5$) besitzt. Die Messtechnik der von Bjorge [Bjo84] beschriebenen Anlage beinhaltet die optische Erfassung der Strömung mit Bildaufnahmeraten von 100 fps und Temperaturmessungen mit Thermoelementen am Teststrecken Ein- und Ausgang.

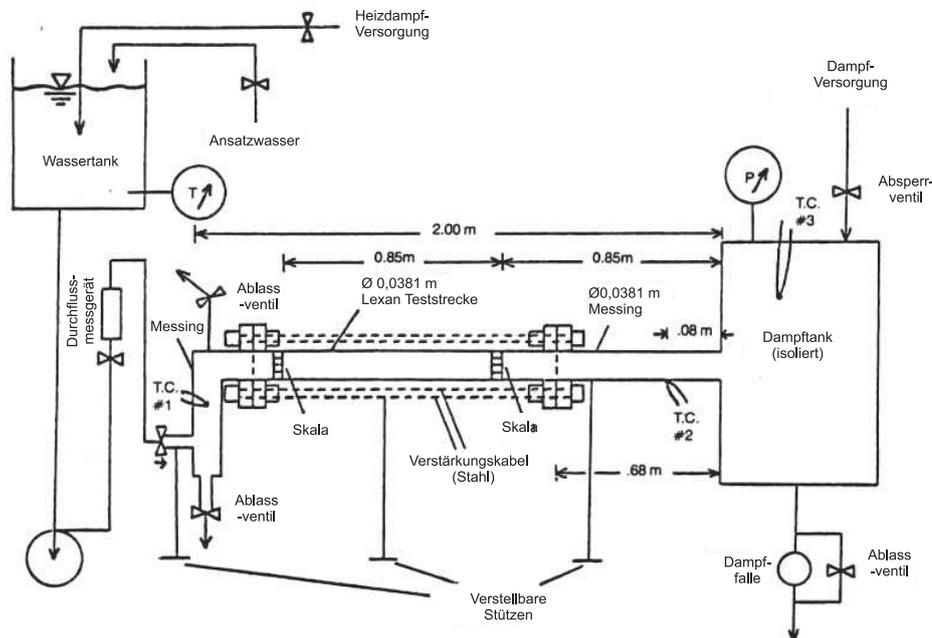


Abbildung 2.15.: Versuchsaufbau nach Bjorge [Bjo84]

Der Versuchsablauf sieht zunächst die Füllung der Teststrecke mit Sattedampf und daraufhin dessen Flutung mit unterkühltem Wasser vor. Der Flüssigkeitsstrom wird allmählich erhöht bis ab einem kritischen Massenstrom das Strömungsregime von Schichten- in Schwallströmung wechselt. Daraufhin wird eine Dampfblase eingeschlossen, die kollabiert, was Bjorge optisch dokumentiert. In einer Reihe von Experimenten werden die Dampf- und Wassertemperatur variiert, wobei zwei unterschiedlich lange Teststrecken verwendet werden.

Ziel der Untersuchung ist die Erarbeitung eines 1D-Modells, welches in der Lage ist, den kritischen Flüssigkeitsmassenstrom, bei dem das Strömungsregime wechselt, vorherzusagen. Dabei wird der Wärmeübergang anhand zweier empirischer Nusselt-Beziehungen von Bankoff [Ban82] bestimmt. Der Wechsel zur Schwallströmung wird mit dem Einsetzen eines Kondensationsschlags verbunden, wobei der eigentliche Ablauf des Kondensationsschlags nicht Gegenstand der Untersuchung ist. Aufbauend auf diesen Untersuchungen leitet Griffith [Gri97] das von ihm entwickelte „Zungenmodell“ her, welches in Abschnitt 5.1.1 näher behandelt wird.

Ein weiteres Experiment in der Arbeitsgruppe um Griffith setzte sich detailliert mit der Flutung eines dampfgefüllten, einseitig geschlossenen Rohres auseinander. Im Bericht des Electric Power Research Institute (EPRI) von Chou [Cho89] wird ein Experiment beschrieben, in welchem ein $L = 2,44\text{ m}$ langes Rohr eines Innendurchmessers von $D = 50,8\text{ mm}$ ($L/D = 48$) mit Dampf gefüllt ist und durch das Öffnen eines Ventils mit unterkühltem Wasser ($\Delta T = 0$ bis 80 K) geflutet wird. Das Rohr kann in seiner Neigung frei eingestellt werden. Entlang des Rohres befinden sich Temperatursensoren und am geschlossenen sowie am offenen Ende je ein Drucksensor. Diese simple Versuchsanordnung, dargestellt in Abbildung 2.16, ermöglicht die Untersuchung von wesentlichen Detailphänomenen und Einflussgrößen bei der Entstehung eines Kondensationsschlags.

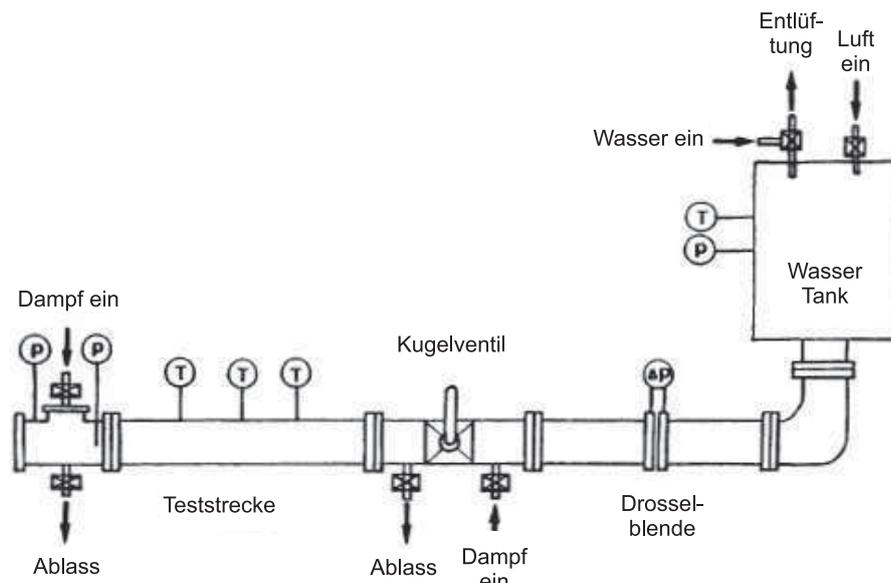


Abbildung 2.16.: Versuchsaufbau nach Chou [Cho89]

Mit der dargestellten Versuchsanordnung werden verschiedene Ursachen für das Entstehen eines Kondensationsschlags untersucht. So ist nach dem Öffnen des Ventils ein Kondensationsschlag möglich,

- wenn durch die Reflexion des einlaufenden Wassers am Rohrende eine Welle entsteht, die zurück in Richtung des Ventils läuft und dort einen Dampfblaseneinschluss verursacht,
- wenn aufgrund von hohen Kondensationsraten die induzierte Dampfströmung einen Schwall erzeugt, der zurück in Richtung Ventil läuft und dort einen Dampfeinschluss verursacht oder
- wenn die gesamte Menge an einlaufendem Wasser einen Dampfeinschluss am Ende der Rohrleitung hervorruft.

Welches der beschriebenen Szenarien eintritt, ist in erster Linie von der Geschwindigkeit, mit welcher das unterkühlte Wasser in den dampfgefüllten Rohrabschnitt eintritt, abhängig. Weitere Einflussgrößen sind der Neigungswinkel des Rohres, die Unterkühlung der Flüssigkeit sowie die Rohrlänge. Für den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Kondensationsschlagtyp ist besonders die Einspeisung bei mittleren Geschwindigkeiten (zweites Szenario)

relevant. Chou entwickelte Vermeidungsstrategie zu diesem Entstehungsvorgang eines Kondensationsschlags sieht eine leicht abwärts geneigte Rohrleitung vor, wodurch die Bildung eines Schwall erschwert wird. Des Weiteren ist ein schwallinduzierter Kondensationsschlag in langen Rohren wahrscheinlicher als in kurzen, da sich in einem langen Rohr eine größere Phasengrenze entlang der Rohrachse ausbreiten kann. Diese ermöglicht höhere Kondensationsraten, wodurch ein Schwall eher einsetzt. Es wird ebenfalls die kritische Einspeisegeschwindigkeit anhand des Froude-Zahl-Kriteriums $Fr=1$ aufgeführt. Für den Fall eines kurzen horizontalen Rohres werden Stabilitätskarten in Abhängigkeit der Unterkühlung und der Einspeisegeschwindigkeit entwickelt. Hierbei beobachtet Chou keinen Einfluss in der Unterkühlung. Die bei den Experimenten aufgezeichneten Druckerhöhungen schwanken für den schwallinduzierten Kondensationsschlag stark und es kann kein allgemeiner Trend erkannt werden. Die Ausprägung der Druckschläge ist vergleichsweise niedrig und übersteigt eine Höhe von $\Delta p = 4,5$ bar nicht.

An der beschriebenen Versuchsanlage aus Abbildung 2.16 führt Lobo [Lob94] weitere Untersuchungen mit dem Ziel der Entwicklung einer Vermeidungsstrategie durch. Im Fokus stehen hierbei der Neigungswinkel des Rohres und dessen L/D -Verhältnis. Aus diesen Untersuchungen gehen die Auslegungsempfehlungen 1 und 3 von Griffith in Abschnitt 2.4.2 hervor.

PMK-2 Experimente

Im Rahmen des WAHALoads Projekt (Two-Phase Flow Water Hammer Transients and Induced Loads on Materials and Structures of Nuclear Power Plants) ist am KFKI-AEKI Budapest eine Versuchsanlage zur experimentellen Untersuchung der Mechanismen eines Kondensationsschlags entstanden. Der Aufbau der PMK-2 (Primer Modell Kisérlet 2) Versuchsanlage orientiert sich an einem russischen VVER-440 Kernreaktor für den bei der Überspeisung von Dampferzeugern die Gefahr eines Kondensationsschlags denkbar ist. Die zentrale Einheit der in Abbildung 2.17 dargestellten Anlage ist eine $L = 2,87$ m lange Teststrecke eines Innendurchmessers von $D = 73$ mm. Die Teststrecke ist beidseitig von zwei 200 kg Trägheitsblöcken begrenzt, welche ebenfalls als 90°-Bögen dienen. Entlang der Teststrecke befinden sich Gittersensoren, Nadelsensoren und Drucksensoren mit einer Abtastrate von 4,8 kHz.

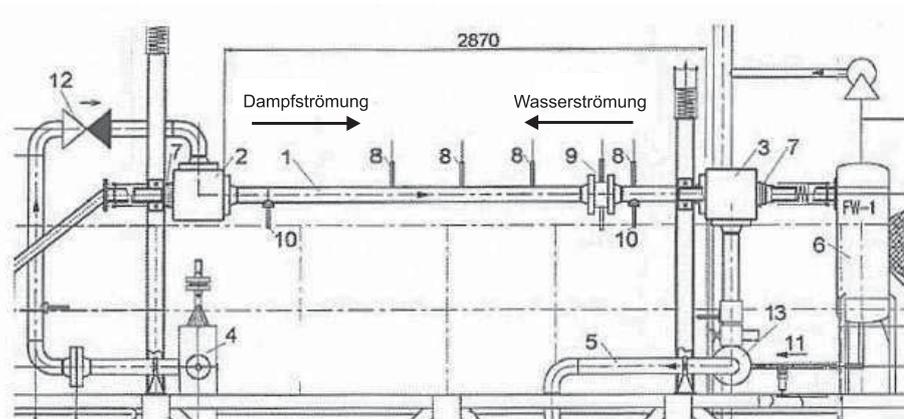


Abbildung 2.17.: Versuchsaufbau der PMK-2 Anlage nach Prasser [Pra08]

Insgesamt sind von Prasser [Pra08] 33 Experimente bei Systemdrücken zwischen 10 und 40 bar dokumentiert, bei welchen es in 24 Fällen zu Kondensationsschlägen von bis zu 210

bar ($p_{\text{sys}} = 20,1 \text{ bar}$, $\Delta T = 162 \text{ K}$) kam. Der Ablauf eines Experiments sieht zunächst die Befüllung der Teststrecke mit Satttdampf vor, woraufhin diese vom Dampfvorrat isoliert wird. Ein Kondensationsschlag wird durch die Einspeisung von kaltem Wasser einer Unterkühlung zwischen 103 und 182 K durch den rechten 90°-Bogen in die dampfgefüllte Teststrecke erzeugt. Die Einspeiseraten des unterkühlten Wassers liegen zwischen den Froude-Zahlen $Fr=0,2$ und $0,5$ (bei Verwendung der Froude-Zahl Definition nach Gleichung 2.53).

Die Versuche zeigen, dass kein signifikanter Zusammenhang zwischen der Kondensationsschlaghöhe und der Einspeiserate bzw. der Unterkühlung vorliegt. Es kann jedoch eine leichte Tendenzen beobachtet werden, dass für geringe Einspeiseraten die Druckerhöhung nicht über 30 bar steigt. Eine starke Tendenz liegt hingegen bei Systemdrücken von über 30 bar vor, wobei in keinem der Versuche ein Kondensationsschlag von über 3,3 bar beobachtet werden konnte.

Neben den Druckmessungen wird anhand der Gitter- und Nadelsensoren zudem der Temperatur- und Füllstandsverlauf bei der Einspeisung des unterkühlten Wassers nachvollzogen. In Abbildung 2.18 ist der Füllstandsverlauf am Anfang der Teststrecke abgebildet. Dieser kann so interpretiert werden, dass der Bulkphase (vollständig gefüllte Rohrleitung) eine Zunge voreilt. Sie weist einen starken Temperaturgradienten von anfänglicher Dampftemperatur bis hin zur Einspeisetemperatur auf. Kurz vor einem Kondensationsschlag wechselt das Strömungsregime zu Schwallströmung, wobei Prasser das Vorhandensein eines Schwalls als notwendiges Kriterium für einen Kondensationsschlag identifiziert.

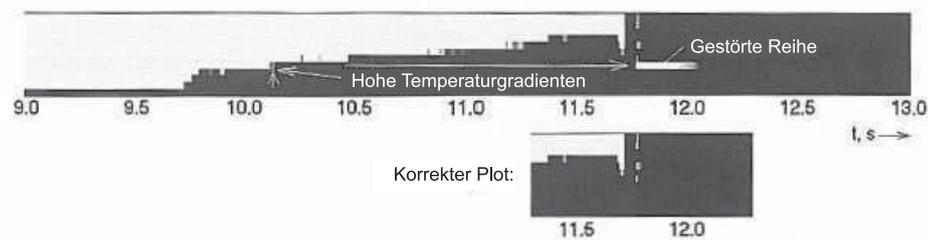


Abbildung 2.18.: Zeitlicher Verlauf des Füllstandes bei der Einspeisung von unterkühltem Wasser in der Teststrecke der PMK-2 Anlage nach Prasser [Pra08]

Die PMK-2 Experimente und deren Interpretation von Prasser [Pra08] stellen die wertvollsten derzeit verfügbaren experimentellen Beobachtungen zu Kondensationsschlägen in horizontalen Rohrleitungen dar. Insbesondere die Messung der Füllstandshistorie in Kombination mit der Temperaturverteilung liefert wesentliche Beiträge zum Verständnis der Phänomenologie von Kondensationsschlägen. Die Dokumentation des Druckverlaufs aufgrund eines Kondensationsschlags ist hingegen unzureichend und der Öffentlichkeit bis auf wenige Ausnahmen nicht zugänglich. Ein Beispiel für einen Druckverlauf nach einem Kondensationsschlagereignis wird jedoch von Goit [Goi00] bereitgestellt. In Abbildung 2.19 ist der Absolutdruck über die Zeit für ein Experiment mit einer Druckerhöhung von $\Delta p = 168,5 \text{ bar}$ dargestellt.

Goit beschreibt den dargestellten Druckverlauf als typisch für weitere registrierte Druckschläge. Die hohe Hauptdruckerhöhung wirkt nur über einen sehr kurzen Zeitraum von $\Delta t = 1 - 2 \text{ ms}$. Diesem folgen Sekundäreffekte, welche jedoch nicht näher beschrieben werden. Der gemessene Druckverlauf zeigt zwar die maximale Druckausprägung, ist jedoch aufgrund der Abtastrate zu niedrig aufgelöst um Detailphänomene sichtbar zu machen.

Die veröffentlichten PMK-2 Untersuchungen weisen generell Defizite in Bezug auf die Anzahl der Wiederholungsexperimente und die Auflösung des Druckverlaufs auf. Prasser be-

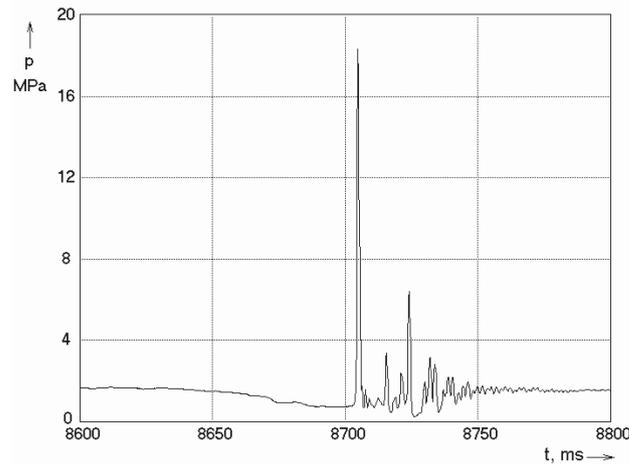


Abbildung 2.19.: Druckerlauf eines Kondensationsschlags nach Goit [Goi00]

zeichnet die Druckausprägung der beobachteten Kondensationsschläge als „of quite stochastic nature“ wobei jedoch keine quantitative Aussage aufgrund der fehlenden Experimente mit gleichen Anfangsbedingungen möglich ist.

ROSA/LSTF-Experimente

Im Rahmen des Rig-of-Safety Assessment (ROSA) Programms am Japan Atomic Energy Research Institute werden das Verhalten von Leichtwasserreaktoren im Fall eines Kühlmittelverluststörfalls und das Verhalten bei einer Notkühlung von Druckwasserreaktoren in einer Large Scale Test Facility (LSTF) untersucht. Die Anlage, dargestellt in der linken Hälfte von Abbildung 2.20, ist einem Westinghouse Druckwasserreaktor in einem Maßstab von 1:48 nachempfunden. Ein Teilprojekt der umfangreichen Studien zu Störfällen im genannten Reaktortyp befasst sich mit der experimentellen Untersuchung von „instabilen und zerstörerischen Phänomenen wie Druckschlägen“. Der Fokus liegt dabei auf der Untersuchung von Kondensationsschlägen in der Injektionsleitung des Kernnotkühlungssystems bei hohen Drücken.

Die horizontale Injektionsrohrleitung, welche in der Falleitung des Kerns endet, ist im rechten Teil von Abbildung 2.20 dargestellt. Während der Einspeisung entsteht an dieser Stelle eine Zweiphasenströmung aus Dampf vom Reaktorkern und Notkühlwasser. Die Betrachtete Rohrleitung hat einen Innendurchmesser von $D = 66,9 \text{ mm}$ und eine Länge von $L = 2,05 \text{ m}$ ($L/D = 30$). Entlang der Teststrecke sind 35 Temperaturmessstellen und 8 Highspeed-Druckmessstellen und ein Gammastrahlen Densitometer zur Messung des Füllstandes angeordnet. Barna [Bar09] beschreibt den Versuchsablauf mit der Einspeisung von Wasser bei Raumtemperatur mit den Massenströmen 0,1, 0,3 und 0,9 kg/s bei einem Systemdruck zwischen 3,5 und 70 bar.

Die wesentliche Erkenntnis aus den Untersuchungen ist die Herstellung eines Zusammenhangs zwischen Systemdruck und Kondensationsschlaghöhe. Im Gegensatz zu den Untersuchungen von Prasser [Pra08] an der PMK-2 Anlage konnten bei den Untersuchungen an der ROSA/LSTF Anlage Kondensationsschläge auch bis zu einem Systemdruck von 70 bar registriert werden. Die stärksten Kondensationsschläge wurden bei einem Systemdruck von ca. 10 bar verzeichnet, wobei für höhere Drücke die Kondensationsschlaghöhe deutlich abnahm. Die einzigen veröffentlichten Zahlenwerte der experimentellen Ergebnisse von Barna [Bar09]

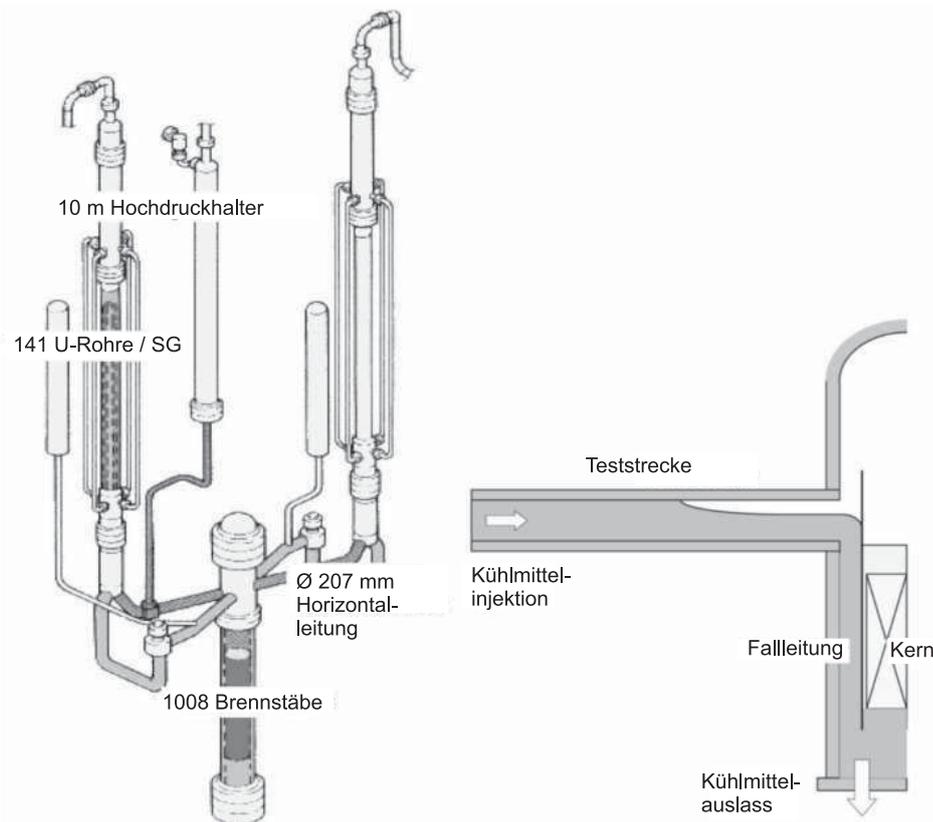


Abbildung 2.20.: Versuchsaufbau der ROSA/LTSF Anlage nach Nakamura [Nak09]

verzeichneten Kondensationsschläge von bis zu 320 bar bei einem Systemdruck von 2,8 bar und einer Kaltwassereinspeisegeschwindigkeit von 0,088 m/s.

2.5. Zusammenfassung bisheriger Erkenntnisse

Die bisherigen experimentellen Untersuchungen zu Kondensationsschlägen in horizontalen Rohrleitungen befassen sich in erster Linie mit dem Auftreten des Phänomens an sich. Um diese zu vermeiden bestehen konservative Auslegungskriterien welche sich jedoch auf eine geringe Datenbasis stützen. Als maßgebliches strömungsmechanisches Kriterium für das Auftreten eines Kondensationsschlags wird das Einsetzen der Schwallströmung identifiziert. Es liegen grobe phänomenologische Modelle vor, wie sich ein Kondensationsschlag entwickelt. Eine immer wieder beobachtete Eigenheit von nicht-deterministischen Kondensationsschlägen ist deren stochastisches Verhalten in Bezug auf die einhergehende Druckerhöhung sowie die zugrundeliegende Phasenverteilung. So wird der Ursprungsort des Dampfblasenkollapses bei einem Kondensationsschlag von Stubelj [Str10] als unvorhersagbar beschrieben. Dies liegt gemäß Barna [Bar08] daran, dass Kondensationsschläge sehr empfindlich auf die anfängliche Einspeisegeschwindigkeit reagieren. Diese hat nach Gale [Gal04] wiederum einen starken Einfluss auf die Phasenverteilung zur Folge. Neben dem fehlenden Wissen um die Phasenverteilung ist ebenfalls die Ausprägung der Druckerhöhung durch einen Kondensationsschlag von stark stochastischem Verhalten geprägt. Die größte veröffentlichte Datenmenge zu Versuchen mit gleichen Randbedingungen von Prasser [Pra08] zeigt eine Streuung von bis zu 115 bar für die maximale Druckspitze, wobei hierfür lediglich drei Experimente miteinan-



der verglichen werden können. Es kann somit zusammengefasst werden, dass die bisherigen Untersuchungen insbesondere in Bezug auf ihre Reproduzierbarkeit starke Schwächen aufweisen. Das beobachtete stochastische Verhalten kann deswegen nicht quantifiziert werden wodurch es bisherigen phänomenologischen Modellen zum Vorgang des Dampfblasenkollapses an Tiefe fehlt.

Auch in Bezug auf die Validierung von Berechnungscodes stellt das Fehlen von Experimenten mit gleichen Anfangs- und Randbedingungen ein bislang nicht gelöstes Problem dar. Eine Überprüfung oder gar ein Wendepunkt in der Entwicklung von 1D und 3D Berechnungscodes ist dadurch nach Tiselj [Tis10] derzeit nicht möglich. Dies wird deutlich, wenn die Vielzahl an Annahmen in den einfachsten Berechnungsansätzen nach Faustformeln betrachtet wird. Die Notwendigkeit maßgebliche Einflussgrößen abschätzen zu müssen, beruht nicht zuletzt auf dem fehlenden Verständnis um Detailphänomene während der unmittelbaren Entstehung eines Kondensationsschlags.

Um die derzeitigen Lücken in Bezug auf die Entstehung und den Ablauf eines Kondensationsschlags sowie der Verteilung in dessen Ausprägung zu schließen, soll im Rahmen dieser Arbeit eine solide Datenbasis zur Erfassung des stochastischen Charakters der Druckhöhe durch einen Kondensationsschlag geschaffen werden. Weiterhin sollen Detailphänomene bezüglich der Entstehung und insbesondere der Form der Dampfblaseimplosion aufgeklärt werden, die eine profunde und experimentell gestützte phänomenologische Beschreibung erlauben. Zu diesem Zweck wird eine allgemeine Methodik entwickelt, wie die Druckausbreitung durch einen Kondensationsschlag zu interpretieren ist.



3. Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

3.1. Versuchsaufbau zur Analyse von Kondensationsschlägen

Zur Untersuchung von Kondensationsschlägen in horizontalen Rohrleitungen wird eine Versuchsanlage im Technikumsmaßstab (Abbildung 3.1) unter Einsatz verschiedener Messtechniken verwendet. Diese ermöglicht eine praxisnahe Untersuchung von maßgeblichen physikalischen Eigenschaften sowie die Analyse von Detailphänomenen.

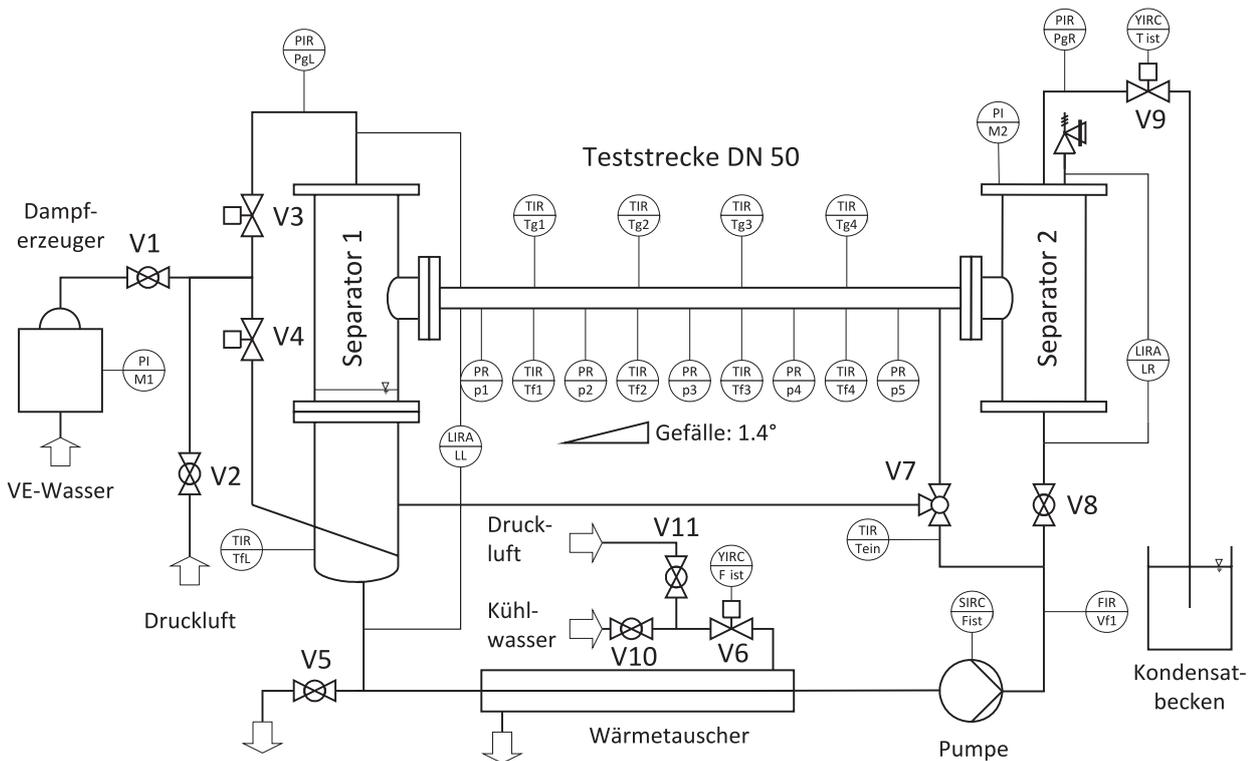


Abbildung 3.1.: Versuchsanlage zur Untersuchung von Kondensationsschlägen

Die geometrische Auslegung der Versuchsanlage und insbesondere der Messstrecke orientiert sich an industrierelevanten Gesichtspunkten. Als Orientierung wird das Kühlsystem von Kernreaktoren verwendet, bei welchem kaltes Wasser in eine dampfführende Rohrleitung eingespeist wird. Die Gestaltung charakteristischer Merkmale wie die Form der Einspeisung und das Längen- zu Durchmesser Verhältnis der Messstrecke ist in enger Zusammenarbeit mit in kerntechnischen Aufsichts- und Genehmigungsverfahren involvierten technischen Überprüfungsvereinen (TÜV) erstellt. Der Aufbau der Versuchsanlage, die Durchführung der Versuche sowie deren Auswertung ist Teil des vom Bundesministerium für Bildung und Forschung



(BMBF) finanzierten Verbundprojekts „CIWA: Untersuchungen zu Kondensationsschlägen in Rohrleitungssystemen – Condensation Induced Water Hammer“ (FKZ: 02NUK011D). Das Projekt setzt sich zusammen aus Partnern der Forschungsinstitute

- Fraunhofer Institut UMSICHT in Oberhausen,
- e.on-Energie-Lehrstuhl für Nukleartechnik der Universität München,
- Institut für Hydromechanik und Wasserbau der Universität der Bundeswehr München und
- Institut für Mehrphasenströmungen der Technischen Universität Hamburg-Harburg als Nachfolger des Instituts für Wasserbau

sowie den technischen Überprüfungsvereinen

- TÜV NORD SysTec GmbH & Co. KG und
- TÜV SÜD Industrie Service GmbH.

Die in der vorliegenden Arbeit verwendete Versuchsanordnung dient der Untersuchung von Strömungsstrukturen bei der instationären Einspeisung von unterkühltem Wasser in ein dampfgefülltes System. Ziel der experimentellen Analyse ist

- die Identifizierung von Strömungsbedingungen, welche zu Kondensationsschlägen führen können,
- die Aufklärung von Zusammenhängen unmittelbar während eines Kondensationsschlags und
- die Untersuchung der durch einen Kondensationsschlag entstehenden Druckphänomene.

Alle mit den Versuchsmedien in Kontakt stehenden Anlagenkomponenten der Versuchsanlage bestehen aus Edelstahl (1.4571). Soweit nicht explizit erwähnt, handelt es sich bei den in Abbildung 3.1 als Linie dargestellten Verbindungen um DN25 Rohrleitungen einer Nenndruckstufe von PN40. Das mit Armacell (Armaflex HT 19 mm mit einer Wärmeleitfähigkeit von $\lambda \leq 0,042$) vollständig isolierte Rohrleitungsnetzwerk umfasst einen offenen Dampfkreislauf und einen geschlossenen Wasserkreislauf. Im Folgenden werden die Anlagenkomponenten und Messinstrumente der beiden Kreisläufe in Reihenfolge ihrer Durchströmung beschrieben.

Im Dampfkreislauf wird $\dot{m}_d = 8$ kg/h Satttdampf vom VE-Wasser gespeisten Dampferzeuger (CERTUSS E6 elektro) bei einer Heizleistung von $\dot{Q} = 9$ kW produziert. Zur Vorentgung wird das Speisewasser durch eine integrierte $\dot{Q} = 3$ kW Speisewasservorwärmung auf 73 °C erwärmt. Der Dampfdruck kann zwischen 0 und 10 bar Relativdruck variiert werden. Sind die Kugelhähne V1 und V3 geöffnet, strömt der Dampf über eine Rohrbrücke mit einem piezoresistiven Drucksensor (VDO P3276, 0-16 bar) in Separator 1. Von dort durchläuft der Dampf die Messstrecke, passiert Separator 2 und einen weiteren piezoresistiven Drucksensor gleicher Bauart. Der Dampf wird am Regelventil V9 (Flowserve SmallFlow 3850E2-P) auf Umgebungsdruck entspannt und im Kondensationsbecken mittels einer Dampfzange in temperiertem Kühlwasser kondensiert. Ist anstelle von Kugelhahn V3 der Kugelhahn V4 geöffnet, strömt der Dampf über eine Dampfzange in den Vorlagebehälter (unter Separator 1)

und erhitzt das darin befindliche Wasser des Wasserkreislaufs. Vom Vorlagebehälter strömt der Dampf wie zuvor beschrieben durch Separator 1 zur Messstrecke und schließlich in das Kondensationsbecken.

Im geschlossenen Wasserkreislauf wird VE-Wasser ($4,5 \mu\text{S}/\text{cm}$ bei $23,3 \text{ }^\circ\text{C}$) vom Vorlagebehälter durch einen Doppelrohrwärmeübertrager gefördert. Das Innenrohr des Doppelrohrwärmeübertragers besteht aus einer DN25/PN40 Rohrleitung, der Außenmantel aus einer DN40 Rohrleitung mit 16 Umlenklechen. Die Zufuhr des $15 \text{ }^\circ\text{C}$ kalten Kühlwassers kann über Stellventil V6 (Bürkert Type 2712) geregelt werden. Die frequenzumrichter-gesteuerte Kreiselpumpe (ABG-Pumpen TYP PD 80 V4A und Peter electronic IP20) fördert das VE-Wasser durch ein Vortex-Durchflussmessgerät (Heinrichs DVH-V-255S-LL2S0-H) mit anschließendem Temperatursensor (B+B 1030K-MTE-1xK-NL175-D1.5). Je nach Stellung des 3-Wege-Ventils V7 gelangt das rezirkulierende Wasser über eine Bypassleitung ($15 \text{ mm} \times 1,5 \text{ mm}$ Swagelok ZK316TI-T15M-5-1,5-6HT) direkt in den Vorlagebehälter, oder über eine Einspeisedüse in die Messstrecke. Von der Messstrecke fließt das VE-Wasser ebenfalls zurück in den Vorlagebehälter.

Im Folgenden werden Anlagenkomponenten von besonderem Interesse genauer beschrieben.

3.1.1. Messstrecke mit integraler Messtechnik

Im Zentrum der Versuchsanlage befindet sich eine DN50 ($D_a = 60,3 \text{ mm}$ und $s = 4,5 \text{ mm}$) Messstrecke mit einer Länge von 2495 mm . Diese kann zwischen $\beta = 0$ und 5° zur horizontalen geneigt werden. Die Messstrecke, dargestellt in Abbildung 3.2, ist beidseitig von Separatoren begrenzt, welche im Fall eines Kondensationsschlags die entstehenden Druckwellen reflektieren und so die anschließenden Anlagenkomponenten schützen. Bei den Separatoren handelt es sich um zwei DN200 T-Stücke (Wandstärke $s = 4,5 \text{ mm}$) mit einem DN100 Anschluss (Wandstärke $s = 6,3 \text{ mm}$) in Richtung der Messstrecke.

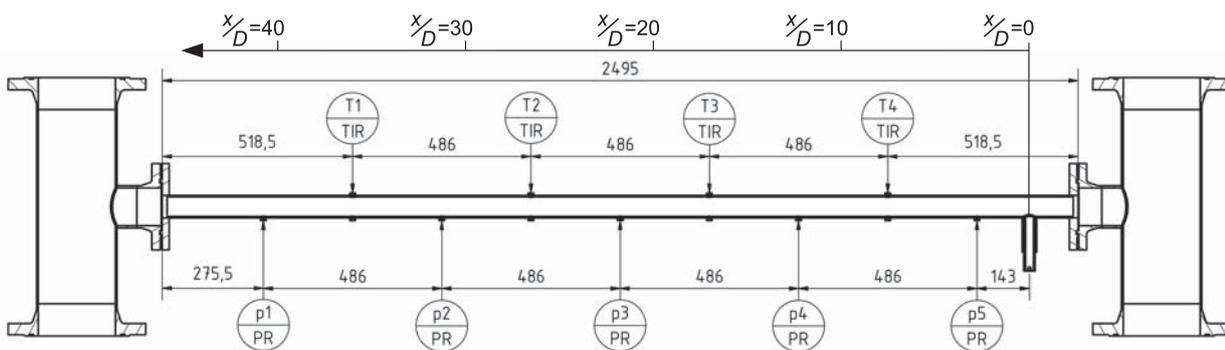


Abbildung 3.2.: Messstrecke mit Separatoren

Bei einem Längen- zu Durchmesser Verhältnis von $x/D = 0$ befindet sich eine Einspeisedüse, durch die Wasser einer zuvor eingestellten Temperatur in die Messstrecke eingeleitet wird. Die Einspeisedüse ist so gestaltet, dass unterschiedliche Endstücke eingeschraubt werden können. In der vorliegenden Arbeit werden zwei Typen von Einspeisegeometrien untersucht:

- eine ungerichtete lotrechte Einspeisung und
- eine 90° -Umlenkung in Richtung der Rohrleitungsachse.

Beide Einspeisegeometrien sind der Praxis nachempfunden, wobei die lotrechte Einspeisung eine größere Bedeutung besitzt. Bei dieser Einspeisung tritt das Wasser aus der Düse aus und trifft bei ausreichend hoher Einspeisegeschwindigkeit auf die gegenüberliegende Rohrwand. Das eingespeiste Wasser verteilt sich dabei zu gleichen Teilen in beide Rohrrichtungen. Die Einspeisung mit einer 90°-Umlenkung steuert das einströmende Wasser vorwiegend in Richtung von Separator 1, wodurch eine vergleichsweise definiertere Einspeisung erfolgt. Messungen haben jedoch gezeigt, dass auch bei dieser Einspeisegeometrie aufgrund von Kurzschlussströmungen ein erheblicher Anteil in Richtung von Separator 2 strömt. In Abbildung 3.3 sind die beiden Geometrien im Detail gegenübergestellt.

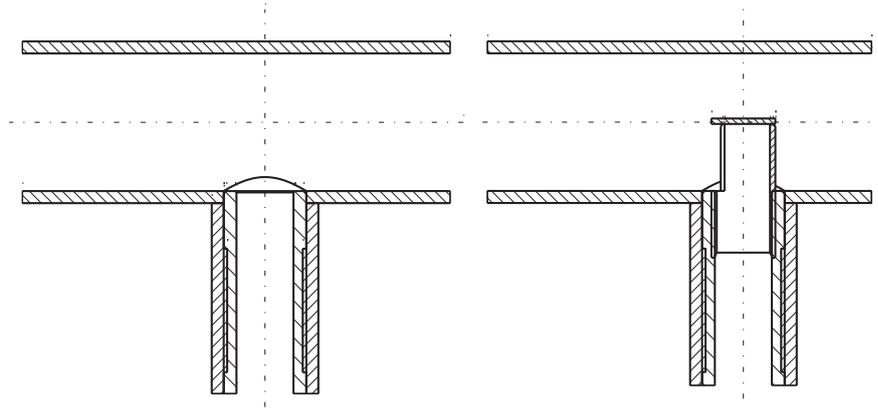


Abbildung 3.3.: Lotrechte Einspeisung (links) und Einspeisung mit 90°-Umlenkung (rechts)

Entlang der Messstrecke befinden sich acht Temperaturmessstellen, jeweils paarweise gegenüberliegend angeordnet. Bei den Temperaturfühlern handelt es sich um Thermoelemente vom Typ K (Newport Omega, HKMTIN-IM100U-150) mit einem Durchmesser von $d=1,0$ mm, welche 1,0 mm in die Messstrecke hineinragen. Durch den geringen Wandabstand kommt es naturgemäß zu einer Verfälschung der gemessenen Temperatur durch die Temperatur der Rohrwand. Andererseits wird durch eine solche Anordnung die Strömung in der Messstrecke nur minimal beeinflusst, welches für die vorliegenden Untersuchung von größerer Bedeutung ist. Die Temperaturmesswerte der Thermoelemente werden mit einer Abtastrate von 4 Hz erfasst. Diese vergleichsweise niedrige Abtastfrequenz beruht auf der Ansprechzeit des verwendeten Sensors, welche laut Herstellerangabe 0,26 s in Wasser beträgt.

Entlang der Messstrecke befinden sich neben den Temperaturmessstellen fünf Druckmessstellen in einem Abstand von 486 mm. Als Drucksensoren werden Membran-Sensoren der Firma Kulite (XTEL-190M-70BARA) verwendet, die nach dem Prinzip einer vierarmigen Wheatstone-Brücke arbeiten. Der Arbeitspunkt der Sensoren liegt bei 70 bar Absolutdruck mit einer Überbelastungsgrenze von 140 bar. Die Sensoren sind temperaturkompensiert bis zu einer Temperatur von 232 °C. Aufgrund ihrer hohen Eigenfrequenz (1000 kHz) liegt die Ansprechzeit der Sensoren bei unter 5 μ s. Die Abtastrate beträgt 50 kHz pro Sensor bei einer simultanen Abtastung. Die Sensoren sind in der Art in die Messstrecke integriert, dass deren Spitze mit der Rohrunterseite abschließt, es also zu keiner Beeinflussung der Strömung kommt.

Die geometrische Auslegung und die Anordnung der integralen Messtechnik ermöglicht eine räumlich und zeitlich hochauflösende Erfassung der Strömungsvorgänge in der Messstrecke. Durch die hohe Abtastrate der Drucksensoren kann die Ausbreitung von Druckfeldern innerhalb der Messstrecke lückenlos nachvollzogen werden. In Kombination mit den Temperatursensoren, die neben quantitativen Messwerten auch eine Aussage zur Phasenver-



teilung Wasser/Dampf ermöglichen, werden alle wesentlichen thermohydraulischen Aspekte ganzheitlich erfasst.

3.1.2. Sichtzelle mit lokaler Messtechnik

Die im vorigen Abschnitt beschriebene integrale Messtechnik ermöglicht bereits eine detaillierte und weitreichende Erfassung wesentlicher praxisrelevanter Vorgänge. Um die Problemstellung aber ausschöpfend und von einer grundlagenorientierten Perspektive zu analysieren, bedarf es einer lokal höher auflösenden Betrachtungsweise. Insbesondere wird eine zweidimensionale Erfassung der Strömungsstruktur benötigt, um bisherige Lücken im Verständnis der zugrundeliegenden Phänomenologie zu schließen.

Eine Möglichkeit zur Untersuchung der Phasengrenzflächenverteilung während des instationären Einspeisevorgangs ist der Einsatz von optischen Messmethoden. Um diese Methoden einsetzen zu können bedarf es eines optischen Zugangs in der Messstrecke, an welchen unter den gegebenen Umständen besondere Anforderungen gestellt sind. So muss eine Sichtzelle

- so konstruiert sein, dass es zu keiner Beeinflussung der zu untersuchenden Strömung kommt,
- den Druckbelastungen in der Messstrecke auch während eines Kondensationsschlags standhalten können,
- den thermischen Anforderungen bei wechselnden Temperaturen gewachsen sein,
- die Mehrphasenströmung weitgehend verzerrungsfrei wiedergeben und
- eine zeitlich und räumlich hochauflösende Untersuchung der zu untersuchenden Strömung ermöglichen.

Herkömmliche Rohrschaugläser, die üblicherweise aus Glaszylindern bestehen und über Flanschverbindungen in die Rohrleitungen eingebaut werden, erfüllen diese Anforderungen im Allgemeinen nicht. Neben der häufig sehr geringen Druckfestigkeit ist der Innendurchmesser handelsüblicher Rohrschaugläser nicht stufenlos auf den Innendurchmesser der angrenzenden Rohrleitung einstellbar. Des Weiteren steht der Glaszylinder im direkten Kontakt mit der Umgebung. Dadurch entsteht insbesondere bei wechselnden thermischen Belastungen eine schwer kontrollierbare Temperaturverteilung im Glas. Weiterhin kommt es zu starken optischen Verzerrungen der zu untersuchenden Strömung.

Aus den genannten Gründen wird im Rahmen dieser Arbeit eine eigens an die Messstrecke angepasste Sichtzelle verwendet, die in Abbildung 3.4 dargestellt ist. Sie besteht aus einem auf den Innendurchmesser der Messstrecke kalibrierten Glaszylinder aus Borosilikatglas 3.3 einer Wandstärke von $s = 9,35$ mm, welcher von einem Druckbehälter umgeben ist. Den Mantel des Druckbehälters bildet ein DN150 Edelstahlrohr, an dem über angeschweißte DN80 Rohrstücke drei DN65 Schaugläser aus Borosilikatglas 3.3 angebracht sind. Der Glaszylinder ist mit Teflonhülsen im Druckbehälter fixiert und wird über O-Ringe gedichtet. Zwischen dem Druckbehälter und den Flanschen der angrenzenden Messstrecke befinden sich beidseitig Adapterflansche, in denen je einer der im letzten Abschnitt beschriebenen Kulite-Drucksensoren eingeschraubt werden kann.

Der Ringspalt zwischen Außenseite des Glaszylinders und DN150 Rohr wird von temperiertem VE-Wasser, dem Versorgungsmedium, durchströmt. Dieses tritt durch tangential angebrachte 1/2" Muffen in den Ringspalt ein bzw. aus. Durch die Orientierung des Zu-

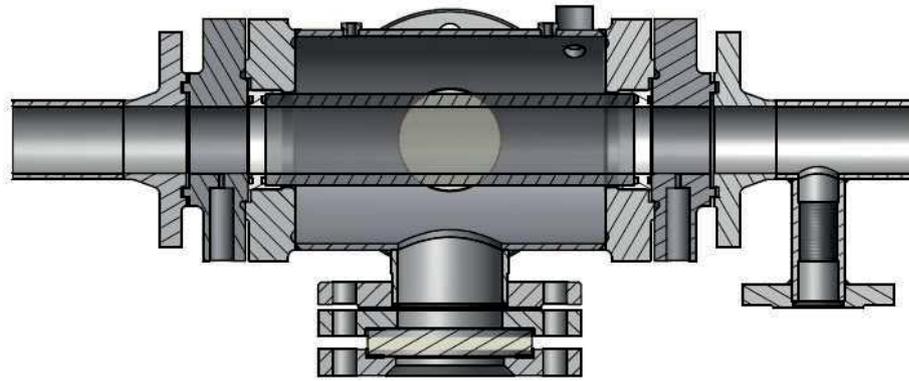


Abbildung 3.4.: Schnitt durch Sichtzelle

und Ablaufs bildet sich eine spiralförmige Strömung aus, die den Glaszylinder gleichmäßig auf die Temperatur des Versorgungsmediums temperiert und gleichzeitig für eine homogene Durchmischung sorgt. Letztere ist von besonderem Interesse, da sich große Temperatur- und somit Dichteunterschiede im Versorgungsmedium auf die optische Brechung auswirken. Zur Temperierung und zur Erzeugung des Vordrucks im Versorgungsmedium ist die Sichtzelle an einen separaten Versorgungskreislauf angeschlossen. Dieser ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

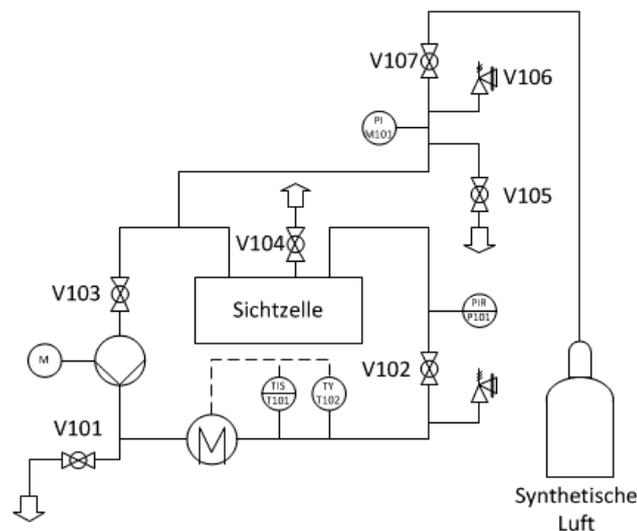


Abbildung 3.5.: R & I-Fließbild des Versorgungskreislaufs der Sichtzelle

Die Temperierung des Versorgungskreislaufs erfolgt durch eine geregelte $\dot{Q} = 10 \text{ kW}$ Stabheizung, welche von einem PID-Regler (Eurotherm 2132) über den Temperatursensor T101 gesteuert wird. Zur Sicherung gegen Überhitzung des Versorgungskreislaufs ist hinter dem Temperatursensor T101 ein Temperaturwächter T102, eingestellt auf $118 \text{ }^\circ\text{C}$, geschaltet. Das Versuchsmedium wird zwischen Heizung und Sichtzelle über eine nicht näher spezifizierte $0,55 \text{ kW}$ Zahnradpumpe im Kreis gefördert. Zur Druckbeaufschlagung ist der Versorgungskreislauf mit einer Druckflasche mit synthetischer Luft verbunden. Um einen Druckanstieg von über 15 bar zu verhindern, befindet sich ein Druckhalteventil V106 (LESER Type 539 P36) in der Zuleitung des Versorgungskreislaufs. Das Sicherheitsventil des Versorgungskreislaufs ist auf einen Auslösedruck von $p = 15,4 \text{ bar}$ eingestellt.

Im Versuchsbetrieb wird der Versorgungskreislauf bei einem Absolutdruck von $p = 15 \text{ bar}$ und einer Temperatur von $T = 105 \text{ }^\circ\text{C}$ betrieben. Der Überdruck im Versorgungskreislauf und somit im Ringspalt der Sichtzelle ergibt eine statische Druckfestigkeit von insgesamt



$p = 35,7$ bar. Dieser Druck setzt sich aus dem Überdruck im Versorgungskreislauf und der Druckfestigkeit des Glaszylinders zusammen. Letzter berechnet sich gemäß der Druckgeräte-Richtlinie des AD 2000-Regelwerks [AD.08] zu

$$p = \frac{20 \cdot \frac{K}{S} \cdot v \cdot s}{D_a - s} \quad \text{mit} \quad v = 1 - \frac{\alpha \cdot E \cdot \Delta T}{2(1 - \nu) \cdot \frac{K}{S}}. \quad (3.1)$$

In Gleichung 3.1 wird über den Faktor zur Berücksichtigung von Verschwächungen v der maximale Temperaturunterschied zwischen Innen- und Außenwand des Glaszylinders berücksichtigt. Im vorliegenden Fall wird von einem maximalen Temperaturunterschied von $\Delta T = 25$ K ausgegangen. Unter Verwendung des in DIN EN 1595 (Norm für Druckgeräte aus Borosilikatglas 3.3) festgelegten Festigkeitskennwerts $K/S = 10 \text{ N} \cdot \text{mm}^{-1}$ für nicht verkratzte Oberflächen mit zusätzlichem Schutz gegen Verkratzen ergibt sich eine Druckfestigkeit von 20,7 bar für den Glaszylinder.

Im Versuchsbetrieb werden Highspeedaufnahmen im Gegenlichtverfahren durchgeführt. Dafür wird auf der Rückseite der Sichtzelle ein LED-Panel (300 mm x 300 mm mit 60 LEDs Typ SMD 3535 einer Einzelleistung von 15 W) in einem Abstand von $l_{\text{LED}} = 100$ mm positioniert. Das LED-Panel erzeugt gleichgerichtetes Licht, das die Sichtzelle und die darin befindliche Strömung durchleuchtet. Der dabei entstehende Schattenwurf wird von einer Highspeed-Kamera (Optronis, CamRecord 5000) mit einem Nikon Micro-Nikkor 105 mm f/2.8 Objektiv in einem Arbeitsabstand von $l_K = 1090$ mm aufgenommen. Der hohe Arbeitsabstand sorgt bei dieser Versuchsanordnung dafür, dass vom Kameraobjektiv weitgehend parallele Lichtstrahlen erfasst werden. Die Versuchsanordnung der optischen Untersuchungen ist in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt.

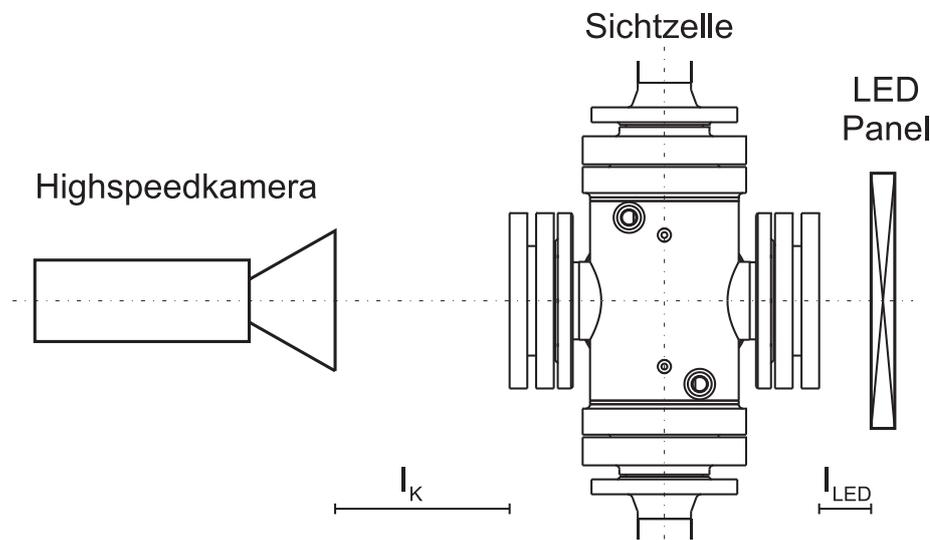


Abbildung 3.6.: Versuchsanordnung für Highspeedaufnahmen mit Sichtzelle (Aufsicht)

3.1.3. Kalibrierung der Messtechnik

In diesem Abschnitt werden die bereits teilweise beschriebenen Sensoren und Messsysteme noch einmal hinsichtlich ihrer Kalibrierung, ihrer Messgenauigkeit und ihrer Ansprechzeit erläutert. Bei der verwendeten Messtechnik wird zwischen integralen und optischen Messinstrumenten unterschieden. Alle integralen Messsignale werden über ein Messwerterfassungssystem der Firma National Instruments erfasst und können im lokalen Netzwerk von einem



Messrechner abgerufen und gespeichert werden. Das Messwerterfassungssystem ist modular aufgebaut. Die Grundeinheit besteht aus einem cRIO-9114 Chassis mit einem cRIO-9022 Controller. Neben Modulen für Steuersignale steht ein Modul NI-9213 zur Erfassung von Thermoelementsignalen und ein Modul NI-9207 zur Erfassung von Strom- und Spannungssignalen zur Verfügung. Die Highspeed-Signale werden über zwei NI-9237 Bridge Module erfasst. Alle Messdaten werden vom Messrechner als Rohdaten, also unverarbeitet, empfangen und gespeichert. Eine Kalibrierung der auf der Bedienoberfläche angezeigten Signale erfolgt über im Bedienprogramm hinterlegte Kalibrierkurven.

Integrale Messtechnik

Bei allen integralen Messstellen handelt es sich um Sensoren mit einem Stromausgang von 0-20 mA oder 4-20 mA. Eine Ausnahme bilden die Temperaturmessstellen und die Highspeed-Drucksensoren der Firma Kulite. Die Kalibrierung der Sensoren mit Stromausgang erfolgt über eine Zuordnung des Stromwertes zur physikalischen Messgröße.

Die piezoresistiven Drucksensoren PgL, PgR und P101 werden über eine Druckwaage bei 3, 9 und 16 bar Absolutdruck kalibriert. Für das Vortex Durchflussmessgerät zur Messung des stationären Volumenstroms V_{f1} ist bereits in der Gerätebeschreibung eine Kalibrierkurve angegeben. Die Füllstandsensoren LL und LR an den beiden Separatoren haben einen Messbereich von 800 mm. Die Messung erfolgt über einen Zylinderschwimmer mit eingebautem Dauermagnetsystem, der den Flüssigkeitspegel auf eine Magnetrolle überträgt. Die stufenweise Messung des Füllstandes wird anhand der Einbauposition auf das Ausgangssignal umgerechnet, wodurch eine Kalibrierkurve entsteht. Als Ausgabewert wird eine Prozentangabe verwendet, wobei jeder Prozentpunkt einer Höhenänderung von 8 mm in den Separatoren entspricht.

Die Rohdaten der Temperaturmessfühler müssen nicht kalibriert werden. Die Signale der Thermoelemente vom Typ K werden direkt vom Modul NI-9213 als Temperatur in °C ausgegeben.

Die Kalibrierkurven der Highspeed-Drucksensoren werden, wie die Kurven der Lowspeed-Drucksensoren, über drei Messpunkte mit einer Druckwaage erstellt. Die Messpunkte liegen hier bei 3, 35 und 70 bar Absolutdruck. Da die Kulite-Drucksensoren den Druck über die Verformung einer Membran messen, kann es zu einem Offset durch Verspannungen beim Einbau in die Teststrecke kommen. Daher wird der Offset aller Sensoren nach dem ersten Einbau unter Versuchsbedingungen (Satttdampf bei 3,7 bar und 140 °C) nachjustiert. Es wird davon ausgegangen, dass die Steigung der Kalibrierkurve sich aufgrund von Verspannungen beim Einbau nicht ändert.

Tabelle A.1 und A.2 im Anhang geben eine Übersicht über die verwendete integrale Messtechnik, deren Bezeichnung, den Messbereich sowie die Fehlertoleranz.

Optische Messtechnik

Eine Kalibrierung der optischen Messtechnik wie bei der verwendeten integralen Messtechnik ist nicht erforderlich. Es muss jedoch untersucht werden inwiefern es zu einer optischen Verzerrung der zu untersuchenden Strömung kommt und ob eine solche in der Nachbearbeitung berücksichtigt werden muss. Eine Verzerrung kann durch einen Temperatur- und somit Dichteunterschied zwischen Versorgungs- und Versuchsmedium entstehen. Außerdem entsteht aufgrund des unterschiedlichen Brechungsindex zwischen VE-Wasser bei 105 °C und Borosilikatglas 3.3 theoretisch eine Verzerrung. Diese wird im Rahmen der Kalibrierung mittels eines Präzisionstargets untersucht. Dazu wird das Target in Form eines Halbzylinders

mit einem 2 mm x 2 mm Raster in der Schnittachse der Sichtzelle positioniert und mit einer Nikon D90 und einem Nikon Micro-Nikkor 105 mm f/2.8 Objektiv fotografiert. Abbildung 3.7 zeigt die Auswertung der Untersuchung bei einer Temperatur von $T = 101,3^\circ\text{C}$ und einem Druck von $p = 14,5$ bar im Versorgungsmedium.

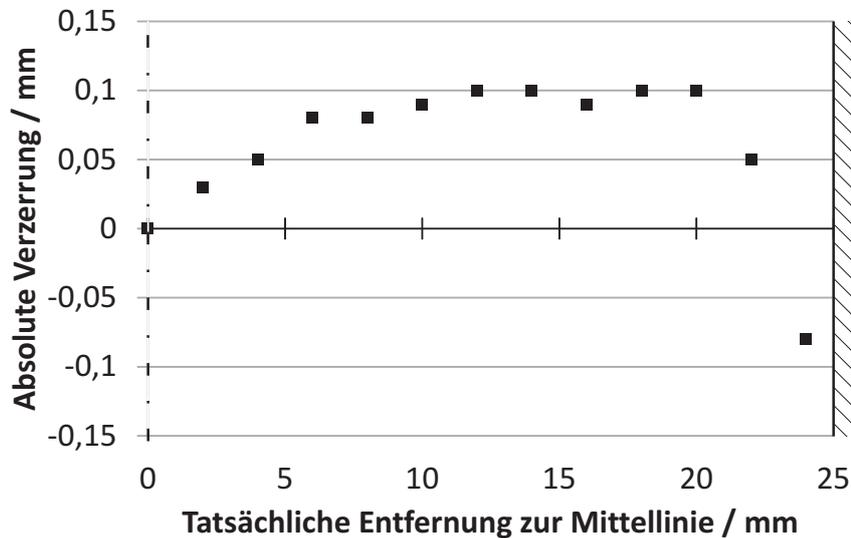


Abbildung 3.7.: Absolute optische Verzerrung der Sichtzelle

Die von der Mittelachse aus beobachtete symmetrische Verzerrung ist bis auf den unmittelbaren Randbereich des Glasrohres minimal. Die maximal beobachtete Verzerrung von $l_v = 0,1$ mm liegt unterhalb des Auflösungsbereichs der verwendeten Highspeed-Aufnahmen. Bei diesen Aufnahmen wird der Innendurchmesser von $d_i = 51,3$ mm mit 285 Pixeln abgebildet, die Auflösung beträgt somit $0,18$ mm/px. Bei der folgenden Auswertung der Highspeed-Aufnahmen werden daher keinerlei Anpassungen vorgenommen.

3.2. Experimentelles Vorgehen zur Analyse von Kondensationsschlägen

Übergeordnetes Ziel der experimentellen Untersuchungen ist die Erzeugung von Kondensationsschlägen im Bereich der Messstrecke unter praxisnahen Bedingungen. Darauf aufbauend werden Detailphänomene vor, während und unmittelbar nach dem Druckereignis betrachtet und analysiert. Dabei kommen akustische, integrale und optische Messtechniken zum Einsatz.

In Abschnitt 2.5 wird bereits erwähnt, dass Kondensationsschläge bisher als stark stochastisch sowohl in ihrem Auftreten, als auch in der Höhe ihrer Druckauschläge angesehen werden. Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Erfassung und Quantifizierung des stochastischen Charakters. Um eine statistisch aussagefähige Datengrundlage zu erhalten, müssen eine Vielzahl von Experimenten bei gleichen Versuchseinstellungen durchgeführt werden. Neben der Anzahl von Wiederholungsexperimenten sind ebenfalls hohe Anforderungen an eine gleichbleibende Versuchsvorbereitung und Versuchsdurchführung gestellt, um Experimente miteinander vergleichen zu können.



3.2.1. Versuchsvorbereitung

In der Versuchsvorbereitung wird die Versuchsanlage für die nachfolgenden Experimente vorbereitet. Dabei stehen drei wesentliche Anforderungen im Vordergrund:

- Die Konzentration nicht-kondensierbarer Gase in den Versuchsmedien sowie der Versuchsanlage selbst müssen minimiert werden.
- Die Temperatur der flüssigen Phase muss entsprechend der Parameterwahl eingestellt werden.
- Das Rohrleitungsnetzwerk muss auf Versuchsbedingungen vorgewärmt werden, um während der Versuche einen verfälschenden Wärmestrom zwischen Rohrleitungswand und den Versuchsmedien zu minimieren.

Bei Verwendung der Sichtzelle für optische Messungen erweitert sich die Versuchsvorbereitung um

- die Temperierung und Druckbeaufschlagung des Ringspalts der Sichtzelle.

Entgasung der Versuchsmedien

In handelsüblichen Dampferzeugern wird das Speisewasser im Dampfkessel verdampft. Die im Speisewasser gelösten Gase gehen bei der Verdampfung ebenfalls in die gasförmige Phase über, wodurch ein Mehrstoffsystem aus Satttdampf und einer Vielzahl von Gasen entsteht. In vielen industriellen Anwendungen ist dies ohne Belang, im vorliegenden Falls können jedoch hohe Konzentrationen an nicht-kondensierbaren Gasen theoretisch den vollständigen Dampfblasenkollaps unterbinden. Daher ist der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Dampferzeuger um eine Speisewasserheizung erweitert. Diese erwärmt das Speisewasser auf eine Temperatur von 73 °C, bevor es in den Dampfkessel gefördert und dort verdampft wird. Abbildung 3.8 zeigt die Löslichkeit der Hauptbestandteile von Luft (0,21% Sauerstoff und 0,79% Stickstoff) in Wasser in Abhängigkeit der Temperatur bei Umgebungsdruck. Als zugrundeliegendes Modell wird das Henry-Gesetz nach Gleichung 3.2 verwendet, welches die Konzentration $c_{i,aq}$ der Komponente i in der wässrigen Phase mit dem Henry-Koeffizienten $k_{H,cp}$ und dem Partialdruck p_i der gasförmigen Phase in ins Verhältnis bringt.

$$k_{H,cp}(T) = \frac{c_{i,aq}}{p_i} \quad (3.2)$$

Der temperaturabhängige Henry-Koeffizient $k_{H,cp}(T)$ wird nach Sander [San15] gemäß Gleichung 3.3 bis zu einer Temperatur von $T = 75$ °C durch einen Exponentialansatz beschrieben.

$$k_{H,cp}(T) = k_{H,cp}^0 \cdot \exp\left(\frac{d(\ln k_{H,cp})}{d(1/T)} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{298,15\text{K}}\right)\right) \quad (3.3)$$

Darin beschreibt $k_{H,cp}^0$ den Henry-Koeffizienten zur Löslichkeit in Wasser bei 298,15 K und der Ausdruck $d(\ln k_{H,cp})/d(1/T)$ den temperaturabhängigen Faktor. Sander [San15] gibt für Sauerstoff bei einer Temperatur von 25 °C und Umgebungsdruck folgende Werte an:

- $k_{H,cp}^0 = 1,3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{mol}}{\text{m}^3 \cdot \text{Pa}}$
- $\frac{d(\ln k_{H,cp})}{d(1/T)} = 1500 \text{ K}$

Für Stickstoff werden von Sander [San15] bei einer Temperatur von 25°C und Umgebungsdruck die Werte

- $k_{H,cp}^0 = 0,64 \cdot 10^{-6} \frac{\text{mol}}{\text{m}^3 \cdot \text{Pa}}$
- $\frac{d(\ln k_{H,cp})}{d(1/T)} = 1300 \text{ K}$

empfohlen.

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete VE-Wasser steht bei seinem Herstellungsprozess mit Umgebungsluft in Verbindung, wodurch sich Sauerstoff und Stickstoff im Wasser lösen. Zur Überprüfung der Anwendbarkeit des Henry-Modells mit den gewählten Parametern wird die Sauerstoffkonzentration mit einer Sauerstoffsonde (WTW FDO 925) bei drei Temperaturen gemessen: 21°C (Eintrittstemperatur des VE-Wassers), 73°C (Vorwärmtemperatur des Speisewassers) und 100°C (Endtemperatur des VE-Wassers in der Versuchsanlage). Der Vergleich zwischen Modell und Messung zeigt für die Löslichkeit von Sauerstoff weitgehend eine gute Übereinstimmungen.

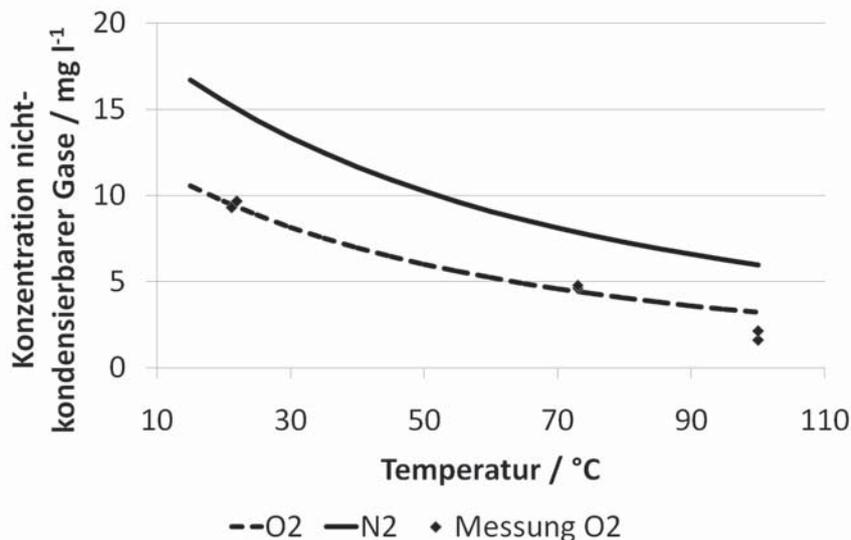


Abbildung 3.8.: Löslichkeit von Luft in Wasser in Abhängigkeit der Temperatur bei Umgebungsdruck

Die Wirksamkeit der Vorwärmung zeigt sich bei einer Bilanzierung der Menge an gelöster Luft mit und ohne Vorwärmung. Die Berechnung der Luftkonzentration im Wasser errechnet sich aus der Addition der Löslichkeiten der beiden Lufthauptbestandteile Sauerstoff und Stickstoff. Das Gasgemisch verhält sich in Bezug auf seine Löslichkeit in Wasser als würden die Einzelgase getrennt vorliegen [Bat84]. Bei einem Produktionsvolumenstrom von $\dot{m}_d = 8 \text{ kg/h}$ entstehen ohne Vorwärmung des Speisewassers 0,19 mg/h nicht-kondensierbare Gase. Gemäß Abbildung 3.8 enthält der produzierte Dampf bei einer Vorwärmung bei 73°C nur noch 0,09 mg/h nicht-kondensierbares Gas, was einer Entgasung von 50% entspricht. Der Einfluss des verbleibenden Gasanteils kann vernachlässigt werden.

Bei der Entgasung des sich in der Versuchsanlage befindlichen VE-Wassers wird in ähnlicher Weise wie bei der Entgasung des Speisewassers vorgegangen. Als Wärmequelle wird hier jedoch keine elektrische Heizung verwendet, sondern der bereits weitgehend entgaste Dampf des Dampferzeugers. Dazu strömt der Dampf über die Ventile V1 und V4 in Abbildung



3.1 durch eine Dampfpflanze in den Vorlagebehälter. Zu Beginn der Vorwärmung kondensiert der eingespeiste Dampf vollständig im kalten Wasser, das mit lauten akustischen Effekten verbunden ist. Die gesamte Energie aus dem Dampf geht dabei in die flüssige Phase über und erwärmt diese. Um für eine ausreichende Durchmischung zu sorgen, wird das Wasser währenddessen durch die Bypassleitung im Kreis geführt.

Einem hohen Entgasungsgrad der flüssigen Phase wird im Rahmen dieser Arbeit eine hohe Bedeutung zuteil. Der Einfluss von nicht-kondensierbaren Gasanteilen im Dampf ist bisher nur phänomenologisch vorstellbar, jedoch nicht quantitativ erfasst. Der Einfluss von dispers vorliegenden Gasblasen in der flüssigen Phase kann insbesondere die Schallgeschwindigkeit stark herabsetzen (vergleiche Abschnitt 2.3.1). Gelöste Gase, welche vor und während eines Kondensationsschlags keine separate Phase bilden, haben nach Kottmann [Kot92] auf die in dieser Arbeit relevanten Eigenschaften der flüssigen Phase keinen merklichen Einfluss.

Um die flüssige Phase bestmöglich zu entgasen, wird sie bis zum Sieden auf die beschriebene Weise vom Dampf erwärmt. Zeigen die beiden Temperaturmessstellen T_{fl} und T_{fEin} 100 °C an, kann die flüssige Phase als ausreichend entgast angenommen werden. Gemäß der eigenen Messungen aus Abbildung 3.8 liegt die Löslichkeit der vorhandenen nicht-kondensierbaren Gasanteile bei dieser Temperatur unterhalb von 9 mg/l. Die Dampfzufuhr durch die Dampfpflanze wird daraufhin abgestellt und der Dampf über die Ventile V1 und V3 von oben in Separator 2 geleitet.

Temperierung der flüssigen Phase

Liegt die Versuchstemperatur der flüssigen Phase unterhalb der maximalen Entgasungstemperatur von 100 °C, wird der geschlossene Wasserkreislauf über den Doppelrohrwärmeübertrager gekühlt. Dazu wird Ventil V10 vollständig und Ventil V6 teilweise geöffnet und die flüssige Phase weiterhin im Kreis gefahren. Eine Temperaturveränderung stellt sich daraufhin allmählich ein. Ist die gewünschte Temperatur erreicht, wird die Kühlwasserzufuhr gestoppt, der Förderkreislauf jedoch aufrechterhalten. Dadurch bleibt die Temperatur der gesamten flüssigen Phase einheitlich und nimmt nur langsam aufgrund von Wärmeverlusten an die Umgebung ab. Sollte die Temperatur unter die Zieltemperatur fallen, kann der Wasserkreislauf durch erneute Zufuhr von Dampf über die Dampfpflanze wieder erwärmt werden.

Temperierung der Rohrwände

Bereits während der Entgasung der flüssigen Phase werden die am geschlossenen Wasserkreislauf beteiligten Rohrleitungen auf die Wassertemperatur erwärmt. Dies geschieht nur langsam und wirkt bei jedweder Temperaturänderung (Erwärmung und Abkühlung) als Dämpfer. So fließt bei heißerem Wasser ein beachtlicher Wärmestrom in die Rohrwand, bzw. bei kälterem Wasser ein ebenso großer Wärmestrom von der Rohrwand zurück. Bereiche im Kreislauf mit einer großen Menge an Rohrmaterial wie beispielsweise Flanschverbindungen und Ventile stellen dabei Wärmesenken beziehungsweise -quellen dar. Damit diese bei noch nicht vollständig abgeschlossenem Temperatúrausgleich nicht zu einer örtlich stark wechselnden Temperaturverteilung in der flüssigen Phase führen, wird der Fördervolumenstrom im geschlossenen Wasserkreislauf auch nach dem Erreichen der Soll-Temperatur weiter aufrecht erhalten. Wärmequellen und -senken wirken sich damit geringer aus, da die gesamte Wassermenge am Wärmeaustausch beteiligt ist.

Die Rohrwände im offenen Dampfkreislauf werden durch Dampf erwärmt. Die Temperierung nimmt vergleichsweise eine wesentlich längere Zeitspanne in Anspruch. Da es sich bei



dem vom Dampferzeuger bereitgestellten Dampf um Stattdampf handelt, kommt es während des gesamten Temperiervorgangs zur Kondensation an den Rohrwänden. Das in der Messstrecke und in Separator 1 entstehende Kondensat fließt in den Vorlagebehälter zurück und mischt sich dort mit dem geschlossenen Wasserkreislauf. Das übrige Kondensat sammelt sich im unteren Bereich von Separator 2 an und verbleibt dort während der restlichen Versuchsdauer. Die Rohrwände des Dampfkreislaufs können als vollständig temperiert angesehen werden, wenn keine Kondensation mehr stattfindet. Dies wird daran festgemacht, dass sich der Systemdruck (P_{gL} und P_{gR}) sowie die Temperaturen in der Messstrecke (Tf1 bis Tf4 sowie Tg1 bis Tg4) nicht mehr ändern. Damit ist auch gleichzeitig der im Dampferzeuger eingestellte Soll-Druck erreicht.

Temperierung und Druckbeaufschlagung der Sichtzelle

Bei optischen Messungen mit der in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Sichtzelle wird diese ebenfalls von ihrer Innenseite mit Dampf, welcher durch die Messstrecke strömt, erwärmt. Die Endtemperatur des Glaszylinders der Sichtzelle soll jedoch unterhalb der stationären Endtemperatur des Dampfes liegen, da es sonst beim ersten Kontakt mit dem eingespeisten kühlen Wasser zu starken thermischen Spannungen im Glasmaterial kommen könnte. Die Temperierung des Glaszylinders erfolgt über den Versorgungskreislauf der Sichtzelle. Als stationäre Endtemperatur des Versorgungskreislaufs und somit der Außenseite des Glaszylinders wird eine Temperatur von $105\text{ }^{\circ}\text{C}$ gewählt, welche zwischen Dampf- und Wassertemperatur im Versuchsbetrieb liegt.

Die Steuerung des Versorgungskreislaufs erfolgt unabhängig von der zuvor beschriebenen Anlagensteuerung. Der Beginn des Aufheizvorgang des Versorgungskreislaufs wird jedoch so gewählt, dass er synchron zum Aufheizvorgang der Versuchsanlage beginnt. Um ein zu schnellen Temperaturanstieg im Versorgungskreislauf zu verhindern, welcher wiederum thermische Spannungen im Glaszylinder induzieren würde, wird die Temperaturzunahme mittels einer Rampenfunktion auf $\kappa = 1,4\text{ K/min}$ begrenzt. Während des Heizbetriebs fördert die Pumpe des Versorgungskreislaufs das Versorgungsmedium im Kreis. Zunächst erfolgt eine Erhöhung der Temperatur im Versorgungskreislauf auf $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ bei geöffnetem System, wobei ein stark ausgeprägter Ausgasungsvorgang beobachtet werden kann. Über die Rohrverzweigung zwischen Ventil V103 und der Sichtzelle, dem höchstgelegenen Punkt des Kreislaufs, werden dispers vorliegende Gasbläschen ausgetragen. Ist die Temperatur von $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ erreicht und können nur noch wenige Gasbläschen in der Sichtzelle wahrgenommen werden, wird das System über Ventil V105 zur Umgebung geschlossen und über Ventil V107 mit einem Druck von 5 bar beaufschlagt. Aufgrund der höheren Löslichkeit von Gasen in Wasser bei erhöhtem Druck verschwinden nun auch letzte sichtbare Gasbläschen. Die Soll-Temperatur des Versorgungskreislauf wird daraufhin auf $105\text{ }^{\circ}\text{C}$ erhöht und auf dieser Temperatur gehalten. Durch die Temperaturzunahme und die damit verbundene Dichteänderung im Versorgungsmedium kommt es zu einem weiteren Druckanstieg. Der maximale Druck im Versorgungskreislauf wird durch das Druckhalteventil V106 auf 15 bar begrenzt.

3.2.2. Versuchsdurchführung

Je nach Versuchsreihe fällt der Versuchsablauf mehr oder weniger komplex aus. Im Wesentlichen kann zwischen zwei Versuchsabläufen unterschieden werden:

- Versuchsablauf mit ausschließlich integralen Messungen und



- Versuchsablauf mit zusätzlichen lokalen Messungen.

Der Versuchsablauf mit ausschließlich integralen Messungen ist ebenfalls Bestandteil des Versuchsablaufs mit zusätzlichen lokalen Messungen, letzterer verwendet jedoch zusätzliche Messtechnik.

Integrale Messungen

Zu Beginn eines Versuchs ist die Temperierung der Rohrleitungen abgeschlossen und die Temperatur der flüssigen Phase befindet sich gemäß der Versuchsmatrix auf Versuchstemperatur. Druck und Temperatur in der Messstrecke sind konstant. Das Stellventil V9 ist vollständig geschlossen, wodurch der Sattedampf in der Messstrecke unbewegt steht. Der Versuch beginnt mit der Aufzeichnung aller mit 4 Hz gemessenen Größen und der Einspeisung der flüssigen Phase in die Messstrecke. Zur Einspeisung wird das 3-Wege-Ventil V7 auf „Injektion“ gestellt und daraufhin eine Sollfrequenz für die frequenzumrichter gesteuerte Pumpe vorgegeben. Die entsprechende Sollfrequenz für den gewünschten Endvolumenstrom bzw. die endgültige Froude-Zahl ist durch Vorversuche bekannt und in Abhängigkeit der Flüssigphasentemperatur in Tabelle 3.1 aufgeführt. Die geringfügigen Unterschiede ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Dichten und dem damit einhergehenden unterschiedlichen Förderverhalten bei 80 °C und 100 °C Flüssigkeitstemperatur.

Tabelle 3.1.: Pumpenfrequenzen für unterschiedliche Froude-Zahlen

Fr-Zahl / -	Endvolumenstrom / m ³ h ⁻¹	Pumpenfrequenz	
		$\Delta T = 40 \text{ K}$	$\Delta T = 60 \text{ K}$
		/ Hz	
0,3	1,58	15	15
0,6	3,17	22	22
0,9	4,75	30,5	30
1,1	5,81	37,5	37

Der Frequenzumrichter erhöht die Regelfrequenz der Pumpe mit einer Geschwindigkeit von 10 Hz/s womit der Einspeisevolumenstrom rampenförmig ansteigt. Dieser stark instationäre Vorgang kann vom Vortex-Durchflussmessgerät nicht erfasst werden, da dieses nur für die Messung des stationär erreichten Endvolumenstroms geeignet ist. Um das Anfahrverhalten trotzdem quantifizieren zu können, werden die Anfahrkurven in Abhängigkeit der Sollfrequenz mit einem Coriolis-Messgerät (Endress+Hauser IP67/NEMA/Type4X) gemessen. Die Kurven in Abbildung 3.9 sind auf die in Abschnitt 3.2.3 beschriebenen stationären Froude-Zahlen angepasst. Die zeitlichen Verläufe der Froude-Zahlen können für alle betrachteten Unterkühlungen in guter Näherung verwendet werden.

Die Froude-Zahl berücksichtigt gemäß der Definition aus Gleichung 2.53 den Injektionsvolumenstrom \dot{V} und den Innendurchmesser der Messstrecke d_i . Wird berücksichtigt, dass zu Beginn der Einspeisung das injizierte unterkühlte Wasser in etwa gleichen Teilen in beide Rohrrichtungen strömt, so ergibt sich ebenfalls ein zeitlicher Anstieg der Froude-Zahl in der Hauptmessstrecke zwischen Injektionsdüse und Separator 1. Jener Anteil an unterkühltem Wasser, welcher in Richtung von Separator 2 fließt, wird mit andauernder Injektionszeit geringer. Er verebbt vollständig, sobald das dort zur Verfügung stehende Volumen gefüllt ist.

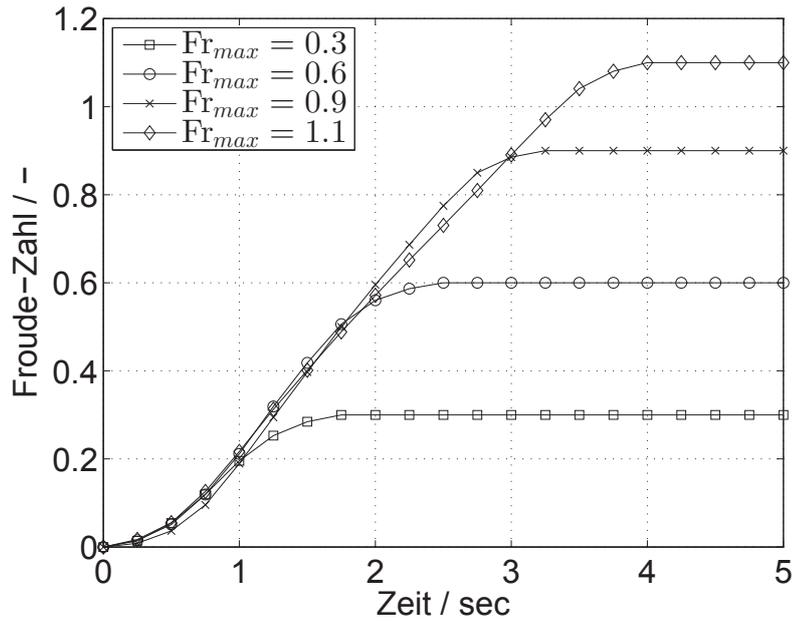


Abbildung 3.9.: Anfahrverhalten der frequenzumrichter gesteuerten Kreiselpumpe

Vorversuche haben gezeigt, dass der Füllstand in Separator 2 im stationären Zustand bis zur Oberkante der DN50 Messstrecke ansteigt. Werden das Volumen zwischen dem Mittelpunkt der Injektionsdüse und Separator 2 sowie das Volumen in Separator 2 zusammengerechnet, ergibt sich ein Volumen von $V_r = 2,671$ rechts der Injektionsdüse. Gleichung 3.4 beschreibt den zeitabhängigen Volumenstrom \dot{V}_r in Richtung von Separator 2 in Abhängigkeit des Injektionsvolumenstroms \dot{V}_{ein} und der ansteigenden Füllmenge $V_{r,\text{instat}}(t)$ in Separator 2.

$$\dot{V}_r(t) = \frac{\dot{V}_{\text{ein}}}{2} \cdot \frac{V_r - V_{r,\text{instat}}(t)}{V_r} \quad (3.4)$$

Abbildung 3.10 zeigt die rechnerischen zeitlichen Verläufe der betrachteten Froude-Zahlen zwischen Injektionsdüse und Separator 1, der Hauptmessstrecke. Darin sind die Verläufe aus Abbildung 3.9 und das Füllverhalten rechts der Injektionsdüse superpoliert. Die Abnahme des in Richtung von Separator 2 strömenden Wassers ist als linear angenommen, wodurch sich eine asymptotische Annäherung der instationären Froude-Zahlen an die stationären Froude-Zahlen in der Hauptmessstrecke ergibt. Aufbauend auf dieser theoretischen Betrachtung sind in Tabelle 3.2 die Zeiten für jede Injektions-Froude-Zahl angegeben, nach welcher 90% der stationären Froude-Zahl erreicht sind.

Tabelle 3.2.: Dauer bis 90% der stationären End-Froude-Zahl erreicht sind

Fr=0,3	Fr=0,6	Fr=0,9	Fr=1,1
20,56 s	10,79 s	7,99 s	7,12 s

Der Versuchsbeginn zum Zeitpunkt $t=0$ s wird durch das Einschalten der Pumpe festgelegt. Der daraufhin folgende Versuchszeitraum erstreckt sich über eine Zeitspanne von maximal 120 s. Kommt es während dieser Zeit zu einem Kondensationsschlag, so wird das Experiment

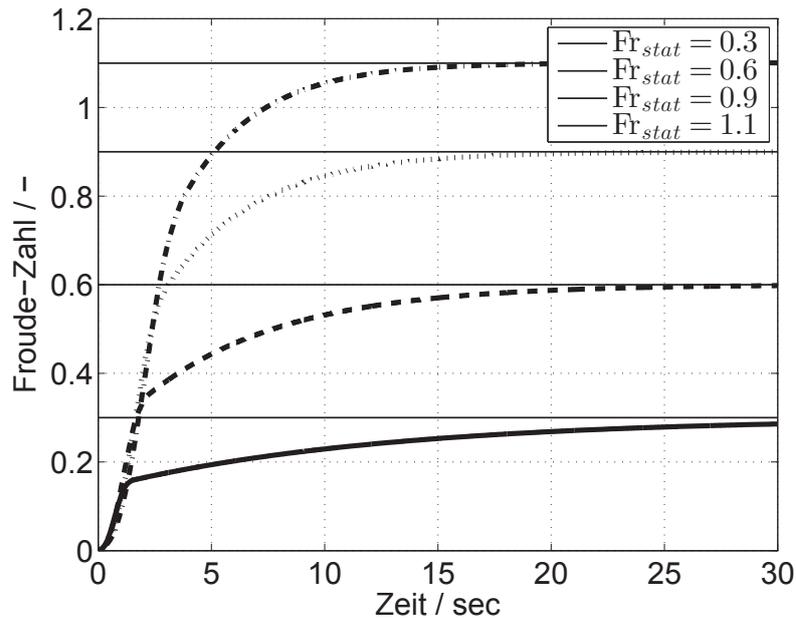


Abbildung 3.10.: Rechnerische Verläufe der Froude-Zahlen in der Hauptmessstrecke

abgebrochen und die Messdaten werden gespeichert. Nach dem ersten Kondensationsschlag können weitere Schläge auftreten, die jedoch als Sekundäreffekt betrachtet werden und nicht Gegenstand der Untersuchungen sind. Erfolgt innerhalb des Versuchszeitraums kein Kondensationsschlag, so wird das Experiment als „Experiment ohne Ereignis“ beschrieben. Im Weiteren ist nicht davon auszugehen, dass nach Ablauf der Versuchszeitspanne noch Kondensationsschläge auftreten können, da durch fortlaufende Kondensation der Dampfdruck im System kontinuierlich sinkt. Bereits nach 30 s ist der Dampfdruck und die damit gekoppelte Sattdampf-temperatur soweit gesunken, dass die Temperaturdifferenz zwischen Dampf- und Flüssigkeitsphase für schlagartige Kondensationsvorgänge nicht mehr ausreichend groß ist.

Ein Kondensationsschlag wird anhand der begleitenden akustischen Effekte registriert. Diese werden über ein Mikrophon in unmittelbarer Nähe der Teststrecke erfasst und über Lautsprecher an der Prozessleitzentrale wiedergegeben. Die Messtechnikfassung der Highspeed-Drucksensoren arbeitet nach dem Prinzip eines Ringspeichers, der die Sensordaten der vergangenen 6 s aufzeichnet. Sobald ein Kondensationsschlag akustisch wahrgenommen wird, können diese 6 s abgerufen und gespeichert werden. Parallel dazu wird die Zufuhr von unterkühltem Wasser in die Teststrecke durch Abschalten der Pumpe abgebrochen und das System zur Umgebung geöffnet.

Lokale Messungen

Bei Versuchen mit Einsatz von optischen Messtechniken verläuft die Anlagensteuerung analog zum zuvor beschriebenen Versuchsvorgehen, zusätzlich wird die Strömung jedoch mit einer Highspeed-Kamera aufgenommen. Um die sensiblen optischen Aufnahmen durch Erschütterungen nicht zu verfälschen, wird die Zahnradpumpe des Versorgungskreislaufs bei Einspeisebeginn abgeschaltet. Der damit einhergehende Abbruch der Spiralströmung in der Sichtzelle wirkt sich auf die optischen Eigenschaften des Versorgungsmediums nur langsam aus, sodass von keiner Verfälschung der Aufnahmen ausgegangen wird.



Der Aufnahmebeginn erfolgt einige Sekunden nach Einspeisebeginn. Eine Synchronisierung der unabhängig voneinander arbeitenden Systeme, der Kamera und der integralen Messtechnik, ist aus steuerungstechnischen Gründen nicht möglich. Ein zeitlicher Abgleich findet daher in der Nachbearbeitung der Messdaten anhand der digitalen Zeitstempel statt. So ist es möglich, die beiden Messdatenreihen aufgrund von optisch sichtbaren Druckereignissen miteinander zu verknüpfen.

3.2.3. Versuchsmatrizen

Dieser Abschnitt gibt eine Übersicht über die durchgeführten Experimente. Es kann zwischen drei Versuchsreihen unterschieden werden, von denen jede einem Untersuchungsziel zugeordnet ist:

- Voruntersuchungen zur Erarbeitung einer Methodik
- Untersuchungen zur Stochastik von Kondensationsschlägen
- Untersuchungen der Phasengrenzfläche während eines Kondensationsschlags

Abhängig von der entsprechenden Versuchsreihe werden unterschiedliche Parameterkombinationen untersucht. Insgesamt können mit der zuvor beschriebenen Versuchsanlage sieben Parameter unabhängig voneinander variiert werden:

- Die Einspeisegeometrie,
- der Neigungswinkel der Versuchsanlage β ,
- das Längen- zu Durchmesser Verhältnis der Hauptmessstrecke L/D ,
- das Dampfvolumen V_D ,
- der Systemdruck vor Einspeisebeginn p_{sys} ,
- die Unterkühlung (Temperaturdifferenz zwischen Wasser und Dampf) ΔT und
- die Einspeise-Froude-Zahl Fr .

Die im Folgenden gewählten Versuchseinstellungen orientieren sich an den in Abschnitt 2.4.2 beschriebenen Auslegungsempfehlungen nach Griffith [Gri97]. Das Modell von Chun [Chu00c] wird nicht herangezogen, da es für geringe Systemdrücke an Gültigkeit verliert. Bis auf den Systemdruck liegen alle in der vorliegenden Untersuchung gewählten Parameter innerhalb der empfohlenen Grenzen von Griffith. Dieses letzte Kriterium, nachdem der Systemdruck mindestens 10 bar betragen müsste um Kondensationsschläge einer relevanten Höhe zu erzeugen, wird vernachlässigt, da aus anderen Quellen (vgl. Abschnitt 2.4.4) bekannt ist, dass Kondensationsschläge bereits bei einem weitaus geringeren Druckniveau stattfinden können. Zudem gestaltet sich die Temperaturführung bei den Untersuchungen auf einem geringeren Druck- und daran gekoppeltem Temperaturniveau wesentlich genauer und reproduzierbarer.



Vorversuch zur Erarbeitung einer Methodik

Eine detailgetreue und zeitlich hochaufgelöste Untersuchung des Druckverlaufes während eines Kondensationsschlags ist bislang nicht veröffentlicht. Um einen solchen Druckverlauf interpretieren zu können muss daher zunächst eine geeignete Methodik entwickelt werden. Hierfür ist die Geometrie der Einspeisedüse so gewählt, dass eine möglichst gleichmäßige und definierte Strömung in der Hauptmessstrecke entsteht. Die in Abbildung 3.3 vorgestellte Einspeisegeometrie mit einer 90°-Umlenkung lenkt den Injektionsstrom vorwiegend in Richtung der Hauptmessstrecke und damit in den Teil der Messstrecke, in welchem sich die Messstellen der Highspeed-Drucksensoren befinden. Der Neigungswinkel der Teststrecke β von 0,5° zur Horizontalen kann als nahezu waagrecht betrachtet werden. Das geringfügige Gefälle stellt sicher, dass das Wasser in Richtung von Separator 2 ablaufen kann, sich also kein Restwasser in Form von Pfützen in der Hauptmessstrecke sammelt. Die übrigen Parametereinstellungen sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Tabelle 3.3.: Versuchsmatrix der Methodik-Experimente

Geometrie	β	L/D	V_D	p_{sys}	ΔT	Fr	Anzahl
/ -	/ °	/ -	/ 1	/ bar	/ K	/ -	/ -
90°-Umlenkung	0,5	46	54	5,5	48	0,3	10

Unter den gewählten Versuchsbedingungen werden zehn Wiederholungsexperimente durchgeführt. Dies ermöglicht den Vergleich mehrerer Druckverläufe unter definierten Versuchsbedingungen.

Stochastik von Kondensationsschlägen

Bei der Wahl der Versuchsparameter steht die Untersuchung des stochastischen Charakters von Kondensationsschlägen zunächst im Vordergrund. Es werden in erster Linie eine Vielzahl von Versuchen mit gleichen Versuchsparametern durchgeführt, um eine möglichst große Anzahl von Vergleichsexperimenten zu erlangen. Aufbauend auf dieser Datenbasis können daraufhin Aussagen zur Wahrscheinlichkeit eines Kondensationsschlags, zur Höhe der entstehenden Druckamplituden und zum Ursprungsort des Kondensationsschlags getroffen werden. In der Wahl der zu variierenden Versuchsparameter wird aufgrund des hohen Aufwands pro Versuch der Kompromiss getroffen, nur die beiden wichtigsten Parameter zu untersuchen, welche im vorliegenden Fall den größten Einfluss auf die Entstehung und den Ablauf eines Kondensationsschlags haben. Diese sind zum einen die Injektions-Froude-Zahl und zum Anderen der Grad der Unterkühlung. Der erste Versuchsparameter nimmt maßgeblichen Einfluss auf das sich in der Teststrecke einstellende Strömungsregime sowie die Verteilung und Form der Phasengrenzfläche. Der Grad an Unterkühlung ΔT wirkt sich vorwiegend auf die Kondensation der Dampfphase an der Grenzfläche zum unterkühlten Wasser aus. Je größer die Temperaturdifferenz, desto größer die Kondensationsrate und damit der Einfluss der Kondensation auf die Interaktion der beteiligten Phasen.

Die übrigen Versuchsparameter nach Tabelle 3.4 sind so gewählt, dass sie sich mit den experimentellen Untersuchungen anderer Forschungseinrichtungen, die zum Zeitpunkt der durchgeführten Untersuchungen ebenfalls Kondensationsschläge in geometrisch vergleichbaren Anlagen durchführen, vergleichen lassen. Ein quantitativer Vergleich ist jedoch nicht



Bestandteil der vorliegenden Arbeit. Als Geometrie der Einspeisung wird die lotrechte Einspeisung nach Abbildung 3.3 verwendet, welche besonders praxisnah ist.

Tabelle 3.4.: Versuchsmatrix der Stochastik-Experimente

Geometrie / -	β / °	L/D / -	V_D / 1	p_{sys} / bar	ΔT / K	Fr / -	Anzahl / -
T-Stück	1,4	46	56	3,7	40	0,3	22
						0,6	20
						0,9	22
						1,1	21
T-Stück	1,4	46	56	3,7	60	0,3	24
						0,6	24
						0,9	31
						1,1	21

In der Versuchsmatrix nach Tabelle 3.4 werden auch Experimente bei einer Froude-Zahl von $Fr=1,1$ durchgeführt, obwohl nach Griffith [Gri97] bei einer Froude-Zahl $Fr>1,0$ keine Kondensationsschläge stattfinden sollten. Die Froude-Zahl wird dennoch untersucht, um zu prüfen ob $Fr>1,0$ ein hinreichendes Kriterium für den sicheren Ausschluss von Kondensationsschlägen ist.

Verteilung der Phasengrenzfläche während eines Kondensationsschlags

Während in den zuvor beschriebenen Versuchsreihen maßgeblich die Auswirkungen von Kondensationsschlägen untersucht werden, soll bei der Untersuchung der Phasengrenzfläche die Entstehung von Kondensationsschlägen von einer grundlagenorientierten Perspektive betrachtet werden. Dazu werden ausgewählte Experimente erneut durchgeführt, die Strömung jedoch zusätzlich mithilfe der Sichtzelle lokal erfasst. Die Highspeed-Aufnahmen ermöglichen es, die Phasengrenzflächenverteilung während eines Kondensationsschlags nachzuvollziehen. Dies ermöglicht ein besseres Verständnis der zugrundeliegenden Phänomenologie von Kondensationsschlägen, welches gleichzeitig die Grundlage für eine physikalische Modellbildung darstellt.

Auch bei dieser Versuchsreihe werden mehrere Wiederholungsexperimente durchgeführt. Im Zentrum des Interesses stehen die Experimente bei einer Froude-Zahl von $Fr=0,6$. Tabelle 3.5 gibt eine Übersicht über die 59 Experimente zur Phasengrenzfläche. Darin sind zudem drei Experimente ohne Unterkühlung in einem Luft-/Wasser-System enthalten. Die Auswertung der Stochastik-Experimente bei einer Froude-Zahl von $Fr=1,1$ (vgl. Abschnitt 4.2.2) wird zeigen, dass eine Interpretation bei dieser Einspeisegeschwindigkeit nur bedingt möglich ist und die Deutung von grundlegenden Phänomenen aufgrund der stark chaotischen Strömungsbedingungen wenig vielversprechend erscheint. Daher werden im Rahmen der Phasengrenzflächen-Experimente nur die Froude-Zahlen $Fr=0,3$, $0,6$ und $0,9$ betrachtet.



Tabelle 3.5.: Versuchsmatrix der Phasengrenzflächen-Experimente

Geometrie / -	β / °	L/D / -	V_D / l	p_{sys} / bar	ΔT / K	Fr / -	Anzahl / -
T-Stück	1,4	46	56	3,7	0	0,6	3
						0,3	3
T-Stück	1,4	46	56	3,7	40	0,6	18
						0,9	3
T-Stück	1,4	46	56	3,7	60	0,3	4
						0,6	25
						0,9	3

3.3. Sicherheitskonzept

Wie in der Einleitung beschrieben, handelt es sich bei Kondensationsschlägen um sicherheitsrelevante Störfälle im Betriebsverlauf einer Anlage, welche Dampf und unterkühltes Wasser führt. In der Praxis gilt es diese um jeden Preis zu vermeiden, da Kondensationsschläge oftmals die Ursache für erhebliche Schäden an Personen und Anlagen sind. Bei der gezielten Erzeugung von Kondensationsschlägen ist daher in besonderem Maße darauf zu achten, dass Personen, die unmittelbar mit der Versuchsdurchführung beschäftigt sind und solche die sich in der Nähe der Anlage befinden, nicht zu Schaden kommen. Auch bei einer Anlage, bei der Rohrwände und Flanschverbindungen mit einem großen Sicherheitsfaktor dimensioniert sind, besteht stets die Gefahr, dass es zum Bersten einer Leitung oder zum Versagen einer Dichtung kommt. Die Folge davon ist das Austreten von heißem Dampf und heißem Wasser sowie das Herumfliegen von abgerissenen Metallteilen. Im Fall von optischen Untersuchungen unter Einsatz von Glasbauteilen wird das Gefahrenpotenzial beim Bersten dieser Baugruppen besonders deutlich.

Gemäß dem obersten Gebot, an Versuchen beteiligte Personen und Dritte um jeden Preis vor den Gefahren eines Kondensationsschlags zu schützen, unterliegt jede Versuchsdurchführung einem besonderen Sicherheitskonzept. Dieses besteht aus technischen sowie organisatorischen Maßnahmen. Letztere sind in einem Protokoll zusammengefasst, das bei jedem Versuch systematisch abgearbeitet wird.

Zu den technischen Sicherheitsvorkehrungen zählt in erster Linie die Gestaltung der Versuchsanlagenumgebung. Um den Wirkungsradius von austretendem Dampf und Wasser sowie geborstenen Anlagenteilen im Fall eines Anlagendefekts zu begrenzen, befindet sich die komplette Versuchsanlage in einem abgeschlossenen Raum. Im vorliegenden Fall wird dieser durch einen 20 Fuss Seecontainer dargestellt, welcher um einen zusätzlichen Deckenaufbau erweitert ist. Alle Zuleitungen (Wasser, Druckluft, Strom) werden durch gedichtete Kabelverbindungen geführt, sodass auch an diesen Stellen kein Dampf entweichen kann. Zudem ist am Containerdach eine gerichtete Dampfabfuhr angebracht, die im Fall eines plötzlichen Dampfüberdrucks im Container den Dampf gezielt in eine ungefährliche Richtung ablässt. Die Versuchsanlagensteuerung ist so gestaltet, dass alle während der Versuche zu betätigenden Ventile und Steuerungen zentral über eine Leitzentrale betätigt werden können. Diese befindet sich unmittelbar vor dem Containerzugang. Zur Überprüfung des gefahrlosen Zugangs



nach einem Versuch ist der Container mit einem Mikrofon und einer Webcam ausgestattet, über welche der Innenraum vor dem Betreten kontrolliert werden kann.

Die organisatorischen Sicherheitsmaßnahmen sehen vor, dass der Container während keiner Versuchsphase betreten werden darf, die ein Gefahrenpotenzial darstellt. Solche Phasen sind dadurch gekennzeichnet, dass ein Kondensationsschlag möglich ist, auch wenn dieser nicht im Rahmen eines Versuches beabsichtigt ist. Dies ist immer dann der Fall, wenn sich unterkühltes Wasser und reiner Dampf in der Versuchsanlage befinden, selbst wenn keine der beiden Phasen in Bewegung ist. Um einen solchen Zustand aufzulösen und um den Versuchsraum betreten zu können, muss nach einem Experiment der Dampf aus der Versuchsanlage entfernt bzw. verdünnt werden. Dies wird im vorliegenden Fall durch das Schließen der Dampfzufuhr durch den Dampferzeuger (Ventil V1) und die Verdrängung des Dampfes mit nicht-kondensierbarem Gas bewerkstelligt. Auch wenn der Dampf nicht restlos aus der Versuchsanlage entfernt ist, reicht bereits eine Vermischung mit Druckluft aus, um eine Dampfblasenimplosion zu verhindern.



4. Experimentelle Untersuchung von Kondensationsschlägen

Die Auswertung der in Abschnitt 3.2.3 beschriebenen Versuchsmatrizen beruht auf der Modellvorstellung zur Entstehung eines Kondensationsschlag nach Griffith [Gri97] und Kirsner [Kir99]. Diese Modelle werden im Kapitel 5 aufbauend auf den in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnissen weiter verfeinert, reichen jedoch in ihrer bisherigen Tiefe aus um maßgebliche Phänomene erklären und deuten zu können. Im Folgenden werden die Ergebnisse aus den Experimenten der drei Versuchsreihen beschrieben.

4.1. Methodik zur Untersuchung von Kondensationsschlägen

Ziel dieses Abschnitts ist die Vorstellung der allgemeinen Methodik zur Detektion und quantitativen Erfassung von Kondensationsschlagphänomenen in horizontalen Rohrleitungen. Die Einzelaspekte eines Kondensationsschlags werden dafür über eine schrittweise Verfeinerung des Detaillierungsgrads beschrieben. Zunächst soll das Erscheinungsbild im Allgemeinen analysiert werden, also diejenigen Merkmale an welchen das Auftreten eines Kondensationsschlags bestimmt werden kann. Daraufhin erfolgt die Beschreibung der zahlenmäßigen Erfassung anhand von integralen Messwerten. Der Fokus liegt dabei auf der Betrachtung des zeitlichen und örtlichen Druckverlaufs in der Teststrecke. Aufbauend auf dieser Analyse wird die Methodik zur Lokalisierung des Kondensationsschlagursprungs erläutert.

Grundlage der Methodikentwicklung ist die Anwendung der theoretischen Grundlagen der Druckfeldfortpflanzung in flüssigen Medien auf die Methodik-Experimente. Anhand von 10 Experimenten werden Aspekte wie die akustische Wahrnehmung, die Häufigkeit des Phänomens sowie die Höhe und Dauer eines Ereignisses diskutiert. Diese Analyse bildet weiterhin die Grundlage für erste Beschreibungen der phänomenologischen Ursache von Kondensationsschlägen in Form der Rekonstruktion der Phasenverteilung in der untersuchten Rohrleitung.

4.1.1. Erscheinungsform

Tritt ein Kondensationsschlagereignis in einem dampf- und wasserführenden System ein, so wird dieses durch charakteristische akustische Merkmale begleitet. Diese Merkmale können mit Wissen um deren Hintergrund einzelnen Teilaspekten zugeordnet werden. Das Auftreten eines Kondensationsschlags wird in erster Linie von einem lauten metallischen Schlägen begleitet. Um dies zu verdeutlichen ist exemplarisch in Abbildung 4.1 die Mikrophoneaufnahme eines Experiments mit Kondensationsschlag gezeigt. Die Aufnahme zeigt die normierte Schallamplitude über einen Zeitraum von 14s. Bei diesem Experiment wird zum Zeitpunkt $t = 0\text{s}$ kaltes Wasser in die dampfgefüllte Teststrecke eingespeist. Nach etwa zwei Sekunden kann ein anhaltendes „knatterndes“ Geräusch wahrgenommen werden, welches sich in

Abbildung 4.1 durch viele kleine Amplitudenausschläge gekennzeichnet. Diese rühren daher, dass sich bei der Einspeisung von unterkühltem Wasser im Bereich des Einspeiseorts kleinere Dampfeinschlüsse bilden, welche daraufhin kollabieren. Das Geräuschphänomen hält etwa sechs Sekunden an und ist gefolgt von einer Periode relativer Stille in welcher sich die flüssige Phase in der Teststrecke ausbreitet. Zwölf Sekunden nach Einspeisebeginn wird ein lautes schlagendes Geräusch wahrgenommen, das einem Kondensationsschlag zugeordnet werden kann.

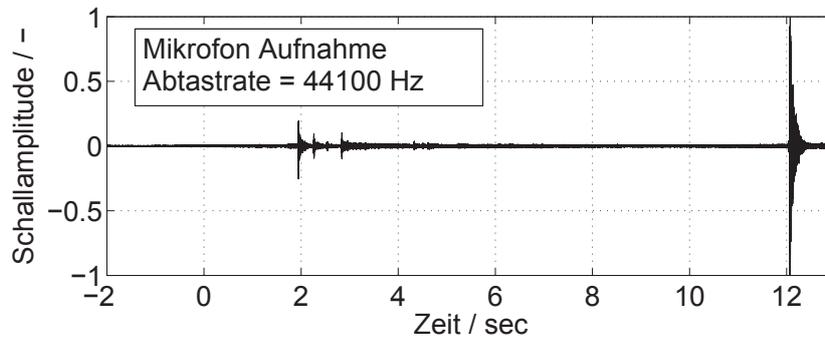


Abbildung 4.1.: Audioaufnahme eines Kondensationsschlags

Die akustische Analyse stellt den ersten Schritt zur Beschreibung von Kondensationsschlagphänomenen dar. Mit ihr kann die zentrale Frage beantwortet werden, ob unter den gegebenen Randbedingungen eines Experiments ein Kondensationsschlag stattfindet. Diese auf den ersten Blick triviale Untersuchungsform stellt eine aussagekräftige Analysemethode dar, welche bereits folgenschwere Erkenntnisse liefert. So kann das einen Kondensationsschlag begleitende schlagende Geräusch trotz exakt gleicher Versuchseinstellungen nicht immer wahrgenommen werden. Daraus wird deutlich, dass das zu untersuchende Phänomen von stochastischer Erscheinungsform ist. Offenkundig wird dies durch die akustische Auswertung der 10 Druckverlauf-Experimente: Bei sieben Experimenten ist ein Kondensationsschlag wahrnehmbar, bei dreien hingegen nicht. Es muss also bei der Untersuchung von Kondensationsschlägen in erster Linie zwischen Experimenten mit und ohne Kondensationsschlagereignis differenziert werden. Wird anhand der akustischen Untersuchung ein Experiment mit Kondensationsschlag identifiziert, kann die Analyse weiter vertieft werden.

Den nächsten Detaillierungsgrad stellt die Betrachtung des Druckmessschriebs der High-speed-Drucksensoren in der Teststrecke dar. Das über den Einspeisevorgang registrierte „knatternde“ Geräusch hat im Druckmessschrieb lediglich geringe Ausprägungen von $\Delta p < 10$ bar zur Folge. Wie eingangs beschrieben, handelt es sich hierbei nicht um einen Kondensationsschlag im eigentlichen Sinn, sondern um makroskopische kavitationsähnliche Impllosionen kleiner Dampfblasen, die einen Sekundäreffekt darstellen. Von einem tatsächlichen Kondensationsschlagereignis kann dann ausgegangen werden, wenn sowohl ein akustischer Schlag als auch ein Ausschlag mindestens eines Drucksensors von über 10 bar registriert wird.

4.1.2. Druckverlauf

Kann ein Experiment als ein solches mit Kondensationsschlag identifiziert werden, so gilt es geeignete charakteristische Eigenschaften herauszuarbeiten, die das Ereignis tiefergehend beschreiben. Der zeitliche Druckverlauf liefert hierfür wesentliche Einsichten in das Phänomen. Als Beispiel ist hierfür in Abbildung 4.2 der Druckverlauf der Drucksensoren in der Teststrecke eines Experiments der Methodik-Experimente dargestellt.

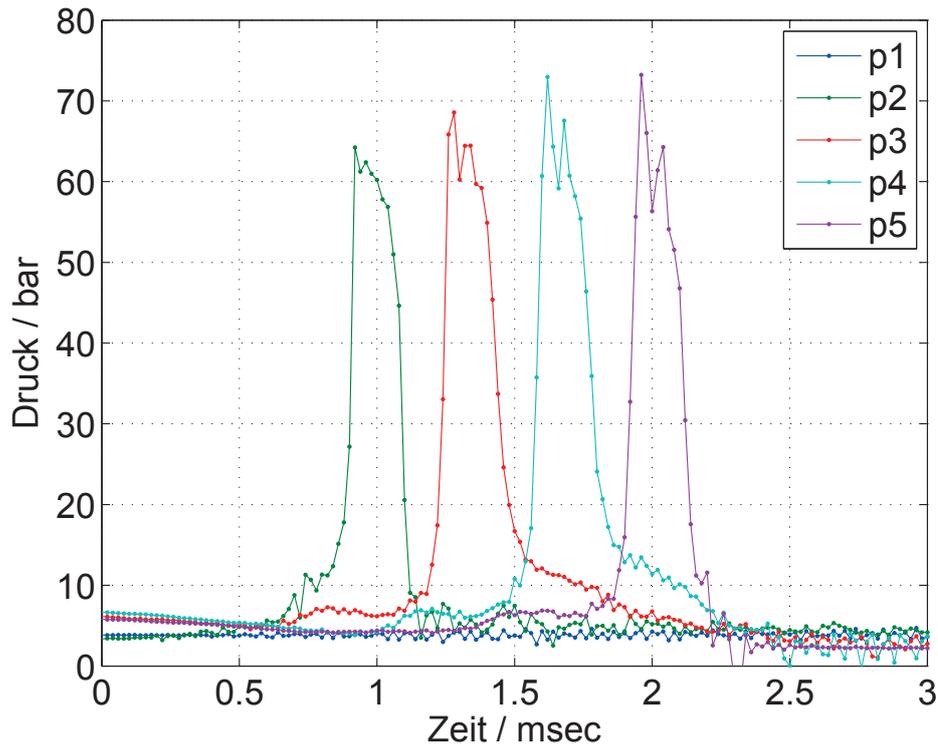


Abbildung 4.2.: Druckverlauf nach einem Kondensationsschlag im Experiment 121002/01

Über eine Zeitspanne von $\Delta t = 3$ ms sind die Antworten der Drucksensoren während des Kondensationsschlagereignis abgebildet. Im betrachteten Zeitraum zeigen vier Sensoren eine deutliche Druckerhöhung. Sensor p1 zeigt hingegen keinen nennenswerten Ausschlag auf und ist infolgedessen in der Abbildung nicht dargestellt. Aus dem Druckverlauf können in erster Linie zwei bedeutsame Charakteristika extrahiert werden: Die Höhe des Druckauschlags und dessen Dauer. Beide Werte geben Auskunft über die Belastungsart, die durch einen Kondensationsschlag entsteht.

Anhand der maximalen Druckspitze p_{\max} kann bereits ein für beispielsweise Auslegungskriterien hilfreiches Merkmal erfasst werden. Im vorliegenden Beispielerperiment wird die maximale Druckspitze von Sensor p5 mit einer Höhe von $p_{\max} = 73$ bar registriert. Aufgrund der steilen Druckgradienten ist es darüber hinaus aber denkbar, dass zwischen den gekennzeichneten Messpunkten höhere Drücke erreicht werden. Da alle ausschlagenden Drucksensoren jedoch ähnlich hohe Werte aufweisen, wird von einer minimalen Abweichung ausgegangen.

Der dynamische Wert der höchsten Druckspitze kann allerdings nicht allein als Kennzeichen eines Kondensationsschlags verwendet werden, da die maximale Druckspitze nur für eine sehr kurze Zeitspanne auf das System wirkt. So zeigen die optischen Untersuchungen aus Abschnitt 4.3, dass die maximale Druckspitze den Auslegungsdruck einer Rohrleitung um ein vielfaches übersteigen kann, ohne dass es zum Versagen derselben kommt. Um zukünftig Rohrleitungen und Instrumente sicher gegen Kondensationsschläge auslegen zu können, empfiehlt es sich neben der maximalen Druckspitze eines Experiments zusätzlich ein weiteres Merkmal aufzunehmen. Die Wirkungsdauer der Druckerhöhung stellt dazu ein geeignetes Attribut dar. Eine Möglichkeit diese zu erfassen, ist es die Druckerhöhung über ihre Wirkungszeit zu integrieren. Am Beispiel von Abbildung 4.2 ist die zeitabhängige Druckbelastung anhand der Integration von Drucksensor p3 in Abbildung 4.3 dargestellt.

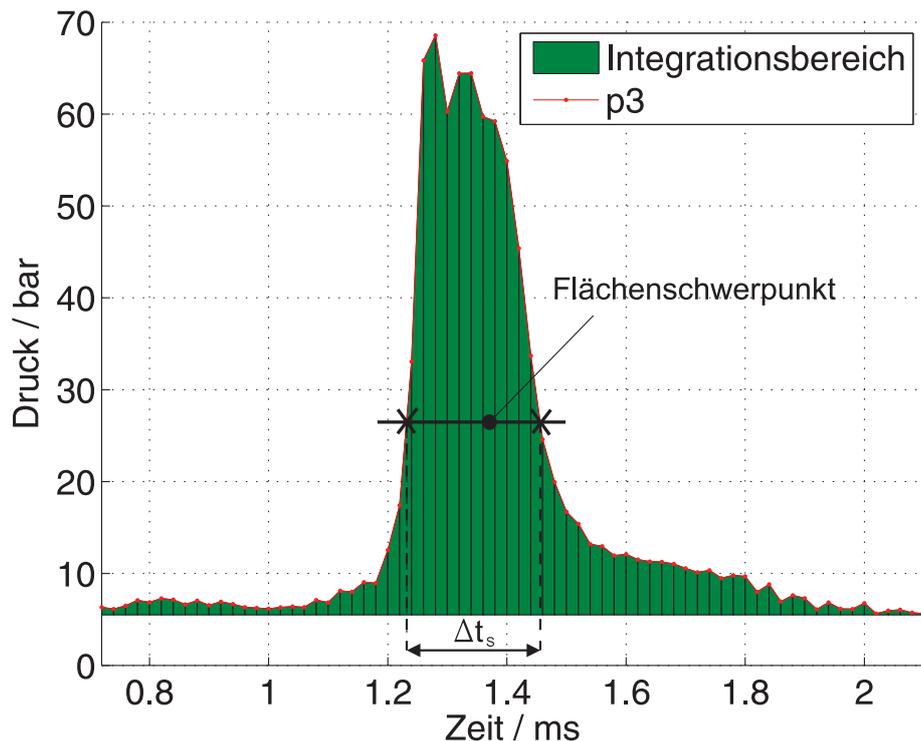


Abbildung 4.3.: Wirkungsfeld eines Kondensationsschlags aus Methodik-Experiment 121002/01

Der grün gekennzeichnete Bereich zeigt den Integrationsbereich abzüglich des Systemdrucks, welcher als Maß für die Druckbelastung interpretiert werden soll. Die Integrationsgrenzen sind so gewählt, dass nur Drücke oberhalb des Systemdrucks in die Auswertung einfließen. Im vorliegenden Fall erstreckt sich der Integrationsbereich über eine Zeitspanne von $\Delta t = 1,4$ ms. Die Fläche unter der Druckkurve wird durch numerische Integration nach dem Sehnentrapezverfahren ermittelt. Es wird die summierte Sehnentrapezformel gemäß Gleichung 4.1 nach Bartsch [Bar04] verwendet.

$$I \approx Q_h^{\text{ST}} = \int_a^b f(x) dx = \frac{h}{2} \cdot \left(f(a) + f(b) + 2 \sum_{k=1}^{m-1} f(a + kh) \right) \quad (4.1)$$

Bei diesem Verfahren wird das Integral I durch die Quadraturformel Q_h^{ST} approximiert. Über die Schrittweite $h = (b - a)/m$ werden über m Schritte an den Messwerten $f(a)$ und $f(b)$ Trapeze gebildet und deren Flächeninhalte berechnet. Es handelt sich hierbei um ein Auswerteverfahren mit einer lokalen Fehlerordnung von $q = 3$, einer für die vorliegende Datenmenge ausreichenden Genauigkeit.

Neben der Unterscheidung, ob ein Kondensationsschlagereignis bei einer Versuchsreihe auftritt oder nicht, sind nun zwei weitere Merkmale zur Beschreibung des Kondensationsschlagphänomens vorhanden. Die Auswertung der Druckfeld-Experimente kann daraufhin gemäß Tabelle 4.1 erfolgen. Darin sind die maximale Druckspitze p_{max} und das Integral I des Drucksensors p3 über die Wirkungsdauer Δt während welcher $p > p_{\text{sys}}$ gilt, gegenübergestellt.



Tabelle 4.1.: Vergleich der maximalen Druckspitze mit der zeitlichen Druckbelastung der Druckfeld-Experimente

Versuchs-Nr.	Maximale Druckspitze p_{\max} / bar	Druckintegration I / 10^{-3} bar s
120927/01	38	13,15
120927/02	26	11,31
120929/01	59	9,14
120930/02	69	16,65
121001/01	55	10,89
121002/01	73	14,52
121008/01	42	15,05

Während der stochastische Charakter eines Kondensationsschlagexperimentes bereits durch die von 1 abweichende relative Häufigkeit in Erscheinung tritt, wird dieser durch den Vergleich der Ergebnisse der Druckfeld-Experimente noch deutlicher: Die maximalen Druckspitzen p_{\max} weisen Werte zwischen 26 und 73 bar um einen Mittelwert von $\bar{p}_{\max} = 51,7$ bar auf. Die Integrale des Druckbereiches liegen zwischen 9,14 und $16,65 \cdot 10^{-3}$ bar s mit einem Mittelwert von $12,96 \cdot 10^{-3}$ bar s. Damit weist auch die quantitative Erfassung von Kondensationsschlägen bei gleichen Initialbedingungen eine erhebliche Streuung auf.

Der Vergleich der zwei identifizierten Merkmale im Druckverlauf eines Kondensationsschlags weist darüber hinaus weitere Besonderheiten auf. So zeigt sich, dass Experiment 121002/01 mit der größten relativen Druckzunahme nicht auch gleichzeitig die größte zeitlich Druckbelastung aufweist. GleichermäÙen hat Experiment 120927/02 mit der geringsten relativen Druckzunahme ebenfalls nicht die geringste Druckbelastung. Die Betrachtung aller Wertepaare zeigt vielmehr, dass zwischen der relativen Druckzunahme und der Integration des Druckpeaks kein nachweisbarer Zusammenhang besteht. Darüber hinaus fällt auf, dass die Werte der Druckintegration im Vergleich zur relativen Druckzunahme einer weniger stark ausgeprägten Streuung unterliegen. Dies wird deutlich, wenn die Variationskoeffizienten v_{var} beider Auswertungsmethoden miteinander verglichen werden. Der Variationskoeffizient, als relatives Maß für die Streuung, bildet sich aus dem Quotienten der Standardabweichung s und dem arithmetischen Mittelwert \bar{x} nach Bartsch [Bar04] gemäß Gleichung 4.2:

$$v_{\text{var}} = \frac{s}{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n-1}} \cdot \left(\frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i \right)^{-1} \quad (4.2)$$

Der Variationskoeffizient der maximalen Druckspitze fällt mit einem Wert von $v_{\text{var},p,\text{rel}} = 0,37$ wesentlich größer aus als der Variationskoeffizient der Druckintegration $v_{\text{var},I} = 0,20$. Somit unterliegt die Druckhöhe eines Kondensationsschlags einer beinahe doppelt so großen Streuung wie dessen Integration. Aus dieser Betrachtung geht hervor, dass sich die untersuchten Kondensationsschläge trotz unterschiedlicher Druckausprägung in ihrem Gesamtverlauf weniger stark unterscheiden als auf den ersten Blick zu vermuten ist. Da es bisher jedoch keine Auslegungsgrundlagen für Rohrleitungen, die den stark instationären Druckschwankungen eines Kondensationsschlags unterliegen, gibt, empfiehlt es sich sowohl die maximale Druckspitze, als auch die Druckintegration zur Charakterisierung der Belastungsart heranzuziehen.



4.1.3. Ausbreitung

Während das Auftreten eines Kondensationsschlags, dessen Druckhöhe sowie die Wirkungs-
dauer quantitative Merkmale zur Einordnung des Ereignisses darstellen, muss für ein tiefer-
gehendes Verständnis das Phänomen physikalisch untersucht werden. Hierfür ist das Ver-
ständnis des zeitlichen und örtlichen Verlaufs der Ausbreitung des Druckfeldes von zentraler
Bedeutung.

Die Geschwindigkeit, mit welcher sich das Druckfeld nach einem Kondensationsschlag aus-
breitet, ist durch die theoretische Schallgeschwindigkeit c_{th} im betrachteten Fluid gekenn-
zeichnet. Die theoretische Schallgeschwindigkeit, abhängig vom Druck und der Temperatur
des Fluids, wird jedoch nur in einem ideal starren System erreicht. Um die tatsächliche
Geschwindigkeit zu berechnen muss ferner die Systemgrenze, also die Rohrwandung, be-
rücksichtigt werden. Daraus ergibt sich die effektive theoretische Schallgeschwindigkeit $c_{th,eff}$
gemäß Gleichung 2.47. Zur Berechnung der effektiven theoretischen Schallgeschwindigkeit
werden die Stoffdaten von Wasser und Edelstahl bei der jeweiligen Temperatur verwendet,
die sich jedoch während des Experiments zeitlich und örtlich verändern. Bei Einspeisebeginn
hat die Rohrwand bei den Methodik-Experimenten die Sättigungstemperatur von Dampf bei
 $p = 5,5 \text{ bar}$ $T_R = 155 \text{ °C}$ und das unterkühlte Wasser eine Temperatur von $T_W = 107 \text{ °C}$.
Die Temperatur der flüssigen Phase wird sich entlang der Teststrecke stetig durch den Wär-
meübergang von der dampfförmigen Phase bzw. durch den Wärmeübergang von der Rohr-
wand erhöhen, die Rohrwandtemperatur entsprechend verringern. Zur Berechnung der theo-
retischen effektiven Schallgeschwindigkeit wird vereinfachend die stationäre Endtemperatur
verwendet, die sich nach vollständigem Wärmeaustausch des Systems einstellt. Die dabei
beteiligten Wärmespeicher sind die Rohrwand, das unterkühlte Wasser und der sich in der
Rohrleitung befindliche Satttdampf. Die stationäre Mischtemperatur T_M kann über eine
Energiebilanzierung dieser Komponenten berechnet werden:

$$T_M = \frac{\rho_D \cdot V_D \cdot \Delta h_v + \rho_R \cdot V_R \cdot c_{p,R} \cdot T_R + \rho_W \cdot V_W \cdot c_{p,W} \cdot T_W}{\rho_R \cdot V_R \cdot c_{p,R} + \rho_W \cdot V_W \cdot c_{p,W}} \quad (4.3)$$

Bei der Berechnung der Mischtemperatur wird angenommen, dass der in der Teststre-
cke befindliche Dampf vollständig kondensiert. Als Bilanzierungsraum werden $l = 1844 \text{ mm}$
Rohrleitung (Entfernung von der Einspeisedüse zum Mittelpunkt zwischen p1 und p2) be-
trachtet. In Gleichung 4.3 steht ρ_i für die Dichten der einzelnen Komponenten bei der
jeweiligen Temperatur, V_i für die einzelnen Volumina, Δh_v für die Verdampfungsenthal-
pie bei $p = 5,5 \text{ bar}$, $c_{p,i}$ für die spezifische Wärmekapazität und T_i für die Temperatur
der Komponenten. Die Stoffwerte der Fluide können der Datenbank des National Institu-
te of Standards and Technology (NIST) [Lin14] entnommen werden, die Wärmekapazität
des Rohrleitungsmaterials 1.4571 ist in DIN EN 10088-1:2012 [DIN12] aufgeführt. Für die
Methodik-Experimente ergibt sich daraus eine stationäre Mischtemperatur von $T_M = 121 \text{ °C}$.

Die theoretische Schallgeschwindigkeit bei der berechneten Mischtemperatur beträgt $c_{th} =$
 1519 m/s (NIST [Lin14]), das Elastizitätsmodul der Rohrwandung mit einer Stärke von
 $s = 4,5 \text{ mm}$ beträgt $E = 192,283 \text{ GPa}$ (Werte interpoliert aus DIN EN 10088-1:2012
[DIN12]) und die Querdehnzahl $\mu = 0,3$. Daraus berechnet sich die theoretisch effektive
Schallgeschwindigkeit zu $c_{th,eff} = 1437 \text{ m/s}$.

Im Experiment kann die beobachtete Schallgeschwindigkeit c_{exp} aus dem Versatz der
Drucksensorausschläge ermittelt werden. Dies ist jedoch nur dann möglich, wenn sicher-
gestellt werden kann, dass die registrierte Druckerhöhung nachweisbar von ein und demsel-
ben Ausgangssignal, dem Druckschlag, ausgeht. Um dies zu bestimmen werden die Signale
der Drucksensoren kreuzkorreliert und anhand des normierten Kreuzkorrelationskoeffizienten



$|r_{xy}(\tau)|$ verglichen. Dieser wird gemäß Müller-Wichards [MW13] aus der Kreuzkorrelationsfunktion

$$r_{xy}(\tau) = \frac{1}{T_S} \int_0^{T_S} x(t)y(t + \tau)d\tau \quad (4.4)$$

bezogen auf die Autokorrelationsfunktion $r_{xx}(\tau)$ gebildet. In Gleichung 4.4 beschreibt T_S die Signallänge und $x(t)$ sowie $y(t)$ die um τ verschobenen Signale. Demnach stellt ein normierter Kreuzkorrelationskoeffizient von $|r_{xy}(\tau)| = 1$ eine ideale Verschiebung dar. In der untersuchten Versuchsreihe wird die in Abbildung 4.2 gezeigte Signallänge von $T_S = 3$ ms betrachtet, welche symmetrisch um den Mittelpunkt der Druckausschläge gebildet wird. Zur Verbesserung der Auswertungsaufösung werden 19 linear interpolierte Stützstellen zwischen den Messpunkten verwendet. Tabelle 4.2 zeigt den bestmöglichen normierten Kreuzkorrelationskoeffizient $|r_{xy}(\tau)|$ gebildet aus dem paarweisen Vergleich aller Sensoren.

Tabelle 4.2.: Normierter Kreuzkorrelationskoeffizient der Druckfeld-Experimente

Versuchs-Nr.	Normierter Kreuzkorrelationskoeffizient $ r_{xy}(\tau) $					
	p2/p3	p2/p4	p2/p5	p3/p4	p3/p5	p4/p5
120927/01	0,747	0,708	0,622	0,981	0,866	0,888
120927/02	0,807	0,748	0,797	0,957	0,825	0,872
120929/01	0,976	0,948	0,895	0,978	0,934	0,961
120930/02	0,886	0,835	0,707	0,981	0,916	0,943
121001/01	0,981	0,962	0,901	0,983	0,930	0,950
121002/01	0,971	0,957	0,956	0,987	0,961	0,971
121008/01	0,966	0,944	0,866	0,982	0,917	0,939

Die beste Signalübereinstimmung liegt für alle Experimente zwischen den Sensoren p3 und p4 vor. Mit einem mittleren normierten Kreuzkorrelationskoeffizienten von $|r_{xy}(\tau)| = 0,978$ kann zweifellos davon ausgegangen werden, dass es sich für alle Experimente bei den gemessenen Signalen um die Druckausbreitung aufgrund eines einzelnen Kondensationsschlags handelt. Der Vergleich der Signale zwischen den Sensoren p2 und p5 liefert für alle Experimente die schlechteste Übereinstimmung. Dies beruht darauf, dass diese Drucksensoren sich nah an einer Phasengrenzfläche befinden, wodurch die Signale durch Reflexionserscheinungen überlagert werden. In Folge dessen weisen die Signalübereinstimmungen der Sensoren p2 und p5 mit den Sensoren p3 und p4 ebenfalls schlechtere Werte auf.

Nachdem die Übereinstimmung der von den Drucksensoren erfassten Signale für alle Methodik-Experimente erwiesen ist, kann die Ermittlung der Ausbreitungsgeschwindigkeit erfolgen. Da die Entfernung der Messstellen mit $\Delta l = 486$ mm bekannt und konstant ist, muss als nächster Schritt die Zeitverschiebung τ bestimmt werden. Diese kann auf zweierlei Weise ermittelt werden:

- Einerseits liefert bereits die Zeitverschiebung für den bestmöglichen normierten Kreuzkorrelationskoeffizienten eine exakte Zeitbestimmung, wobei zusätzlich eine Aussage über die Güte der Verschiebung getroffen werden kann. Es empfiehlt sich hierbei jedoch lediglich die Zeitverschiebung aus der besten Signalübereinstimmung zu verwenden, also in den vorliegenden Experimenten der Verschiebung zwischen den Sensoren



p3 und p4. Diese Methode gelangt jedoch an ihre Grenzen, wenn in einem Experiment weniger als vier Sensoren ein Druckereignis registrieren.

- Andererseits kann der Zeitversatz auch über die ansteigende Flanke eines jeden Druckpeaks ermittelt werden. Der Vorteil bei dieser Methode besteht darin, dass nicht notwendigerweise vier oder mehr Sensoren ausschlagen müssen und nicht die gesamte Historie des Druckverlaufs in die Auswertung eingeht. Letzteres ist insbesondere vorteilhaft, wenn Teile des Signals durch Reflexionserscheinungen überlagert sind, wie es häufig beim Druckverlauf des Sensors p5 der Fall ist. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, dass in der aufsteigenden Flanke meist nur sehr wenige Datenpunkte zur Verfügung stehen, die Fehleranfälligkeit somit hoch und nicht quantifizierbar ist.

Im Folgenden sollen die beiden Methoden gegenübergestellt werden. Die Zeitversatzbestimmung anhand der aufsteigenden Flanke wird hierbei durch eine punktweise Differenzierung gebildet. Der Zeitpunkt der größten Steigung eines jeden Drucksignals kennzeichnet den Punkt zur Bildung des zeitlichen Abstands. Dieser liegt jeweils zwischen den benachbarten Messpunkten zum Zeitpunkt $\Delta t/2$. Tabelle 4.3 gibt die gemessene Ausbreitungsgeschwindigkeit, gebildet aus der Zeitverschiebung und dem räumlichen Abstand der Sensoren, $c_{\text{exp}} = \Delta l/\tau$ wieder. Bei der Methode der Flankensteigung werden hierbei nur die Zeitverschiebungen zwischen den Sensoren p3 und p4 bzw. p4 und p5 verwendet, da der zeitliche Abstand zwischen den Sensoren p2 und p3 bedeutend geringer sein kann. Dies ist beispielsweise der Fall, wenn sich der Ursprung des Kondensationsschlags zwischen den beiden Messstellen befindet. Nur wenn sich der Ursprung zwischen den Sensoren p1 und p2 befindet kann ein gleichbleibender zeitlicher Abstand zwischen den übrigen Sensoren erwartet werden. Sollten sich die Zeitverschiebungen zwischen den Sensoren p3 und p4 bzw. p4 und p5 unterscheiden, so wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit anhand des Mittelwerts der Zeitverschiebung gebildet.

Tabelle 4.3.: Ermittelte Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckfeld-Experimente

Versuchs-Nr.	Ausbreitungsgeschwindigkeit $c_{\text{exp}} / (\text{m s}^{-1})$	
	Kreuzkorrelation	Flankensteigung
120927/01	1417	1389
120927/02	1482	1472
120929/01	1417	1429
120930/02	1421	1429
121001/01	1421	1429
121002/01	1425	1429
121008/01	1429	1429

Der Vergleich der beiden Methoden gibt im Wesentlichen einen ähnlichen Trend wieder: Die Mehrzahl der Versuche weist bei beiden Methoden eine nahezu identische Ausbreitungsgeschwindigkeit auf. Unterschiede bestehen lediglich in den Experimenten 120927/01 und 120927/02. Dabei sei jedoch berücksichtigt, dass sich die Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit bereits am Rande der Möglichkeiten der mit 50 kHz gesampelten Drucksensoren befindet. Zudem verfügt die Ermittlung der Ausbreitungsgeschwindigkeit über den Vergleich der aufsteigenden Flanke über eine geringere Auflösung, da hier im Unterschied zur anderen

Methode keine Stützstellen gebildet werden können. Unter Berücksichtigung aller Messwerte beträgt der Mittelwert aus der Ermittlung der Ausbreitungsgeschwindigkeit gebildet über die Kreuzkorrelation $\bar{c}_{\text{exp,Kr}} = 1430 \text{ m/s}$ und über die Flankensteigung $\bar{c}_{\text{exp,Fl}} = 1429 \text{ m/s}$. Beide Verfahren sind somit dazu geeignet, die Ausbreitungsgeschwindigkeit zu ermitteln. Im Folgenden wird jedoch die Methode der Kreuzkorrelation verwendet, da hierdurch zusätzlich die Möglichkeit einer qualitativen Bewertung besteht.

Eine Verifizierung der ermittelten Werte erfolgt über den Vergleich der gemessenen Ausbreitungsgeschwindigkeit c_{exp} mit der einleitend ermittelten theoretisch effektiven Schallgeschwindigkeit in Wasser $c_{\text{th,eff}}$. Es zeigt sich, dass lediglich ein Unterschied von $\Delta c = 8 \text{ m/s}$ besteht, womit eine sehr gute Übereinstimmung nachgewiesen ist. Die gute Übereinstimmung zeigt weiter, dass sich keine nennenswerten Anteile von separat vorliegenden Gasen in der flüssigen Phase befinden, da sich die Schallgeschwindigkeit gemäß Abbildung 2.10 sonst stark verringern würde.

4.1.4. Lokalisierung

Die letzten Abschnitte legen die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methodik zur Interpretation der experimentellen Messwerte dar. Aufbauend auf diesen Erkenntnissen kann nun ein Zusammenhang zwischen den Druckmesswerten mit der Phasenverteilung während eines Kondensationsschlags hergestellt werden. So ist es möglich, die Verteilung der dampf- und gasförmigen Phase im Untersuchungsraum zu rekonstruieren und daraus unter anderem den Ursprungsort des Kondensationsschlags zu bestimmen. Um dieses Vorgehen zu verdeutlichen, ist der Vorgang der Dampfblasenimplosion sowie die Ausbreitung des Druckfeldes schematisch in Abbildung 4.4 dargestellt.

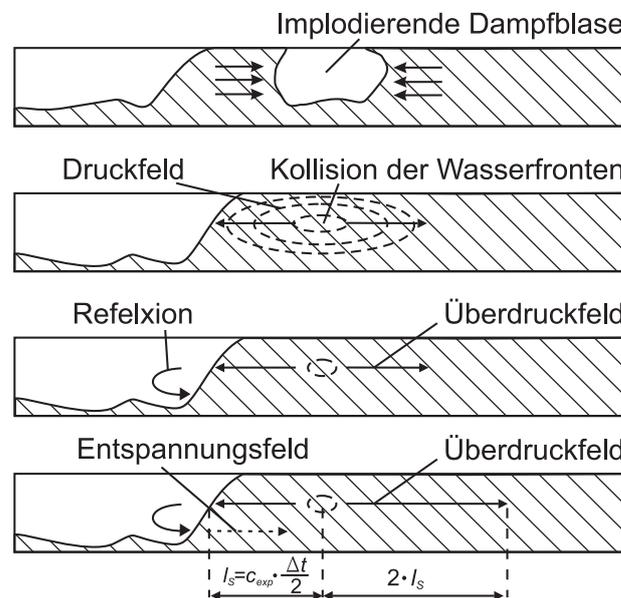


Abbildung 4.4.: Schema der Druckfeldausbreitung nach einem Kondensationsschlag

Das erste Teilbild zeigt, wie die Dampfblase kollabiert und die umliegenden Wasserfronten gegeneinander beschleunigt werden. Im zweiten Teilbild kollidieren die Wasserfronten, wodurch ein Druckschlag in Form eines Druckfeldes entsteht. Dieses breitet sich in der flüssigen Phase zunächst als Überdruckfeld in beide Richtungen aus, welches beim Passieren einer Druckmessstelle für die aufsteigende Flanke im Druckmessschrieb sorgt. Wenn ein



solches Druckfeld auf eine Phasengrenzfläche trifft, wird das Überdruckfeld reflektiert, so dass ein Entspannungsfeld entsteht, in welchem der Druck wieder auf den Ausgangsdruck absinkt, reflektiert. Passiert ein solches Entspannungsfeld eine Druckmessstelle, so ist dies durch die absinkende Flanke gekennzeichnet. In der übrigen Teststrecke folgen Überdruck- und Entspannungsfeld mit dem Zeitversatz Δt . Das Druckplateau, wie es beispielsweise im Druckmessschrieb von Methodik-Experiment 121002/01 aus Abbildung 4.3 zu erkennen ist, steht also im direkten Zusammenhang mit diesem Zeitversatz und gibt Aufschluss über die Schwalllänge. Die Schwalllänge l_S berechnet sich daraufhin gemäß Gleichung 4.5:

$$l_S = c_{exp} \cdot \frac{\Delta t}{2} \quad (4.5)$$

Die Rekonstruktion der Phasengrenzflächenverteilung kann mit dem Wissen um die Schwalllänge unterschiedlich genau stattfinden. Die Skizze in Abbildung 4.5 zeigt zwei Szenarien, in welchen eine vollständige und eine teilweise Rekonstruktion verdeutlicht sind. Darin beschreibt l_R den Abstand der Reflexionsstelle zum nächsten Drucksensor, $l_{p,i}$ die Abstände vom Ursprungsort zu den benachbarten Drucksensoren und Δx_i die unbekanntenen Längen (Unsicherheiten) bei einer teilweisen Rekonstruktion. Die beiden Möglichkeiten der Rekonstruktion sind im Folgenden kurz beschrieben:

- Eine vollständige Rekonstruktion ist dann möglich, wenn sich zwischen dem Ort der Wasserfrontenkollision als Ursprungsort des Kondensationsschlags und der Reflexionsstelle ein Drucksensor befindet. Wenn dies der Fall ist, wird die Druckplateaulänge dieses Sensors kürzer ausfallen als die Plateaulänge der übrigen Sensoren. Analog zu Gleichung 4.5 kann der Abstand vom Drucksensor zur Reflexionsstelle l_R , also der Phasengrenzfläche, ermittelt werden. Darauf aufbauend kann der Ursprungsort des Kondensationsschlags exakt anhand der Abstände $l_{p,i}$ lokalisiert werden. Dies ist dadurch möglich, dass der Zeitversatz τ zwischen den aufsteigenden Flanken der Druckmessstellen links und rechts neben dem Ursprungsort des Kondensationsschlags geringer ist, als zwischen den übrigen Sensoren. Im Extremfall registrieren die beiden benachbarten Sensoren das Überdruckfeld zeitgleich, woraus geschlossen werden kann, dass sich der Ursprungsort exakt zwischen den beiden Sensoren befindet ($l_{p,1} = l_{p,2}$).
- Eine teilweise Rekonstruktion der Phasengrenzfläche ist möglich, wenn sich sowohl die Phasengrenzfläche als auch der Ursprungsort des Kondensationsschlags zwischen zwei Sensoren befinden. In diesem Fall kann zwar weiterhin die Schwalllänge l_S , aber die Position der Phasengrenzfläche und des Ursprungsorts des Kondensationsschlags nicht exakt bestimmt werden. Aufgrund der zwei unbekanntenen Abstände Δx_1 und Δx_2 ist lediglich eine Eingrenzung dieser Orte möglich, da sich die Plateaulänge Δt und der Zeitversatz τ des nächstliegenden Sensors nicht von den übrigen Sensoren unterscheidet. Dies ist beispielsweise im Methodik-Experiment 121002/01 der Fall (siehe Abbildung 4.2), in welchem sich die Position der Phasengrenzfläche in einem Bereich von $\Delta l = 354 \text{ mm}$ (Abstand der Druckmessstellen weniger Schwalllänge) links von Druckmessstelle p2 befinden muss.

Eine genaue Bestimmung der Schwalllänge über die Druckplateaulänge gestaltet sich jedoch mitunter schwierig. Problematisch ist, dass der Messschrieb eines Druckverlaufs nicht exakt einer Rechteckfunktion entspricht. Sowohl die aufsteigende als auch die absteigende Flanke weisen eine diskrete zeitliche Ausdehnung auf. Bei der aufsteigenden Flanke rührt dies daher, dass die Dampfblase über eine endliche Zeitspanne kollabiert, in welcher der

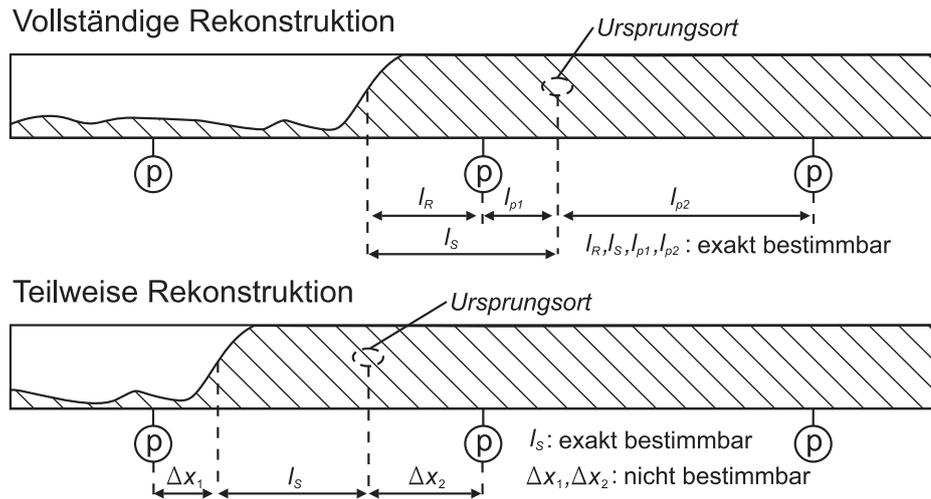


Abbildung 4.5.: Rekonstruktion der Phasengrenzflächenverteilung

Druck erst allmählich und schließlich schlagartig ansteigt. Die Zeitspanne der absteigenden Flanke ist bei der Mehrzahl der Experimente sogar noch größer. Dies ist wiederum der Form der Phasengrenzfläche, an welcher das Überdruckfeld zum Entspannungsfeld reflektiert wird, geschuldet. Nur im Ausnahmefall einer exakt senkrechten Phasengrenze würde das gesamte Überdruckfeld spiegelverkehrt in ein Entspannungsfeld umgewandelt werden. Verläuft die Phasengrenzfläche hingegen schräg, so wird sich die Reflexion über eine diskrete räumliche als auch zeitliche Ausdehnung erstrecken. Anhand der Form der absteigenden Flanke kann somit auf die Form der Phasengrenzfläche geschlossen werden.

Bei der Auswertung der Methodik-Experimente muss für die Ermittlung der Schwalllänge ein Kompromiss gefunden werden. Die Ermittlung des Zeitversatzes Δt an der Spitze der Druckkurve stellt ein Minimum, am Fuße ein Maximum dar. Die mittlere Schwalllänge liegt demnach zwischen diesen beiden Werten. Bei der Wahl einer geeigneten Druckhöhe, an welcher der Zeitversatz zwischen auf- und absteigender Flanke bestimmt wird, soll daher der gesamte Druckverlauf einbezogen werden. Eine geeignete Möglichkeit besteht in der Bestimmung des Flächenschwerpunktes des Integrationsfeldes, wie es in Abbildung 4.3 dargestellt ist. Die Ordinatenkoordinate des Schwerpunktes, also die Druckhöhe, bei einem homogenen ebenen Flächenstück, welches vom Druckverlauf $p(t)$ und der Zeitachse zwischen den Integrationsgrenzen t_1 und t_2 eingefasst wird, kann nach Bartsch [Bar04] folgendermaßen berechnet werden:

$$p_S = \frac{1}{2} \cdot \frac{\int_{t_1}^{t_2} p^2(x) dt}{\int_{t_1}^{t_2} p(x) dt} \quad (4.6)$$

Als Integrationsgrenzen werden wiederum die Zeitpunkte, an denen der Druck über den Systemdruck liegt, verwendet. Wie in Abbildung 4.3 gezeigt, kann der Zeitversatz Δt durch die Schnittpunkte der Horizontalen beim Druck des Schwerpunktes p_S und dem Druckverlauf $p(t)$ ermittelt werden. Dabei werden die Zeitpunkte zwischen zwei Messpunkten linear interpoliert. Anhand der experimentell beobachteten Schallgeschwindigkeit c_{exp} wird schließlich der Zeitversatz auf die Schwalllänge umgerechnet.

Im Fall der Methodik-Experimente unterscheiden sich die Plateaulängen an Druckmessstelle p2 und der Zeitversatz zwischen den aufsteigenden Flanken von p2 zu p3 nicht von den



übrigen Messstellen, wodurch darauf geschlossen werden kann, dass sich sowohl die Phasengrenzfläche als auch der Ursprungsort des Kondensationsschlags zwischen den Druckmessstellen p1 und p2 befinden. Eine vollständige Rekonstruktion der Phasengrenzfläche für diese Experimente ist somit nicht möglich, jedoch eine teilweise.

In Tabelle 4.4 sind die Schwalllänge l_S , die Unsicherheit $\Delta x = \Delta x_1 + \Delta x_2$ sowie die mittlere Entfernung des Ursprungsorts des Kondensationsschlags von der Injektionsdüse angegeben. Letztere ist im Verhältnis x/D , der Weglänge bezogen auf den Innendurchmesser der Teststrecke, dargestellt. Der Vertrauensbereich ergibt sich aus der Mitte der unbekannt Länge $\Delta x/2$, dargestellt als ganzzahliges x/D -Verhältnis. Bei der Ermittlung der Schwalllänge werden nur die Peakbreiten der Sensoren p3 und p4 ausgewertet, da die Druckverläufe der Sensoren p2 und p5 bereits teilweise von Reflexionserscheinungen überlagert sind. Sollten sich die Plateaulängen in einem Experiment unterscheiden, so wird die Schwalllänge aus dem Mittelwert der Plateaulängen der berücksichtigten Sensoren gebildet. Als Ausbreitungsgeschwindigkeit wird die aus der Kreuzkorrelation in Tabelle 4.3 ermittelte Geschwindigkeit verwendet.

Tabelle 4.4.: Schwalllänge, Spannweite und Entfernung des Ursprungsorts des Kondensationsschlags vom Ort der Einspeisung

Versuchs-Nr.	Schwalllänge l_S / mm	Unsicherheit Δx / mm	Abstand Einspeisung x/D / -
120927/01	410	76	32 ± 1
120927/02	548	-	-
120929/01	112	374	35 ± 4
120930/02	291	195	33 ± 2
121001/01	184	302	34 ± 3
121002/01	162	324	34 ± 3
121008/01	296	190	33 ± 2

Bei der Auswertung der Schwalllänge in Tabelle 4.4 weist Experiment 120927/02 einen unrealistisch hohen Wert auf. So muss bei einer Schwalllänge, die größer als der Abstand zweier Druckmessstellen ist, zwangsläufig ein weiterer Drucksensor das Druckfeld registrieren. Daraus kann geschlossen werden, dass Experiment 120927/02 mit Messfehlern behaftet ist. Diese Annahme wird durch den Vergleich der in diesem Experiment ermittelten Schallgeschwindigkeit, welche sich ebenfalls stark von den übrigen Druckfeld-Experimenten unterscheidet, gestützt. Der Vergleich der übrigen Experimente weist plausible Werte für die Schwalllängen auf, die jedoch im Vergleich zur Schallgeschwindigkeit dieser Experimente stark variieren. An dieser Stelle macht sich der stochastische Charakter in der Entstehung von Kondensationsschlägen erneut besonders bemerkbar. Dieser Sachverhalt soll im nächsten Abschnitt genauer betrachtet werden. Die Tatsache, dass die Rekonstruktion der Phasengrenzfläche in den Methodik-Experimenten nur teilweise möglich ist und dass die ermittelten Schwallen mitunter sehr kurz sind, macht eine genaue Lokalisierung des Ursprungsorts der Kondensationsschläge schwierig. Dies zeigt sich in der großen Spannweite, in welcher der Ursprungsort des Kondensationsschlags liegt. Nichtsdestotrotz kann der mittlere Abstand vom Ort der Einspeisung mit $x/D = 33,5$ und einer maximalen Abweichung von $x/D \pm 4$ für die Versuchsreihe angegeben werden. Dies stellt einen ersten Schritt zur Erarbeitung eines besseren Verständnis der zugrundeliegenden Phänomenologie von Kondensationsschlägen dar.

4.2. Integrale Auswertung der Versuchsergebnisse

Die zur Erarbeitung der Methodik herangezogene Versuchsreihe der Methodik-Experimente zeigt in Bezug auf Auftreten, Ausprägung und Lokalisierung bereits ein nicht zu vernachlässigendes stochastisches Ergebnisbild. Um einen generellen Trend im Verhalten von Kondensationsschlägen erkennen und deuten zu können, legt dies eine umfassendere Untersuchung der Stochastik nahe. Wie in Abschnitt 3.2.3 einleitend beschrieben, dienen die Stochastik-Experimente aus Tabelle 3.4 der Untersuchung dieses Verhaltens. Dafür werden die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Kondensationsschlags, die Druckhöhe und die zeitliche Integration sowie der Ursprungsort betrachtet. Aufbauend auf diesen Ergebnissen erfolgt die Modellbildung in Abschnitt 5.

4.2.1. Wahrscheinlichkeit von Kondensationsschlägen

Das Auftreten eines Kondensationsschlags kann am akustisch begleitenden Schlag, wie er in Abschnitt 4.1.1 beschrieben ist, bewertet werden. Für die Stochastik-Experimente entsteht somit für jede Parameterkombination die Stichprobe einer Binominalverteilung aus „Ereignis“ und „kein Ereignis“. Eine Möglichkeit diese auszuwerten, ist die Berechnung von Konfidenzintervallen nach dem Clopper-Pearson Verfahren. Es handelt sich hierbei um eine exakte Methode, wobei die Breite der Konfidenzintervalle in erster Linie von der Anzahl der durchgeführten Experimente, der Stichprobe, abhängt. Abbildung 4.6 zeigt die Konfidenzintervallbreite in Abhängigkeit der durchgeführten Experimente. Je größer die Anzahl der in der Stichprobe durchgeführten Experimente ist, in desto engeren Grenzen kann die Wahrscheinlichkeit für die Grundgesamtheit angegeben werden.

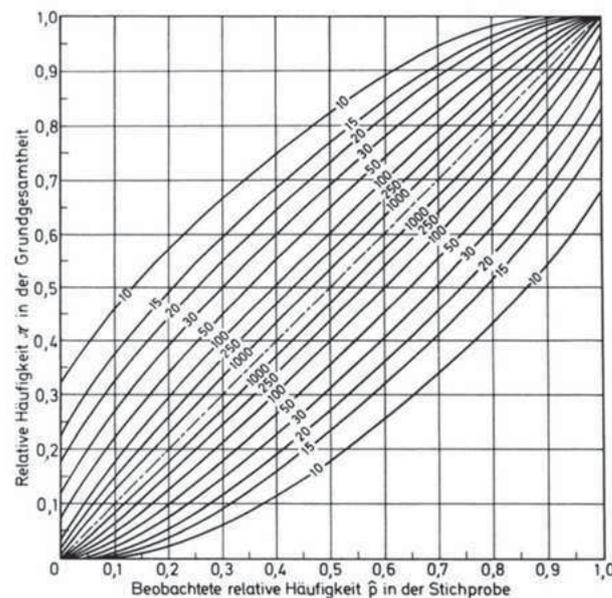


Abbildung 4.6.: Konfidenzintervallbreite im Clopper-Pearson Verfahren nach Overbeck [OL98]

In der Auswertung der Stochastik-Experimente kommt es aufgrund der verhältnismäßig geringen Anzahl an Experimenten mit gleichen Anfangsbedingungen (zwischen 20 und 31) zu vergleichsweise breiten Konfidenzintervallen. Die Berechnungen der oberen und unteren Grenze des Clopper-Pearson Konfidenzintervalls p_l und p_u werden in Gleichung 4.7 und 4.8

dargestellt. Darin steht n für die Anzahl der durchgeführten Experimente, k für die Anzahl der Ereignisse, F für die F-Verteilung und α für das Konfidenzniveau.

$$p_l = \frac{1}{1 + \frac{n-k+1}{k} F_{1-\frac{\alpha}{2}; 2(n-k+1), 2k}} \quad (4.7)$$

$$p_u = \frac{\frac{k+1}{n-k} F_{1-\frac{\alpha}{2}; 2(k+1), 2(n-k)}}{1 + \frac{k+1}{n-k} F_{1-\frac{\alpha}{2}; 2(k+1), 2(n-k)}} \quad (4.8)$$

Abbildung 4.7 zeigt die Auswertung der Stochastik-Experimente bei einer statistischen Sicherheit von $P = 95\%$ mit den Versuchsparametern aus Tabelle 3.4, wobei die Wahrscheinlichkeit für ein Kondensationsschlagereignis für die vier untersuchten Froude-Zahlen und die zwei betrachteten Unterkühlungen aufgetragen sind. Die Zahlen über den Konfidenzintervallen geben an, zu wie vielen Ereignissen es bei welcher Anzahl an Versuchen kommt. Für beide Unterkühlungen liegt die höchste Wahrscheinlichkeit bei einer Froude-Zahl von $Fr=0,6$, bei welcher Werte von bis zu 90% erreicht werden. Alle übrigen Parameterkombinationen weisen wesentlich geringere Wahrscheinlichkeiten von unter 50% auf. Besonders hervorzuheben ist das Ausschlusskriterium für Kondensationsschläge bei der Parameterkombination $Fr=0,3$ und $\Delta T = 40$ K, bei der es in 20 Experimenten zu keinem Ereignis kommt. Des Weiteren ist zu erkennen, dass das von Griffith [Gri97] definierte Kriterium $Fr < 1$ nicht als Ausschlusskriterium auf die vorliegenden Experimenten angewendet werden kann. So kommt es bei beiden Unterkühlungen auch für Froude-Zahlen größer 1 zu Kondensationsschlägen. Dies ist im vorliegenden Fall dadurch begründet, dass gemäß Abbildung 3.10 in Abschnitt 3.2.2 die Froude-Zahl in der Hauptmessstrecke zum Anfang des Injektionsvorgangs vorübergehend kleiner 1 ist. Wie eingangs erläutert, ist die zeitliche Veränderung der Froude-Zahl in der Hauptmessstrecke durch die gewählte Geometrie und das Anfahrverhalten der Pumpe bedingt. Es zeigt sich damit, dass ein Ausschlusskriterium basierend auf einer Froude-Zahl größer 1, nicht ohne weiteres auf jede Versuchsgeometrie übertragen werden kann. Dieses Kriterium generell als konservativ abdeckend zu betrachten, ist damit nicht möglich. Es zeigt sich jedoch, dass die Kondensationsschlagwahrscheinlichkeit für $Fr=1,1$ im Vergleich am niedrigsten ist. Eine präzise Grenze zwischen „Ereignis“ und „Kein Ereignis“ kann somit bei einer Froude-Zahl von $Fr=1,0$ nicht gezogen werden, es ist jedoch von einem Trend für sinkende Wahrscheinlichkeiten auszugehen.

4.2.2. Ausprägung von Kondensationsschlägen

Insbesondere in Bezug auf eine sicherheitsrelevante Betrachtungsweise ist die Belastung, welche von einem Kondensationsschlag ausgeht, von Interesse. Diese kann wie im vorigen Abschnitt beschrieben durch die Höhe eines Kondensationsschlags und durch die zeitliche Dauer, mit welcher die Druckbelastung auf das System wirkt, beschrieben werden. Bei der Betrachtung der Kondensationsschlaghöhe wird die maximale registrierte Druckspitze aller Drucksensoren erfasst. Tabelle A.3 und A.4 im Anhang fassen die Auswertung jedes einzelnen Stochastik-Experiments zusammen, während Tabelle 4.5 die maximal registrierte Kondensationsschlaghöhe mit der dazugehörigen Druck-Zeit-Integration jeder Parameterkombination darstellt.

Insbesondere der höchste registrierte Kondensationsschlag von $p_{\max} = 134$ bar, welcher dem 36-fachen des Systemdrucks entspricht, verdeutlicht das Gefahrenpotenzial von kondensationsinduzierten Druckschlägen. Bis auf die Parametersätze, bei denen das Ausschlusskriterium greift, übersteigen alle gemessenen Kondensationsschläge maximale Druckspitzen

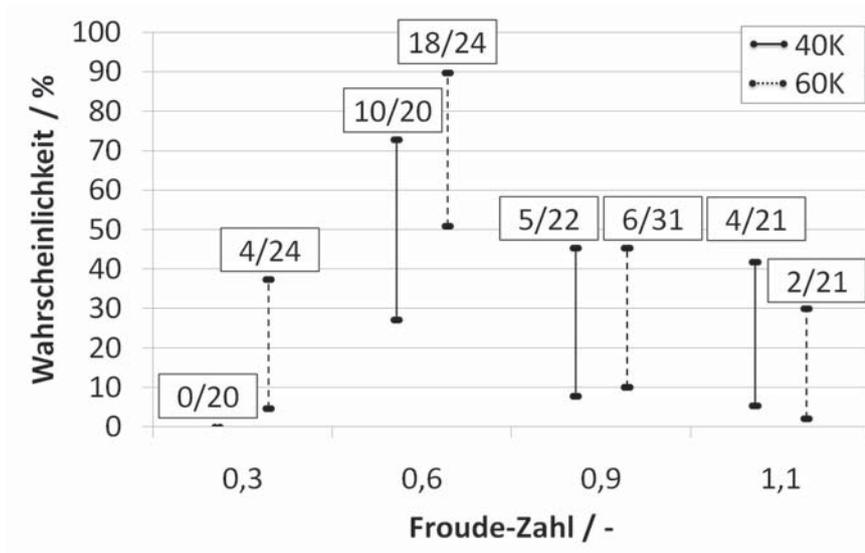


Abbildung 4.7.: Wahrscheinlichkeit für einen Kondensationsschlag

Froude-Zahl /-	$\Delta T = 40 \text{ K}$		$\Delta T = 60 \text{ K}$	
	p_{\max} / bar	I / 10^{-3} bar s	p_{\max} / bar	I / 10^{-3} bar s
Fr=0,3	0	0	62	20,90
Fr=0,6	75	17,49	134	20,10
Fr=0,9	52	10,14	63	12,64
Fr=1,1	67	15,31	74	35,03

Tabelle 4.5.: Maximale Druckschlaghöhe und maximale zeitliche Integration des Druckpeaks der Stochastik-Experimente

von $p_{\max} = 52 \text{ bar}$. In Bezug auf die dazugehörige Druckintegration kann wie auch bei den Methodik-Experimenten kein direkter Zusammenhang mit der Druckschlaghöhe beobachtet werden.

Um einen quantitativen Vergleich der Versuchsergebnisse der acht Parameterkombinationen zu ermöglichen, sollen im Folgenden die Mittelwerte und die Vertrauensbereiche der Kondensationsschlaghöhe sowie der Druckintegration betrachtet werden. Ein solcher Vergleich macht mittels des statistischen t -Test eine Beurteilung der Versuchsergebnisse möglich und erlaubt eine Urteilsbildung unterteilt in „hoch signifikant“, „signifikant“ und „wahrscheinlich“.

Die Berechnung des arithmetischen Mittelwerts \bar{x} ist nach Bosch [Bos92] definiert durch die Anzahl durchgeführter Experimente n und der jeweiligen Ergebnisgröße x_i :

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i \quad (4.9)$$

Der Vertrauensbereich Δx berechnet sich in Abhängigkeit der Standardabweichung s aus

$$\Delta x = \frac{t(P, f) \cdot s}{\sqrt{n_i}} \quad \text{mit} \quad s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n - 1}} \quad (4.10)$$

Dabei wird der t -Wert der Student- t -Verteilung mit der statistischen Sicherheit P und dem Freiheitsgrad $f = n - 1$ gebildet. Abbildung 4.8 zeigt die Auswertung des Mittelwerts \bar{p} der Kondensationsschlaghöhen bei einer statistischen Sicherheit von $P = 95\%$.

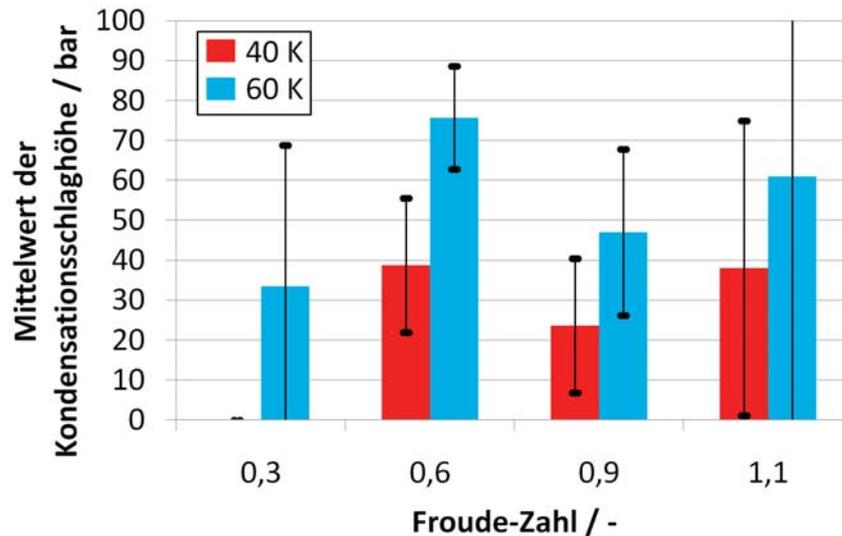


Abbildung 4.8.: Mittlere Kondensationsschlaghöhe der Stochastik-Experimente

Aufgrund der relativ geringen Anzahl an Ereignissen und der hohen Standardabweichung bei einer Froude-Zahl von $Fr=1,1$ ist die Bestimmung von aussagekräftigen Vertrauensbereichen für beide Unterkühlungen nicht möglich. Bei den übrigen sechs Parameterkombinationen zeigt sich ein ähnliches Bild wie bei der Wahrscheinlichkeit von Kondensationsschlägen: für beide Unterkühlungen liegen die höchsten Druckspitzen bei einer Froude-Zahl von $Fr=0,6$ vor. Der Vergleich der Mittelwerte (t-Test) unter Berücksichtigung der Varianzen (f-Test) gemäß Kaiser [Kai83] lässt für die sechs Parameterkombinationen darüber hinaus folgende Aussagen zu: Kondensationsschläge bei $Fr=0,6$ und $\Delta T = 60$ K sind

- hoch signifikant ($P < 0,001$) größer als bei $Fr=0,6$ und $\Delta T = 40$ K,
- hoch signifikant ($P < 0,001$) größer als bei $Fr=0,9$ und $\Delta T = 40$ K,
- signifikant ($P < 0,01$) größer als bei $Fr=0,3$ und $\Delta T = 60$ K und
- wahrscheinlich ($P < 0,05$) größer als bei $Fr=0,9$ und $\Delta T = 60$ K.

Die Betrachtung der mittleren Druckintegralgröße I in Abbildung 4.9 verdeutlicht noch einmal die wesentlich stärkere Belastung bei einer höheren Unterkühlung. Obwohl die Integralwerte einer höheren Streuung unterliegen, zeigen sich die gleichen Trends wie zuvor beobachtet. Werden erneut die Versuchsergebnisse bei einer Froude-Zahl von $Fr=1,1$ aufgrund ihrer geringen Anzahl und hohen Standardabweichung nicht in die Betrachtung einbezogen, so ergibt sich auch für die mittlere Druckintegralhöhe ein Maximum bei einer Froude-Zahl von $Fr=0,6$ für beide Unterkühlungen.

Dieser augenscheinliche Trend wird durch den Vergleich der Mittelwerte im Wesentlichen bestätigt. So sind die Druckintegrale bei $Fr=0,6$ und $\Delta T = 60$ K

- hoch signifikant ($P < 0,001$) größer als bei $Fr=0,6$ und $\Delta T = 40$ K und
- wahrscheinlich ($P < 0,05$) größer als bei $Fr=0,9$ und $\Delta T = 60$ K.

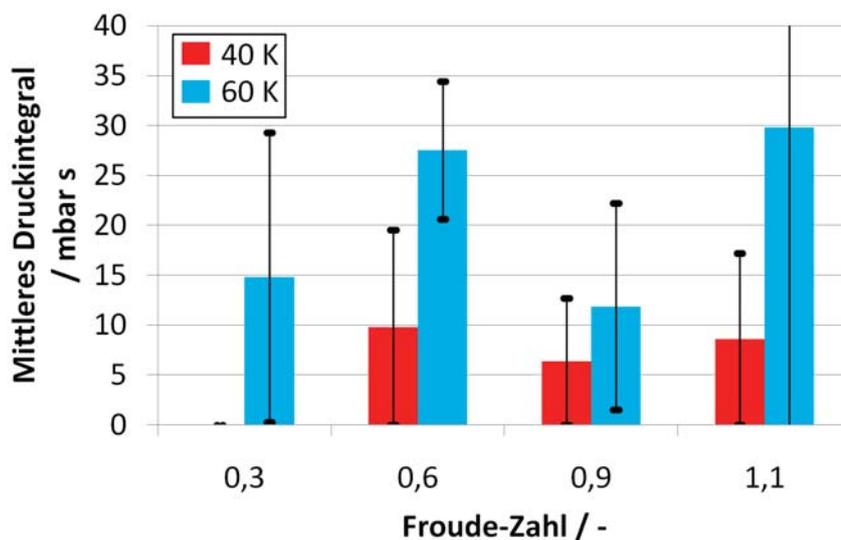


Abbildung 4.9.: Mittlere Druckintegralhöhe der Stochastik-Experimente

Ein quantitativer Vergleich der Mittelwerte bei der Parameterkombination $Fr=0,6$ und $\Delta T = 60$ K mit der Parameterkombination $Fr=0,9$ und $\Delta T = 40$ K ist aufgrund der zu stark abweichenden Standardabweichungen nicht zulässig. Qualitativ erscheint jedoch auch hier der Wert bei der höheren Unterkühlung größer.

Die statistische Interpretation der Abbildungen 4.8 und 4.9 bestätigt den Einfluss der Froude-Zahl, bzw. des Injektionsvolumenstroms und der Unterkühlung auf die entstehenden Druckhöhen und Druckbelastungen. Für jede untersuchte Parameterkombination hat eine höhere Unterkühlung größere mittlere Druckschlag- und Druckintegralhöhen zur Folge als eine geringe Unterkühlung.

4.2.3. Risiko-Betrachtung von Kondensationsschlägen

Die separate Betrachtung der Wahrscheinlichkeit und der Druckschlaghöhe legt eine Kombination aus beiden Messergebnissen nahe. Dies soll in Anlehnung an die Fehler-Möglichkeits- und Einfluss-Analyse (FMEA) geschehen. Bei der FMEA-Methode wird das Risiko für Einzelaspekte eines Prozesses oder eines Produkts anhand der Risikoprioritätszahl (RPZ) bewertet. Diese setzt sich aus dem Produkt aus Bedeutung (B), Auftretenswahrscheinlichkeit (A) und Entdeckungswahrscheinlichkeit (E) gemäß

$$RPZ = B \cdot A \cdot E \quad (4.11)$$

zusammen [Pfe15]. In der klassischen FMEA-Methode werden B, A und E anhand einer Skala von 1 bis 10 bewertet, wobei die Zahlen aufsteigend einem sehr geringem Einfluss bis zu einem sehr hohen Einfluss zugeordnet werden. Dies ermöglicht einen qualitativen Vergleich der Einzelaspekte, worauf im Weiteren anhand eines zuvor definierten Schwellwerts für die RPZ entschieden wird, ob Maßnahmen zu ergreifen sind.

Im vorliegenden Fall soll keine komplette FMEA für das Risiko von Kondensationsschlägen durchgeführt, sondern nur Teilaspekte der Risikoanalyse als Werkzeug zur Einschätzung und zum Vergleich des Risikos herangezogen werden. Insbesondere wird auf die Beurteilung der Entdeckungswahrscheinlichkeit verzichtet, da ein Kondensationsschlag immer anhand der

akustischen Analyse entdeckt werden kann. Ebenfalls wird auf die Bewertung anhand einer Skala von 1 bis 10 verzichtet, da im vorliegenden Fall quantitative Messwerte vorliegen.

Für die Bewertung des Risikos für Kondensationsschläge wird die größtmögliche Wahrscheinlichkeit (Auftreten) mit der mittleren Druckschlaghöhe \bar{p} (Bedeutung) multipliziert. Um die hieraus resultierenden Ergebnisse objektiv mit einander vergleichen zu können, wird das jeweilige Produkt aus Wahrscheinlichkeit und Druckschlaghöhe auf den größten Wert der betrachteten Kombinationen bezogen. Aus dieser Betrachtungsweise resultiert eine Beschreibung des Risikos für Kondensationsschläge gemäß Gleichung 4.12.

$$\text{Risiko}_i = \frac{\text{Wahrscheinlichkeit}_{\max,i} \cdot \bar{p}_i}{\max(\text{Wahrscheinlichkeit}_{\max,i} \cdot \bar{p}_i)} \quad (4.12)$$

Eine grafische Darstellung des normierten Risikos, das heißt des Risikos der einzelnen Parameterkombinationen bezogen auf das größte Risiko, ist in Abbildung 4.10 gezeigt. Aufgrund der hohen Streuung der Ergebnisse bei einer Froude-Zahl von $Fr=1,1$ werden diese Parametereinstellungen in die Risikobetrachtung nicht einbezogen.

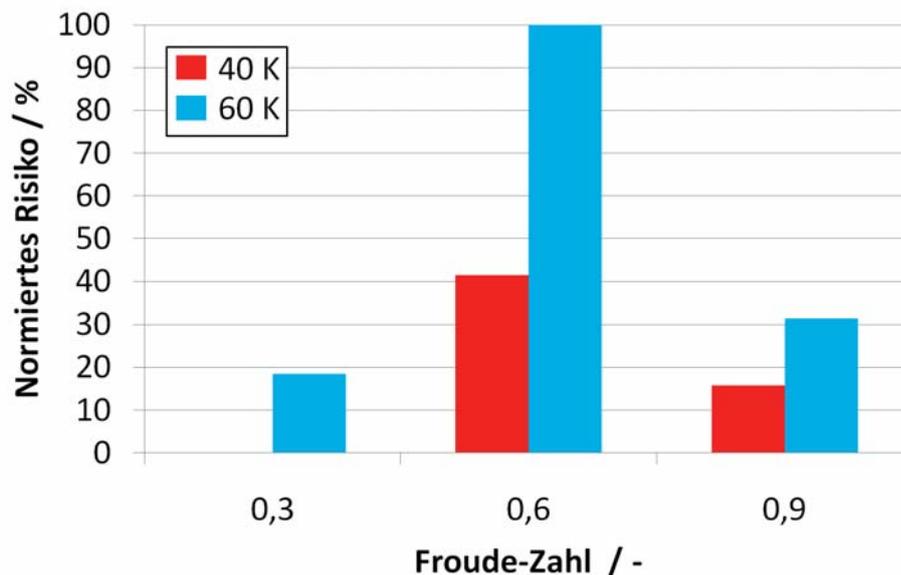


Abbildung 4.10.: Normiertes Risiko für Kondensationsschläge bei Froude-Zahlen zwischen $Fr=0,3$ und $Fr=0,9$

In dieser Darstellung wird deutlich, dass bei den betrachteten Parameterkombinationen für beide Unterkühlungen bei einer Froude-Zahl von $Fr=0,6$ das größtmögliche Risiko ausgeht. Für Froude-Zahlen größer und kleiner $Fr=0,6$ nimmt das Risiko hingegen deutlich ab. Dieses Verhalten lässt die These zu, dass Einspeisebedingungen bestehen, die das Kondensationsschlagphänomen in besonderem Maße begünstigen, bzw. ein Abweichen von diesen Bedingungen eine drastische Verringerung der Wahrscheinlichkeit und der Ausprägung nach sich zieht.

4.2.4. Ursprungsort von Kondensationsschlägen

Obwohl die Betrachtung der mittleren Kondensationsschlaghöhe und des mittleren Druckintegrals bereits Aufschluss über maßgebliche Einflussgrößen und deren Auswirkung darlegt, ist ein tiefer gehendes Verständnis über die grundlegenden Phänomene bei einem Kondensationsschlag notwendig um diese in Zukunft vermeiden oder tolerieren zu können. Ein we-



sentlicher Schritt hierbei stellt die Untersuchung von geometrischen Einflussfaktoren wie beispielsweise die Länge der Teststrecke dar. Ist diese zu kurz, so steht nicht genügend Raum zur Verfügung, damit sich die notwendige Phasenverteilung für einen Kondensationsschlag ausbilden kann. Darüber hinaus bildet die Rekonstruktion der Phasenverteilung vor und während eines Kondensationsschlags den Grundstein für eine phänomenologische Modellbildung und ein besseres Gesamtverständnis.

Der Ursprungsort eines Kondensationsschlags, bzw. der Ort der Wasserfrontenkollision, sowie die Schwalllänge können wie in Abschnitt 4.1.4 beschrieben, anhand der zeitlichen Verläufe der Druckimpulse bestimmt werden. Die vergleichsweise hohe Anzahl an Ereignissen bei den Stochastik-Experimenten mit einer Froude-Zahl von $Fr=0,6$ bietet eine gute Datengrundlage zur Untersuchung des Einflusses der Unterkühlung auf das Phasenverhalten. Um Unterschiede bei den beiden Unterkühlungen zu erkennen, wird der Ursprungsort anhand des Zeitversatzes der aufsteigenden Flanken und nach Möglichkeit über die Kreuzkorrelation bestimmt. Bei Experimenten, bei denen lediglich eine teilweise Rekonstruktion der Phasengrenzflächenverteilung möglich ist, wird der Ursprungsort anhand des arithmetischen Mittels des Erwartungsbereichs festgemacht. Die Schwalllänge berechnet sich über die Druckimpulsdauer auf Höhe des Schwerpunkts des Druckintegrals. Wird ferner die Teststrecke vom Ort der Einspeisung aus in x/D -Klassen eingeteilt, so kann gemäß Abbildung 4.11 die relative Häufigkeit an Ereignissen für jede Klasse bestimmt werden. Eine detaillierte Auflistung der Ursprungsorte, der Peakdauer und der Schwalllängen befindet sich in Tabelle A.5 des Anhangs.

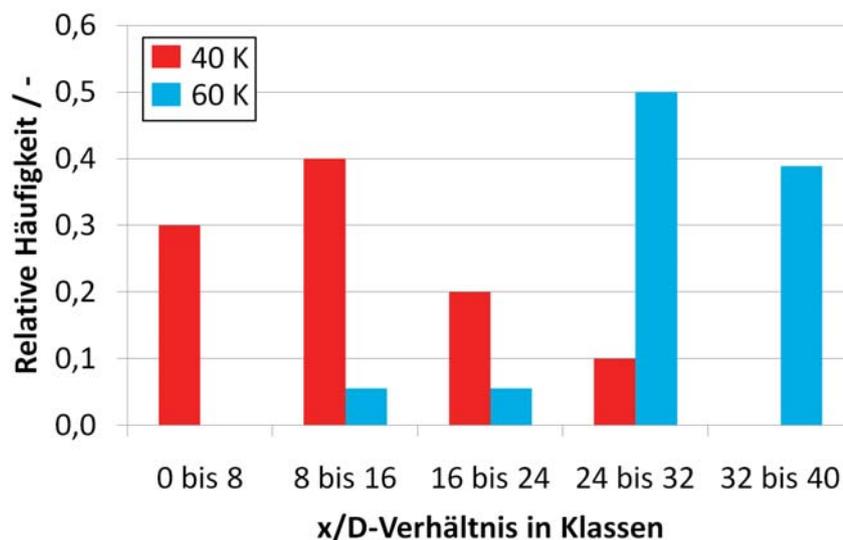


Abbildung 4.11.: Ursprungsorte von Kondensationsschlägen bei $Fr=0,6$

Die Auswertung des Ursprungsorts zeigt einen hoch signifikanten ($P < 0,001$) Unterschied von Kondensationsschlägen bei den Unterkühlungen $\Delta T = 40 \text{ K}$ und $\Delta T = 60 \text{ K}$. Bei der geringeren Unterkühlung von $\Delta T = 40 \text{ K}$ finden diese zu einer statistischen Sicherheit von 95% nahe dem Ort der Einspeisung bei einem x/D -Verhältnis von $x/D = 13 \pm 5$ und bei der höheren Unterkühlung von $\Delta T = 60 \text{ K}$ weit von diesem entfernt bei $x/D = 29 \pm 3$ statt. Trotz der nicht zu vernachlässigenden Streuung der Ergebnisse ist somit ein genereller Trend zu verzeichnen. Die Ursachen für diese Verteilung werden in Kapitel 5 erläutert.

4.3. Lokale Auswertung der Versuchsergebnisse

Die Auswertung der Stochastik-Experimente macht den Einfluss der Froude-Zahl und der Unterkühlung auf die Kondensationsschlagwahrscheinlichkeit und -ausprägung sowie dessen Ursprungsort deutlich. So können hoch signifikante Unterschiede im Ausgang der Experimente beobachtet werden. Die bisherigen Untersuchungen und Auswertungen lassen jedoch noch keine ganzheitliche Interpretation und grundlegende Erklärung des Kondensationsschlagphänomens zu, da wesentliche Einsichten zur Begründung der beobachteten Unterschiede fehlen. Die Untersuchung des zentralen Einflussfaktors der Interaktion zwischen Dampf- und Flüssigkeitsphase aufbauend auf lokalen optischen Messungen soll diese Wissenslücke schließen und im Weiteren eine datenbasierte Modellbildung ermöglichen. In diesem Abschnitt wird insbesondere die Strömungsform in Abhängigkeit der bisher betrachteten Parameterkombinationen analysiert. Dies wird eine Erklärung für die beobachteten Unterschiede in der Wahrscheinlichkeit sowie den Ort der Entstehung geben. Darauf aufbauend wird ferner der Vorgang der Dampfblasenimplosion betrachtet, wodurch später Berechnungsgrundlagen für die Kondensationsschlaghöhe ermöglicht werden.

Die visuelle Erfassung der Strömungsform wird durch die in Abschnitt 3.1.2 beschriebene Sichtzelle ermöglicht. Die Sichtzelle kann an zwei Positionen entlang der Teststrecke positioniert werden: in der Nähe der Injektionsdüse bei einem Verhältnis von $x/D = 5,5$ und gegen Ende der Teststrecke bei einem Verhältnis von $x/D = 34,4$. Position 1 ermöglicht die Untersuchung des Einspeiseprozesses, während an Position 2 Schwalle bei hoher Unterkühlung beobachtet werden können. Die Strömung selbst wird im Gegenlichtverfahren mit einer Highspeedkamera aufgenommen, wodurch die Phasengrenzfläche sichtbar gemacht wird. Abbildung 4.12 zeigt ein einzelnes Beispielbild mit einer ca. halb gefüllten Teststrecke.

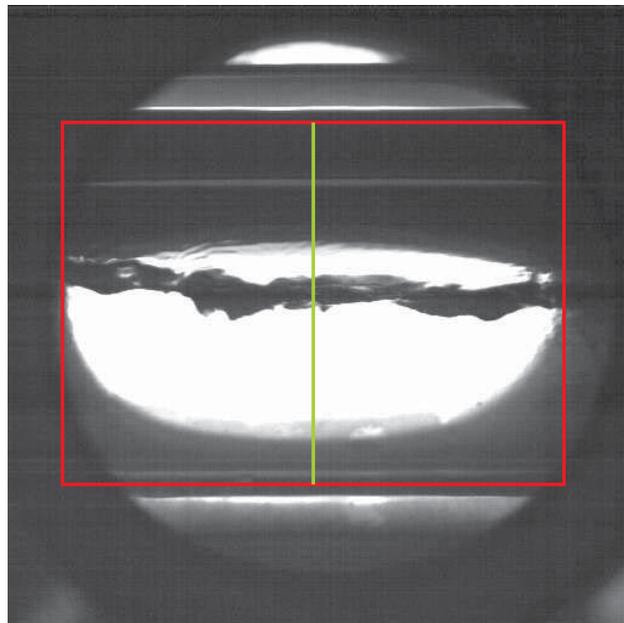


Abbildung 4.12.: Beispielbild einer Highspeed-Aufnahme im Gegenlicht

Der rote Rahmen kennzeichnet den auswertbaren Bereich, also das Gebiet in dem zwischen gasförmiger und flüssiger Phase unterschieden werden kann. Im vorliegenden Fall entspricht dies einem Fenster mit einer Breite von 410 px (73,5 mm) und einer Höhe von 286 px (51,3 mm). Außerhalb dieses Bereiches ist der kreisförmige schwarze Rahmen des vorderen Schauglases sowie die graue horizontale Glaszylinderwand erkennbar. Das helle Oval inner-



halb des Auswertungsbereichs entsteht durch die Gegenlichtaufnahme, bei der das kreisförmige Beleuchtungsfeld auf der Rückseite der Sichtzelle verzerrt erscheint. Die in Abbildung 3.7 gemessene Verzerrung wirkt sich durch die doppelte Weglänge und durch die gesamte Sichtzelle auf die Abbildung des Beleuchtungsfelds somit stärker aus. Die Position von Objekten, die sich in der Mitte der Sichtzelle befinden, werden jedoch weiterhin weitgehend verzerrungsfrei dargestellt. Als ein solches Objekt stellt sich die Phasengrenzfläche in Form einer welligen Linie dar. Unterhalb dieser Linie befindet sich die flüssige, oberhalb die gasförmige Phase. Die Ausdehnung der Linie ist dadurch begründet, dass alle Facetten der Phasengrenzfläche in einer 2D-Projektion zusammengefasst werden. Der Phasenverlauf in Richtung der Bildtiefe wird somit überlagert und wäre nur im Fall einer über die Tiefe gleichbleibenden Füllhöhe als Linie erkennbar. Der unterste Punkt der projizierten Phasengrenzflächenlinie stellt somit die niedrigste Stelle der tatsächlichen Phasengrenzfläche dar bzw. der höchste Punkt die höchste Stelle. In den folgenden Auswertungen wird der Füllstand stets auf den niedrigsten Punkt bezogen. Die grüne Linie in der Mitte der Aufnahme zeigt die Pixellinie, an der im Folgenden der zeitliche Verlauf der Phasengrenzfläche ausgewertet wird.

Ein charakteristisches Merkmal der Interaktion zwischen Dampf- und Flüssigkeitsphase in der Teststrecke stellt die Strömungsform dar. So identifiziert die bisherige Modellvorstellung von Kondensationsschlägen in Abschnitt 2.4 das Strömungsregime „Schwallströmung“ als ein notwendiges Kriterium für das Auftreten von Kondensationsschlägen. Bei instationären Einspeisevorgängen von unterkühltem Wasser in eine horizontale Rohrleitung entsteht diese Strömungsform nach Griffith [Gri97] aus einer voreilenden Zunge, aus welcher im Bereich einer teilweisen Rohrfüllung Schwalle entstehen. Es gilt zu prüfen, ob die bestehende Modellvorstellung auf die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente anwendbar ist und inwiefern sich die Strömungsbildung in Abhängigkeit der variierten Parameter unterscheidet.

Die Strömungsform in einem Experiment kann anhand des instationären Einspeisevorgangs und somit in unmittelbarer Nähe der Kaltwassereinspeisung nachvollzogen werden. Schichten-, Wellen- oder Schwallströmungen sowie die generelle Form der Phasengrenzfläche können anhand des zeitlichen Verlaufs des Füllstands beschrieben werden. Um einen solchen zeitlichen Verlauf über mehrere Sekunden zu untersuchen, wird in der nachfolgenden Auswertung die Füllstandshöhe der flüssigen Phase in der Mitte des Sichtzellenausschnitts erfasst. Dazu wird aus jedem Einzelbild der Highspeed-Aufnahme die in Abbildung 4.12 grün markierte Pixelreihe extrahiert und aneinander gefügt. Dadurch entsteht die Füllstandshistorie mit der Auflösung der Bildaufnahmezeit. Eine solche Füllstandshistorie wird beispielhaft im oberen Teil von Abbildung 4.13 für Experiment 131001/08 über die Dauer von 1000 ms gezeigt.

Um die Füllstandshistorie quantitativ auswerten zu können, ist es notwendig den Kontrast des zusammengefügtten Grauwertbildes zu erhöhen. Eine solche Kontrasterhöhung wird durch die Abbildung der im Ursprungsbild enthaltenen Grauwerte auf die gesamte Grauwertskala realisiert. Durch die Grauwertspreizung erscheinen Kanten und Übergänge schärfer und der Verlauf der Phasengrenzfläche kann genauer nachvollzogen werden. Das mittlere Bild in Abbildung 4.13 zeigt die so entstandene Kontrasterhöhung. Aufbauend auf dieser Darstellung können mittels eines geeigneten Algorithmus zur Kantendetektion alle sichtbaren Kanten identifiziert und in eine binäre Abbildung übertragen werden. Ein besonders robuster Algorithmus ist das von Canny [Can86] entwickelte Verfahren zur Kantendetektion, welches die Kanten eines Grauwertbildes in einem vierstufigen Prozess extrahiert. Diese Stufen beinhalten die Reduzierung des Bildrauschens durch eine auf der Gauss'schen Normalverteilung basierenden Glättung, die Bildung partieller Ableitungen des Grauwertverlaufs in horizontaler,

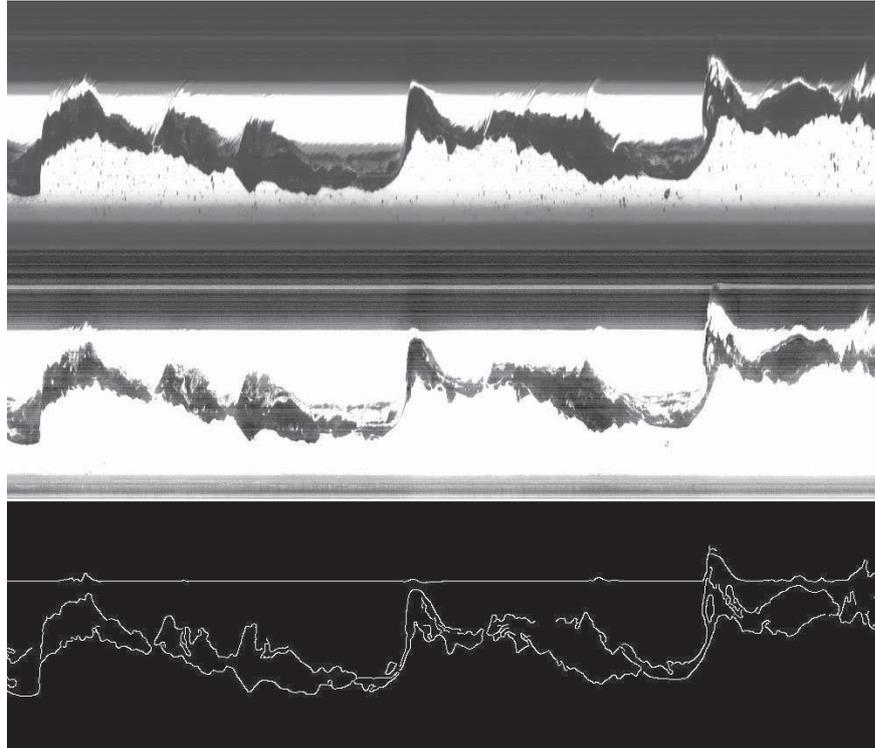


Abbildung 4.13.: Auswertungsverfahren zur Ermittlung der Füllstandhistorie

vertikaler und diagonaler Bildrichtung zur Erkennung zusammenhängender Kantenverläufe, die Unterdrückung nicht-lokaler Maxima zur Reduzierung des Kantenverlaufs auf die Breite eines Pixels und die Auswahl signifikanter Kanten anhand eines Hysterese-Verfahrens basierend auf zwei Schwellwerten. Eine so entstandene Matrix, worin die einzelnen binären Werte zwischen „Kante“ und „keine Kante“ unterschieden werden, ist als Schwarz-Weiß-Bild in Abbildung 4.13, unten dargestellt. Auf diesem Bild sind eine Vielzahl von Kanten innerhalb der verschmierten Phasengrenzflächenlinie erkennbar, die untere Grenze der projizierten Phasengrenzfläche kann jedoch gut durch eine definierte Kante bestimmt werden. Der Abstand von der Rohrunterseite bis zu dieser zusammenhängenden Kante wird daraufhin anhand der Pixelanzahl in vertikaler Richtung bestimmt und über das zuvor ermittelte Pixel- zu Millimeterverhältnis auf die Füllstandhöhe umgerechnet. Bei diesem Verfahren kann es teilweise zu Ausreißern kommen, da an manchen Stellen der Kantenverlauf eine Unterbrechung aufweisen kann. Der generelle Phasengrenzflächenverlauf wird jedoch gut wiedergegeben und kann nach Bedarf durch geeignete Trendlinien ausreißerfrei approximiert werden.

Im Folgenden sollen die Strömungsformen bei verschiedenen Einspeisebedingungen untersucht werden. Zunächst wird eine Zweiphasenströmung ohne Kondensation in einem Luft- und Wasser-System mit einer Zweiphasenströmung bei $\Delta T = 40 \text{ K}$ und $Fr=0,6$ verglichen. Als nächstes werden die Strömungsformen, die sich aufgrund der in den Stochastik-Experimenten untersuchten Parameterkombinationen ergeben, näher betrachtet. Dabei wird zwischen Strömungen bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 40 \text{ K}$ und $\Delta T = 60 \text{ K}$ unterschieden. Abschließend wird die Strömungsstruktur im Moment der Dampfblasenimplosion betrachtet. Die Untersuchungen in den folgenden Abschnitten beziehen sich auf Versuchsmatrix in Tabelle 3.5.



4.3.1. Luft/Wasser- und Dampf/Wasser-Strömungen

Die Charakteristik der Strömungsform einer Zweiphasenströmung bestehend aus einer gasförmigen und einer flüssigen Phase in einem horizontalen Rohr ist wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben für das Stoffsystem Luft/Wasser bereits hinreichend untersucht. Um beurteilen zu können, inwiefern Erkenntnisse zum Strömungsverhalten dieses Systems auf ein Dampf/Wasser-System übertragen werden können, wird ein Vergleich der Strömungsform beider Systeme durchgeführt. Dazu soll im Folgenden bei einer Froude-Zahl von $Fr=0,6$ der Einspeisevorgang in der Nähe der Injektionsdüse untersucht werden. Für den Vergleich hat die flüssige Phase in beiden Systemen eine Temperatur von $T = 100\text{ °C}$ bei einem Systemdruck von $p = 3,7\text{ bar}$, welches im Dampf/Wasser-System einer Unterkühlung von $\Delta T = 40\text{ K}$ entspricht. Die Temperatur der Luft im Luft/Wasser-System ist identisch.

Als Vergleichskriterium dient der zeitliche Verlauf des Flüssigkeitsgehalts in der Teststrecke. Dazu wird dieser in der Mitte der Sichtzelle bei einer Aufnahme rate von $f_{ps}=1000$ Bildern pro Sekunde erfasst und prozentual auf die Rohrquerschnittshöhe umgerechnet. Abbildung 4.14 zeigt den so entstehenden Verlauf des Flüssigkeitsgehalts über eine Dauer von $t = 4000\text{ ms}$ für das Luft/Wasser-System bei einer Einspeiserate von $Fr=0,6$ (Flüssigkeitsleerrohrgeschwindigkeit $w_F^0 = 0,43\text{ m/s}$). Die gasförmige Phase ist nicht in Bewegung (Gasleerrohrgeschwindigkeit $w_G^0 = 0\text{ m/s}$). Die Aufzeichnung beginnt ab dem Zeitpunkt, an dem das erste Mal Wasser die Sichtzelle durchströmt.

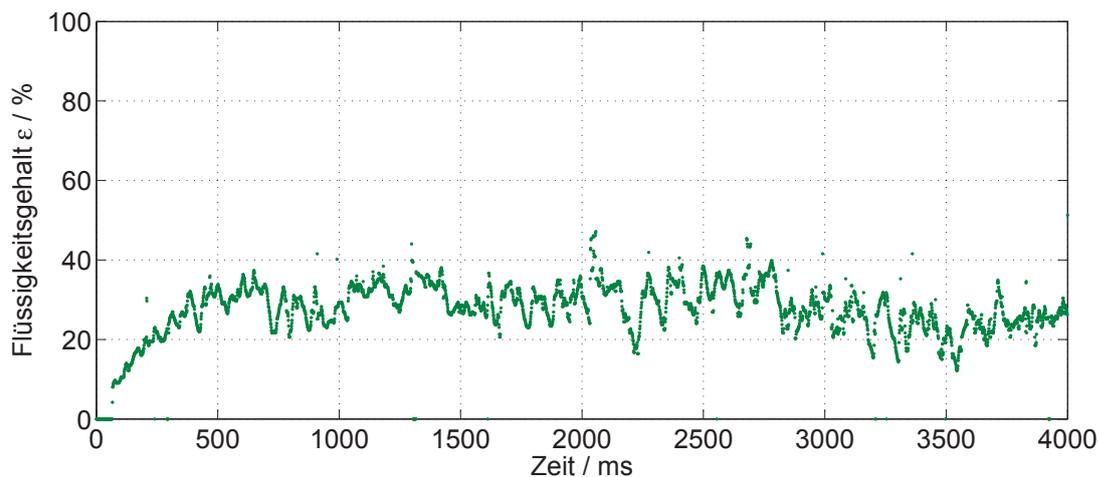


Abbildung 4.14.: Flüssigkeitsgehalt in der Teststrecke für ein Luft/Wasser-System (Leerrohrgeschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,43\text{ m/s}$ und $w_G^0 = 0\text{ m/s}$)

Abgesehen von einigen Ausreißern, welche auf die digitale Bildauswertung zurückzuführen sind, ist während der ersten 500 ms ein linearer Anstieg des Flüssigkeitsgehalts auf einen mittleren Wert von $\bar{\epsilon} = 28\%$ zu beobachten. Daraufhin bleibt der Füllstand bei geringen Schwankungen konstant. Der gezackte Plot-Verlauf nach den ersten 500 ms entsteht durch viele hochfrequente Wellen geringer Amplituden. Die vorliegende Strömung kann dem Strömungsregime Wellenströmung zugeordnet werden, wobei die Phasengrenzfläche rau erscheint.

Der zeitliche Verlauf des Flüssigkeitsgehalts im Falle einer Dampf/Wasser-Strömung verhält sich wie in Abbildung 4.15 gezeigt deutlich anders.

Nachdem der Flüssigkeitsgehalt während der ersten 1600 ms im Mittel bei $\bar{\epsilon} = 15\%$ liegt, kommt es während der folgenden 2000 ms zu einem linearen Anstieg bis $\epsilon = 50\%$ und schließlich während der letzten 400 ms zur vollständigen Flutung des Rohrquerschnitts. Der erste

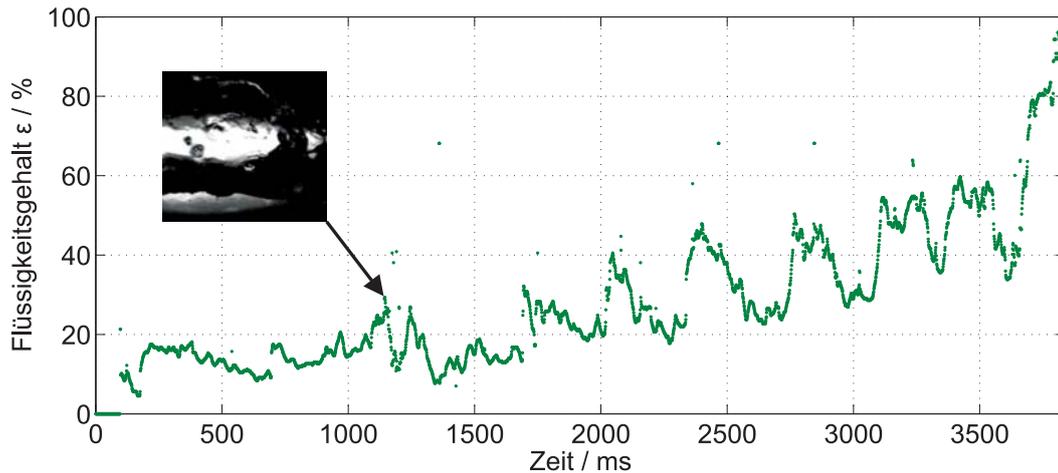


Abbildung 4.15.: Flüssigkeitsgehalt in der Teststrecke für ein Dampf/Wasser-System (Leerrohrgeschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,43 \text{ m/s}$ und $w_G^0 = 0 \text{ m/s}$)

Abschnitt ist durch die Ausbreitung der Phasengrenzfläche ohne größere Wellen gekennzeichnet. Die Phasengrenzfläche wird während des Zeitraums von $t = 1100$ bis $t = 1250 \text{ ms}$ durch eine plötzliche und starke Gegenströmung der gasförmigen Phase gestört, wodurch es zu einer geringfügigen Wellenbildung kommt. Im zweiten Abschnitt treten vermehrt niederfrequente Wellen einer hohen Amplitude auf, welche bedeutend größer als im Fall der Luft/Wasser-Strömung sind. Der größte Unterschied zur Luft/Wasser-Strömung liegt im dritten Abschnitt vor, in dem der gesamte Rohrquerschnitt mit flüssiger Phase ausgefüllt ist. Ab diesem Abschnitt kann die Strömungsform dem Strömungsregime Schwallströmung zugeordnet werden.

Der Vergleich beider Strömungen zeigt zwei vollkommen verschiedene Mehrphasensysteme, die sich in verschiedener Hinsicht unterscheiden. Neben der Füllstandhöhe und der Einordnung in ein Strömungsregime sind die in beiden Systemen zu beobachtenden Wellen von stark unterschiedlicher Form. Eine Übertragung bisheriger Erkenntnisse aus Luft/Wasser-Systemen auf die in dieser Arbeit betrachteten Problemstellung ist somit nur bedingt möglich.

4.3.2. Einspeisung bei geringer Unterkühlung

In diesem Abschnitt sollen die Strömungsformen der Einspeisevorgänge für Strömungen mit einer Unterkühlung von $\Delta T = 40 \text{ K}$ miteinander verglichen werden. Es werden die Froude-Zahlen $Fr=0,3$, $Fr=0,6$ und $Fr=0,9$ betrachtet. Der Fokus liegt dabei wiederum auf dem zeitlichen Verlauf des Flüssigkeitsgehalts, der darauf aufbauenden Einordnung in ein Strömungsregime und dem Aufzeigen von Begleiterscheinungen. Im Folgenden wird für jede Parametereinstellung eine repräsentative Füllstandshistorie ausgewählt.

Die Auswertung der drei durchgeführten Experimente mit einer Parameterkombination von $Fr=0,3$ und $\Delta T = 40 \text{ K}$ ergibt, dass es bei zwei Experimenten zur Ausbildung von Schwallen kommt, während beim dritten Experiment der Rohrquerschnitt über die gesamte Versuchsdauer nicht vollständig gefüllt wird. In den Experimenten mit Schwallbildung setzt diese erst zu einem vergleichsweise späten Zeitpunkt ein. Als repräsentatives Experiment ist in Abbildung 4.16 der Verlauf des Flüssigkeitsgehalts von Experiment 131002/02 über eine Dauer von 9600 ms gezeigt.

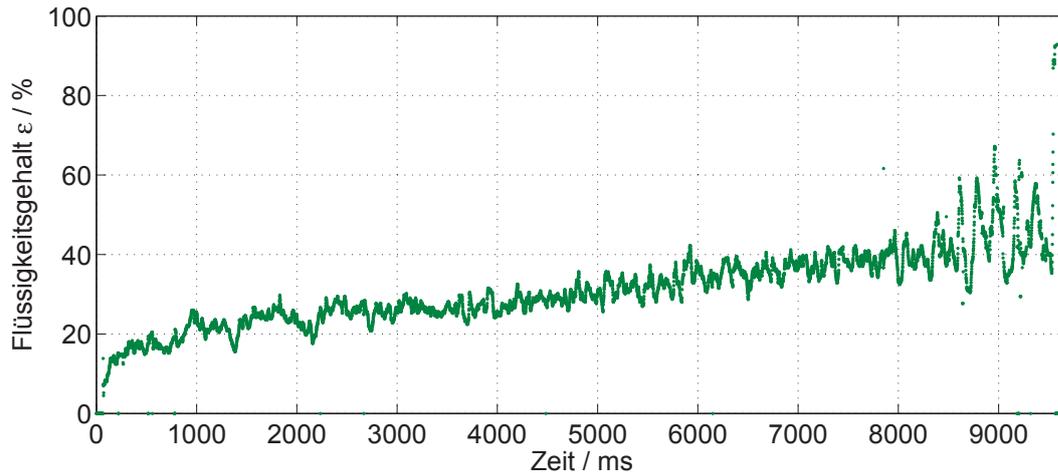


Abbildung 4.16.: Flüssigkeitsgehalt für $Fr=0,3$ und $\Delta T = 40$ K (Leerrohrgeschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,21$ m/s und $w_G^0 = 0$ m/s)

Während der ersten 8500 ms steigt der Flüssigkeitsgehalt bei Wellen geringer Amplitude bis auf einen Wert von $\epsilon = 40\%$ allmählich an. Bevor der Flüssigkeitsgehalt bei $t = 9500$ ms auf $\epsilon = 100\%$ steigt treten im Zeitraum $t = 8500$ bis $t = 9500$ ms mehrere Wellen mit großer Amplitude auf. Eine Fourier-Analyse erster Ordnung nach der Grundgleichung

$$H(t) = a_0 + a_1 \cdot \cos(2\pi f \cdot t) + b_1 \cdot \sin(2\pi f \cdot t) \quad (4.13)$$

liefert eine Wellenfrequenz von $f = 5,32$ Hz. Es kann ferner eine maximale Wellenamplitude von $A = 7,3$ mm registriert werden.

Für eine Froude-Zahl von $Fr=0,6$ ist bereits in Abbildung 4.15 ein repräsentativer Einlaufprozess anhand von Experiment 131001/08 gezeigt. Dieser Verlauf hat mit den übrigen Verläufen bei $Fr=0,6$ gemein, dass anfänglich keine Wellen größerer Amplitude beobachtet werden können. Auf diese Zeitspanne folgt bei jedem Experiment einen Moment, an dem die Dampfphase kurzzeitig stark in Richtung der Injektionsdüse beschleunigt wird und dabei die Strömungsrichtung der flüssigen Phase teilweise umkehrt. Bevor der Füllstand den oberen Rohrscheitelpunkt erreicht, können mehrere Wellen einer niedrigen Frequenz und einer hohen Amplitude beobachtet werden. Bis auf ein paar Ausnahmen kann die Wellenfrequenz und die maximale Amplitude aller Experimente statistisch ausgewertet werden. Bei 13 betrachteten Experimenten ergibt die Frequenzanalyse eine mittlere Wellenfrequenz von $\bar{f} = 3,40 \pm 0,38$ Hz und die Messung der maximalen Amplitude eine mittlere Höhe von $\bar{A} = 9,95 \pm 1,27$ mm. Die mittlere Wellenfrequenz liegt somit unterhalb derjenigen, welche bei einer Froude-Zahl von $Fr=0,3$ beobachtet werden kann. Die maximal gemessene Amplitude hingegen liegt leicht oberhalb des Wertes bei einer geringeren Froude-Zahl.

Die bereits beobachtete, teilweise Umkehr der Strömungsrichtung der flüssigen Phase durch die starke Beschleunigung der gasförmigen Phase zeigt sich verstärkt bei den Experimenten einer Froude-Zahl von $Fr=0,9$ und $\Delta T = 40$ K. Abbildung 4.17 zeigt den für eine Froude-Zahl von $Fr=0,9$ repräsentativen Verlauf des Flüssigkeitsgehalts anhand von Experiment 131002/05.

In diesem Verlauf kann zu den Zeitpunkten $t = 450$ ms und $t = 1000$ ms je eine große Welle beobachtet werden. Während die erste Welle eine teilweise Strömungsumkehr nach sich zieht, erfolgt eine vollständige Strömungsumkehr nach der zweiten Welle. Obwohl nach der vollständigen Strömungsumkehr der Füllstand erneut ansteigt, wird die Ausbreitung der

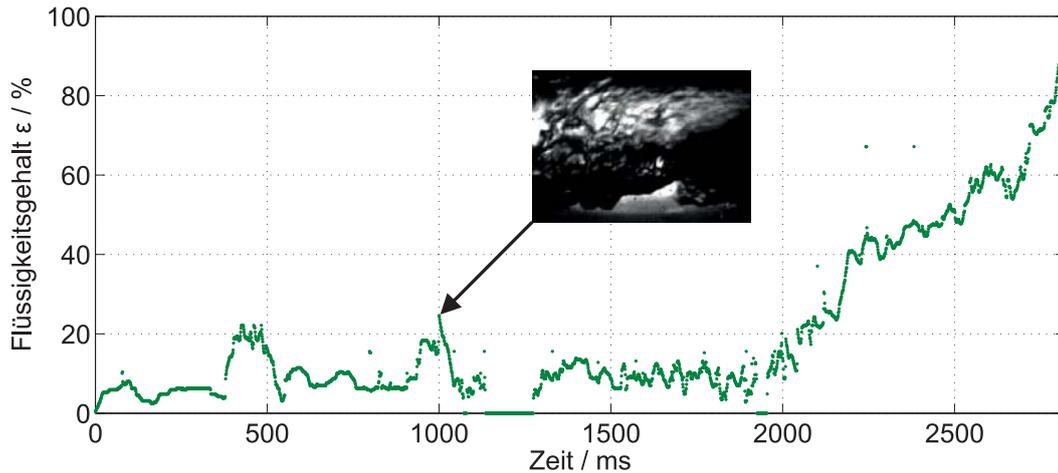


Abbildung 4.17.: Flüssigkeitsgehalt für $Fr=0,9$ und $\Delta T = 40$ K (Leerrohrgeschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,64$ m/s und $w_G^0 = 0$ m/s)

flüssigen Phase weiterhin gestört. Nachdem die Perioden der starken Beschleunigungen der Dampfphase vorüber sind, steigt der Flüssigkeitsgehalt in allen Experimenten in weniger als 1000 ms auf einen Wert von $\epsilon = 100\%$ an. Während dieses vergleichsweise steilen Anstiegs des Füllstands kann keine periodische Wellenbildung, wie bei den niedrigeren Froude-Zahlen, beobachtet werden.

4.3.3. Einspeisung bei hoher Unterkühlung

Analog zur Betrachtung der Strömungsformen im vorangegangenen Abschnitt, werden nun die Strömungen bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 60$ K für die Froude-Zahlen $Fr=0,3$, $Fr=0,6$ und $Fr=0,9$ betrachtet. Es zeigt sich, dass die Strömungsformen trotz gleicher Einspeisegeschwindigkeiten stark von den zuvor betrachteten abweichen.

Der Verlauf des Flüssigkeitsgehalts der niedrigsten Froude-Zahl von $Fr=0,3$ unterscheidet sich in jeder Hinsicht von derjenigen bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 40$ K. Der am Beispiel von Experiment 131010/03 in Abbildung 4.18 dargestellt zeitliche Verlauf des Flüssigkeitsgehalts weist während der ersten 1000 ms keine größeren Wellen auf. Danach wird die Strömungsrichtung der flüssigen Phase zunächst mehrmals teilweise durch die stark beschleunigte Dampfphase umgekehrt. Zum Zeitpunkt $t = 2500$ ms erfolgt eine vollständige Rückströmung der flüssigen Phase in Richtung der Injektionsdüse, woraufhin die Teststrecke an der Beobachtungsstelle für einen Zeitraum von $\Delta t = 1000$ ms nur noch Dampf enthält. Der Anstieg auf einen Füllstand von $\epsilon = 100\%$ geschieht schließlich abrupt über einen Zeitraum von $\Delta t = 700$ ms wobei keine periodische Wellenbildung erkennbar ist.

Der Einlaufprozess weist Ähnlichkeiten mit demjenigen bei einer Froude-Zahl von $Fr=0,9$ und einer Unterkühlung von $\Delta T = 40$ K auf. Das Phänomen der Umkehrung der Strömungsrichtung, welches sich bereits bei der geringeren Unterkühlung und der höheren Froude-Zahl andeutungsweise abzeichnet, ist im vorliegenden Fall weitaus stärker ausgeprägt. Der Einfluss der gasförmigen auf die flüssige Phase ist so stark, dass sich letztere nicht ungehindert ausbreiten kann. Der schnelle Anstieg des Füllstandes nach der Strömungsumkehr resultiert daraufhin aus der Aufstauung der flüssigen Phase.

Im Fall einer Froude-Zahl von $Fr=0,6$ bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 60$ K setzt sich der Trend der zuvor beobachteten wiederholten Strömungsumkehr weiter fort. Anhand von

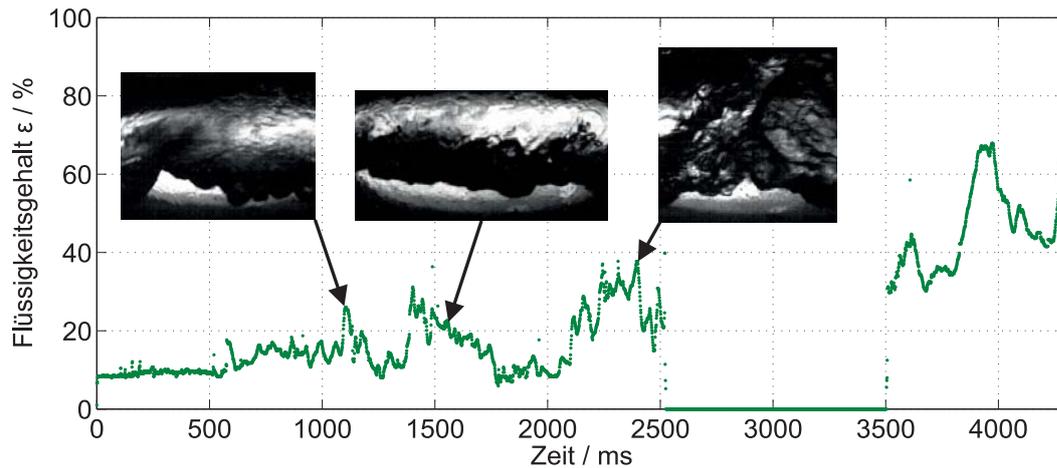


Abbildung 4.18.: Flüssigkeitsgehalt für $Fr=0,3$ und $\Delta T = 60$ K (Leerrohrgeschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,21$ m/s und $w_G^0 = 0$ m/s)

Beispielexperiment 131010/09 in Abbildung 4.19 ist erkennbar, dass der Flüssigkeitsgehalt aufgrund des Mitrisses durch die gasförmige Phase über einen langen Zeitraum nicht über eine Füllstandshöhe von $\epsilon = 20\%$ hinaus ansteigen kann.

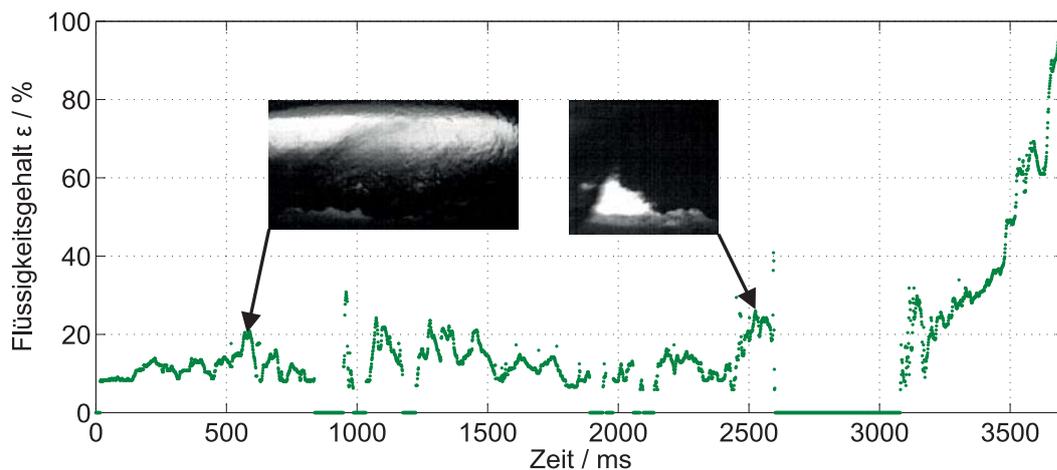


Abbildung 4.19.: Flüssigkeitsgehalt für $Fr=0,6$ und $\Delta T = 60$ K (Leerrohrgeschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,43$ m/s und $w_G^0 = 0$ m/s)

Die hohe Geschwindigkeit der Dampfphase sorgt kontinuierlich für eine vollständige Strömungsumkehr und die Rückströmung der flüssigen Phase in Richtung der Injektionsdüse. Der niedrige anfängliche Flüssigkeitsgehalt wird immer wieder durch kurze Phasen, in denen die flüssige Phase vollständig aus der Sichtzelle verschwindet, unterbrochen. Dies kann zu den Zeitpunkten $t = 830$ ms, $t = 1170$ ms, $t = 1890$ ms und $t = 2050$ ms mehrfach beobachtet werden. Eine lang anhaltende Rückströmungsphase ist zum Zeitpunkt $t = 2600$ ms für eine Dauer von $\Delta t = 480$ ms zu beobachten. Diese ähnelt in ihrer Form der zuvor bei einer Froude-Zahl von $Fr=0,3$ beobachteten Phase, in welcher die Sichtzelle vollständig mit Dampf gefüllt ist. Im vorliegenden Fall hält dieser Zustand jedoch aufgrund der höheren Einspeiserate kürzer an, bevor der Füllstand innerhalb von $\Delta t = 610$ ms bis zum Rohrscheitel ansteigt. Während des schnellen Füllstandsanstiegs sind auch hier keine wiederkehrenden Wellenmuster erkennbar.

Die Dauer der Rückströmungsphasen erhöht sich weiter, wenn die Froude-Zahl der Einspeisung weiter gesteigert wird. In Abbildung 4.20 sind im Verlauf des Flüssigkeitsgehalts von Experiment 131010/05 zwei Phasen erkennbar, in denen der Bereich der Sichtzelle für $\Delta t = 500$ ms beziehungsweise für $\Delta t = 700$ ms vollständig entleert ist. Beiden Phasen geht eine plötzliche Beschleunigung der gasförmigen Phase voraus, in der sich die Strömung umkehrt. Zu den Zeitpunkten $t = 550$ ms und $t = 2300$ ms können darüber hinaus zwei kurze Rückströmungsphasen beobachtet werden. Aufgrund der hohen Froude-Zahl steigt der Flüssigkeitsgehalt nach der letzten Rückströmungsphase im Vergleich am schnellsten auf einen Wert von $\epsilon = 100\%$ in lediglich $\Delta t = 350$ ms an.

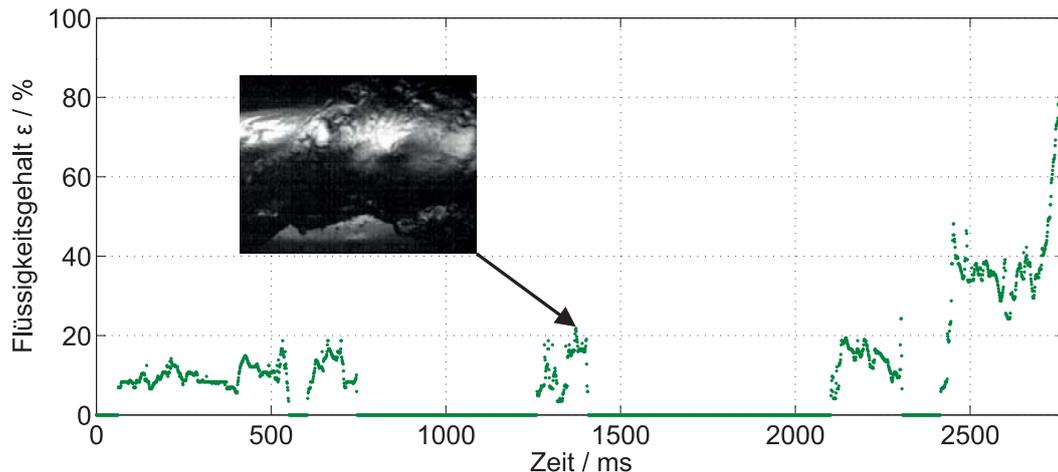


Abbildung 4.20.: Flüssigkeitsgehalt für $Fr=0,9$ und $\Delta T = 60$ K (Leerrohrgeschwindigkeiten: $w_F^0 = 0,64$ m/s und $w_G^0 = 0$ m/s)

Im Vergleich mit den Experimenten bei Froude-Zahlen von $Fr=0,3$ und $Fr=0,6$ zeichnet sich ein eindeutiger Trend ab, in welchem der Füllstandsverlauf vor der kompletten Füllung der Teststrecke mit steigender Froude-Zahl immer häufiger und stärker von der vollständigen Umkehr der Strömungsrichtung der flüssigen Phase unterbrochen wird. Während der Einlaufzeit nimmt ebenfalls die Füllstandshöhe mit steigender Froude-Zahl ab. Wie aufgrund der zunehmenden Einspeiserate zu erwarten, wird die Zeitspanne bis zur vollständigen Füllung des Rohrquerschnitts bei Erhöhung der Froude-Zahl geringer.

4.3.4. Zusammenfassung der beobachteten Einspeisevorgänge

Die optische Untersuchung der Strömungsformen für die betrachteten Parameterkombinationen, bestehend aus den Froude-Zahlen $Fr=0,3$, $Fr=0,6$ und $Fr=0,9$ sowie den Unterkühlungen $\Delta T = 40$ K und $\Delta T = 60$ K, macht eine Vielzahl von charakteristischen Eigenschaften deutlich. Während für manche Parameterkombinationen ein allmählicher Anstieg des Flüssigkeitsgehalts, gefolgt von einer periodischen Wellenbildung, erkennbar ist, weisen andere Einstellungen Rückströmungsphänomene in unterschiedlich starker Ausprägung auf. Allen Parameterkombinationen ist hingegen gemein, dass letztendlich der gesamte Rohrquerschnitt mit flüssiger Phase geflutet wird.

Die folgende Auflistung fasst noch einmal die beobachteten charakteristischen Eigenschaften für jede Parameterkombination zusammen:



- $\Delta T = 40 \text{ K}$ und $\text{Fr}=0,3$
Der Flüssigkeitsgehalt steigt ohne größere Wellen über einen längeren Zeitraum linear auf einen Wert von $\epsilon = 40\%$ an. Anschließend sind mehrere Wellen einer Frequenz von $f = 5,32 \text{ Hz}$ und einer maximalen Amplitude von $A = 7,3 \text{ mm}$ sichtbar. Die vollständige Flutung geschieht abrupt.
- $\Delta T = 40 \text{ K}$ und $\text{Fr}=0,6$
Anfänglich breitet sich die flüssige Phase bei einem Flüssigkeitsgehalt von $\epsilon < 20\%$ ohne größere Wellen aus. Dieser Abschnitt wird von einer teilweisen Rückströmung der flüssigen Phase durch eine moderate Beschleunigung der Dampfphase gestört, wodurch vereinzelte Wellen entstehen können. Daraufhin kann eine periodische Wellenbildung einer mittleren Frequenz von $\bar{f} = 3,40 \pm 0,38 \text{ Hz}$ und einer mittleren maximalen Amplitude von $\bar{A} = 9,95 \pm 1,27 \text{ mm}$ beobachtet werden. Die Wellenbildung geht schließlich in die vollständige Flutung des Rohrquerschnitts über.
- $\Delta T = 40 \text{ K}$ und $\text{Fr}=0,9$
Zu Beginn bildet sich die Phasengrenzfläche bei einem mittleren Flüssigkeitsgehalt von $\bar{\epsilon} = 10\%$ ohne Wellen aus. Sehr schnell wird diese von einer stark beschleunigten Dampfphase gestört, sodass es zu Phasen teilweiser und vereinzelt vollständiger Rückströmung kommt. Eine periodische Wellenbildung ist ab dieser Parameterkombination nicht mehr erkennbar.
- $\Delta T = 60 \text{ K}$ und $\text{Fr}=0,3$
Bei einem mittleren Flüssigkeitsgehalt von $\epsilon = 12,5\%$ wird die Ausbreitung der Phasengrenzfläche vereinzelt durch eine teilweise Rückströmung gehindert. Mit andauerndem Versuchsverlauf nimmt die Intensität der Rückströmung zu, bis hin zu einer vollständigen Rückströmung gefolgt von einer langanhaltenden Periode, in der die flüssige Phase vollends aus der Sichtzelle verschwindet. Zum Ende des Einlaufprozesses erfolgt der Anstieg auf $\epsilon = 100\%$ aufgrund der Aufstauung der flüssigen Phase in verhältnismäßig kurzer Zeit.
- $\Delta T = 60 \text{ K}$ und $\text{Fr}=0,6$
Die Ausbreitung der flüssigen Phase wird kontinuierlich von hohen Dampfgeschwindigkeiten gestört. Ein Ansteigen des Flüssigkeitsgehalts über $\epsilon = 20\%$ ist dabei nicht möglich. Es können viele vereinzelte Perioden einer vollständigen Rückströmung beobachtet werden. Der Anstieg des Flüssigkeitsgehalts gegen Ende des Beobachtungszeitraums ist aufgrund der großen Mengen an zurückgeworfener flüssiger Phase verhältnismäßig steil.
- $\Delta T = 60 \text{ K}$ und $\text{Fr}=0,9$
Die Perioden der vollständigen Rückströmung nehmen noch weiter zu, sodass während des Beobachtungszeitraums die Sichtzelle häufig vollends geleert ist. Die Flutung des Rohrquerschnitts geschieht schließlich abrupt, mit einem nahezu senkrechten Phasengrenzflächenverlauf.

4.3.5. Dampfblasenimplosion

Die im letzten Abschnitt durchgeführte optische Untersuchung der Strömungsform befasst sich mit der Verteilung der flüssigen und gasförmigen Phase, die letztendlich zu einem Kondensationsschlag führen kann. Im Folgenden soll der Moment betrachtet werden, in welchem der eigentliche Kondensationsschlag stattfindet. Dafür wird die Verteilung und Form der



Phasengrenzfläche in der Sichtzelle an den Stellen $x/D = 5,5$ und $x/D = 34,4$ betrachtet. Die Auswertung der Statistik hat ferner gezeigt, dass die höchste Wahrscheinlichkeit für einen Kondensationsschlag bei der Froude-Zahl $Fr=0,6$ vorliegt. Die in diesem Abschnitt detailliert zu untersuchenden Kondensationsschläge werden daher bei dieser Froude-Zahl durchgeführt.

Bereits die Untersuchung der begleitenden Akustik während des Experiments in Abbildung 4.1 hat zwei verschiedene Dampfblasenimplosionsarten gezeigt. Diese werden im Folgenden in Dampfblasenimplosionen vom Typ „Blase“ und vom Typ „Rollwelle“ eingeteilt. Beide Typen weisen charakteristische Eigenschaften auf, die sich sowohl in der optischen Betrachtung als auch in der Analyse der Highspeed-Druckaufnahme widerspiegeln.

Typ „Blase“

Akustisch sind Dampfimplosionen vom Typ „Blase“ durch ein mehrere Sekunden anhaltendes „Knattern“ gekennzeichnet. Jede Geräuscentwicklung wird der Implosion einer kleinen Dampfblase zugeordnet. Um diesen Prozess nachvollziehen zu können, ist ein solcher Implosionsverlauf für Experiment 131011/13 mit einer Unterkühlung von $\Delta T = 40$ K und einer Froude-Zahl von $Fr=0,6$ an der Stelle $x/D = 5,5$ in Zeitschritten von $\Delta t = 2$ ms in Abbildung 4.21 dargestellt.

Zum Anfang dieser Bildstrecke reicht der Flüssigkeitsfüllstand auf der rechten Seite bis zum oberen Rohrscheitelpunkt, während die Dampfphase zur linken Seite hin offen ist. Der Dampfeinschluss beginnt mit dem Ansteigen des Füllstands auf der linken Seite der Sichtzelle. In den folgenden Schritten steigt der Füllstand auf der linken Seite ebenfalls bis zum Rohrscheitelpunkt an. Die vollständige Isolierung der Dampfblase ist ab Bild 5 erkennbar. Von diesem Zeitpunkt an beginnen sich die linke und rechte Wasserfront über einen Zeitraum von $\Delta t = 16$ ms aufeinander zuzubewegen und schließlich zu kollidieren.

Die Geschwindigkeit, mit welcher die Dampfblase kollabiert, ist währenddessen nicht konstant. Abbildung 4.22 zeigt das Volumen der Dampfblase über die zeitliche Dauer des Implosionsverlaufs. Zunächst beschleunigt sich die Abnahme des Dampfblasenvolumens, bis der Gradient zum Zeitpunkt $t = 7,5$ ms ein Maximum von $dV/dt = -3,8$ cm³/ms erreicht. Anschließend wird die Volumenabnahme wieder geringer bis sie ihr Minimum zum Zeitpunkt $t = 16$ ms erreicht. Der Verlauf der Blasenimplosion ähnelt in seiner Form einem Polynom dritten Grades mit einem Sattelpunkt zum Zeitpunkt $t = 7,5$ ms. Es kommt somit vor dem Umschlagpunkt zu einer Beschleunigung, danach zu einer Verzögerung der Implosionsgeschwindigkeit. Im vorliegenden Fall reicht die Verzögerung bis zum vollständigen Ende des Implosionsvorgangs. Im Druckmessschrieb der Highspeeddrucksensoren ist währenddessen kein Ausschlag erkennbar.

Der Dampfeinschluss bei der in Experiment 131011/13 untersuchten Dampfblasenimplosion stellt in seiner Ausdehnung ein vergleichsweise kleines Exemplar dar. Eine bedeutend größere Dampfblase zeigt sich während des Experiments 131001/07. Die Einzelschritte der Implosion sind in Zeitschritten von $\Delta t = 3,5$ ms in Abbildung 4.23 gezeigt.

In der gezeigten Bilderstrecke ist lediglich die halbe Blase erkennbar. Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass sich die nicht sichtbare Hälfte der Dampfblase spiegelsymmetrisch zur abgebildeten Hälfte verhält. Im Unterschied zur Dampfblase aus Experiment 131011/13 ist der Implosionsvorgang diesmal durch starken Tropfenflug begleitet. Dieser nimmt beginnend mit vereinzelt Tropfen in den ersten Bildern allmählich bis zu einem dichten Tropfenfeld zu. Dabei wird die Phasengrenzfläche zunehmend von einschlagenden Tropfen penetriert und dabei stark vergrößert. Die eigentliche Blasenimplosion findet während der letzten 4 Bilder über einen Zeitraum von $\Delta t = 10$ ms statt. In diesen Bildern hat sich das

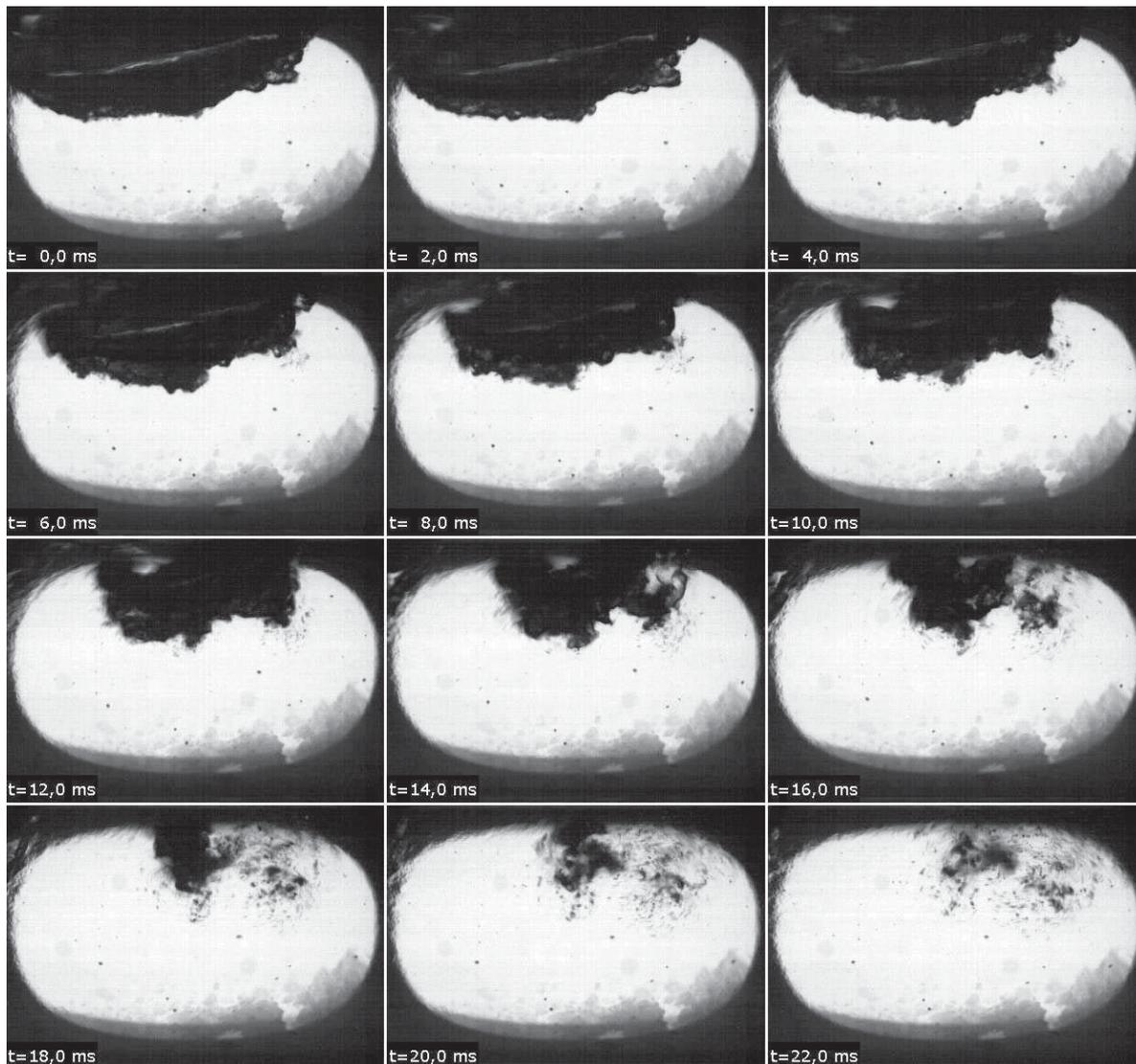


Abbildung 4.21.: Zeitlicher Verlauf einer Dampfblasenimplosion (Exp.-Nr. 131011/13) an der Stelle $x/D = 5,5$ in Zeitschritten von $\Delta t = 2 \text{ ms}$, $p_{\text{max}} = \text{n.A.}$

Tropfenfeld bereits soweit verdichtet, dass einzelne Tropfen nicht mehr erkennbar sind. Abbildung 4.24 zeigt die zeitliche Abnahme des Dampfblasenvolumens über eine Zeitspanne von $\Delta t = 10 \text{ ms}$.

Der Implosionsverlauf aus Experiment 131001/07 ähnelt grundsätzlich dem Verlauf aus Experiment 131011/13 bei einer wesentlich kleineren Dampfblase. Zunächst kann ein linearer Abfall des Blasenvolumens beobachtet werden. Etwa zur Hälfte des Gesamtverlaufs, zum Zeitpunkt $t = 4,75 \text{ ms}$, erfolgt die stärkste Abnahme mit einem Gradienten von $dV/dt = -57,4 \text{ cm}^3/\text{ms}$. Danach verläuft die Volumenabnahme bis zur vollständigen Implosion der Dampfblase erneut linear bei einem mittleren Gradienten von $dA/dt = -10 \text{ cm}^3/\text{ms}$.

Im Druckmessschrieb der Highspeed-Drucksensoren kann bei Experiment 131001/07 diesmal ein Druckpeak von $p_{\text{max}} = 7 \text{ bar}$ in den Sensoren links und rechts neben der Sichtzelle beobachtet werden. Dies liegt an dem wesentlich stärkeren Gradienten, der auch bis zur vollständigen Dampfblasenimplosion konstant hohe Werte beibehält, was wiederum bedeutet, dass sich die umliegenden Wasserfronten weiterhin schnell aufeinander zubewegen. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, steht die Höhe eines Druckschlags in direktem Zusammenhang

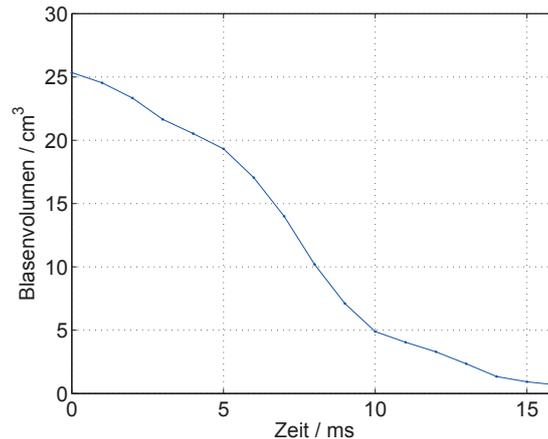


Abbildung 4.22.: Zeitlicher Verlauf des Dampfblasenvolumens von Experiment 131011/13

mit der Kollisionsgeschwindigkeit der umliegenden Wasserfronten. Im Vergleich dazu spricht der gegen null gehende Gradient zum Ende von Experiment 131011/13 dafür, dass die Kollisionsgeschwindigkeit ebenfalls erliegt, der Impuls der kollidierenden Wasserfronten somit nicht für eine Druckerhöhung ausreicht.

Im Unterschied zu Kondensationsschlägen von mehreren MPa weisen die in diesem Abschnitt betrachteten Kondensationsschläge vom Typ „Blase“ nur geringe oder gar keine Ausschläge im Messschrieb der Highspeed-Drucksensoren auf. Der Grund hierfür liegt darin, dass die kollabierenden Dampfeinschlüsse nur von geringer Ausdehnung sind. Die zur Verfügung stehende Weglänge reicht somit nicht aus, um die umliegenden Wasserfronten auf ausreichend hohe Geschwindigkeiten zu beschleunigen. Für die vorliegende Arbeit wird ein Grenzwert bei einer Kondensationsschlaghöhe von $p_{\max} = 10$ bar definiert, welche wiederum einer Blasenausdehnung von $l/D < 2$ zugeordnet wird. Dieser Grenzwert stellt den Übergang zwischen den zwei Arten der Dampfblasenimplosion (Typ „Blase“ und Typ „Rollwelle“) dar und beruht auf der phänomenologischen Beschreibung der charakteristischen Eigenschaften während des Implosionsvorgangs. Der gewählte Grenzwert von $p_{\max} = 10$ bar stellt zudem die Druckhöhe dar, ab welcher Kondensationsschläge anhand des gemessenen Druckverlaufs eindeutig als solche erkennbar sind.

Zusammenfassend sind Kondensationsschläge vom Typ „Blase“ durch folgende Merkmale gekennzeichnet:

- akustisch durch „Knattern“ wahrnehmbar
- Kondensationsschlaghöhen $p_{\max} \lesssim 10$ bar
- begleitet durch starken Tropfenflug, der die Phasengrenzfläche erhöht
- räumliche Ausdehnung $l/D < 2$

Typ „Rollwelle“

Die Ursache für Kondensationsschläge einer wesentlich höheren Ausprägung, wie sie beispielsweise in Abschnitt 4.2.2 beschrieben sind, wird Kondensationsschlägen vom Typ „Rollwelle“ zugeordnet. Dieser Typ zeichnet sich durch wesentlich größere Dampfeinschlüsse und durch eine sehr charakteristische Grenzflächenverteilung aus. Die im Folgenden betrachteten Untersuchungen finden für eine Unterkühlung von $\Delta T = 40$ K an der Stelle $x/D = 5,5$ und

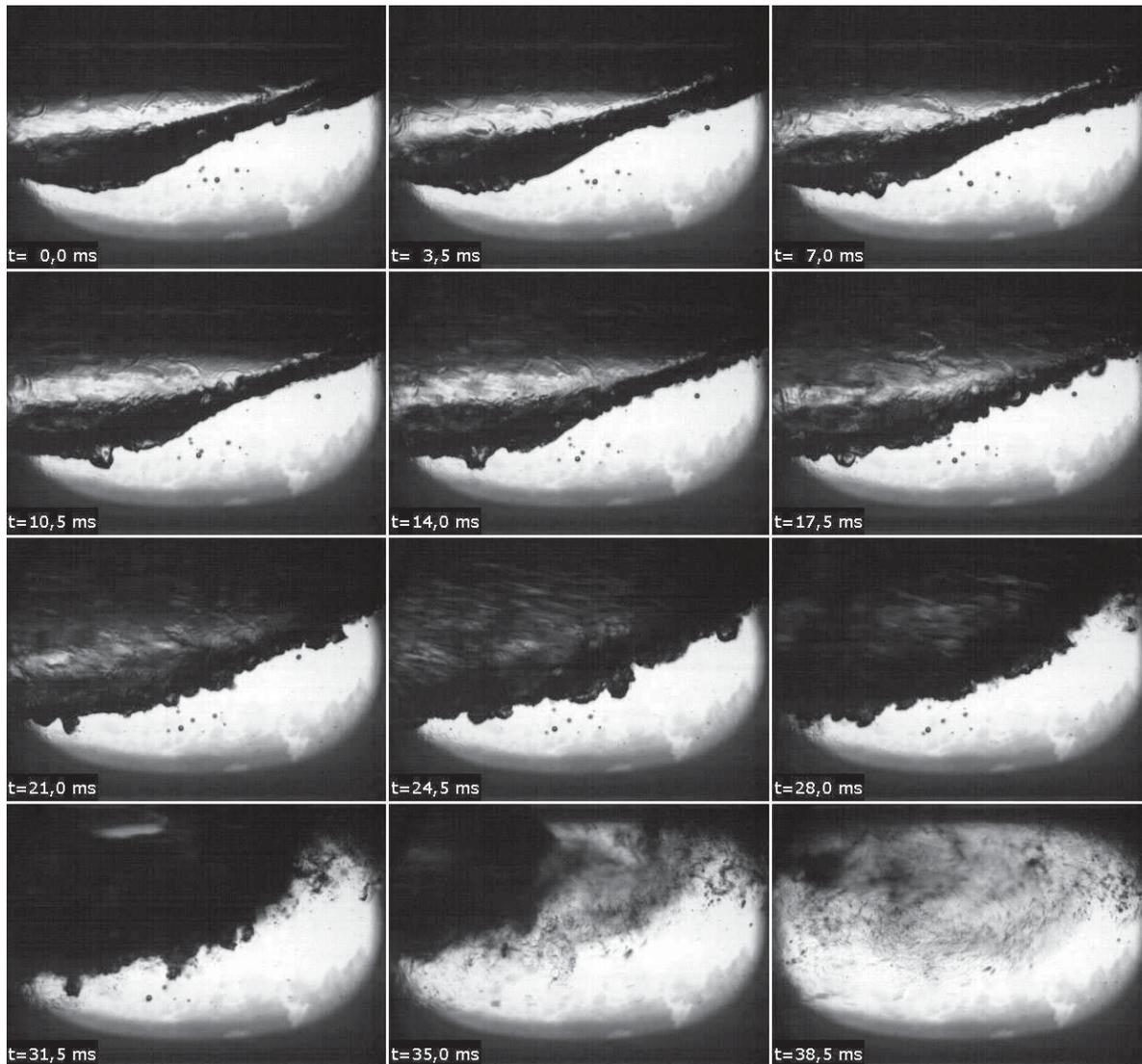


Abbildung 4.23.: Zeitlicher Verlauf einer Dampfblasenimplosion (Exp.-Nr. 131001/07) an der Stelle $x/D = 5,5$ in Schritten von $\Delta t = 3,5$ ms, $p_{\max} = 7$ bar

für eine Unterkühlung von $\Delta T = 60$ K an der Stelle $x/D = 34,4$ statt. Die Aufnahmeorte befinden sich somit in Regionen der Teststrecke, an denen sich in etwa die Ursprungsorte der Kondensationsschläge bei den jeweiligen Unterkühlungen befinden.

Abbildung 4.25 zeigt vier Aufnahmen von vier verschiedenen Experimenten, unmittelbar vor einem Kondensationsschlagereignis. Zu den Zeitpunkten der Aufnahmen ist der kollabierende Dampfbereich bereits beidseitig von unterkühltem Wasser umgeben. Die einzelnen Aufnahmen geben die Form der rechten Wasserfront wieder, die sich während der Implosion nach links fortbewegt. In den Einzelbildern ist der Entstehungsprozess einer sich brechenden Welle, der Rollwelle, erkennbar. In den ersten beiden Bildern beginnt die Ausbildung eines Wellenkamms am oberen Rohrscheitelpunkt, welcher sich in den folgenden Bildern vergrößert. Während die Phasengrenzfläche im dritten Einzelbild noch chaotisch wirkt, zeigt das letzte Bild die endgültige Form der Rollwelle. Diese ist gekennzeichnet durch einen definierten Tubus, der zur linken Seite geöffnet ist. Die zerklüftete Phasengrenzfläche im unteren und rechten Bereich des Tubus spricht für das Einschlagen von Tropfen. Die dunkle Färbung im Tubus kennzeichnet ferner das Vorhandensein von Nebel aufgrund eines lokalen Unterdruckfeldes, eine Begleiterscheinung der Kondensation in diesem Bereich.

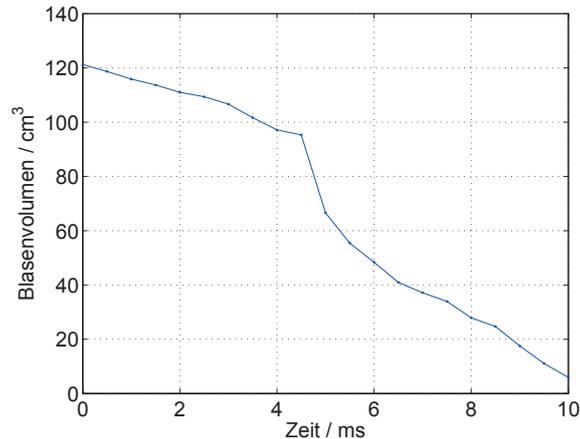
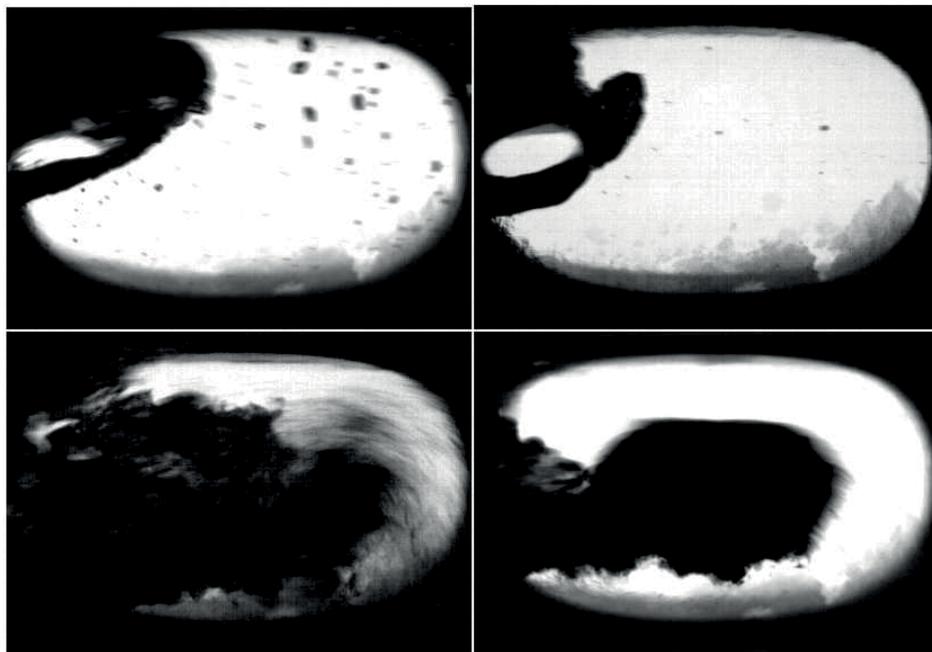


Abbildung 4.24.: Zeitlicher Verlauf des Dampfblasenvolumens von Experiment 131001/07

Abbildung 4.25.: Rollwellen einer Dampfblasenimplosion an der Stelle $x/D = 5,5$ bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 40\text{ K}$, $p_{\max} \gg 10\text{ bar}$

Nachdem die Rollwellen den Auswertungsbereich der Sichtzelle passieren, wird für jedes Experiment ein Kondensationsschlag registriert. Einerseits zeigt sich dieser anhand der Messschriebe der Highspeed-Drucksensoren, andererseits kann das sich fortpflanzende Überdruckfeld anhand der Kompression von Gasblasen in der flüssigen Phase beobachtet werden. Im vorliegenden Fall variieren die Kondensationsschlaghöhen bei den vier betrachteten Experimenten zwischen $p_{\max} = 17$ und 39 bar .

Da sich die Position der Sichtzelle ($x/D = 5,5$) wesentlich näher an der Injektionsdüse befindet, als der mittlere Ursprungsort von Kondensationsschlägen bei der gewählten Parameterkombination ($x/D = 13 \pm 5$), kann an dieser Stelle folglich nur die Entstehung und Ausbildung der rechten Seite der Phasengrenzfläche vor einem Kondensationsschlag beobachtet werden. Um zu überprüfen, ob die linke Grenzflächenseite um den Dampfeinschluss sich

ebenso verhält wie die bereits untersuchte, zeigt Abbildung 4.26 vier Aufnahmen aus verschiedenen Experimenten bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 60 \text{ K}$ an der Position $x/D = 34,4$.

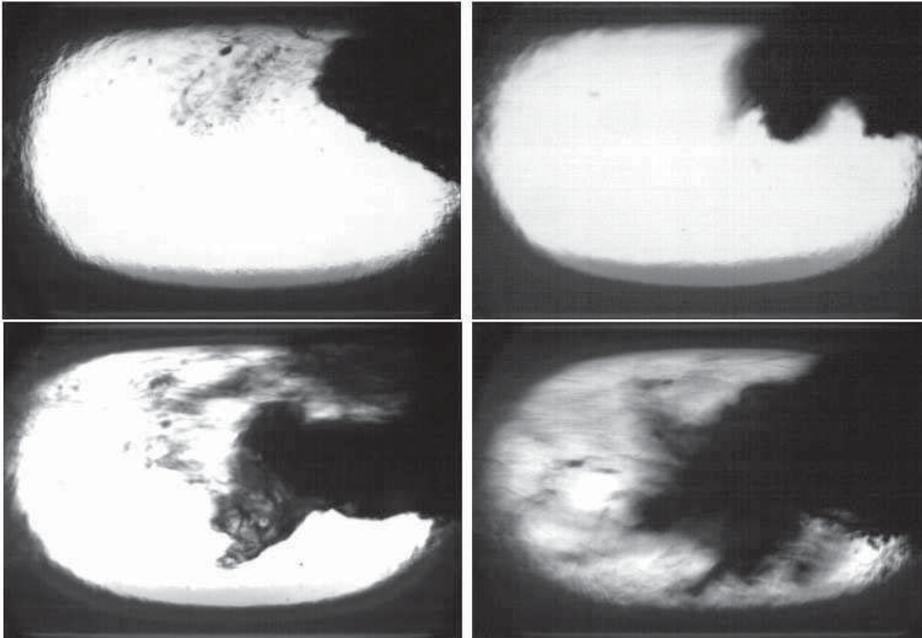


Abbildung 4.26.: Rollwellen einer Dampfblasenimplosion an der Stelle $x/D = 34,4$ bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 60 \text{ K}$, $p_{\max} \gg 10 \text{ bar}$

Es zeigt sich ein ähnliches Bild wie bei den Aufnahmen an der Stelle $x/D = 5,5$. Die vier Aufnahmen lassen ebenfalls die Entstehung einer Rollwelle annehmen, welche sich spiegelsymmetrisch zu der bereits beobachteten verhält. Während sich in den ersten beiden Aufnahmen ein Wellenkamm am oberen Rohrscheitelpunkt ausbildet, kann in den übrigen zwei Aufnahmen die Entwicklung einer Rollwelle mit Tubus beobachtet werden. Aufgrund der Position der Sichtzelle kann auch bei den Einzelbildern aus Abbildung 4.26 nur eine Seite der den Dampfbereich umschließenden Phasengrenzfläche untersucht werden.

Die Analyse der Phasengrenzflächenform auf beiden Seiten des eingeschlossenen Dampfgebietes zeigt, dass es sich beim Kondensationsschlag vom Typ „Rollwelle“ um ein symmetrisches Phänomen handelt. Aufbauend auf den Beobachtungen aus den Abbildungen 4.25 und 4.26 kann für die endgültige Form der Phasengrenzflächen stellvertretend das vierte Einzelbild aus Abbildung 4.25 angenommen werden. Aufgrund des örtlich begrenzten Beobachtungsraums können jedoch keine Rückschlüsse auf die räumliche Ausdehnung des Dampfeinschlusses gezogen werden. Lediglich die Zeitspanne, zwischen dem Passieren der Rollwelle an der Sichtzelle und der optischen Registrierung eines Druckfeldes, lässt eine größere Ausdehnung vermuten. In jedem Fall übersteigt deren l/D -Verhältnis dasjenige von Kondensationsschlägen vom Typ „Blase“ um ein Vielfaches.

Zusammenfassend sind Kondensationsschläge vom Typ „Rollwelle“ durch folgende Merkmale gekennzeichnet:

- akustisch durch lautes „schlagen“ wahrnehmbar
- Kondensationsschlaghöhe $p_{\max} \gg 10 \text{ bar}$
- symmetrisches Phänomen



4. Experimentelle Untersuchung von Kondensationsschlägen

- Form der Phasengrenzfläche erinnert an eine einen Sturzbrecher mit ausgeprägtem Tubus (die Rollwelle)
- lokales Unterdruckfeld im Tubus begleitet durch Tropfenflug, der die Phasengrenzfläche erhöht
- räumliche Ausdehnung $l/D \gg 2$

5. Phänomenologie von Kondensationsschlägen

Die Interpretation der Ergebnisse aus Kapitel 4 ermöglicht ein neues Verständnis der Phänomenologie von Kondensationsschlägen, die bestehende Modellvorstellungen zusammenführt und in zahlreichen Punkten verfeinert. Die neue Modellvorstellung basiert auf der Rekonstruktion der Phasengrenzflächenverteilung aufgrund von Highspeed-Druckmessungen und optischen Untersuchungen der Strömungsform. Das Ziel dieses Abschnitts ist es, die Erkenntnisse aus den beiden Messmethoden zusammenzubringen und eine physikalische Modellvorstellung für die beobachtete Verteilung in der Wahrscheinlichkeit, der Ausprägung und dem Ursprungsort von Kondensationsschlägen zu entwickeln. Ein solches phänomenologisch basiertes Modell stellt einen wichtigen Baustein zum besseren Verständnis von Kondensationsschlägen dar und kann in Zukunft als Grundlage für Vermeidungsstrategien und neue Berechnungsansätze dienen.

Zunächst sollen bisherige Modellvorstellungen für die Phänomenologie und die Berechnung eines Kondensationsschlags zusammengefasst werden. Anhand der Übertragung dieser Modelle auf die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Randbedingungen werden mögliche Defizite und Verbesserungspotenziale herausgearbeitet. Schließlich erfolgt die Erarbeitung neuer Modellansätze.

5.1. Bisherige Modellvorstellung

Die in Abschnitt 2.4.2 von Griffith [Gri97] definierten Bedingungen für das Auftreten eines Kondensationsschlags nehmen direkten Einfluss auf die Phasengrenzflächenverteilung in einer horizontalen Rohrleitung. Diese betreffen Parameter, welche das hydrodynamische Verhalten der Strömung bestimmen:

- Das Kriterium Froude-Zahl $Fr < 1$ wirkt sich unmittelbar auf die Leerrohrgeschwindigkeit in der Teststrecke und somit auf die Entwicklung der Strömungsform sowie die Verteilung von Flüssig- und Dampfphase aus.
- Das L/D -Verhältnis stellt eine Anforderung an den zur Verfügung stehenden Raum dar, in welchem sich die für einen Kondensationsschlag notwendige Phasengrenzflächenverteilung aufbauen kann.

Als eine Mindestanforderung an das Kondensationspotenzial wird gefordert:

- Eine Unterkühlung von $\Delta T > 20\text{ K}$ damit der Kondensationsvorgang schnell genug abläuft, um Kondensationsschläge einer relevanten Höhe zu erzeugen.

Sind die nach Griffith definierten, notwendigen Bedingungen erfüllt, ist eine Dampfblasenimplosion gemäß der Modellvorstellung von Kirsner nach Abbildung 2.12 möglich. Eine

Berechnung der resultierenden Druckschlaghöhe kann nach den in Abschnitt 2.4.3 beschriebenen Berechnungsansätzen auf unterschiedliche Weise stattfinden. Darunter befinden sich 0D-, 1D- und 3D-Ansätze, die je nach Detailgrad das Strömungsverhalten in Rohren unterschiedlich genau wiedergeben.

5.1.1. Einlaufprozess

Griffith [Gri97] erklärt das Auftreten eines Kondensationsschlags bei der transienten Einspeisung von unterkühltem Wasser in eine horizontale, dampfgefüllte Rohrleitung durch die Ausbildung einer speziellen Phasengrenzflächenverteilung. Demnach soll sich beim Einspeiseprozess eine der Bulkphase voreilende Zunge ausbilden. Ein solcher Einlaufprozess ist für ein einseitig offenes Rohr in Abbildung 5.1 verdeutlicht.

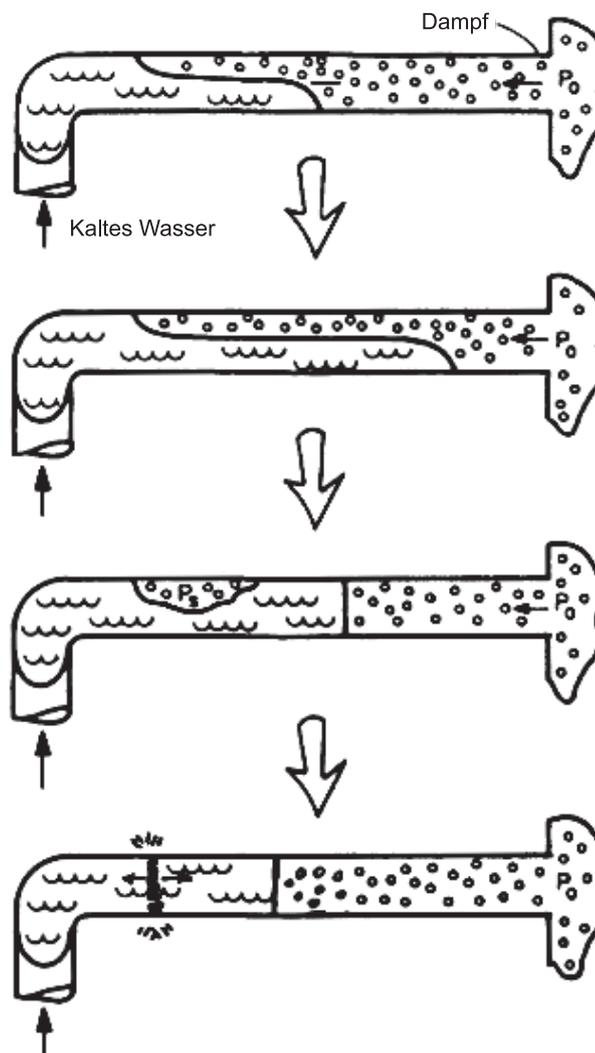


Abbildung 5.1.: Zungenmodell nach Griffith [Gri97]

Das charakteristische Merkmal des Zungenmodells ist durch einen Rohrabschnitt gekennzeichnet, welcher teilweise mit unterkühltem Wasser gefüllt ist, sowie einen Rohrabschnitt, der ausschließlich Wasser enthält und auf einer Seite mit einem großen Dampfvorrat in Kontakt steht. Im Bereich des teilweise gefüllten Rohrabschnitts (der Zunge) stellt sich aufgrund von Kondensation eine gegenläufige Schichtenströmung aus Dampf und Wasser ein.



Ist die Gegenströmung groß genug, wechselt das Strömungsregime von Schichtenströmung über Wellenströmung zur Schwallströmung, welche schließlich die Grundlage des Kondensationsschlags bildet.

Anhand des Zungenmodells werden die eingangs aufgegriffenen, notwendigen Kriterien für einen Kondensationsschlag deutlich: Die Froude-Zahl nimmt direkten Einfluss auf die Entstehung der Zunge. Ist die Froude-Zahl $Fr \geq 1$, so bewegt sich die Bulkphase mit einer senkrechten Phasengrenzfläche durch das Rohr, wobei ein Absenken der Phasengrenzfläche und die Ausbildung einer Zunge verhindert wird. Je geringer die Froude-Zahl, desto schneller entwickelt sich demnach die voreilende Zunge. Das Kriterium des L/D-Verhältnisses wird ebenfalls durch Abbildung 5.1 erklärt. Somit muss eine ausreichend lange Wegstrecke zur Ausbildung der gezeigten Zungenform zur Verfügung stehen. Bei einem zu kurzen L/D-Verhältnis ist nicht genügend Kondensationsfläche für den Einschluss der Dampfblase vorhanden.

Anhand der aus dem Zungenmodell abgeleiteten Kriterien für Kondensationsschläge wird der stark konservative Modellcharakter offensichtlich. Griffith gibt explizit eine obere Grenze für das Froude-Zahl-Kriterium an. Die Existenz einer unteren Grenze wird jedoch nur erwähnt, aber nicht quantitativ ausgewertet [Gri97]. Die untere Begrenzung der Froude-Zahl wird grob an dem sich in der Rohrleitung einstellenden Flüssigkeitsgehalt festgemacht, der nach Griffith mindestens 20% betragen muss. Auf ein mögliches Ausschlusskriterium bei niedrigen Froude-Zahlen wird nicht eingegangen.

5.1.2. Dampfblasenimplosion

An dieser Stelle sollen die Berechnungsansätze zur Kondensationsschlaghöhe aus Abschnitt 2.4.3 aufgegriffen werden, um sie auf die experimentellen Daten aus Abschnitt 4.2.2 anzuwenden. Der Fokus liegt hierbei auf den 0D-Berechnungsansätzen und der zugrundeliegenden phänomenologischen Modellvorstellung bezüglich der Phasengrenzflächenverteilung unmittelbar vor einem Kondensationsschlag. Während die 0D-Ansätze quantitativ mit den im Rahmen dieser Arbeit erlangten Ergebnissen validierbar sind, kann eine Prognose zur Modellunsicherheit und zum Optimierungspotenzial von 1D-Ansätzen aufgezeigt werden.

Die beiden gängigsten 0D-Berechnungsansätze werden im Folgenden kurz vorgestellt. Das Ziel der Modelle ist die Berechnung der maximalen Kollisionsgeschwindigkeit beim Dampfblasenkollaps. Mithilfe der theoretisch effektiven Schallgeschwindigkeit nach Gleichung 2.47, der Dichte der Flüssigkeit und der Joukowsky-Gleichung kann die Druckschlaghöhe bestimmt werden. Um die Joukowsky-Gleichung auf einen Kondensationsschlag anwenden zu können, muss diese an die Art der Kollision der Wasserfronten angepasst werden. Im Fall der Kollision einer trägheitsbehafteten Flüssigkeit mit einem starren Rohrende wandelt sich die gesamte kinetische in potenzielle Energie um und die Berechnung erfolgt über die allgemeine Gleichung 2.40. Kollidieren jedoch zwei Wasserfronten, so verteilt sich die potenzielle Energie in gleichem Maße auf die beiden Fronten. Die entstehende Druckerhöhung reduziert sich um den Faktor 0,5 gemäß

$$\Delta p = 0,5 \cdot \rho \cdot c \cdot \Delta v. \quad (5.1)$$

Die bestehenden Berechnungsansätze lassen sich grob in einen kinematischen und einen thermischen Ansatz unterteilen. Abbildung 5.2 zeigt die den Modellen zugrundeliegende Skizze der Phasengrenzflächenverteilung.

- **Kinematischer Ansatz**

Dieser Berechnungsansatz vereinfacht den Dampfblasenkollaps zu einer rein kinematischen Problemstellung der Mechanik. Je nach getroffener Vereinfachung wird die

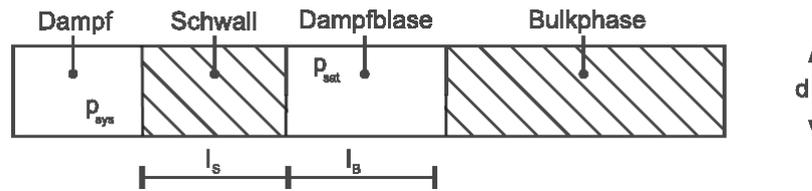


Abbildung 5.2.: Ausgangssituation der Phasengrenzflächenverteilung bei 0D-Berechnungsansätzen

Kollisionsgeschwindigkeit v_{kin} mit unterschiedlicher Genauigkeit berechnet. Als Ausgangssituation wird ein statisches System angenommen, in welchem der Dampf in der kollabierenden Dampfblase soweit kondensiert ist, dass der Sättigungsdruck bei Wassertemperatur p_{sat} erreicht ist. Ferner werden Annahmen für die Schwalllänge l_s die Dampfblasenlänge l_B und den Flüssigkeitsgehalt in der Dampfblase getroffen. Im übrigen Betrachtungsraum herrscht der Systemdruck p_{sys} . Aufgrund des Druckunterschieds $\Delta p = p_{\text{sys}} - p_{\text{sat}}$ bewegt sich der als Kolben abstrahierte Schwall aus seiner Ruhelage in Richtung Bulkphase. Dieser Kolben wird ferner als Massepunkt betrachtet. Der Bewegung entgegen wirken die Trägheit des Massepunkts und die Reibung an der Rohrwand. Aus dem Impulssatz in Achsrichtung über die zurückgelegte Blasenlänge l_B ergibt sich folgender Ansatz:

$$\underbrace{\Delta p \cdot A_R}_{\text{Druckkraft}} - \underbrace{\frac{d(mv)}{dt}}_{\text{Trägheitskraft}} - \underbrace{\tau_W \cdot A_W}_{\text{Rohrreibungskraft}} = 0 \quad (5.2)$$

Darin steht A_R für den Rohrquerschnitt bezogen auf den Rohrrinnendurchmesser D , A_W für die Kontaktfläche des Schwalls mit der Rohrwand, $m(t)$ für die zeitlich veränderliche Masse des Schwalls und τ_W für die Schubspannung an der Rohrwand, wobei im Weiteren die Definition der Rohrreibungszahl $\lambda = 8\tau_W / (\rho_f v_{\text{kin}}^2)$ verwendet werden soll.

Aus dem allgemeinen kinematischen Ansatz lassen sich zwei derzeit gängige Berechnungsansätze herleiten. Schulz [Sch01] schlägt einen trägheitslimitierten und einen reibungslimitierten Ansatz vor. Bei Ersterem wird angenommen, dass die Geschwindigkeit des Schwalls ausschließlich von dessen Massenträgheit bestimmt wird. Die Reibung wird vernachlässigt und kein Flüssigkeitsgehalt in der Blase angenommen, wodurch die Masse des Schwalls während der Beschleunigung konstant bleibt. Daraus ergibt sich die maximale Kollisionsgeschwindigkeit $v_{\text{kin,Trägheit}}$ in Abhängigkeit der Blasenlänge l_B und der Schwalllänge l_s zu

$$v_{\text{kin,Trägheit}} = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_f \cdot \frac{l_s}{l_B}}} \quad (5.3)$$

Der reibungslimitierte Ansatz geht davon aus, dass die Schwallgeschwindigkeit nur durch die Reibung des Schwalls an der Rohrwand begrenzt ist. Trägheitskräfte des Schwalls werden hierbei vernachlässigt. Dieser von der Blasenlänge unabhängige Ansatz berechnet die Kollisionsgeschwindigkeit zu



$$v_{\text{kin,Reibung}} = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_f \cdot \lambda \cdot \frac{l_s}{D}}} \quad (5.4)$$

Während sich bei beiden Ansätzen die Druckdifferenz Δp und die Flüssigkeitsdichte ρ_f aus Systemgrößen bestimmen, müssen die übrigen Größen in Gleichung 5.3 und 5.4 abgeschätzt werden. Schulz geht von einer Rohrreibungszahl $\lambda = 0,02$ (technisch raues Rohr bei turbulenter Durchströmung) und den geometrischen Verhältnissen $l_s/l_B = l_s/D = 1$ aus.

- **Thermischer Ansatz**

Während der kinematische Ansatz ein schlagartiges Absinken des Dampfdrucks in der Dampfblase auf den Sättigungsdruck p_{sat} bei Wassertemperatur voraussetzt, wird von Schnellhammer [Sch03] im Alpha-Zahlen-Modell die Berechnung der Dampfblasenimplosionsgeschwindigkeit über die Kondensationsrate in der Dampfblase empfohlen. Die maximale Geschwindigkeit, mit welcher die Dampfblase kollabiert, stellt die Kollisiongeschwindigkeit der Wasserfronten dar, die wiederum der Ausgangspunkt für eine Berechnung der Druckschlaghöhe über die Joukowsky-Gleichung ist. Dieses Modell ist damit unabhängig von den geometrischen Größen der Schwalllänge l_s , der Blasenlänge l_B und dem Flüssigkeitsgehalt in der Dampfblase.

Die Kondensationsrate Γ wird über eine Energiebilanz in Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten α , der Austauschfläche A_i , der Temperaturdifferenz zwischen Satttdampf- und Wassertemperatur $\Delta T = T_s - T_f$ und der Verdampfungsenthalpie Δh_v nach Gleichung 2.22 bestimmt. Daraus ergibt sich die Implosionsgeschwindigkeit v_{therm} welche der Kollisiongeschwindigkeit des Schwalls mit der Bulkphase entspricht:

$$v_{\text{therm}} = \frac{\alpha \cdot A_i \cdot \Delta T}{\rho_G \cdot A_R \cdot \Delta h_v} \quad (5.5)$$

Während die Dampfdichte ρ_G und der Rohrquerschnitt A_R bekannte Systemgrößen darstellen, müssen für die Temperaturdifferenz ΔT und die damit verbundene Verdampfungsenthalpie Δh_v streng genommen lokale Werte verwendet werden. Eine häufig getroffene Vereinfachung ist hierfür die Verwendung der Einspeisegrößen vom unterkühlten Wasser. Der Wärmeübergangskoeffizient α und die Austauschfläche A_i können jedoch nur aufgrund von Erfahrungswerten abgeschätzt werden. Schnellhammer [Sch03] und Ceuca [Ceu12] empfehlen Werte von 50.000 bis 100.000 W/(m²K) für α und für die Austauschfläche den doppelten Rohrquerschnitt $A_i = 2 \cdot A_R$.

Der Vorteil des **0-dimensionalen** kinematischen und des thermischen Berechnungsansatzes liegt in der einfachen Handhabung, da es sich um sogenannte Faustformeln handelt. Die zahlreichen Annahmen für unbekannte Größen in beiden Modellen machen jedoch das große Defizit sichtbar. Zudem handelt es sich beim thermohydraulischen Strömungsvorgang vor und während eines Kondensationsschlags um einen stark transienten Vorgang, wobei anzunehmen ist, dass sich Temperatur, Druck und Phasengrenzflächenverteilung lokal stark unterscheiden. Aus diesem Grund werden in derzeit gebräuchlichen Berechnungsansätzen vornehmlich **eindimensionale** Ansätze verwendet. Diese Ansätze berechnen den Füllstand in diskreten Rohrabschnitten und tendieren in ihrem Aufbau in Richtung des thermischen Ansatzes, wobei unterschiedlichste Modelle für den Wärmeübergangskoeffizienten und die Austauschfläche Verwendung finden. In Bezug auf die Austauschfläche wird anhand von

Abbildung 5.3 jedoch auch bei einem 1D-Ansatz sofort deutlich, dass eine komplexe Form der Phasengrenzfläche in einer kollabierenden Dampfblase nur durch zusätzliche Modelle wiedergegeben werden kann.

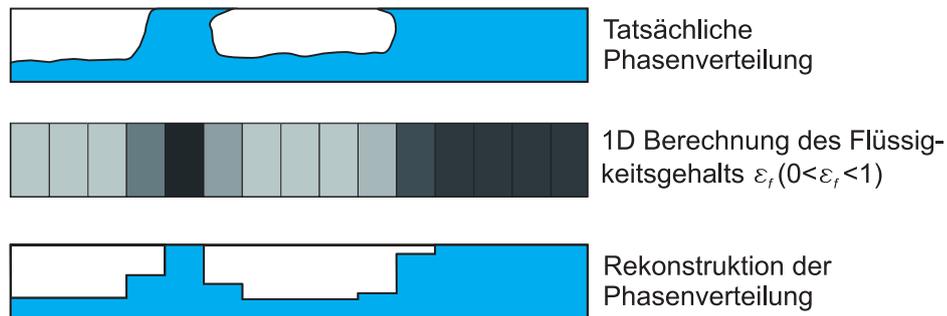


Abbildung 5.3.: Abstraktion bei einer 1D-Simulation

Um diesem Defizit entgegenzuwirken, soll mit der phänomenologischen Beschreibung der Dampfblasenimplosion in Abschnitt 5.3 ein neues Modell für die Austauschfläche entwickelt werden, das zukünftig zur Verbesserung der Berechnungsgenauigkeit eingesetzt werden kann. Es ist davon auszugehen, dass ein solches Modell auch in einer 1D-Simulation zu einer Verbesserung der Rechengenauigkeit führt.

5.2. Neue phänomenologische Beschreibung des Einlaufprozesses

Der erste Schritt bei der Verbesserung bestehender phänomenologischer Modellansätze ist die Betrachtung der maßgeblichen Einflussfaktoren für einen Kondensationsschlag. Hierfür können bereits die Einspeisegeschwindigkeit in Form der Froude-Zahl sowie der Grad an Unterkühlung identifiziert werden. Es liegt nun nahe, diese beiden Kriterien zunächst separat voneinander zu betrachten und in einem zweiten Schritt deren Zusammenwirken zu erfassen. Demnach kann das Auftreten eines Kondensationsschlags einerseits an einer hydraulischen Bedingung und andererseits an einer thermischen Bedingung festgemacht werden. Für jede Bedingung besteht eine für Kondensationsschläge ideale Einstellung. Ein Kondensationsschlag kann sich jedoch nur ereignen, wenn beide Bedingungen erfüllt sind.

5.2.1. Hydraulische und thermische Bedingung für einen Kondensationsschlag

Wird der Einfluss der Unterkühlung und damit der Kondensation zunächst zurückgestellt, so wird die instationäre Ausbildung der Phasengrenzflächenverteilung in einer Rohrleitung einzig von der Einspeiserate beeinflusst. Diese steht über Gleichung 2.53 mit der Froude-Zahl in Zusammenhang. In Abhängigkeit der Froude-Zahl bzw. der Leerrohrgeschwindigkeit, kann wiederum das Strömungsregime bestimmt werden.

Als notwendiges Kriterium für einen Kondensationsschlag wurde bereits das Einsetzen der Schwallströmung identifiziert. Nach Wallis [Wal69] setzt dieses Regime entsprechend Gleichung 2.11 in Abwesenheit einer Bewegung der Gasphase (Gasleerrohrgeschwindigkeit gleich Null) bei einer Froude-Zahl von $Fr=1,0$ ein. Die modifizierte Wallis-Korrelation von Chun [Chu00b] nach Gleichung 2.16 macht den Übergang bereits an einer Froude-Zahl von

$Fr=0,75$ fest. Bei einem instationären Einspeisevorgang in eine horizontale Rohrleitung kann der Übergang von Schwall- in Schichtenströmung mit dem Absinken der Phasengrenzfläche veranschaulicht werden. Abbildung 5.4 stellt diesen Vorgang für drei Bereiche der Froude-Zahl schematisch dar.

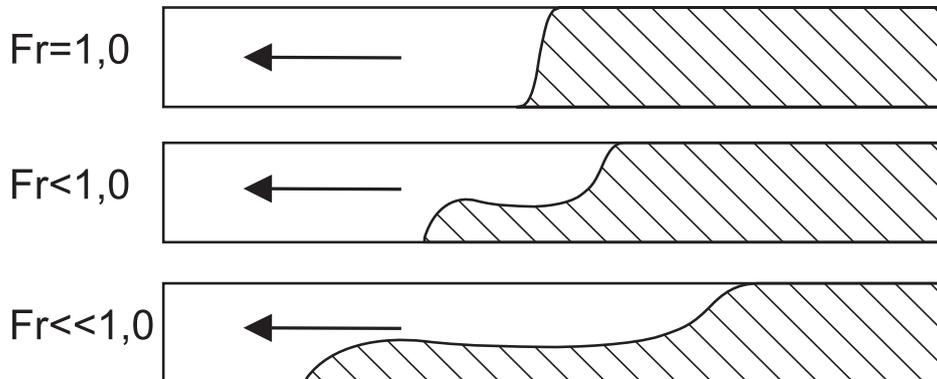


Abbildung 5.4.: Absenkung der Phasengrenzfläche in Abhängigkeit der Froude-Zahl

Bei der Einspeisung mit einer Froude-Zahl von $Fr \geq 1,0$ kann sich aus rein hydraulischer Sicht keine Veränderung des Strömungsregimes ereignen. Die Phasengrenzfläche schiebt sich senkrecht durch die Rohrleitung und verändert ihre Form nicht. Erst bei einer Verringerung der Einspeiserate, also bei einer Froude-Zahl $Fr < 1,0$, beginnt sich die Phasengrenzfläche beim Durchströmen der Rohrleitung in ihrer Form zu verändern. Die Geschwindigkeit mit der die Phasengrenzfläche absinkt, ist um so größer, je höher die Differenz zur Froude-Zahl $Fr=1,0$ ist. Bei einer sehr niedrigen Froude-Zahl von $Fr \ll 1,0$ ist die Absenkung am stärksten ausgeprägt. Phänomenologisch betrachtet entspricht das Absenken der Phasengrenzfläche der Ausbildung einer der Bulkphase voreilende Zunge, wie sie von Griffith in Abbildung 5.1 beschrieben wird. Das phänomenologische Bild der voreilenden Zunge entspricht dem Strömungszustand der Schichtenströmung und ist als hydraulische Bedingung für einen Kondensationsschlag anzusehen. Damit sich tatsächlich ein Kondensationsschlag ereignet, bedarf es jedoch eines erneuten Wechsels des Strömungsregimes in den Bereich der Schwallströmung. Bei konstanter Einspeisung (Froude-Zahl) ist dies jedoch ohne weitere Einflüsse nicht möglich.

Den notwendigen Einfluss stellt die Anwesenheit einer der Flüssigkeitsströmungsrichtung entgegengesetzten Dampfströmung dar. Diese wird im betrachteten Fall durch die Kondensation der Dampfphase an der kalten Flüssigkeitsphase verursacht. Um den Verlust an Dampf durch die Kondensation auszugleichen, strömt weiterer Dampf an den Ort der Kondensation nach, womit sich eine Dampfströmung einstellt. Je stärker die Kondensation ist, desto schneller wird die Dampfströmung. Der Ort, an dem die Kondensation maßgeblich stattfindet, lässt sich anhand der Skizze aus Abbildung 5.5 beschreiben.

In dieser Darstellung ist der unmittelbare Bereich der Kaltwassereinspeisung und die Verteilung der flüssigen Phase gezeigt. Zum betrachteten Zeitpunkt ist der Rohrquerschnitt um den Bereich der Einspeisung vollständig mit kaltem Wasser gefüllt. Links neben dem Übergang zum Bereich der vollständigen Füllung befindet sich ein teilweise gefüllter Rohrabchnitt, der durch die Phasenabsenkung bei Froude-Zahlen kleiner $Fr=1,0$ entsteht. Zusätzlich ist anhand des Farbverlaufs die Temperaturverteilung in der flüssigen Phase gekennzeichnet.

In der dargestellten Skizze ergibt sich die lokale Temperaturverteilung in erster Linie aufgrund des Wärmeübergangs von der Rohrwand zur flüssigen Phase. Der Wärmeübergang,

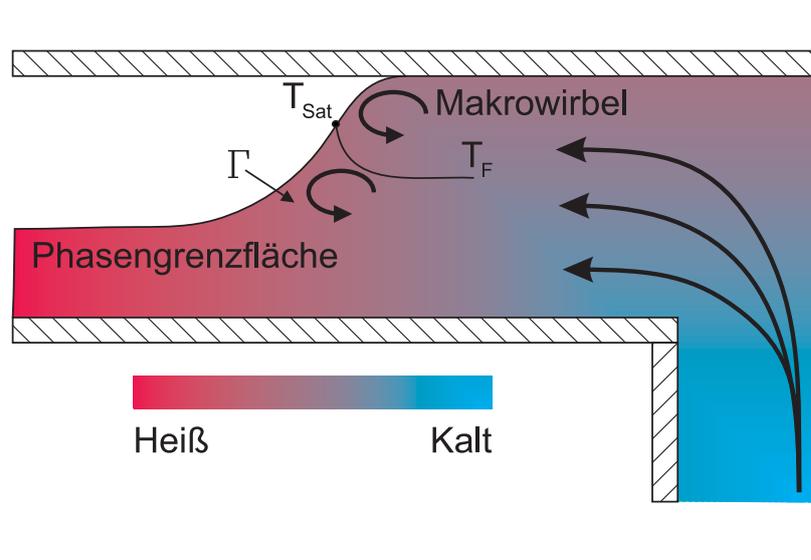


Abbildung 5.5.: Einfluss der Kondensation auf die Strömungsausbreitung

bedingt durch die Kondensation an der Phasengrenzfläche, wirkt sich im betrachteten Druckniveau vergleichsweise gering auf die Temperaturerhöhung der flüssigen Phase aus. Insbesondere im Bereich der teilweise gefüllten Rohrleitung, in dem nur eine geringe Menge kalter Flüssigkeit zur Aufnahme der in der Rohrwand gespeicherten Wärmemenge zur Verfügung steht, ist die lokale Temperaturdifferenz zur Dampfphase gering. Die größte Temperaturdifferenz besteht an der Phasengrenzfläche zwischen Dampf- und Bulkphase. Die Kondensationsrate Γ wird an dieser Stelle durch eine hohe Oberflächenenergieaufrenewungsrate aufgrund von Makrowirbeln begünstigt. Die Verwirbelung nimmt mit steigender Einspeiserate (Froude-Zahl) zu. Die Kondensationsrate ist wiederum verantwortlich für die Dampfgeschwindigkeit. Steigt die Kondensationsrate an der Phasengrenzfläche, so kondensiert Satttdampf und ein lokales Unterdruckfeld entsteht. Um dieses auszugleichen strömt neuer Satttdampf nach und die Dampfphase wird beschleunigt. Im Bereich der teilweise gefüllten Rohrleitung kommt es zu einer gegenläufigen Zweiphasenströmung aus unterkühltem Wasser am Boden der Teststrecke und Dampf darüber.

Dieses Zusammenwirken aus Temperaturdifferenz zwischen den beteiligten Phasen und induzierter Dampfströmung stellt die thermische Bedingung für einen Kondensationsschlag dar. Nur wenn die Temperaturdifferenz ausreichend groß ist, wird die flüssige Phase von der Dampfphase ausreichend beeinflusst. Hieraus resultieren hohe Scherkräfte zwischen den beiden Phasen, die zur Bildung von kleinen Wellen auf der Oberfläche der Flüssigphase führen. Daraufhin können einzelne Wellen so stark anwachsen, dass sie bis zum oberen Rohrscheitelpunkt ansteigen. Begünstigt wird dies durch den verringerten Querschnitt über einer Welle und den damit verbundenen Bernoulli-Effekt. Verschließt eine Welle den gesamten Rohrquerschnitt so wechselt das Strömungsregime von Schichten- in Schwallströmung und ein Kondensationsschlag setzt ein.

5.2.2. Zungenrückbildung

Die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit erfüllen die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Bedingungen sowohl in Bezug auf die hydraulische, als auch die thermische Bedingung. Bei den betrachteten Parameterkombinationen kommt es allerdings nicht zwangsläufig bei jeder Einstellung zu einem Kondensationsschlag. Es ist hingegen eine deutliche Abhängigkeit



der Kondensationsschlagwahrscheinlichkeit und -ausprägung von den Parametern Froude-Zahl und Unterkühlung zu beobachten. Wahrscheinlichkeit und Ausprägung können gemäß Abbildung 4.10 zum Risiko für Kondensationsschläge zusammengefasst werden. Es gilt nun zunächst einen Zusammenhang zwischen dem hydraulischen und dem thermischen Einfluss herzustellen und in einem zweiten Schritt die Ursache für die beobachteten Unterschiede phänomenologisch zu beschreiben.

Der Zusammenhang zwischen dem hydraulischen und thermischen Einfluss wird anhand des zeitlichen Verlaufs der Strömungsausbreitung deutlich. Die Verläufe bei den betrachteten Parameterkombinationen werden in den Abschnitten 4.3.2 und 4.3.3 quantitativ erfasst. Es können verschiedene Zustände beobachtet werden, in denen die voreilende Zunge aufgrund von plötzlich einsetzenden hohen Dampfgeschwindigkeiten gestört wird. Hierbei wird die Fließrichtung der flüssigen Phase teilweise bzw. vollständig umgekehrt. Danach enthält die Teststrecke nur noch Dampf. Diese Zeitspannen sollen im Folgenden als Rückbildungsperioden bezeichnet werden, in denen sich die zuvor ausgebildete voreilende Zunge zurückbildet und ein senkrechter Phasengrenzflächenverlauf entsteht. Die Rückbildungsperioden werden definiert als die Summe aller Zeiten, in welchen die Teststrecke an der Beobachtungsstelle weitgehend (Flüssigkeitsgehalt $< 5\%$) von unterkühltem Wasser befreit ist, bezogen auf die Zeit, welche benötigt wird, die gesamte Teststrecke mit unterkühltem Wasser zu füllen. Formal ergibt sich

$$t^* = \frac{\sum t_R}{V_R/\dot{V}_{\text{ein}}} \quad (5.6)$$

mit t_R als den Zeiträumen, während derer sich kein Wasser an der Beobachtungsstelle befindet, V_R als Rohrvolumen und \dot{V}_{ein} als Einspeisevolumenstrom.

In Abbildung 5.6 sind die Rückbildungsperioden t^* über der Froude-Zahl Fr für die jeweilige Unterkühlung ΔT aufgetragen.

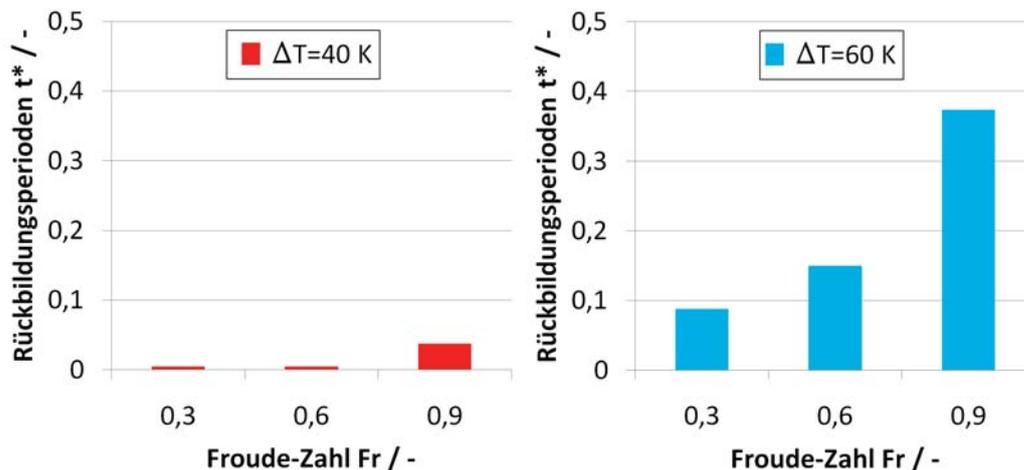


Abbildung 5.6.: Rückbildungsperioden in Abhängigkeit der Unterkühlung und der Froude-Zahl

Diese Betrachtung macht einen ansteigenden Trend für die Rückbildungsperioden t^* mit ansteigender Froude-Zahl deutlich. Für die Froude-Zahlen $Fr=0,3$ und $0,6$ bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 40$ K reicht der von der Dampfphase auf die Flüssigkeitsphase übertragende Impuls nicht aus, um letztere zurück in Richtung des Einspeiseortes zu drücken. Es kommt zwar bei einer Froude-Zahl $Fr=0,6$ zu mehreren teilweisen Rückbildungen der



voreilenden Zunge, der Boden der Teststrecke bleibt jedoch zur gesamten Zeit des Einlaufprozesses benetzt. Erst ab einer Froude-Zahl von $Fr=0,9$ ist die Dampfströmung aufgrund starker Kondensation intensiv genug, um die flüssige Phase in Richtung der Einspeisung zu drücken, wodurch eine Rückbildungsperiode entsteht.

Bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 60\text{ K}$ setzt sich der beobachtete Trend weiter fort. Gegenüber der geringeren Unterkühlung steigen die Rückbildungsperioden t^* weiter an. Das Maximum ist schließlich bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 60\text{ K}$ und der Froude-Zahl $Fr=0,9$ erreicht.

Die aneinandergereihte Auftragung der Froude-Zahlen und der Unterkühlungen in Abbildung 5.6 legt nahe, dass der Einfluss auf die Dauer der Rückbildungsperioden aus einer Kombination der beiden Versuchsparameter besteht. Die Froude-Zahl ist bereits eine entdimensionierte Größe, welche die Einspeiserate wiedergibt. Die Unterkühlung kann über die Jakob-Zahl nach

$$Ja = \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right) \cdot \frac{c_{p,f} \cdot \Delta T}{\Delta h_v} \quad (5.7)$$

beschrieben werden. Die Rückbildungsperiode lässt sich mit einer Gewichtung zwischen Jakob- und Froude-Zahl in einem exponentiellen Verlauf nach

$$t^* = a \cdot \exp(b \cdot Ja^2 \cdot Fr^{0,5}) \quad (5.8)$$

beschreiben. In Gleichung 5.8 ergeben sich die Koeffizienten aus dem modellierten Kurvenverlauf, angepasst an die experimentellen Werte und haben eine Größe von $a = 0,0044$ und $b = 0,7$. Der sich ergebende Kurvenverlauf ist in Abbildung 5.7 gezeigt.

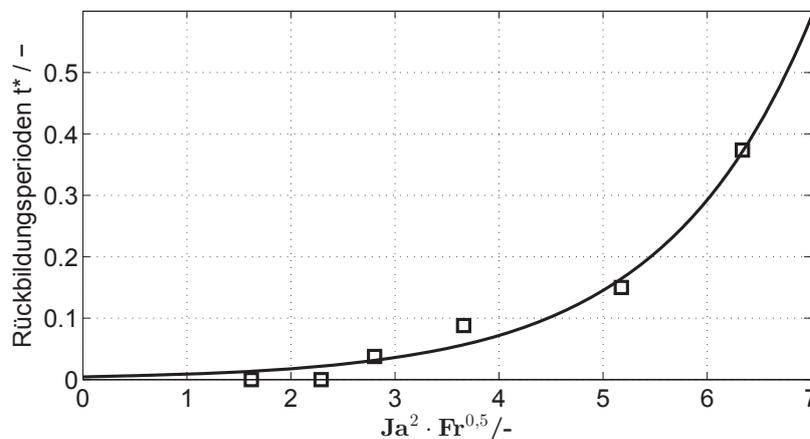


Abbildung 5.7.: Zusammenhang zwischen Rückbildungsperioden t^* , Ja-Zahl und Fr-Zahl

Die Güte des Exponentialansatzes beschreibt mit $R^2 = 0,9814$ eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten. Der Wert des Exponenten der Jakob-Zahl Ja^2 gegenüber dem Exponenten der Froude-Zahl $Fr^{0,5}$ zeigt, dass der Einfluss auf die Rückbildungsperioden t^* in wesentlich größerem Maße vom Grad der Unterkühlung als von der Einspeisegeschwindigkeit abhängt. Der augenscheinliche Vergleich der Ergebnisse aus Abbildung 5.6 bestätigt diese Parameteranpassung, wobei zu erkennen ist, dass hohe Werte für die Rückbildungsperioden weitgehend bei einer Unterkühlung von $\Delta T = 60\text{ K}$ auftreten.

Schließlich zeigt der durch einen Exponentialansatz approximierte Kurvenverlauf aus Abbildung 5.7 einen deutlichen Anstieg der Rückbildungsperioden mit steigendem Produkt aus



Jakob- und Froude-Zahl. Der Grad dieses Anstiegs wird durch den Parameters $b = 0,7$ deutlich. Der Trend setzt sich demnach bei einer Erhöhung von Jakob- und Froude-Zahl weiter fort.

Die zugrundeliegende phänomenologische Ursache für den beschriebenen Trend wird durch den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Einfluss der Unterkühlung und der Einspeiserate deutlich. In der in Abbildung 5.5 dargestellten Skizze wird die Kondensationsrate Γ maßgeblich durch die Unterkühlung und durch die Oberflächenerneuerungsrate aufgrund von Makrowirbeln begünstigt. Während die Jakob-Zahl die Unterkühlung erfasst, nimmt die Verwirbelung mit steigender Froude-Zahl zu. Die Kondensationsrate ist wiederum verantwortlich für die Dampfgeschwindigkeit in der übrigen Teststrecke. Im Bereich der voreilenden Zunge kommt es dadurch zu einer gegenläufigen Zweiphasenströmung aus unterkühltem Wasser am Boden der Teststrecke und Sattedampf darüber.

Die induzierte Dampferrohrgeschwindigkeit hängt im vorliegenden Fall gemäß

$$v_{l,g} = \frac{\Gamma}{\rho_g \cdot A_R} = \frac{\alpha \cdot A \cdot \Delta T}{\Delta h_v} \cdot \frac{1}{\rho_g \cdot A_R} \quad (5.9)$$

in erster Linie von der lokalen Temperaturdifferenz ΔT und dem lokalen Wärmeübergangskoeffizienten α ab. Letzterer kann durch den in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Ansatz des Oberflächenerneuerungsmodells quantifiziert werden. Übersteigt nach Wallis [Wal69] gemäß Gleichung 2.11 die Dampferrohrgeschwindigkeit den kritischen Wert

$$v_{l,g} \geq (1 - \sqrt{v_{l,f}})^2 \quad (5.10)$$

kann der von der Dampfphase auf die Flüssigphase übertragene Impuls eine teilweise bzw. vollständige Zungenrückbildung erzeugen. Je größer die Dampferrohrgeschwindigkeit, desto stärker und länger fällt die Zungenrückbildung aus.

Daraus folgt, dass die beobachteten Rückbildungsperioden proportional zur Kondensationsrate Γ und zur Dampferrohrgeschwindigkeit $v_{l,g}$ sind. Diese hängen entsprechend Gleichung 5.9 maßgeblich von den Werten der Temperaturdifferenz ΔT und dem Wärmeübergangskoeffizienten α ab. Nach dem Oberflächenerneuerungsmodell ist α wiederum proportional zur Verwirbelung an der Phasengrenzfläche, die schließlich von der Einspeisegeschwindigkeit, namentlich der Froude-Zahl, abhängt. Beide Größen werden im zuvor erarbeiteten Ansatz erfasst. Die Schlussfolgerung hieraus lautet somit:

$$\Gamma \propto t^* = f(\text{Ja}^2 \cdot \text{Fr}^{0,5}) \quad (5.11)$$

Diese Erkenntnis deckt sich mit dem Einfluss der Wärmeübertragung nach Lee [Lee06] und Chu [Chu00a]. Nach Gleichung 2.29 definieren die Autoren eine Nußelt-Korrelation mit der Jakob-Zahl als gewichtigem Einflussfaktor. Bankoff [Ban87] identifiziert in einer weiteren Nußelt-Korrelation nach Gleichung 2.31 die Froude-Zahl als maßgebliche Einflussgröße. Das Produkt $\text{Ja}^2 \cdot \text{Fr}^{0,5}$ berücksichtigt beide Einflussgrößen und führt somit die bekannten Modelle zusammen.

Die phänomenologische Bedeutung dieses Zusammenhangs lässt nun den Rückschluss zu, dass es immer dann zur Zungenrückbildung kommt, wenn ausreichend hohe Werte für das Produkt aus Jakob- und Froude-Zahl bestehen. Jede Rückbildungsperiode ist mit einer Störung der Zungenausbildung verbunden und vermindert somit das Risiko für einen Kondensationsschlag, da die hydraulische Bedingung nicht mehr gegeben ist.



5.2.3. Risiko für Kondensationsschläge unter idealen Bedingungen

Unter idealen Bedingungen, d.h. bei einem unendlich großen Dampfvolumen und ohne Wärmeübergang zwischen Fluid und Rohrwandung, lassen sich sowohl für die thermische als auch für die hydraulische Bedingung je drei Szenarien definieren, die unmittelbar das Risiko für Kondensationsschläge bestimmen. Für jede Bedingung liegt eine kritische Einstellung vor, bei der Kondensationsschläge in besonderem Maße begünstigt werden. In Bezug auf den thermischen Einfluss sind die drei Szenarien:

- **Einspeisung bei geringer Unterkühlung** ($\Delta T < 40 \text{ K} \hat{=} \text{Ja} < 1,72$)
 Bei zu geringen Unterkühlungen reicht die Kondensationsrate und die damit verbundene induzierte Dampfströmung nicht aus, um den Kondensationsschlagsvorgang nach dem Modell von Kirsner aus Abbildung 2.12 zu initiieren. Im teilweise gefüllten Rohrabschnitt, dem Bereich der voreilenden Zunge, entsteht zwar eine gegenläufige Schichtenströmung, der von der Dampfphase auf die Flüssigphase übertragene Impuls reicht jedoch nicht aus, um diese zu beeinflussen. Das Risiko für Kondensationsschläge ist gering.
- **Einspeisung bei kritischer Unterkühlung** ($40 \text{ K} < \Delta T < 60 \text{ K} \hat{=} 1,72 < \text{Ja} < 2,58$)
 Bei einer kritischen Unterkühlung behindern die induzierten Dampfströmungen die Ausbildung einer voreilenden Zunge nicht oder kaum. Vor der Bulkphase ist die Ausbildung einer voreilenden Zunge möglich. Durch den an dieser Stelle für die Dampfphase verringerten Querschnitt ist die Dampfgeschwindigkeit groß genug, um den Einschluss einer Dampfblase durch die Aufstauung eines Wellenberges zu ermöglichen. Das Risiko für Kondensationsschläge ist groß.
- **Einspeisung bei hoher Unterkühlung** ($\Delta T > 60 \text{ K} \hat{=} \text{Ja} > 2,58$)
 Bei zu großen Unterkühlungen wird die sich ausbreitende Zunge kontinuierlich zurückgeworfen, wodurch sich keine Zweiphasenströmung in der Rohrleitung aufbaut. Die Bulkphase durchströmt die Rohrleitung anhaltend mit einer nahezu senkrechten Phasengrenzfläche. Die hydraulische Bedingung der voreilenden Zunge ist verletzt und die notwendige Strömungsverteilung nach Abbildung 5.1 nicht gegeben. Das Risiko für Kondensationsschläge ist gering.

Auch bezüglich der Einspeiserate liegen drei Szenarien mit einem Optimum vor:

- **Einspeisung bei geringer Einspeiserate** ($\text{Fr} < 0,3$)
 Bei einer geringen Einspeiserate bestrebt das System eine besonders schnelle Ausbildung einer voreilenden Zunge. Diesem Bestreben steht einzig die erneute Aufstauung der Bulkphasen aufgrund von ausreichend hohen Kondensationsraten entgegen. Da die Verwirbelung und somit die Oberflächenerneuerung durch die geringe Froude-Zahl ebenfalls gering ist, dürfte eine ausreichende Aufstauung unwahrscheinlich sein. Das Strömungsregime wird somit schnell von Schwall- in Schichtenströmung übergehen. Damit sind die Bedingungen für einen Kondensationsschlag nach Abbildung 5.1 nicht mehr gegeben. Folglich sinkt das Risiko für Kondensationsschläge.
- **Einspeisung bei kritischer Einspeiserate** ($0,3 < \text{Fr} < 0,9$)
 Die kritische Einspeiserate fördert die Bildung einer voreilenden Zunge in besonderem Maße. Hier bestehen kritische Bedingungen von der Bildungsgeschwindigkeit der Zunge und der Verwirbelung an der Phasengrenzfläche. Letztere verursacht ausreichend



hohe Dampfströmungen, damit die Zunge umschlagen und der Mechanismus des Kondensationsschlags initiiert werden kann. Das Risiko für Kondensationsschläge ist groß.

- **Einspeisung bei hoher Einspeiserate** ($Fr > 0,9$)

Bei hohen Einspeiseraten, die einer Froude-Zahl nahe $Fr=1,0$ entsprechen, bildet sich aus hydrodynamischer Sicht eine voreilende Zunge gar nicht oder nur sehr langsam aus. Starke Verwirbelungen führen zu hohen induzierten Dampfströmungen und erschweren die Bildung einer Zunge zusätzlich, da diese immer wieder zurückgeworfen wird. Das Risiko für Kondensationsschläge ist gering.

Aus diesen qualitativen Trends und den quantitativen experimentellen Daten lässt sich ein Modell ableiten, welches das Risiko für Kondensationsschläge in Abhängigkeit der Unterkühlung und der Einspeiserate beschreibt. Abbildung 5.8 zeigt dieses Modell, worin die Einspeiserate in Form der Froude-Zahl, die Unterkühlung in Form der Jakob-Zahl und das sich daraus ergebende Risiko eingetragen sind. Das Modell stellt zudem eine Übertragung der in Abschnitt 4.2.3 in Abbildung 4.10 ausgewerteten Risikobetrachtung (rote Punkte) dar und ergänzt diese um den Trend (schwarze Linie) bezogen auf die Froude-Zahl.

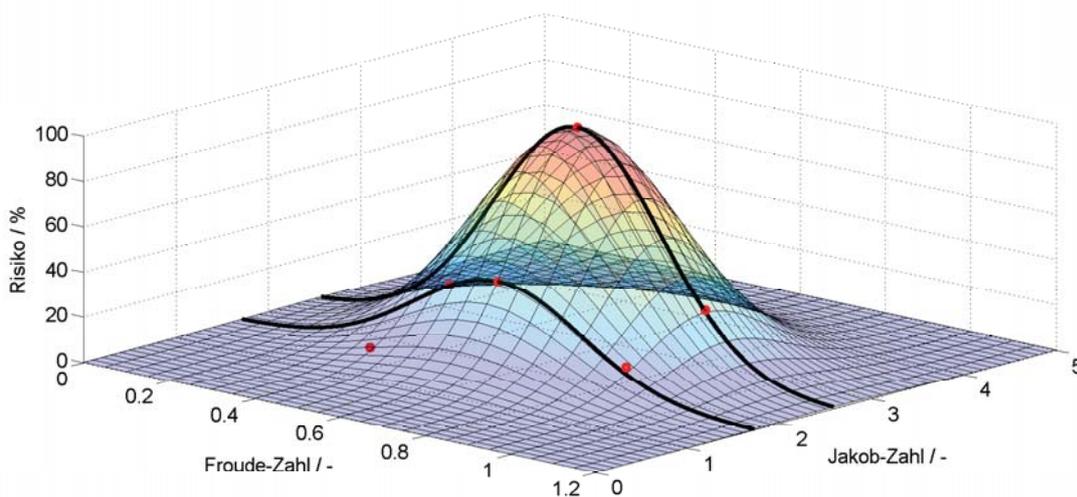


Abbildung 5.8.: Risiko-Modell für Kondensationsschläge

Das abgebildete Modell ermöglicht die Vorhersage des Risikos in Abhängigkeit der Jakob- und Froude-Zahl, dargestellt durch die Fläche in Abbildung 5.8. Diese Fläche wird durch die Beziehung

$$\text{Risiko}(Fr, Ja) = 100 \% \cdot \exp \left(- \left(\frac{Fr - Fr_{\text{krit}}}{c_1} \right)^2 - \left(\frac{Ja - Ja_{\text{krit}}}{c_2} \right)^2 \right) \quad (5.12)$$

beschrieben. Es handelt sich um eine dreidimensionale Gauss-Verteilung um den Punkt des maximalen Risikos bei der kritischen Froude-Zahl $Fr_{\text{krit}} = 0,6$ und der kritischen Jakob-Zahl $Ja_{\text{krit}} = 2,58$. Die empirischen Parameter $c_1 = 0,275$ und $c_2 = 0,925$ berücksichtigen die Breite der Glockenkurven. Das Modell stimmt mit den experimentellen Daten für Froude-Zahlen $Fr > 0,6$ gut überein. Das Risiko wird für kleinere Froude-Zahlen überschätzt, kann jedoch als konservativ abdeckend betrachtet werden. Das Risiko-Modell sagt ferner aus, dass das Kondensationsschlagrisiko für sehr geringe und sehr hohe Froude-Zahlen gegen null geht.

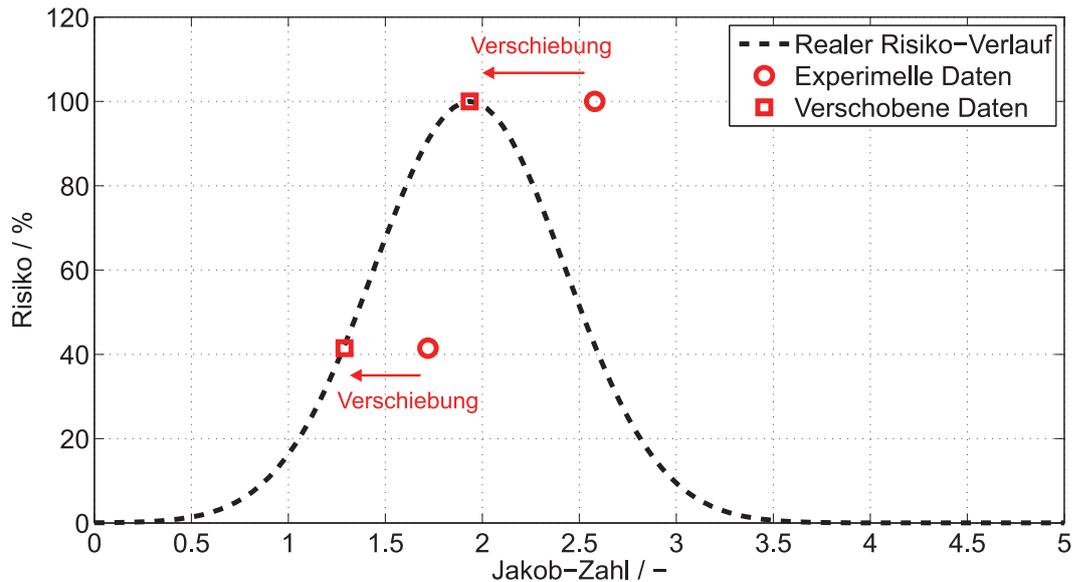


Hierin zeigt sich die hydraulische Bedingung von Kondensationsschlägen. Für sehr hohe und sehr niedrige Jakob-Zahlen nimmt das Risiko ebenfalls ab, wodurch die thermische Bedingung berücksichtigt wird. Die Abnahme des Risikos mit steigender Unterkühlung basiert auf der Beobachtung, dass die Rückbildungsperioden der voreilenden Zunge mit steigender Unterkühlung zunehmen, wodurch die für Kondensationsschläge notwendige Phasengrenzverteilung nicht mehr vorhanden ist. Das auf der vorliegenden Datenbasis erarbeitete Modell ist in Bezug auf die Froude- bzw. Jakob-Zahl symmetrisch.

5.2.4. Risiko für Kondensationsschläge unter realen Bedingungen

Die bisherige Modellvorstellung geht von idealen Bedingungen bezogen auf das zur Verfügung stehende Dampfvolumen und den Grad an Unterkühlung aus. Bei der untersuchten Versuchsanordnung ist die im System befindliche Menge an Dampf jedoch endlich. Daraus folgt, dass mit fortschreitender Kondensation der Systemdruck abnimmt. Da es sich bei der gasförmigen Phase um Stattdampf handelt, ist die Temperatur der Dampfphase an den Systemdruck gekoppelt. Es kommt während des Einspeiseprozesses zur Verringerung der Dampftemperatur und folglich zur Verringerung der Unterkühlung. Der Grad der Unterkühlung wird seitens der flüssigen Phase beim Durchlaufen der Teststrecke ebenfalls verringert, da die Flüssigkeitstemperatur durch die Wärmeübertragung von der Rohrwand und durch den Wärmeübergang durch die Kondensation erhöht wird. Durch beide Effekte sinkt schließlich die Jakob-Zahl. Da bei keinem technischen Prozess von einem unendlich großen Dampfvorrat und einer zu vernachlässigenden Wärmekapazität der Rohrwand ausgegangen werden kann, ist somit stets von einer zeitlich veränderlichen Jakob-Zahl auszugehen. In Bezug auf das Risiko-Modell bedeutet dies, dass sich die Jakob-Zahl insbesondere in Abhängigkeit des zur Verfügung stehenden Dampfvorrats unterschiedlich schnell verändert. Steht das System mit sehr viel Dampf in Kontakt, so geht diese Änderung gegen Null. Bei sehr wenig Dampf ist hingegen mit zunehmender Abweichung vom Modell nach Gleichung 5.12 zu rechnen. Konkret bedeutet dies, dass das Kondensationsschlagrisiko von lokalen Werten der Jakob- und Froude-Zahl abhängt. Gegenüber den Bedingungen zum Einspeisebeginn liegt damit das maximale Risiko in Richtung kleinerer Jakob-Zahlen verschoben vor. Um dies zu verdeutlichen ist in Abbildung 5.9 der verschobene, reale Risiko-Verlauf den experimentellen Daten gegenübergestellt.

Bei dieser Darstellung handelt es sich um einen Schnitt durch die dreidimensionale Fläche aus Abbildung 5.8 bei einer Froude-Zahl von $Fr=0,6$, also entlang des höchsten Risikos. Die roten Kreise stellen die experimentellen Daten dar. Diese beruhen jedoch auf der Jakob-Zahl bei Einspeisebeginn. Tatsächlich verändert sich die Jakob-Zahl während des gesamten Einspeisevorgangs hin zu niedrigeren Werten. Die gemessenen Werte für das höchste Risiko gelten somit für lokale Jakob-Zahlen, die beim Einsetzen des Kondensationsschlags niedriger sind als bei Einspeisebeginn. Eine mögliche Verschiebung der Betriebspunkte wird durch die roten Quadrate dargestellt. Aufgrund der Verschiebung ist das maximale Risiko bei niedrigeren Jakob-Zahlen zu finden, wodurch konsequenterweise die Modelllinie verschoben wird. Wie weit sich die Modelllinie verschiebt, hängt entscheidend von dem zur Verfügung stehenden Dampfvolumen, vom Wärmeübergang zwischen Flüssigkeit und Rohrwand und vom Temperaturanstieg durch die Kondensation ab. Der gezeigte reale Verlauf ist nur ein mögliches Szenario. In Abbildung 5.9 wird der Verlauf durch die gestrichelte Linie dargestellt, welche auf der Gleichung

Abbildung 5.9.: Realer Risiko-Verlauf bei $Fr=0,6$

$$\text{Risiko}(Fr=0,6, Ja) = 100\% \cdot \exp\left(-\left(\frac{Ja - Ja_{\text{krit}} \cdot 0,75}{c_2}\right)^2\right) \quad (5.13)$$

beruht. Hierbei befindet sich die verschobene kritische Jakob-Zahl bei einem Wert von $Ja=1,94$, welches einer Verschiebung um 25 % entspricht. Der empirische Parameter c_2 bleibt unverändert bei $c_2 = 0,925$.

Das dargelegte Risiko-Modell und die Hypothese der Verschiebung bei realen Einspeisebedingungen lässt sich anhand der Auswertungen zum Ursprungsort des Kondensationsstrahls nachvollziehen. Dazu soll zunächst der Einspeisevorgang bei einer Froude-Zahl von $Fr=0,6$ und einer Jakob-Zahl von $Ja=1,72$ ($\Delta T=40K$) geschildert werden. Abbildung 5.10 zeigt die Ausbildung der voreilenden Zunge und den folgenden Dampfblaseneinschluss nahe dem Ort der Einspeisung.

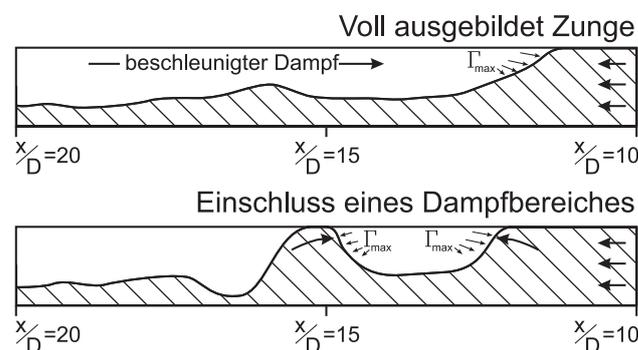


Abbildung 5.10.: Schematischer Verlauf der Phasengrenzflächenverteilung für niedrige Jakob-Zahlen [Urb14]

Gemäß Abbildung 5.7 findet bei diesen Einspeisebedingungen keine vollständige Zungenrückbildung statt. Die Kondensation ist stark genug für eine Aufstauung der Flüssigphase, jedoch nicht stark genug, um die voreilende Zunge in Richtung dieser Bulkphase zurückzu-

werfen. Die voreilende Zunge kann sich demnach von Anfang des Einspeisvorgangs an ungestört ausbilden. Der Dampfblaseneinschluss und der darauffolgende Kondensationsschlag weisen ihr größtes Risiko nahe dem Ort der Einspeisung auf. Es kommt somit zu einem unmittelbaren Kondensationsschlag, was durch die experimentellen Daten belegt wird.

Bei den Einspeiseparametern $Fr=0,6$ und $Ja=2,58$ ($\Delta T=60K$) kommt es hingegen zu Kondensationsschlägen in großen Entfernungen vom Einspeiseort. Durch die hohe Jakob-Zahl wird die Bildung einer voreilenden Zunge kontinuierlich gestört. Die Kondensation und die dadurch induzierte Dampfgeschwindigkeit in Richtung des Einspeiseortes verursacht Rückbildungsperioden. Jede Periode löst die voreilende Zunge auf und erzeugt eine aufgestaute Bulkphase mit einer steil verlaufenden Phasengrenze. Da die Einspeise-Froude-Zahl stets kleiner als eins ist, wird das System versuchen, erneut eine voreilende Zunge auszubilden, die allerdings aufgrund der anhaltenden hohen Dampfströmung immer wieder zurückgeworfen wird. Erst durch die Verringerung der Jakob-Zahl aufgrund einer Annäherung der Dampf- und Flüssigkeitstemperatur kann sich die voreilende Zunge ungehindert ausbilden, wodurch sich das Risiko für einen Kondensationsschlag erhöht. Abbildung 5.11 zeigt die Einzelschritte des zeitlichen und örtlichen Verlaufes der Phasengrenzflächenverteilung.

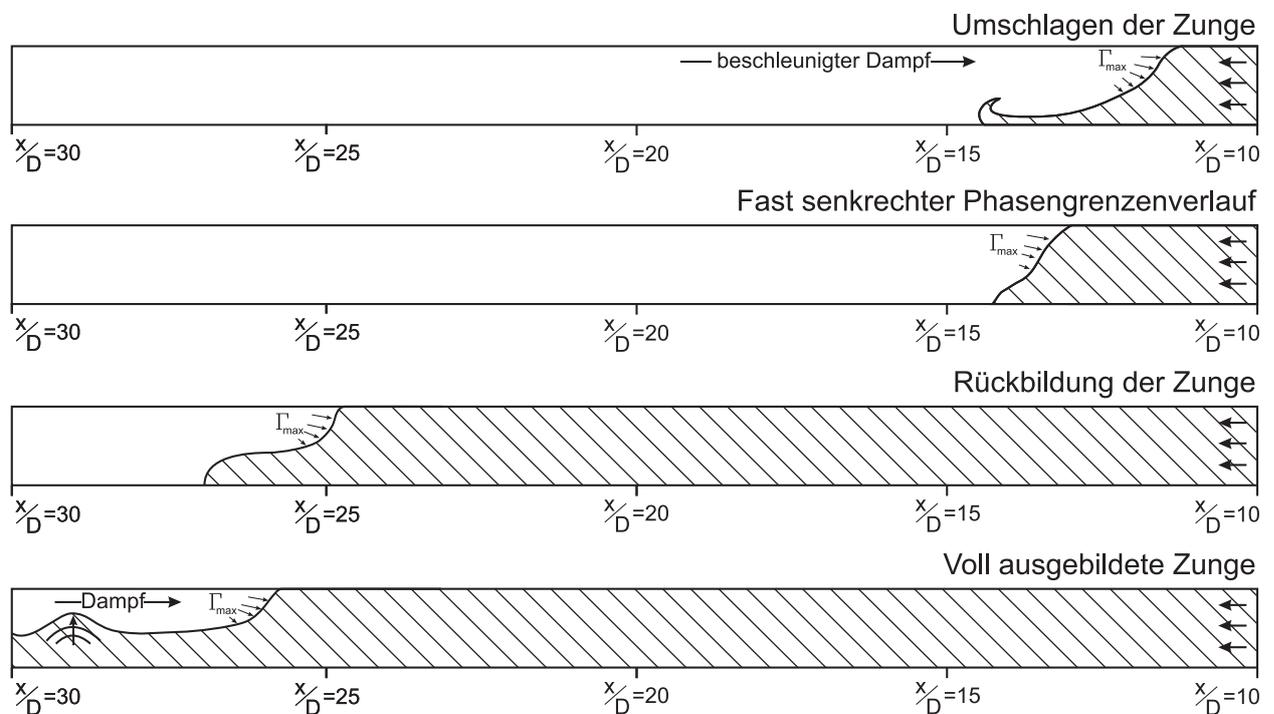


Abbildung 5.11.: Schematischer Verlauf der Phasengrenzflächenverteilung für hohe Jakob-Zahlen [Urb14]

In dieser Skizze wird erst in großer Entfernung vom Einspeiseort die hydraulische Bedingung für einen Kondensationsschlag erfüllt. Sobald dies geschieht steigt das Risiko für einen Kondensationsschlag und die Einzelschritte für dessen Bildung können sich ereignen. Es liegt demnach eine Einspeisung mit verzögertem Kondensationsschlag vor.

Der signifikante Unterschied im Ursprungsort von Kondensationsschlägen belegt die zuvor aufgestellten Modellannahmen. Bei mittleren Jakob-Zahlen kommt es unmittelbar am Ort der Einspeisung zu einem Kondensationsschlag. Bei sehr hohen Jakob-Zahlen findet die Zungenrückbildung kontinuierlich statt, wodurch das Kondensationsschlagrisiko verringert wird. Nur wenn das Dampfvolument im System endlich ist und gleichzeitig eine ausreichend lange Rohrleitung zur Verfügung steht, kann sich ein verzögerter Kondensationsschlag ereignen.



Diese Erkenntnis belegt die Existenz eines Maximums für das Kondensationsschlagrisiko in Abhängigkeit der Jakob-Zahl aus Abbildung 5.8. Des Weiteren kann die Verschiebung des maximalen Risikos unmittelbar mit der Verschiebung des Ursprungsortes in Zusammenhang gebracht werden. Eine geringe Verschiebung findet bei nahezu idealen Systemen ohne Verringerung der Jakob-Zahl statt. Während sich die Jakob-Zahl im realen System verkleinert, entfernt sich der Ursprungsort vom Ort der Einspeisung.

5.3. Neue phänomenologische Beschreibung von Kondensationsschlägen

5.3.1. Modellentwicklung

Die optischen Untersuchungen der Dampfblasenimplosion unmittelbar vor einem Kondensationsschlag in Abschnitt 4.3.5 zeigen für Kondensationsschläge mit einer Ausprägung von $p_{\max} > 10$ bar eine Phasengrenzflächenverteilung, die der Form nach einer Rollwelle entspricht. Die charakteristische Form der Rollwelle bildet sich über einen kurzen Zeitraum zu einem an den Rohrscheitel angehobenen Wellenberg aus. Der Vergleich der Aufnahmen bei einem geringen und bei einem hohen x/D -Verhältnis zeigt ferner ein symmetrisches Phänomen.

Um bestehende Berechnungsansätze zu verbessern, liegt die Überführung der Beobachtung zur Rollwellenform in ein Modell für die Austauschfläche A_i nahe. Bei der Berechnung der maximalen Kollisionsgeschwindigkeit ist die endgültige Form der Rollwelle ausschlaggebend, da diese die größtmöglichen Werte für A_i ergeben. Um ein möglichst universales Modell zu erhalten, soll dieses zudem geometrische Aspekte wie den Rohrdurchmesser D und den Flüssigkeitsgehalt ϵ in der Dampfblase berücksichtigen. Dadurch ist eine Übertragung des Modells auf andere Geometrien möglich.

Ausgangspunkt für die Modellentwicklung ist die voll ausgebildete Rollwelle aus dem vierten Bild in Abbildung 4.25. Diese Form wird als repräsentativ für die Phasengrenzflächenverteilung bei jedem Kondensationsschlag angesehen. Wird der Verlauf der Phasengrenzfläche in der 2D-Projektion nachgezeichnet, so ergibt sich eine Phasengrenzflächenlinie bestehend aus Geraden und Teilkreisen, die den tatsächlichen Verlauf abstrahiert. Aus der Phasengrenzflächenlinie und der runden Rohrgeometrie kann eine dreidimensionale Fläche gebildet werden, wobei vereinfachend ein ebener Verlauf in die Raumtiefe angenommen werden soll. Abbildung 5.12 zeigt diese Abstraktionsschritte mit der entwickelten 3D-Fläche.

Die 3D-Fläche lässt sich in vier Einzelflächen unterteilen, wobei die Flächen 2 und 4 Teilzylindermänteln und die Flächen 1 und 3 Ebenen entsprechen. Die Summe aller Einzelflächen beschreibt das neue Modell zur Austauschfläche A_i , an welcher der in der Dampfblase eingeschlossene Satttdampf kondensiert. Um das Austauschflächenmodell quantitativ nutzen und auf beliebige Rohrdurchmesser anwenden zu können, soll die Berechnung der Einzelflächen ausschließlich in Abhängigkeit des Rohrdurchmessers D und des Flüssigkeitsgehalts ϵ erfolgen. Es wird angenommen, dass sich die Form der Austauschfläche aus Abbildung 5.12 unabhängig vom Rohrdurchmesser verhält, also lediglich eine Skalierung stattfindet.

Abbildung 5.13 zeigt die Parameterisierung der Phasengrenzflächenlinie in Abhängigkeit der Rollwellenhöhe h . Diese lässt sich aus der numerisch zu lösenden Gleichung 5.14 bestimmen, wobei $h = D - c$ und $\epsilon = A_W/A_R$ gilt.

$$\frac{1}{4}D^2 \cdot \arccos\left(1 - \frac{2c}{D}\right) - \sqrt{cD - c^2} \cdot \left(\frac{D}{2} - c\right) - \frac{\pi}{4}D^2\epsilon = 0 \quad (5.14)$$

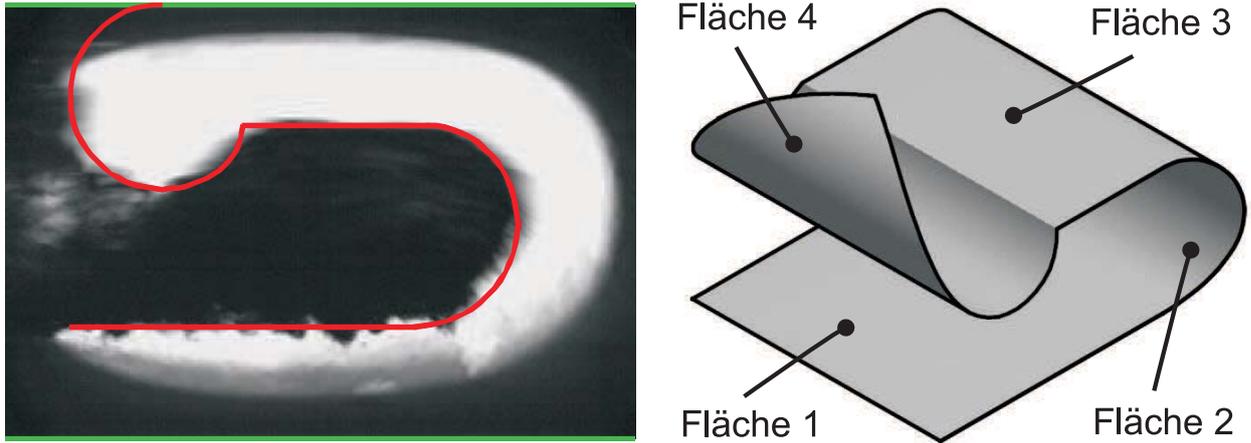


Abbildung 5.12.: Überführung der beobachteten Rollwelle in geometrisch einfache Formen

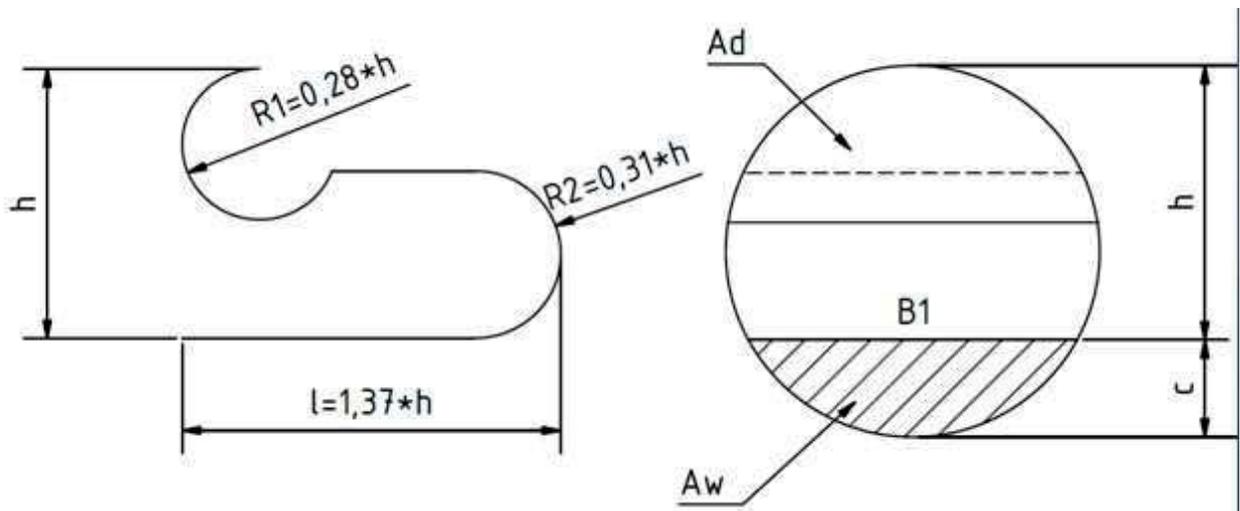


Abbildung 5.13.: Parametrisierung der Rollwellenaustauschfläche

Aus dieser Abstraktion folgen schließlich vier Gleichungen für die einzelnen Austauschflächen, die wiederum ausschließlich vom Rohrdurchmesser und der Rollwellenhöhe (bzw. nach Gleichung 5.14 vom Flüssigkeitsgehalt) abhängig sind. Die Einzelflächen A_i berechnen sich für die Flächen 2 und 4 durch die Schnittfläche zweier Zylinder und für die Flächen 1 und 3 durch die Schnittfläche einer Ebene mit einem Zylinder:

$$A_1 = 2,12h\sqrt{Dh - h^2} \quad (5.15)$$

$$A_2 = 2 \cdot \int_{-0,31h}^{0,31h} \sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2 - \left(z + \frac{D}{2} - 0,69h\right)^2} \cdot \frac{0,31h}{\sqrt{(0,31h)^2 - z^2}} dz \quad (5.16)$$

$$A_3 = 2\sqrt{0,38Dh - (0,38)^2} \cdot (0,78 - \sqrt{0,0684}) \cdot h \quad (5.17)$$



$$\begin{aligned}
 A_4 = & 2 \cdot \int_{-0,28h}^{0,28h} \sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2 - \left(z + \frac{D}{2} - 0,28h\right)^2} \cdot \frac{0,28h}{\sqrt{(0,28h)^2 - z^2}} dz \\
 & + 2 \cdot \int_{-0,28h}^{-0,1h} \sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2 - \left(z + \frac{D}{2} - 0,28h\right)^2} \cdot \frac{0,28h}{\sqrt{(0,28h)^2 - z^2}} dz
 \end{aligned} \quad (5.18)$$

Da sich die analytische Lösung der Integrale aus Gleichung 5.16 und 5.18 als schwer handhabbar erweist, ist zu deren Lösung ein numerischer Ansatz zweckdienlicher.

Um das Modell weiter zu verfeinern, sollen die Einzelflächen A_i im nächsten Schritt faktorisiert werden. Insbesondere bei den Flächen 1 und 2 weicht die abstrahierte Phasengrenzflächenlinie in Abbildung 5.12 stark vom tatsächlichen 2D-Verlauf ab. Der tatsächliche Verlauf entspricht vielmehr einer gezackten Linie, die durch die Projektion von Kratern aufgrund von einschlagenden Tropfen entsteht. Der Tropfenflug, welcher auch schon bei der Dampfblasenimplosion vom Typ „Blase“ beobachtet werden konnte, hat somit eine wesentliche Vergrößerung der Phasengrenzfläche zur Folge. Ein Vergleich der abstrahierten Phasengrenzflächenlinie mit dem tatsächlichen Verlauf ergibt einen um $1/3$ längeren Verlauf für die Linien der Flächen 1 und 2. Unter Annahme einer über die Gesamtfläche gleichen Verteilung, soll dieser Faktor ebenfalls für die 3D-Flächen übernommen werden. Im Fall von Fläche 3 und 4 zeigt sich hingegen kein Tropfenflug und somit auch keine maßgebliche Verlängerung der Phasengrenzflächenlinie. Aus dieser Überlegung setzt sich die Gesamtaustauschfläche $A_{i,ges}$ folgendermaßen zusammen:

$$A_{i,ges} = \sum_{i=1}^4 f_i \cdot A_i \quad \text{mit} \quad f_1 = f_2 = \frac{4}{3} \quad \text{und} \quad f_3 = f_4 = 1,0 \quad (5.19)$$

Mit diesem Ansatz soll im nächsten Abschnitt die Berechnungsgenauigkeit der Kollisionsgeschwindigkeit und somit der Druckschlaghöhe überprüft werden.

5.3.2. Modellüberprüfung

Im Folgenden wird das neu entwickelte Modell der Rollwellenaustauschfläche bei der Verwendung des thermischen Ansatzes mit den im Abschnitt 5.1.2 vorgestellten Modellen, dem trägheits- und dem reibungslimitierten Ansatz, sowie dem thermischen Ansatz mit einer Austauschfläche von $A_{int} = 2 \cdot A_R$ verglichen. Als Validierungskriterium werden die mittleren Druckschlaghöhen der Stochastik-Experimente bei einer Froude-Zahl von $Fr=0,6$ für die Unterkühlungen $\Delta T = 40$ und 60 K herangezogen. Die zur Berechnung notwendigen geometrischen Größen und Stoffwerte sind in Tabelle A.6 im Anhang aufgeführt. Tabelle 5.1 und 5.2 zeigen den direkten Vergleich der Modelle anhand der Kollisionsgeschwindigkeit v_{kol} , der daraus resultierenden Druckerhöhung Δp_{th} und der Differenz zur mittleren gemessenen Druckerhöhung $\overline{\Delta p}_{exp}$.

Anhand der Differenz zwischen der berechneten und der tatsächlichen Druckerhöhung, dem absoluten Fehler, werden die Defizite der derzeit gebräuchlichen 0D-Ansätze in besonderem Maße deutlich. Während der trägheits- und reibungslimitierte Ansatz deutlich zu hohe Druckschlagwerte prognostiziert, unterschätzt der thermische Ansatz mit $A_{int} = 2 \cdot A_R$ das Druckschlagrisiko drastisch. Mit dem Wissen um die tatsächliche Austauschfläche im neuen Rollwellenansatz werden die gemessenen mittleren Druckschlaghöhen hingegen deutlich exakter berechnet. Im Fall einer Unterkühlung von $\Delta T = 40$ K liefert das Modell zwar einen zu

Tabelle 5.1.: Vergleich der 0D-Berechnungsansätze bei $\Delta T = 40 \text{ K}$ ($\overline{\Delta p}_{\text{exp}} = 38,7 \text{ bar}$)

Ansatz	Gleichung / -	v_{kol} /(m/s)	Δp_{th} /bar	$\Delta p_{\text{th}} - \overline{\Delta p}_{\text{exp}}$ / bar
trägheitslimitiert	Gl. 5.3	23,7	165,4	+130,4
reibungslimitiert	Gl. 5.4	167,4	1168,0	+1133,0
thermisch ($A_{\text{int}} = 2 \cdot A_R$)	Gl. 5.5	1,86	13,0	-22,0
thermisch (Rollwelle)	Gl. 5.5	7,17	50,0	+15,0

 Tabelle 5.2.: Vergleich der 0D-Berechnungsansätze bei $\Delta T = 60 \text{ K}$ ($\overline{\Delta p}_{\text{exp}} = 75,7 \text{ bar}$)

Ansatz	Gleichung / -	v_{kol} /(m/s)	Δp_{th} /bar	$\Delta p_{\text{th}} - \overline{\Delta p}_{\text{exp}}$ / bar
trägheitslimitiert	Gl. 5.3	25,8	183,6	+111,6
reibungslimitiert	Gl. 5.4	182,2	1296,3	+1224,3
thermisch ($A_{\text{int}} = 2 \cdot A_R$)	Gl. 5.5	2,79	19,9	-52,1
thermisch (Rollwelle)	Gl. 5.5	10,8	76,8	+4,8

hohen Wert, dieser liegt jedoch im Konfidenzintervall von $\Delta p(40 \text{ K}) = 37,7 \pm 16,8 \text{ bar}$. Der berechnete Wert kann somit als eine konservativ abdeckende Prognose betrachtet werden. Im Fall einer Unterkühlung von $\Delta T = 60 \text{ K}$ wird der beobachtete Wert sogar sehr genau getroffen.

Die Anwendung des neuen Austauschflächenmodells zeigt im Fall von 0D-Berechnungsansätzen eine deutliche Verbesserung der Rechengenauigkeit. Es ist daher denkbar, dass die Implementierung dieses Modells in einen 1D-Berechnungscode ebenfalls genauere Ergebnisse liefern kann. Die universelle Anwendbarkeit des Modells kommt einer praktischen Umsetzung entgegen.

5.4. Zusammenfassung der neuen Erkenntnisse

Die experimentellen Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit und die daraus erarbeitete phänomenologische Modellvorstellung tragen wesentlich zum Verständnis von Kondensationsschlägen bei. Dies wird nicht zuletzt durch die Erarbeitung einer Methodik zur Analyse von den Folgen eines Kondensationsschlags ermöglicht.

Das phänomenologische Modell der Zungenrückbildung beschreibt die Ausbildung der Phasengrenzflächenverteilung bei einem transienten Einspeiseprozess von unterkühlter Flüssigkeit in eine horizontale, dampfführende Rohrleitung. Die bestehende Vorstellung einer vor-eilenden Zunge nach Griffith [Gri97] wird um deren Rückbildung aufgrund von hohen Kondensationsraten erweitert. Die Rückbildung kann anhand eines gemeinsamen Einflussfaktors aus Jakob- und Froude-Zahl korreliert und quantifiziert werden. Eine anhaltende Zungenrückbildung verhindert die Ausbildung der notwendigen Phasengrenzflächenverteilung für



einen Kondensationsschlag. In Kombination mit dem Einfluss der Froude-Zahl wird ferner ein Risiko-Modell vorgestellt. Dieses ermöglicht eine Einschätzung zur Wahrscheinlichkeit und Ausprägung von Kondensationsschlägen und identifiziert Bereiche von besonders hohen Risiken. Darauf aufbauend wird die Prognose getroffen, dass das Kondensationsschlagrisiko bei einer sehr hohen Unterkühlung, einem unendlich großen Dampfvorrat und einer unendlich langen Rohrleitung minimal wird. Weiter wird das Verhalten von idealen und realen Systemen erfasst und ein Trend zur Anpassung des Modells aufgezeigt.

Die neuen Erkenntnisse aus den Modellen für die Zungenrückbildung und des Risikos sowie die Interpretation der Messergebnisse lassen eine Verfeinerung der sechs bestehenden Kondensationsschlagkriterien nach Griffith [Gri97] (Abschnitt 2.4.2) zu:

- Einspeiserate und Unterkühlung nehmen gemeinsam Einfluss auf das Auftreten von Kondensationsschlägen. Sowohl besonders niedrige, als auch besonders hohe Kombinationen stellen die Grundlage für geringe Wahrscheinlichkeiten und schließlich für Ausschlusskriterien dar.
- Ein begrenzendes L/D -Verhältnis kann nur in Zusammenhang mit dem zur Verfügung stehenden Dampfvolumen gebildet werden. Wesentlich geringere Werte als $L/D = 24$ werden für eine geringe Dampfmenge bei einer geringen Unterkühlung und einer Einspeiserate von Fr um 0,6 erreicht.
- Auch wesentlich geringere Systemdrücke als $p_{\text{sys}} = 10$ bar haben bedeutend hohe Kondensationsschläge zur Folge. Der im Rahmen dieser Arbeit gemessene höchste Kondensationsschlag weist das 36-fache des Systemdrucks bei $p_{\text{sys}} = 3,7$ bar auf.

Während das Risiko-Modell, aufbauend auf dem Modell der Zungenbildung, wesentliche Erkenntnisse zum Auftreten von Kondensationsschlägen liefert, wird die Berechnung der Kondensationsschlaghöhe durch das Wissen um die Art der Dampfblasenimplosion entscheidend verbessert. Dies wird ermöglicht durch die Unterscheidung zweier unterschiedlicher Implosionstypen, der Dampfblasenimplosion vom Typ „Blase“ und vom Typ „Rollwelle“. Die Druckerhöhung bei Kondensationsschlägen vom Typ „Blase“ stellen in ihrem Druckverlauf keine wesentliche Belastung dar. Kondensationsschlägen vom Typ „Rollwelle“ sind hingegen als diejenigen anzusehen, die maßgeblich für hohe Druckbelastungen verantwortlich sind. Die erarbeitete formale Beschreibung der exakten Form der Kondensationsfläche während der Dampfblasenimplosion und deren Überführung in ein universales Modell liefert eine bemerkenswerte Verbesserung der Berechnungsgenauigkeit. Bestehende 0D-Ansätze können dadurch in wesentlichen Punkten optimiert werden. Darüber hinaus wird die Übertragung auf bestehende 1D-Berechnungsansätze aufgezeigt. Auch dreidimensionale Berechnungen können von dem erarbeiteten Modell profitieren, da es wesentliche Anhaltspunkte zur Validierung bietet.



Literaturverzeichnis

- [AD.08] *AD 2000-Regelwerk*. Verband der Technischen Überwachungs-Vereine, 2008. Beuth u.a.
- [Bak54] Baker, O. *Simultaneous Flow of Oil and Gas*. *Oil and Gas Journal*, 53:183–195, 1954.
- [Ban82] Bankoff, S., Kim, H., Tankin, R. und Yuen, M. *Countercurrent Steam-Water Flow in a Flat Plate Geometry*. *NUREG/CR-2783*, 1982.
- [Ban87] Bankoff, S. und Lee, S. *Condensation in Stratified Flow*. *Multiphase Science and Technology*, 3(1-4):398–422, 1987.
- [Bar04] Bartsch, H.J. *Taschenbuch mathematischer Formeln*. Carl-Hanser Verlag, 2004.
- [Bar08] Barna, I., Baranyai, G. und Ézsöl, G. *Theoretical and Experimental Study of Steam Condensation Induced Water Hammer Phenomena*. *Proceedings of International Congress on Advances in Nuclear Power Plants, Anaheim*, 2008.
- [Bar09] Barna, I., Imre, A., Baranyai, G. und Ézsöl, G. *Experimental and theoretical study of steam condensation induced water hammer phenomena*. *Proceedings of ICAPP09 in Tokyo, Japan*, 2009.
- [Bar10] Barna, I., Imre, A., Baranyai, G. und Ézsöl, G. *Experimental and theoretical study of steam condensation induced water hammer phenomena*. *Nuclear Engineering and Design*, 240(1):146–150, 2010.
- [Bat84] Battino, B., Rettich, T. und Tominaga, T. *The Solubility of Nitrogen and Air in Liquids*. *J. Phys. Chem.*, 13(2):563–600, 1984.
- [Ber06] Bergant, A., Simpson, A. und Tijsseling, A. *Water hammer with column separation: A historical review*. *Journal of Fluids and Structures*, 22:135–171, 2006.
- [Bjo84] Bjorge, R. und Griffith, P. *Initiation of Waterhammer in Horizontal and Nearly Horizontal Pipes Containing Steam and Subcooled Water*. *Journal of Heat Transfer*, 106(4):835–840, 1984.
- [Blo77] Block, J., Rothe, P., Crowley, C., Wallis, G. und Young, L. *An evaluation of PWR steam generator water hammer*. *NUREG-0291*, 1977.
- [Bos92] Bosch, K. *Statistik-Taschenbuch, 1. Auflage*. München: R. Oldenbourg, 1992.
- [Bra71] Brauer, H. *Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen*. Aarau: Sauerländer, 1971.
- [Can86] Canny, J. *A Computational Approach To Edge Detection*. *IEEE Trans. Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 8(6):679–698, 1986.



- [Car90] Carlson, K.E., Riemke, R.A., Rouhani, S.Z., Shumway, R.W. und Weaver, W.L. *RELAP5/MOD3 Code Manual, Vol. 1-7*. NUREG/CR-5535, EG&G Idaho, 1990.
- [Car03] Carlson, K., Riemke, R. und Rouhani, S.Z. and Shumway, R.W.W. *RELAP5/MOD3. 3Beta Code Manual, vol. 1-7*. NUREG-CR/5535, 2003.
- [Ceu12] Ceuca, S. und Macián-Juan, R. *CFD Simulation of Direct Contact Condensation with ANSYS CFX Using Locally Defined Heat Transfer Coefficients. Proceedings of the 20th International Conference on Nuclear Engineering, Anaheim, 2012*.
- [Chi86] Chiu, C. and Tuttle, D. und Serkiz, A. *Water hammer in a PWR horizontal feed-water line. Transactions of the American Nuclear Society*, 52:589–590, 1986.
- [Cho89] Chou, Y. und Griffith, P. *Avoiding Steam-Bubble-Collapse-Induced Water Hammers in Piping Systems*. EPRI, Interim Report NP-6447, 1989.
- [Chu96] Chun, M. und Lee, B. *Theoretical and Experimental Investigation of the Onset of Slugging in Horizontal Stratified Air-Water Countercurrent Flow. International Communications in Heat and Mass Transfer*, 23(1):11–22, 1996.
- [Chu00a] Chu, I., Yu, S. und Chun, M. *Interfacial condensation heat transfer for countercurrent steam-water stratified flow in a circular pipe. Journal of the Korean Nuclear Society*, 32(2):142–156, 2000.
- [Chu00b] Chun, M. und Yu, S. *Effect of steam condensation on countercurrent flow limiting in nearly horizontal two-phase flow. Nuclear Engineering and Design*, 196:201–217, 2000.
- [Chu00c] Chun, M. und Yu, S. *A parametric study and a guide chart to avoid condensation-induced water hammer in a horizontal pipe. Nuclear Engineering and Design*, 201:239–257, 2000.
- [Dan70] Danckwerts, P. *Gas-liquid reactions*. New York: McGraw-Hill Book Co, 1970.
- [Dee08] Deendarlianto, Vallée, C., Lucas, D., Beyer, M., Pietruske, H. und Carl, H. *Experimental study on the air/water counter-current flow limitation in a model of the hot leg of a pressurized water reactor. Nuclear Engineering and Design*, 238:3389–3402, 2008.
- [Dee11] Deendarlianto, Vallée, C., Lucas, D., Beyer, M., Pietruske, H. und Carl, H. *Erratum to: Experimental study on the air/water counter-current flow limitation in a model of the hot leg of a pressurized water reactor. Nuclear Engineering and Design*, 241:3359–3372, 2011.
- [DIN12] *DIN EN 10088-1:2012-03-09 Nichtrostende Stähle - Teil 1: Verzeichnis der nichtrostenden Stähle*. 2012.
- [ERC08] ERCB. *MEG Energy Corp. Steam Pipeline Failure*. Licence No. P 46441, Line No 001, Energy Resources Conservation Board, 2008.
- [Fra05] Franc, J.P. *Fundamentals of Cavitation*. Springer Science + Business Media Inc, 2005.



- [Gal04] Gale, J. und Tiselj, I. *WAHA (Water Hammer) Computer Code, The Practical Application of Surge Analysis for Design and Operation. 9th International Conference on Pressure Surges, Chester, UK, 24-26 March, 2:619–632, 2004.*
- [Gar05] Gargallo, M., Schulenberg, T., Meyer, L. und Laurien, E. *Counter-current flow limitations during hot leg injection in pressurized water reactors. Nuclear Engineering and Design, 235:785–804, 2005.*
- [Goi00] Goit, M. *Two-phase flow water hammer transients and induced loads on material and structures of nuclear power plants (WAHALoads). Contract No: FIKS-CT-2000-00106, 2000.*
- [Gov62] Govier, G. und Omer, M. *The horizontal pipeline flow of air-water mixtures. The Canadian Journal of Chemical Engineering, 40:93–104, 1962.*
- [Gri97] Griffith, P. *Screening reactor steam/water piping systems for water hammer. NUREG/CR-6519, 1997.*
- [GRS03] *Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit mbH - ATHLET Mod. 2.0 - Cycle A, UserManual. 2003.*
- [GRS06] GRS. *ATHLET Mod 2.2 Cycle A. Users Manual (Rev.5). Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit, 2006.*
- [Hig35] Higbie, R. *The rate of absorption of a pure gas into a still liquid during short periods of exposure. Transactions of the American Institute of Chemical Engineers, 31:365–389, 1935.*
- [Hoo59] Hoogendoorn, C. *Gas-liquid flow in horizontal pipes. Chemical Engineering Science, 9(4):205–217, 1959.*
- [Hug91] Hughes, E.D. und Duffey, R.B. *Direct contact condensation and momentum transfer in turbulent separated flows. International Journal of Multiphase Flow, 17:599–619, 1991.*
- [Ize88] Izenon, M., Rothe, P. und Wallis, G. *Diagnosis of Condensation-Induced Water hammer. NUREG/CR-5220, 1988.*
- [Jou00] Joukowsky, N. *Über den hydraulischen Stoss in Wasserleitungsröhren. Memoires de l'Academie Imperiale des Sciences de St. Petersburg, 8. Serie, Vol. 9, No. 5, 1900.*
- [Kai83] Kaiser, R.E. und Mühlbauer, J.A. *Elementare Tests zur Beurteilung von Meßdaten - Soforthilfe für statistische Tests mit wenigen Meßdaten. Bibliographisches Institut Mannheim, 1983.*
- [Kim83] Kim, H. und Bankoff, S. *Local Heat Transfer Coefficients for Condensation in Stratified Countercurrent Steam-Water Flows. Journal of Heat Transfer, 105:706–711, 1983.*
- [Kim85] Kim, H., Lee, S. und Bankoff, S. *Heat Transfer and Interfacial Drag in Counter-current Steam-Water Stratified Flow. International Journal of Multiphase Flow, 11(5):593–606, 1985.*



- [Kir99] Kirsner, W. *Condensation-induced waterhammer. HPAC Heating/Piping/Air-conditioning*, 1999.
- [Kot92] Kottmann, A. *Druckstoßermittlung in der Wasserversorgung*. Vulkan-Verlag Essen, 1992.
- [Lee92] Lee, S. *Interfacial friction factors in countercurrent stratified two-phase flow. Chemical Engineering Communications*, 118:3–16, 1992.
- [Lee06] Lee, K., Chu, I., Yu, S. und No, H. *Interfacial condensation for countercurrent steam-water stratified wavy flow in a horizontal circular pipe. International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49:3121–3129, 2006.
- [Lin14] Linstrom, P. und Mallard, W. *NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg MD, 20899, 2014.
- [Lob94] Lobo, C. und Griffith, P. *Avoiding Steam Bubble Collapse-Induced Water Hammer in the Auxiliary Piping of Steam Power Plants. Journal of Pressure Vessel Technology*, 116:49–56, 1994.
- [Mak03] Maksic, S. *Transiente Druckfelder in zweiphasigen Strömungen*. Ph.D. thesis, Universität Hannover, 2003.
- [Man74] Mandhane, J., Gregory, G. und Aziz, K. *A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal Pipes. International Journal of Multiphase Flow*, 1:537–553, 1974.
- [Mar07] Martin, C., Brown, R. und Brown, J. *Condensation-induced Hydraulic Shock Laboratory Study. ASHRAE 970-RP Final Report*, 2007.
- [MW13] Müller-Wichards, D. *Transformationen und Signale*. Wiesbaden Springer, 2013.
- [Nak09] Nakamura, H., Watanabe, T., Takeda, T., Maruyama, Y. und M., S. *Overview of recent efforts through ROSA/LSTF experiments. Nuclear Engineering and Technology*, 41(6):753–764, 2009.
- [Neu08] Neuhaus, T., Schaffrath, A. und Altstadt, E. *Development and validation of the pressure surge computer code DYVRO mod. 3. Kerntechnik*, 73(5-6):221–225, 2008.
- [Neu09] Neuhaus, T., Schaffrath, A. und Dalibor, J. *The Pressure Surge Computer Code DYVRO mod. 3: Modeling and Validation. The 13th Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13)*, 2009.
- [Neu12] Neuhaus, T. und Schaffrath, A. *Tripartite mass transfer model: development, implementation in DYVRO, verification and validation. Kerntechnik - independent journal for nuclear engineering*, 77:115–121, 2012.
- [OL98] Overbeck-Larisch, M. und Dolejsky, W. *Stochastik mit Mathematica*. Vieweg-Lehrbuch Computeralgebra, Vieweg, 1998.
- [Ous06] Ousaka, A., Deendarlianto, Kariyasaki, A. und Fukano, T. *Prediction of flooding gas velocity in gas-liquid counter-current two-phase flow in inclined pipes. Nuclear Engineering and Design*, 236:1282–1292, 2006.



- [Pfe15] Pfeufer, H.J. *FMEA - Fehler-Möglichkeiten- und Einfluss-Analyse*. Carl Hanser Verlag, 2015.
- [Pra08] Prasser, H., Ézsöl, G. und Baranyai, G. *Water hammer tests, condensation caused by cold water injection into main steam-line of VVER-440-type PWR - Data Evaluation Report (DER)*. WAHALoads project deliverable D51, 2008.
- [Ray17] Rayleigh, L. *The pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity*. *Philosophical Magazine*, 34(6):94–98, 1917.
- [San15] Sander, R. *Compilation of Henry's law constants (version 4.0) for water as solvent*. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 15:4399–4981, 2015.
- [Sch01] Schulz, R., Kondo, M. und Anoda, Y. *Baseline Study to Model a Typical Condensation-Induced Water Hammer Event Measured at the Two-Phase Flow Test Facility (TPTF) in Japan*. *Proceedings of the Pressure Vessel & Piping Conference, Atlanta*, 2001.
- [Sch03] Schnellhammer, W. und Diesselhorst, T. *Condensation Water Hammer Calculation as Basis for Better Design*. *Proceeding of ASME 2003 Pressure Vessels and piping Conference*, 2003.
- [Sco63] Scott, D. *Properties of co-current gas-liquid flow*. *Advances in chemical engineering*, 4:199–277, 1963.
- [She00] Shen, L., Triantafyllou, G. und Yue, K. *Turbulent diffusion near a free surface*. *Journal of Fluid Mechanics*, 407:145–166, 2000.
- [Sim86] Simpson, A. *Large Water Hammer Pressures due to Column Separation in Sloping Pipes*. Ph.D. thesis, Universität Wisconsin, 1986.
- [Sta07] Staebler, T. *Experimentelle Untersuchung und physikalische Beschreibung der Schichtenströmung in horizontalen Kanälen*. Ph.D. thesis, Universität Stuttgart, 2007.
- [Str10] Strubelj, L., Ézsölb, G. und Tiselj, I. *Direct contact condensation induced transition from stratified to slug flow*. *Nuclear Engineering and Design*, 240:266–274, 2010.
- [Swi13] Swidersky, H. *Condensation induced water hammer (CIWH) - relevance in the nuclear industry and state of science and technology*. *Kerntechnik*, 78(1):16–21, 2013.
- [Tö06] Töppel, M. *Simulation instationärer Strömungen in Rohrleitungsnetzen*. Ph.D. thesis, Technische Universität Hamburg-Harburg, 2006.
- [Tai76] Taitel, Y. und Dukler, A. *A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow*. *AIChE Journal*, 22(1):47–55, 1976.
- [Tis04] Tiselj, I., Horvath, A., Cerne, G., Gale, J., Parzer, I., Mavko, B., Giot, M., Seynhaeve, J., Kucienska, B. und Lemonnier, H. *WAHA3 Code Manual Deliverable D10 of the WAHALoads Project*. 2004.



- [Tis10] Tiselj, I. und Martin, S. *Two-fluid model for 1D simulations of water hammer induced by condensation of hot vapor on the horizontally stratified flow. Proceedings of the 7th International Conference on Multiphase Flow, Tampa, 2010.*
- [Urb14] Urban, C. und Schlüter, M. *Investigations on the stochastic nature of condensation induced water hammer. International Journal of Multiphase Flow, 67:1–9, 2014.*
- [VD96] Van Duyne, D. und Marilo, M. *Water hammer handbook for nuclear plant engineers. The Electric Power Research Institute (EPRI), TR-106438 2856-03, 1996.*
- [Wag96] Wagner, W. *Regelarmaturen.* Vogel, Würzburg, 1996.
- [Wal69] Wallis, G. *One Dimensional Two-Phase Flow.* Mc-Graw-Hill, New York, 1969.
- [Wha87] Whalley, P.B. *Boiling, Condensation, and Gas-Liquid Flow.* Clarendon Press, 1987.



A. Anhang

Kondensationsschlagkriterien nach Griffith [Gri97] im Originaltext

1. The pipe must be horizontal or almost horizontal (the slope less than 2.4°).
2. The water must be subcooled to more than 20°C .
3. The L/D must be greater than 24.
4. The filling velocity for the cold water, based on the full pipe area, must be such that the Froude Number $[V/(gD)^{1/2}]$ is less than 1.
5. There must be void nearby.
6. The system pressure must be great enough so that the water slugs will impact the affected parts of the system at a high enough velocity to do damage. This threshold system pressure appears to be somewhere between 100 to 300 psia (1 to 3×10^6 Pa) depending on the criteria chosen for deciding what constitutes an intolerable SBCIWH¹.

¹SBCIWH = Steam Bubble Collapse Induced Water Hammer



Tabelle A.1.: Verwendete Messinstrumente

Messgerät	Hersteller	Typenbezeichnung
Dampferzeuger	CERTUSS	E6
Thermoelemente (TfL, TfEin)	B+B	1030K-MTE-1xK-NL175-D1.5
Thermoelemente (T1 – T4)	Newport Omega	HKMTIN-IM050U-150
Systemdrucksensoren	VDO	P3276
Füllstandssensoren	KSR	BMG-15/40-ALTP43A- VK15-M800-V60-MRA-ZVS250
Highspeed-Drucksensoren	Kulite	XTEL-190M-70BarA
Regelventil V6	Bürkert	Type 2712
Volumenstrommessgerät Wasser	Heinrichs	DVH-V-255S-LL2S0-H
Volumenstrommessgerät Wasser (Referenzmessung)	Endress+Hauser	IP67/NEMA/Type4X
Volumenstrommessgerät Dampf	Heinrichs	Type ES DMT 00 ATEX E 075
Pumpe	ABG-Pumpen	TYP PD 80 V4A
Stellventil V9	Flowserve	SmallFlow 3850E2-P

Tabelle A.2.: Messbereich, Fehlertoleranz und Abtastrate ausgewählter Messinstrumente

Messinstrument	Messbereich	Fehlertoleranz	Abtastrate
Kulite Drucksensor	0-70 bar	-	50 kHz
Thermoelement	-270-1372°C	über 0°C: 2,2°C; 0,75%	4 Hz
Piezo Drucksensor	0-16 bar	0,04 bar; 0,25%	4 Hz
Niveaustandsanzeiger	0-100%	20 mm	4 Hz
Vortex Durchflussmesser	>0,5 m ³ /h	0,103 m ³ /h; 0,7%	4 Hz

Tabelle A.3.: Stochastik-Experimente mit Kondensationsschlag bei $\Delta T = 40$ K

Exp.Nr.	Fr	ΔT	p_{\max}	I
-	-	(K)	(bar)	(10^{-3} bar s)
130503/07	0,6	40	13	1,80
130503/08	0,6	40	16	2,36
130503/10	0,6	40	75	14,84
130503/12	0,6	40	75	17,49
130503/13	0,6	40	16	3,46
130503/15	0,6	40	51	21,75
130503/16	0,6	40	29	6,77
130503/17	0,6	40	49	9,02
130503/19	0,6	40	22	9,61
130503/21	0,6	40	41	10,63
$\bar{p} = 38,7 \pm 16,8$ bar; (23,5; 95 %; 10)				
$\bar{I} = 9,77 \pm 4,75 \cdot 10^{-3}$ bar s; (6,65; 95 %; 10)				
130506/04	0,9	40	12	2,65
130506/10	0,9	40	52	10,14
130506/14	0,9	40	17	7,37
130506/15	0,9	40	24	6,67
130506/16	0,9	40	13	4,91
$\bar{p} = 23,6 \pm 20,6$ bar; (16,6; 95 %; 5)				
$\bar{I} = 6,35 \pm 2,46 \cdot 10^{-3}$ bar s; (2,79; 95 %; 5)				
130515/02	1,1	40	16	4,11
130515/03	1,1	40	23	15,31
130515/13	1,1	40	67	12,38
130515/14	1,1	40	46	
$\bar{p} = 38,0 \pm 36,9$ bar; (23,2; 95 %; 4)				
$\bar{I} = 8,61 \pm 9,84 \cdot 10^{-3}$ bar s; (6,19; 95 %; 4)				

Tabelle A.4.: Experimente mit Kondensationsschlag bei $\Delta T = 60$ K

Exp.Nr.	Fr	ΔT (K)	p_{\max} (bar)	I (10^{-3} bars)
-	-	-	-	-
130115/02	0,3	60	40	20,90
130115/06	0,3	60	14	3,91
130418/05	0,3	60	62	23,57
130418/06	0,3	60	18	10,71
$\bar{p} = 33,5 \pm 35,3$ bar; (22,2; 95 %; 4)				
$\bar{I} = 14,77 \pm 14,50 \cdot 10^{-3}$ bar s; (9,12; 95 %; 4)				
130117/06	0,6	60	79	58,50
130117/07	0,6	60	64	36,63
130117/08	0,6	60	123	36,54
130117/09	0,6	60	80	13,29
130117/10	0,6	60	75	53,51
130129/06	0,6	60	84	29,29
130130/03	0,6	60	30	5,82
130130/04	0,6	60	61	28,54
130130/05	0,6	60	59	36,88
130130/06	0,6	60	72	31,47
130130/07	0,6	60	88	13,45
130201/02	0,6	60	80	19,70
130201/03	0,6	60	78	13,65
130201/04	0,6	60	134	20,10
130201/06	0,6	60	94	33,14
130201/09	0,6	60	54	17,69
130201/10	0,6	60	31	18,64
130207/09	0,6	60	76	28,43
$\bar{p} = 75,7 \pm 12,9$ bar; (25,9; 95 %; 18)				
$\bar{I} = 27,51 \pm 6,92 \cdot 10^{-3}$ bar s; (13,92; 95 %; 18)				
130122/06	0,9	60	57	23,85
130122/07	0,9	60	20	3,77
130122/09	0,9	60	58	4,49
130204/06	0,9	60	61	23,63
130204/07	0,9	60	63	12,64
130206/06	0,9	60	23	2,69
$\bar{p} = 47,0 \pm 20,9$ bar; (19,9; 95 %; 6)				
$\bar{I} = 11,84 \pm 10,35 \cdot 10^{-3}$ bar s; (9,86; 95 %; 6)				
130510/01	1,1	60	48	24,60
130510/02	1,1	60	74	35,03
$\bar{p} = 61,0 \pm 165,2$ bar; (18,4; 95 %; 2)				
$\bar{I} = 29,81 \pm 66,31 \cdot 10^{-3}$ bar s; (7,38; 95 %; 2)				

Tabelle A.5.: Ursprungsorte von Kondensationsschlägen bei Fr=0,6

Exp.Nr. / -	Unterkühlung / K	Peakdauer / μ s	Schwalllänge / mm	x/D -Verhältnis / -
130503/07	40	164	119	12,3
130503/08	40	230	166	4,5
130503/10	40	258	187	20,8
130503/12	40	227	164	4,5
130503/13	40	220	159	4,6
130503/15	40	457	330	16,4
130503/16	40	256	185	24,7
130503/17	40	224	162	15,4
130503/19	40	582	421	12,9
130503/21	40	287	208	15,0
130117/06	60	360	263	24,2
130117/07	60	640	467	31,4
130117/08	60	315	230	33,7
130117/09	60	219	160	21,7
130117/10	60	858	626	27,0
130129/06	60	425	310	29,0
130130/03	60	279	203	15,0
130130/04	60	420	306	33,0
130130/05	60	814	594	27,9
130130/06	60	703	513	29,0
130130/07	60	161	117	34,8
130201/02	60	253	185	34,1
130201/03	60	267	195	24,6
130201/04	60	151	110	31,1
130201/06	60	462	337	29,3
130201/09	60	320	233	33,7
130201/10	60	320	233	33,7
130207/09	60	470	343	32,6

Tabelle A.6.: Berechnungswerte der Druckschlaghöhe bei Fr=0,6

Berechnungswerte	Unterkühlung	
	40 K	60 K
Dichte Dampf / kg m^{-3}	2,0099	
Verdampfungsenthalpie / kJ kg^{-1}	2141,82	
Rohrreibungszahl λ / -	0,02	
Schwalllänge/Blasenlänge / -	1,0	
Schwalllänge/Durchmesser / -	1,0	
Wärmeübergangskoeff. / $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$	100.000	
Austauschfläche ($A_i = 2A_R$) / m^2	$4,134 \cdot 10^{-3}$	
Austauschfläche (Rollwelle) / m^2	$15,957 \cdot 10^{-3}$	
Dichte Wasser / kg m^{-3}	958,48	971,77
Schallgeschwindigkeit / m s^{-1}	1455,9	1464,3
Sättigungsdruck (T_f) / bar	1,0142	0,47414





Lebenslauf

Name	Urban
Vorname	Hans Christian Marco
Geburtsdatum	23.10.1982
Geburtsort, -land	Hamburg, Deutschland
08/1989 – 07/1993	Wolfgang-Borchert-Schule in Hamburg
08/1993 – 06/1997	Gymnasium Corveystrasse in Hamburg
09/1997 – 06/2001	Deutsche Schule in der Provinz Málaga, Spanien
09/2001 – 11/2001	Praktikum bei der IBV GmbH in Reinbek
12/2001 – 09/2002	Zivildienst beim Nussknacker e.V. in Hamburg
10/2002 – 08/2003	Auslandsaufenthalt in Lateinamerika
09/2003 – 12/2009	Studium Maschinenbau an der RWTH Aachen Abschluss: Diplom
05/2010 – 01/2011	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Wasserbau der TU Hamburg-Harburg
02/2011 – 04/2014	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mehrphasenströmungen der TU Hamburg-Harburg
05/2014 – 02/2015	Anfertigung der Dissertation am Institut für Mehrphasenströmungen der TU Hamburg-Harburg
04/2015 – heute	Prozessingenieur bei der tesa Labtec GmbH in Hamburg





