

Flashinguntersuchung von Salzlösungen bei vakuumnahen Bedingungen

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie der Universität
Stuttgart zur Erlangung der Würde eines Doktors der Ingenieurwissenschaften
(Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Christian Hendrich

geboren in Bad Muskau

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Stefan Schlechtriem, Universität Stuttgart

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Oskar J. Haidn, TU München

Tag der mündlichen Prüfung: 23.07.2019

Abstract

The design of an ignition system for satellite propulsion using novel ADN- or HAN-based monopropellants requires knowledge of their fluid behaviour. In contrast to conventionally used propellants such as hydrazine or LOX/LH₂, these novel monopropellants are not pure substances but multi-component blends. To ensure reliable (re-)ignition of satellite motors previous investigations in regards to flashing behaviour as well as potential segregation of the saline blends at near vacuum conditions are required.

To obtain the necessary experimental data a vacuum test bench was developed and set up at the German Aerospace Center (DLR). The gathered data are presented in this thesis. In the first part, models for predicting flashing behaviour, which are valid for pure substances, are assessed in regards to applicability and transferability. One parameter for predicting flashing is the pressure ratio R_P . In order to determine its influence, eight transparent injectors were manufactured. The base-geometry of these injectors is the same but they differ in L/D -ratios. The experiments were conducted for every injector on four different R_P -levels ($R_P = 1, 2, 4, \text{ and } 10$) as well as with three injection temperatures (30, 50, and 70 °C). Deionised water was used as reference fluid. Subsequently, these experiments were repeated with urea-water solutions (HWL) of different concentration (20, 30, and 40 wt.-%). Urea-salt was chosen as substitute for ADN. During the tests, the flow behaviour for every injector was recorded with a high-speed camera. Afterwards, the flow field was correlated and evaluated with the measurement data; the external flow in respect to angle and breakup length, the internal flow regarding occurring cavitation. It could be shown that different internal flow regimes such as nucleation or cavitation can occur with the same R_P but different L/D or a differing injection temperature. These regimes have a significant impact on the external spray pattern and therefore the flashing behaviour. Consequently, R_P by itself is not sufficient to predict the flashing behaviour adequately. Hence, the Jakob-Weber-correlation for predicting the flashing behaviour was investigated. In this case no general validity could be determined either. However, L/D -dependent Jakob-Weber-correlations for predicting the flashing state could be derived based on the measurement data.

In the second part of the thesis a possible segregation of the salt in case of occurring cavitation was tested. Cavitation caused by the contraction

of the injector element was forced in these experiments. 20, 30 and 40 % HWL were used as test fluids. Upstream of the contraction the composition of the test fluid was recorded on-line over the test period. This was realised with a laser-based measuring system which is based on the detection of the refractive index in the event of a change in concentration. The evaluation shows a segregation of the HWL. Additionally, the precipitated salt is accumulated upstream.

Zusammenfassung

Die Auslegung eines Zündsystems für Satellitenantriebe, bei welchem neuartige ADN- oder HAN-basierte Monopropellants zum Einsatz kommen, erfordert Kenntnisse über deren Fluidverhalten. Im Gegensatz zu den konventionellen Treibstoffen, wie Hydrazin oder LOX/LH₂, handelt es sich bei den neuartigen Monopropellants nicht um Reinstoffe, sondern um salzhaltige Mehrkomponentenlösungen. Um eine zuverlässige (Wieder-)Zündung der Triebwerke während der Mission zu gewährleisten, sind vorhergehende Untersuchungen in Bezug auf das Flashingverhalten sowie die potentielle Entmischung der salzhaltigen Treibstoffe bei vakuumnahen Bedingungen erforderlich.

Zur Gewinnung der benötigten experimentellen Daten wurde ein Vakuumprüfstand am M11.2 des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) entwickelt und aufgebaut. Die dort gewonnenen Daten werden in der vorliegenden Arbeit dargestellt. Im ersten Teil wurden die für Reinstoffe geltenden Modelle zur Vorhersage des Flashingverhaltens auf Anwendbarkeit und Übertragbarkeit untersucht. Ein Parameter zur Vorhersage des Flashings ist das Druckverhältnis R_P . Um dessen Einfluss bestimmen zu können, wurden acht transparente Injektorelemente mit gleicher Grundgeometrie, jedoch unterschiedlichen L/D-Verhältnissen eingesetzt. Die experimentellen Untersuchungen wurden für alle Injektoren auf vier R_P -Niveaus ($R_P = 1, 2, 4$ und 10) sowie bei drei Injektionstemperaturen ($30, 50$ und 70 °C) durchgeführt. Als Referenzfluid wurde deionisiertes Wasser genutzt. Anschließend wurden die Versuche mit Harnstoff-Wasser-Lösungen (HWL) unterschiedlicher Konzentration ($20, 30$ und 40 wt.-%) wiederholt. Harnstoff wurde an dieser Stelle als ADN-Ersatz gewählt. Während der Versuchsdurchführung wurde das Strömungsverhalten in den jeweiligen Injektoren mit einer Highspeedkamera aufgenommen. Das externe Strömungsfeld wurde anschließend in Bezug auf Winkelöffnung und Zerfallslänge, das interne Strömungsfeld auf auftretende Kavitation mit den aufgenommen Messdaten korreliert und ausgewertet. Hierbei zeigte sich, dass bei gleichem R_P , aber unterschiedlichem L/D bzw. einer differierenden Injektionstemperatur unterschiedliche interne Strömungsregime wie Nukleation oder Kavitation auftreten können. Diese beeinflussen das externe Sprühbild und somit das Flashing maßgeblich. R_P allein genügt an dieser Stelle nicht, um das Fluidverhalten ausreichend vorherzusagen.

Ferner wurde die Jakob-Weber-Korrelation zur Flashingvorhersage untersucht. Hierbei konnte ebenfalls keine Allgemeingültigkeit festgestellt werden. Basierend auf den Messergebnissen wurden jedoch L/D-abhängige Jakob-Weber-Korrelationen zur Vorhersage des Flashingzustandes abgeleitet.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde eine mögliche Entmischung des Salzes bei auftretender Kavitation im Injektorelement getestet. Für diese Untersuchungen wurde Kavitation über die Kontraktion im Injektor forciert. Als Testfluide wurden 20, 30 und 40 %-ige HWL genutzt. Stromauf der Kontraktion wurde on-line die Zusammensetzung des Testfluids über die Versuchszeit aufgezeichnet. Dies wurde mittels eines laserbasierten Messsystems verwirklicht, welches auf der Erfassung des Brechungsindex bei Konzentrationsänderung basiert. Die Auswertung zeigt eine Entmischung der HWL. Zudem wird das gefällte Salz stromauf akkumuliert.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	iii
Zusammenfassung	v
Abbildungsverzeichnis	ix
Tabellenverzeichnis	xiii
Symbolverzeichnis	xv
1 Einleitung	1
1.1 Hintergrund und Motivation der Arbeit	1
1.2 Zielsetzung	2
2 Theoretische Grundlagen und Forschungsstand	3
2.1 Geschichtlicher Hintergrund der Beschreibung eines Flüssigkeitsstrahls	3
2.2 Injektorströmung	5
2.2.1 Rohrströmung	5
2.2.2 Kavitation	6
2.3 Flashing	10
2.3.1 Jakob-Weber-Korrelation	12
2.3.2 Dimensionsloses Druckverhältnis R_P	14
2.3.3 Flashing von Salzlösungen	14
2.3.4 Klassische Nukleationstheorie	15
3 Modelle und Stoffdatenbank für Harnstoff-Wasser-Lösungen	21
4 Experimenteller Aufbau	29
4.1 Schematischer Aufbau des Prüfstands	29
4.2 Prüfstandskomponenten	31
4.2.1 Druckseite	31
4.2.2 Vakuumseite	32
4.3 Datenerfassung	33
4.4 Injektoren	35
4.5 Messunsicherheits- und Fehleranalyse	37

5	Datenauswertung: Detektion der Zustandsänderung	41
5.1	Detektion der Winkelabhängigkeit	42
5.2	Detektion der Zerfallslänge	43
5.3	Kavitationslänge	44
6	Experimentelle Untersuchungen mit Wasser	47
6.1	Experimentelles Vorgehen	47
6.2	R_p -Untersuchungen auf unterschiedlichen Niveau	48
6.3	Einfluss des Überhitzungsgrads	49
6.3.1	Injektoren mit Zerfallslänge	49
6.3.2	Injektoren ohne Zerfallslänge	60
7	Untersuchungen von Salzlösungen	69
7.1	Experimentelles Vorgehen	69
7.2	Einfluss der Salzkonzentration	70
8	Auswertung und Diskussion	81
8.1	Einfluss der Konzentration	81
8.2	Geometrischer Einfluss	83
8.3	Jakob-Weber-Korrelation	103
8.4	Ohnesorge-Reynolds-Einteilung	108
9	Entmischung durch Kavitation	111
9.1	Messprinzip	112
9.2	Experimentelles Vorgehen	115
9.2.1	Kalibrierung	115
9.2.2	Versuchssequenz	117
9.3	Ergebnisse	118
10	Zusammenfassung	123
	Literaturverzeichnis	125

Abbildungsverzeichnis

2.1	Übersicht der Zerfallsregime nach von Ohnesorge.	5
2.2	Zerfallszustände (a) bis (d).	5
2.3	Rohrströmung.	6
2.4	Druckprofil durch eine plötzliche Verjüngung.	9
2.5	Kavitationsregime	10
2.6	Schematische Darstellung des Flashing-Vorgangs.	11
2.7	Strahlzerfall als Funktion des Gegendrucks.	11
2.8	Zerfallszustände und Jakob-Weber-Korrelation.	13
2.9	Siedepunkterhöhung und ihr Einfluss auf den Überhitzungsgrad.	15
2.10	Schematische Übersicht der zu durchlaufenden Regionen einer reinen Flüssigkeit im Phasendiagramm.	16
2.11	Wirkende Kräfte auf Nukleationskeime.	18
2.12	Tropfenzerfall.	18
2.13	Nukleation im Injektor.	19
2.14	L/D-abhängige Strömungsprofile.	20
3.1	(a) Übersicht der Fit-Qualität als Flächendiagramm von η (ω_{HWL} , T). Schwarze Punkte: berücksichtigte Daten. (b) Residuen des Fits.	23
3.2	(a) Übersicht der Fit-Qualität als Flächendiagramm von c_p (ω_{HWL} , T). Schwarze Punkte: berücksichtigte Daten. (b) Residuen des Fits.	25
4.1	Schematischer Prüfstands Aufbau.	30
4.2	Ansicht des Versuchsaufbaus	32
4.3	Injektorgrundkörper.	36
5.1	Beispielhafter Graph der Auswertung.	42
5.2	Binarisiertes Einzelbild zur Detektion der Sprühwinkeländerung.	43
5.3	Auswertung der Zerfallslänge.	44
5.4	Auswertung auftretende Kavitation.	45
6.1	Auswertung von Injektor 2.	50

6.2	(a) – (f) Abfolge von Einzelframes intern nukleierender Blasen im Übergangsbereich für Injektor 2, $R_P = 1,7$, 50°C .	51
6.3	Auswertung von Injektor 1.	52
6.4	Auswertung von Injektor 4.	54
6.5	Zerfallsmuster von Injektor 4.	55
6.6	Auswertung von Injektor 6.	56
6.7	Interne Nukleation von Injektor 6, $R_P = 1$	57
6.8	Injektor 6 bei $R_P = 4$, 70°C	57
6.9	Auswertung von Injektor 8.	58
6.10	Zerfallsmuster von Injektor 8, $R_P = 2$	59
6.11	Interne Nukleation von Injektor 8, $R_P = 4$	60
6.12	Auswertung von Injektor 3.	61
6.13	Vergleich des Strahls für Injektor 3 bei $R_P = 1,1$ und $1,2$.	62
6.14	Interne Nukleation in Injektor 3.	62
6.15	Auswertung von Injektor 5.	63
6.16	Injektor 5 bei $R_P = 1$, 30 , 50 und 70°C	64
6.17	Auswertung von Injektor 7.	66
6.18	Injektor 7 bei $R_P = 1,2$ und 30°C	67
6.19	Zerfallsmuster des Strahls von Injektor 7 bei steigendem R_P und/oder T_{inj}	67
6.20	Beispielhafte Winkelöffnung für Injektor 7.	68
7.1	Konzentrationsabhängige Auswertung von Injektor 2.	71
7.2	Konzentrationsabhängige Auswertung von Injektor 1.	72
7.3	Konzentrationsabhängige Auswertung von Injektor 4.	73
7.4	Konzentrationsabhängige Auswertung von Injektor 6.	74
7.5	Konzentrationsabhängige Nukleation von Injektor 6.	75
7.6	Konzentrationsabhängige Nukleation von Injektor 8.	76
7.7	Konzentrationsabhängige Auswertung von Injektor 8.	76
7.8	Konzentrationsabhängige Auswertung von Injektor 3.	77
7.9	Konzentrationsabhängige Auswertung von Injektor 5.	78
7.10	Konzentrationsabhängige Kavitation in Injektor 5.	79
8.1	Aufplatzende HWL-Blase.	82
8.2	Interne Nukleation in Injektor 2.	84
8.3	Stahlzerfall bei vollentwickelter Strömung.	85
8.4	Mikroskopaufnahmen von Injektor 2.	86
8.5	Moody-Diagramm von Injektor 2.	87
8.6	Mikroskopaufnahmen von Injektor 1.	88
8.7	Mikroskopaufnahmen von Injektor 4.	89
8.8	Mikroskopaufnahmen von Injektor 8.	91
8.9	Vergleich von Injektor 6 bei $R_P = 1$ und $1,2$	92
8.10	Mikroskopaufnahmen von Injektor 6.	93

8.11	Mikroskopaufnahmen von Injektor 5.	94
8.12	Schäden an Injektor 5.	95
8.13	Internes Druckprofil von Injektor 5.	96
8.14	Kavitationsregime für Injektor 5.	97
8.15	Kavitationsregime für Injektor 7.	98
8.16	Internes Druckprofil von Injektor 7.	99
8.17	Massenstrom über Druckdifferenz-Diagramm für Injektor 7.	99
8.18	Zerfallsregime von Injektor 7.	101
8.19	Mikroskopaufnahmen von Injektor 7.	103
8.20	Ja-We-Korrelation für $L/D \leq 50$	104
8.21	Ja-We-Korrelation für $L/D \geq 50$	105
8.22	Oh-Re-Diagramm aller L/D	108
8.23	Oh-Re-Diagramm nach Durchmesser.	109
9.1	Zugesetzter Showerhead-Injektor.	111
9.2	Messprinzip Brechungsindex.	113
9.3	Schematisches Messprinzip zur Messung der Konzentrationsänderung.	113
9.4	Injektorhalterung und Messbereich im Injektor.	114
9.5	Laserlinien.	115
9.6	Temperaturkalibrierung.	116
9.7	Kalibrierlinien der HWL.	116
9.8	T-c-px-Kennfeld.	117
9.9	Zeitliche Konzentrationsänderung.	119
9.10	Konzentrationsverlauf.	120
9.11	Entmischungsgrad.	121

Tabellenverzeichnis

3.1	Konzentrationsabhängige Dampfdruckkoeffizienten.	22
3.2	Koeffizienten für Gleichung 3.5.	23
3.3	Koeffizienten für Gleichung 3.6.	24
3.4	Koeffizientenübersicht für Gleichung 3.10.	26
4.1	Übersicht Injektorgeometrien.	36
4.2	Maximale Messfehler der Prüfstandskomponenten.	37
4.3	Messfehlerauswirkung auf die jeweiligen physikalischen Größen von Wasser.	38
4.4	Prozentualer Fehler in Abhängigkeit des Injektordurch- messers.	38
6.1	Versuchsmatrix Wassertests.	48
6.2	Versuchsmatrix Rp-Tests.	49
8.1	Zerfallsregime für Injektor 7.	102
8.2	Zusammenfassung der Einflussgrößen.	103
8.3	Übersicht der geometrischen Koeffizienten für die Ja-We- Korrelation.	106

Symbolverzeichnis

Lateinische Zeichen

<i>Formelzeichen</i>	<i>Bedeutung</i>	<i>Einheit</i>
A	Fläche	[m ²]
A _p	Paquette Fläche	[m ² /mol]
A _w	molare Oberfläche	[m ² /mol]
a ₀	molekulare Oberfläche	[m ²]
b	Molalität	[mol/kg]
c	Stoffmengenkonzentration	[mol/m ³]
c _p	spezifische isobare Wärmekapazität	[J/kg·K]
D	Durchmesser	[mm]
ΔG	freie Enthalpie	[J/kg]
K _e	ebullioskopische Konstante	[kg·K/mol]
I _{sp}	spezifischer Impuls	[s]
i	Van't Hoff-Faktor	[-]
J	Nukleationsrate	[1/s·m ³]
k	äquivalente Sandrauheit	[mm]
L	Länge	[m]
m	Masse	[kg]
ṁ	Massenstrom	[kg/s]

<i>Formelzeichen</i>	<i>Bedeutung</i>	<i>Einheit</i>
n	Brechungsindex	[-]
P	Leistung	[W]
p	Druck	[Pa]
Δp	Druckverlust	[Pa]
R^2	Bestimmtheitsmaß	[%]
r	Radius	[m]
T	Temperatur	[K]
ΔT_s	Überhitzungsgrad	[K]
t	Zeit	[s]
U	Versorgungsspannung	[V]
u	Geschwindigkeit	[m/s]
V	Volumen	[m ³]
\dot{V}	Volumenstrom	[m ³ /s]
wt. %	Gewichtsprozent	[%]

Griechische Symbole

<i>Formelzeichen</i>	<i>Bedeutung</i>	<i>Einheit</i>
α	Öffnungswinkel	[°]
γ	Aktivitätskoeffizient	[-]
Δ	Differenz	PRN
$\Delta\mu$	chemisches Potential	[J/mol]
ϵ	Dampfanteil	[-]
ζ	Druckverlustbeiwert	[-]
η	dynamische Viskosität	[Pa·s]
Θ	dimensionslose Oberflächenspannung	[-]
λ (Kontext Strömung)	Rohrreibungszahl	[-]
λ (Kontext Brechung)	Wellenlänge	[m]
μ	Kontraktionsverhältnis	[-]
ν	kinematische Viskosität	[m ² /s]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
σ	Oberflächenspannung	[N/m]
ϕ	Korrekturfaktor Dichte	[-]
χ	dimensionslose Energiebarriere	[-]
ω	Massenanteil	[-]

Indizes

<i>Kennzahl</i>	<i>Bedeutung</i>
0	Randbedingung am Injektoraustritt
a	Randbedingung Umgebungsfluid (ambient)
B	im Kern (bulk)
Blase	auf Blase bezogen
c	auf kritischen Punkt bezogen
cav	Kavitation
e	erhöht
HWL	auf Harnstoff-Wasser-Lösung bezogen
fl	Flüssigphase
inj	Injektionsbedingung
max	maximal
Medium	auf Medium bezogen
nr	irreversibel (non recoverable)
r	reversibel (recoverable)
rel	relativ
S	Oberfläche (surface)
s	überhitzter Zustand
sat	Sättigungsbedingung
Urea	auf reinen Harnstoff bezogen
v	Dampfphase
Vakuum	Vakuumbedingung
w	Wasser

Naturkonstanten

<i>Formelzeichen</i>	<i>Bezeichnung</i>	<i>Wert</i>
c_{Vakuum}	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	299792458 m/s
k_{b}	Boltzmann-Konstante	$1,38064852 \cdot 10^{-23}$ J/K
N_{A}	Avogadro-Konstante	$6,022140857 \cdot 10^{23}$ mol ⁻¹
π	Kreiszahl	3,1415926(...)
R	universelle Gaskonstante	8,3144598 J/mol·K

Dimensionslose Kennzahlen

<i>Kennzahl</i>	<i>Bedeutung und Definition</i>
Ja	Jakob-Zahl = $\frac{\rho_l \cdot c_p \cdot \Delta T}{\rho_v \cdot h_v}$
Ka	Kavitations-Zahl = $\frac{p_{inj} - p_{sat}}{\frac{1}{2} \cdot \rho_l \cdot u^2}$
Oh	Ohnesorge-Zahl = $\frac{\eta}{\sqrt{D \cdot \rho_l \cdot \sigma}}$
Re	Reynolds-Zahl = $\frac{\rho_l \cdot u \cdot D}{\eta}$
R _p	dimensionsloses Druckverhältnis = $\frac{p_{sat}(T_{inj})}{p_0}$
We	Weber-Zahl = $\frac{\rho_0 \cdot u^2 \cdot d}{\sigma}$

Abkürzungen

<i>Abkürzung</i>	<i>Bedeutung</i>
ADN	Ammoniumdinitramid
CFD	Computational Fluid Dynamics (numerische Strömungsmechanik)
EIL	Energetisch-ionisches Liquid
FCV	Flow Control Valve
FLP	FOI-Liquid Propellant
FOI	Totalförsvarets forskningsinstitut (Schwedisches Forschungsinstitut für Verteidigung)
HWL	Harnstoff-Wasser-Lösung
IAPWS	The International Association for the Properties of Water and Steam
ITS-90	Internationale Temperaturskala von 1990
LD ₅₀	mittlere letale Dosis
LMP	Liquid Monopropellant
NIST	National Institute of Standards and Technology
MMF	Monomethylformamid
PMMA	Polymethylmethacrylat
PRISMA	Prototype Research Instruments and Space Mission technology Advancement

1 Einleitung

1.1 Hintergrund und Motivation der Arbeit

Wenn es um lagerfähige Flüssigtreibstoffe für Raumfahrtantriebe und im Speziellen um Satellitenanwendungen geht, führt im Moment kein Weg an Hydrazin vorbei. Der Treibstoff und seine Derivate werden seit den 1960er Jahren erfolgreich und zuverlässig geflogen [1, 2]. Jedoch ergeben sich mit der Zeit neue Anforderungsprofile für Treibstoffe, besonders hinsichtlich der Leistung bzw. des dichtetpezifischen Impulses ($\rho \cdot I_{sp}$) und der Toxizität sowie in Hinblick auf das daraus resultierende monetäre Einsparpotenzial beim Treibstoffumgang.

Zu den potentiellen Kandidaten, welche Hydrazin für Satellitenmissionen ersetzen könnten, zählen LMP-103S und FLP-106. Bei diesen handelt es sich um Ammoniumdinitramid- (ADN)-basierte Treibstoffe, welche aus mehreren Komponenten bestehen. FLP-106 setzt sich zusammen aus ADN, Wasser und Monomethylformamid (MMF) [3]. LMP-103S ist eine Zusammensetzung aus den vier Komponenten ADN, Wasser, Methanol und Ammoniak. Diese Treibstoffe sind Monergole und zählen zu den neuartigen grünen Treibstoffen bzw. energetisch ionischen Liquiden (EIL). Der Vorteil dieser Treibstoffe ist deren Langzeitstabilität und die daraus resultierende Lagerbarkeit. Des Weiteren ist der dichtetpezifische Impuls um 30 % höher im Vergleich zu Hydrazin [4]. Ebenso weisen diese Treibstoffe eine geringere Toxizität (LD_{50} : 1270 mg/kg [5] \leftrightarrow 60 mg/kg [6]) und einen niedrigeren Dampfdruck auf. Dadurch ergeben sich bei der Handhabung und für den Transport reduzierte Sicherheitsanforderungen, welches in geringeren Gesamtkosten resultiert. Für die PRISMA-Kampagne, bei welcher LMP-103S und Hydrazin als Treibstoffe eingesetzt wurden, wird die Einsparung gegenüber Hydrazin mit über 67 % angegeben [7].

Aus der Zusammensetzung des Treibstoffes ergeben sich jedoch Problemfelder, welche für Einkomponententreibstoffe wie Hydrazin oder Wasserstoffperoxid nicht von Relevanz sind. Eine Grundfragestellung leitet sich aus dem Anwendungsfall ab: Bleibt die Zusammensetzung des Treibstoffes zuverlässig homogen? Im Besonderen, wenn der Mehrkomponententreibstoff schlagartig vakuumnahen Bedingungen ausgesetzt wird, wie diese bei Weltraummissionen vorherrschen, und es zu sogenannter Flashverdampfung kommt? Bei dieser handelt es sich um die spontane Verdampfung eines Stoffes, wenn dieser schlagartig einer Umgebung unter-

halb seines Dampfdrucks ausgesetzt wird. Diese spontane Verdampfung befördert den Strahlzerfall hin zu kleinen Tropfen. Dies ist in der Regel hilfreich bei thermischen Zündprozessen.

Besonders kritisch wird diese Fragestellung bei EILs hinsichtlich einer möglichen thermischen Zündung. LMP-103S ist zwar bereits seit August 2010 erfolgreich bei der PRISMA-Mission im Einsatz und hat sich bis dato als zuverlässig erwiesen. Jedoch ist in den verwendeten 1-N-Triebwerk ein beheiztes Katalysatorbett verbaut, welches für jede Zündung auf über 350 °C vorgeheizt werden muss [7]. Aus diesen Gründen ist eine thermische Zündung wünschenswert und Wiederzündbarkeit langfristig eine Notwendigkeit. Voraussetzung hierfür ist jedoch die detaillierte Kenntnis des Versprüh- bzw. Flashverhaltens und der lokalen Zusammensetzung des Sprays. Für Reinstoffe wie Hydrazin sind zufriedenstellende Modelle vorhanden, u.a. [8, 9]. Entsprechende Herausforderungen ergeben sich jedoch, wenn drei bzw. vier Komponenten als Gemisch vorliegen. Daraus resultieren drei bzw. vier individuelle Dampfdrücke, was die Anwendbarkeit dieser Modelle infrage stellt. Bleiben alle Stoffe homogen gemischt, auch in der Gasphase, kann eine geeignete Zündmethode abgeleitet werden. Entmischen sich die Komponenten jedoch, gilt es, die Ursachen zu untersuchen und gegebenenfalls mit konstruktiven Maßnahmen gegenzusteuern. Besonderes Augenmerk liegt bei den Untersuchungen auf dem gelösten Salz, welches mit über 60 wt.% den Hauptanteil bildet. Mögliche Ablagerungen durch Kristallisation in kritischen Komponenten wie FCV, Injektor oder Brennkammer könnten zu unerwünschten Effekten führen. Aus diesen Gründen ist es notwendig, mögliches Entmischungsverhalten intensiver zu untersuchen [10–12].

1.2 Zielsetzung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Versprühverhaltens salzhaltiger Lösungen bei vakuumnahen Bedingungen. Ein Hauptaugenmerk liegt dabei auf dem möglichen Entmischungsverhalten der Lösung. Hierzu werden geometrische Einflussgrößen wie der Durchmesser, das Durchmesser-Längen-Verhältnis (L/D) sowie das Kontraktionsverhältnis untersucht. Des Weiteren werden der Einfluss physikalischer Randbedingungen wie Vor- und Unterdruck, der Temperatur sowie die Konzentrationsabhängigkeit von Wasser-Salzlösungen betrachtet. Durch experimentelle Untersuchungen gilt es diese Parameter zu identifizieren sowie deren Auswirkungen auf das externe Sprühverhalten in ein geeignetes Modell zu überführen.

2 Theoretische Grundlagen und Forschungsstand

2.1 Geschichtlicher Hintergrund der Beschreibung eines Flüssigkeitsstrahls

Die Vorhersage der Vorgänge während des Zerfalls eines Flüssigkeitsstrahl und dessen Analyse sind bereits seit über 150 Jahren Gegenstand intensiver Untersuchungen. Savart [13] führt als einer der ersten Forscher dokumentierte Untersuchungen zum Zerfall eines Strahls durch. Hierfür wurden Behälter mit unterschiedlichen Abmessungen, Größen und Füllständen genutzt sowie Ablassblenden mit unterschiedlichen Längen und Durchmessern eingesetzt. Dadurch wurde unter anderem eine Korrelation zwischen den Blendendurchmessern und dem Zerwellen des Strahls sowie des Füllstands (p_{inj}) und des Tankdurchmessers, welcher das Kontraktionsverhältnis widerspiegelt, gefunden. Aufbauend auf diesen Ergebnissen veröffentlichte Plateau 1857 ein Gedankenmodell zum Ablauf des Zerfallsprozesses. Ausgehend von einem zylindrischen Strahl entwickelt sich ein dynamisch-schwingendes System, durch kontinuierlichen Masseverlust in Form von zylindrischen Tropfen [14]. Besagtes Gedankenmodell wurde von Sir Lord Rayleigh aufgegriffen und modifiziert [15]. Dadurch gelang es durch Einhaltung der Kontinuitätsgleichung, den Zerfallsprozess für newtonische und nicht-newtonische Flüssigkeiten erstmals mathematisch zu beschreiben. Jedoch wurde dieses Modell für einen Strahl im luftleeren Raum aufgestellt, da es die Interaktion mit einem Umgebungsfluid, wie z. B. Luft, vernachlässigt. Haenlein berücksichtigte das Umgebungsmedium und hat 1931 Zerfallsuntersuchungen mit Fluiden unterschiedlicher Viskosität sowie mit und ohne Luftwiderstand veröffentlicht [16]. Eingesetzt wurden mehrere Düsendurchmesser, jedoch immer mit fixem L/D von 10. Erstmals wurde in dieser Arbeit zwischen unterschiedlichen Zerfallsformen differenziert. Zusätzlich konnte eine direkte Abhängigkeit des Strahldurchmessers und der -geschwindigkeit zur Zerfallslänge nachgewiesen werden. Erstmals wurde auch eine kritische Geschwindigkeit beim Übergang zwischen den unterschiedlichen Zerfallsformen experimentell belegt. Ferner konnte der Einfluss der Viskosität auf den Zerfall dargelegt werden. Parallel dazu verfeinerte Weber basierend auf den Daten der experimentellen Untersuchungen von Haenlein die Theorie Rayleighs um

Viskosität und Lufterfluss [17]. Der Zerfall wird hierbei durch rotations-symmetrische Störungen eingeleitet, welche zu Instabilitäten im System des Strahls führen. Dies wurde kurze Zeit später durch Veröffentlichungen von Tomotika [18] sowie Taylor [19] bestätigt. Diese benannten explizit, dass der Strahl am instabilsten ist, wenn die Störung der Oberfläche, auch Knoten oder Varikosität genannt, im Verhältnis zum Radius des Strahls am größten sind. Vernachlässigt wurde bei diesem Modell jedoch die Trägheitskraft. Aufbauend auf den Vorarbeiten von Haenlein und Weber stellte von Ohnesorge 1936 den Zusammenhang zwischen auftretenden Reibungskräften auf den Strahl und interner Oberflächen- und Trägheitskraft des Fluids her [20]; heute bekannt als Ohnesorge-Zahl. Übersichtspaper zu diesem Thema werden in regelmäßigen Abständen weiterhin veröffentlicht, z.B. [21–24].

In Abbildung 2.1 sind die Zerfallszustände in Abhängigkeit der Ohnesorge- und Reynolds-Zahl aufgetragen:

- (a) *Das Abtropfen oder der Rayleigh-Zerfall* ist hierbei das sogenannte Rayleigh-Regime. Bei niedrigen Geschwindigkeiten kommt es nur zu geringer Störung der Oberfläche. Die aerodynamischen Einflüsse sind vernachlässigbar. Die Tropfendurchmesser sind größer als der Strahldurchmesser. Der Zerfall findet einige Düsendurchmesser stromabwärts statt.
- (b) *Das Zertropfen oder der 1. windinduzierte Bereich* ist der Zerfall des Strahls aufgrund achsensymmetrischer Oberflächenschwingungen. Die Tropfendurchmesser haben annähernd den Durchmesser des Strahls.
- (c) *Das Zerwellen oder der 2. windinduzierte Bereich* ist das Zerfallen durch schraubensymmetrische Schwingungen des Strahls. Die Interaktion des Strahls mit dem Umgebungsmedium ist nicht mehr vernachlässigbar. Die Tropfen sind kleiner als der Strahldurchmesser.
- (d) *Das Zerstäuben* des Strahls findet bei hohen Fluidgeschwindigkeiten ($Re > 10^5$) direkt am Düsenaustritt statt. Die Tropfendurchmesser sind deutlich kleiner als der Strahldurchmesser.

Abbildung 2.2 zeigt Beispiele der jeweiligen Zerfallszustände (a) bis (d).

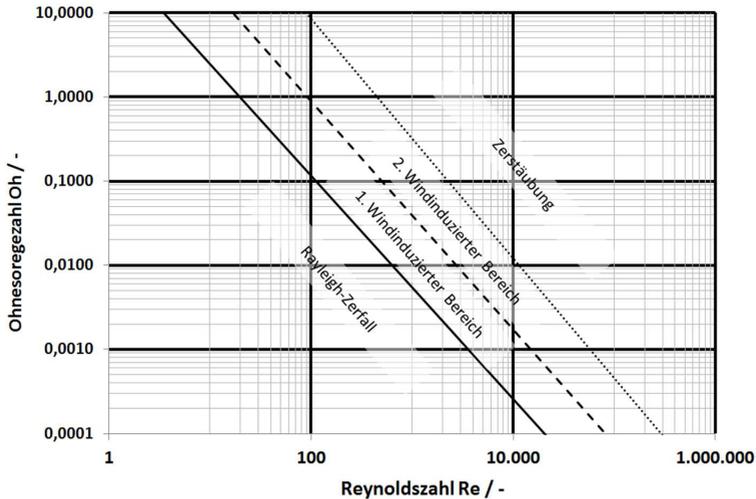


Abbildung 2.1: Übersicht der Zerfallsregime nach von Ohnesorge [20].
Adaptiert nach [25].



(a) Rayleigh Regime
(Keine Strahlausbildung)

(b) Zertropfen

(c) Zerwellen

(d) Zerstäuben

Abbildung 2.2: Zerfallszustände (a) bis (d).

2.2 Injektorströmung

2.2.1 Rohrströmung

Bei reibungsbehafteten Rohrströmungen lässt sich zwischen laminarer und turbulenter Strömung unterscheiden. Bei der laminaren Strömungsform gleiten die Flüssigkeitsschichten übereinander und es findet keine Ver-

mischung statt. Das Geschwindigkeitsfeld bei der turbulenten Strömung schwankt im Gegensatz dazu quer zur Hauptströmungsrichtung. Dadurch kommt es zur Durchmischung der einzelnen Schichten. Die beiden Formen sind dargestellt in Abbildung 2.3.

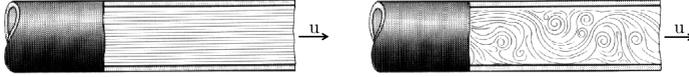


Abbildung 2.3: Unterschiedliche Rohrströmungen aus [26]; (A) laminar, (B) turbulent.

Liegt die Reynolds-Zahl (Re) unterhalb des kritischen Werts von 2300, so liegt laminare Strömung vor (Gl. 2.1).

$$Re = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Zähigkeitskraft}} = \frac{\rho_l \cdot u \cdot D}{\eta} = \frac{u \cdot D}{\nu} \leq Re_{krit} \approx 2300 \quad (2.1)$$

Dabei handelt es sich bei D um den Rohrdurchmesser und bei u um die mittlere Geschwindigkeit.

Oberhalb dieser Grenze erfolgt der Umschlag zu turbulenter Strömung. Für gerade Rohre und newtonische Fluide lässt sich der Druckverlust in diesem Bereich mit Formel 2.2 berechnen.

$$\Delta p = \zeta \cdot \frac{\rho_l \cdot u^2}{2}, \quad \text{mit } \zeta = \lambda \frac{L}{D} \quad (2.2)$$

Dabei ist ζ der Druckverlustbeiwert und λ die Rohrreibungszahl. Für Rohre mit Verjüngung und Medien konstanter Dichte gilt:

$$\Delta p = \frac{\rho_l}{2} \cdot \left(\frac{1}{\mu} - 1 \right)^2 \cdot \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 \cdot u_1^2 \quad (2.3)$$

μ ist dabei der geometrieabhängige Kontraktionskoeffizient, A_1 die Querschnittsfläche des Einlaufs und A_2 die der verjüngten Querschnittsfläche.

2.2.2 Kavitation

Als Kavitation wird das Bilden und Zerfallen von Dampfblasen in einer Flüssigkeit bezeichnet. Diese entstehen in Bereichen, in denen der statische Druck der Flüssigkeit lokal unterhalb des Dampfdrucks fällt. Kavitation kann unterschiedliche Erscheinungsformen haben. Eine Möglichkeit zur Klassifizierung bietet hierbei die Differenzierung nach der Ursache des auftretenden Druckabfalls. Somit kann zwischen akustischer und hydrodynamischer Kavitation unterschieden werden [27].

Akustische Kavitation entsteht durch Druckwellen, welche durch die Flüssigkeit propagieren [28]. Die hydrodynamische Kavitation entsteht hingegen durch das lokale Absinken des Drucks unter Dampfdruckniveau. Diese ist geometrieabhängig und kann Injektoren auftreten. Die hydrodynamische Kavitation kann aufgrund ihres Dampfgehalts wiederum in vier Erscheinungsformen unterteilt werden [29]:

Wolkenkavitation: In stark gescherten Grenzschichten bilden sich Cluster von Blasen im Mikron- und Submikronbereich.

Blasen kavitation: Zusammenhängende Blasenströmung, die in Unterdruckgebieten abgelöster Strömung entsteht. Wird durch Kanten und Kontraktionen verursacht.

Schichten kavitation: Ein zusammenhängender Dampffilm, der sich durch Blasenkoaleszenz entwickelt, wenn der kritische Dampfanteil 0,5 übersteigt.

Superkavitation: Der Körper wird auf großen Teilen oder der ganzen Konturfläche von einem Dampffilm umgeben.

Zur Vorhersage von auftretender Kavitation wird im Allgemeinen die Kavitationszahl Ka genutzt. Diese ist das Verhältnis von Kavitation begünstigenden Effekten, wie der Differenzdruck ($p_{inj} - p_0$), zu Kavitation unterdrückenden Effekten, wie z.B. der Differenz von Umgebungsdruck (p_0) und Dampfdruck (p_v) [30]:

$$Ka = \frac{p_{inj} - p_v}{\frac{1}{2} \cdot \rho_l \cdot u^2} = \frac{p_{inj} - p_0}{p_0 - p_v} \quad (2.4)$$

Für Flüssigkeiten, bei welchen der Dampfdruck vernachlässigt werden kann, reduziert sich Formel 2.4 zu [31, 32]:

$$Ka = \frac{p_{inj} - p_0}{p_0} \quad (2.5)$$

Eine Klassifizierung von Kavitation in Injektoren kann nach Ferrari [27] anhand der Kavitationslänge (L_{cav}) vorgenommen werden. Es werden vier Gebiete unterschieden:

Kavitationsbeginn: Einsetzen von Kavitation.

Unterkavitation: Es ist eine ausgebildete Kavitationstasche vorhanden. Mit sinkender Ka -Zahl füllt der Dampf das Ablösegebiet weiter. L_{cav} ändert sich jedoch kaum.

Transitions kavitation: Mit sinkender Ka -Zahl steigt L_{cav} deutlich.

Superkavitation: L_{cav} ist gleich lang wie die Düse. Geprägt ist diese von einer flüssigen Kernströmung, die von einer Dampfphase umgeben ist (vgl. Abbildung 2.5 b).

Für Injektoren mit geringen L/D-Verhältnissen und hohen Geschwindigkeiten ist die Ka-Zahl allein jedoch nicht ausreichend, um Kavitation zu beschreiben. Die Verweilzeit eines Fluidelements im Injektor ist in diesem Fall zu gering und beträgt lediglich einige μs . Dadurch ist die Verweilzeit teilweise geringer als die Zeit, die Blasen zum Kollabieren benötigen [33].

Vena Contracta und Superkavitation

Bei hohen Geschwindigkeiten (Re) oder/und kleinen Materialfehlern entstehen bei einer plötzlichen Verjüngung des Strömungsquerschnitts Rezirkulationszonen, wie dies in Abbildung 2.4 dargestellt ist. Die erste Zone erscheint stromaufwärts der Kontraktion. Jedoch ist deren Erscheinen eine Funktion von Geometrie und Einlaufgeschwindigkeit. Die zweite Zone bildet sich nach der Kontraktion aus und wird Vena Contracta genannt. Die durch die Rezirkulationszone verursachte Energiedissipation bedeutet, dass nicht der komplette Druck in kinetische Energie umgewandelt wird. Dadurch ergeben sich zwei Anteile: der reversible (Δp_r) und der irreversible Δp_{nr} Druckverlust. Die plötzliche Beschleunigung der Flüssigkeit über die Verjüngung ist sichtbar im Druckprofil als reversibler Druckverlust Δp_r . Je größer die Beschleunigung, desto größer wird Δp_r . Fällt Δp_r unterhalb des Dampfdrucks der Flüssigkeit, führt dies lokal zu Kavitation. Nach der Vena Contracta wird die Flüssigkeit abgebremst und die überschüssige kinetische Energie wird zurück in Druck gewandelt. Die resultierende Differenz ist der irreversible Druckverlustanteil Δp_{nr} . Dieser ist auf die Energiedissipation durch die Rezirkulationszonen zurückzuführen.

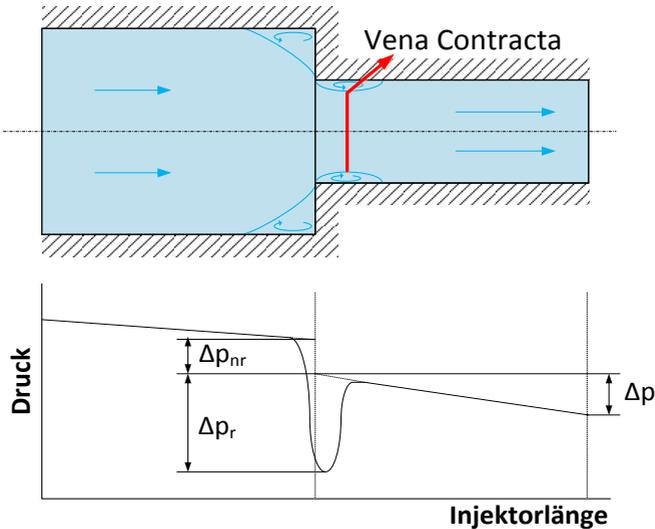


Abbildung 2.4: Druckprofil durch eine plötzliche Verjüngung.

In der Unterdruckzone bildet sich eine Zweiphasenströmung. Dieses Kavitationstasche genannte Gebiet wechselwirkt mit der Flüssigphase. An der Grenzfläche dieser Zone können Blasen entstehen. Dies wird auch kavitationsbedingte Nukleation genannt. Es gibt Hinweise, dass dieser interne Strömungseffekt bei der Evaluation des externen Sprühbilds zu berücksichtigen ist und einen nicht zu vernachlässigbaren Einfluss auf den Strahlzerfall ausübt [31, 33–39]. Dieser Effekt ist stark abhängig von der Einlaufgeometrie. Blasen kleiner r_{\min} implodieren und „stören“ die Strömung; Blasen größer/gleich r_{\min} wachsen, koaleszieren und werden von der Strömung mitgerissen, platzen am Injektoraustritt auf und verursachen einen feinen Sprühnebel. Zusätzlich wird durch die Kavitationstasche nicht nur die Strömung abgelöst, der freie Strömungsquerschnitt (Vena Contracta) wird dadurch außerdem verringert. Dies resultiert in einem Anstieg des Druckverlustes, einhergehend mit einer Abnahme des Durchflusskoeffizienten [31, 38, 40–42].

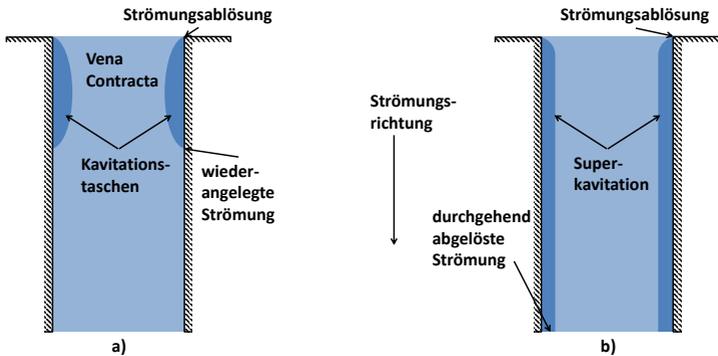


Abbildung 2.5: Kavitationsregime: a) Kavitationstasche: ab- und wieder-angelegte Strömung; b) Superkavitation.

Bei weiterer Erhöhung der Druckdifferenz oder des Überhitzungsgrads wird auch die Blasenbildung erhöht. Dadurch wird gleichzeitig verhindert, dass der Massenstrom entsprechend der Druckdifferenz steigen kann. Der Unterdruckbereich bildet sich weiter aus, die Strömung legt sich nicht wieder an (bzw. kann sich nicht wieder anlegen). Es kommt zum Choking. Dieses Phänomen wird Superkavitation genannt und ist in Abbildung 2.5 b) dargestellt. Dies ist nicht zu verwechseln mit einem hydraulischen Flip, welcher durch Materialfehler hervorgerufen wird. Nähere Informationen zu diesem Phänomen sowie eine genaue Differenzierung zur (Super-)Kavitation sind u.a. in Quellen [33] und [42] zu finden.

2.3 Flashing

Einen Sonderfall des Strahlzerfalls stellt die sogenannte Flashverdampfung oder kurz das Flashing dar. Dies kann durch große Druck- oder Temperaturunterschiede hervorgerufen werden. Prinzipiell gilt, je geringer der Gegendruck ist, desto weniger kann eine Wechselwirkung des Strahls mit dem Umgebungsmedium stattfinden. Flashing ist in diesem Fall das spontane Zerfallen eines Strahles aufgrund des geringen Gegendrucks. Die Umgebung, in die der Strahl eingedüst wird, liegt unterhalb des Dampfdrucks des Fluids. Die Flüssigkeit überhitzt. Aus diesem Grund kann es zur Blasenbildung in der Flüssigkeit kommen [43]. Die Flüssigkeit befindet sich kurzzeitig in einem metastabilen Zustand. Durch diese lokal verdampfenden Blasen wird der Strahl „aufgerissen“, fein zerstäubt und bis zu einem maximalen Sprühwinkel von 170° aufgeweitet [44]. In

Abbildung 2.6 ist eine schematische Darstellung des Prozesses zu finden. Abbildung 2.7 zeigt den Strahlzerfall bei konstanter Injektionstemperatur und konstantem -druck [45], wobei der Gegendruck von links nach rechts abnimmt.

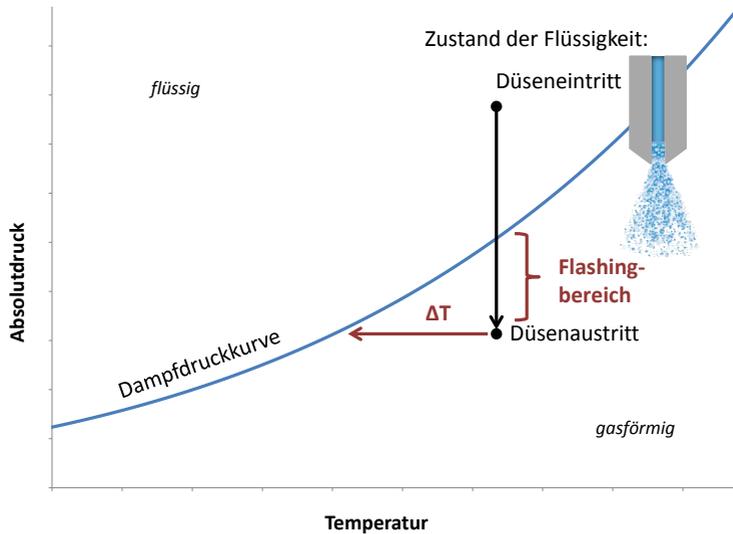


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Flashing-Vorgangs.

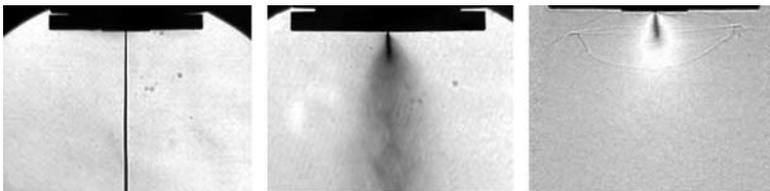


Abbildung 2.7: Strahlzerfall als Funktion des Gegendrucks. Adaptiert nach Vieira & Simões-Moreira [45]. Testreihe mit nominalem Einspritzdruck von $P_{inj} = 2,5$ bar und $T_{inj} = 76$ °C: Von links nach rechts nimmt der Gegendruck in der Kammer ab: 1,08 bar; 66,7 mbar; 0,6 mbar.

2.3.1 Jakob-Weber-Korrelation

Eine Herangehensweise, um Flashingvorhersagen zu treffen, ist die Jakob-Weber-Korrelation. Die Jakob-Zahl (Ja) ist definiert als Verhältnis von „der Flüssigkeit aufnehmender“ (fühlbarer) Wärme zu von der Gasphase absorbierten (latenten) Wärme, um einen Phasenwechsel des Fluids herbeizuführen. Die klassische Jakob-Zahl ist in Gleichung 2.6 wie folgt definiert:

$$Ja = \frac{\rho_{fl} \cdot c_p \cdot \Delta T_s}{\rho_v \cdot h_v} = \frac{\text{fühlbare Wärme}}{\text{latente Wärme}} \quad (2.6)$$

Dabei stellt ΔT_s den Überhitzungsgrad der Flüssigkeit dar. Dieser ist die Differenz aus Injektions- (T_{inj}) und Sättigungstemperatur (T_{sat}) des Umgebungsdrucks (p_0).

$$\Delta T_s = T_{inj} - T_{sat}(p_0) \quad (2.7)$$

Die Weber-Zahl (We) beschreibt das Verhältnis der Kräfte, die auf die austretende Flüssigkeit beim Versprühen wirken. Namentlich ist dies die Trägheitskraft des Strahls bzw. eines flüssigen Tropfens im Verhältnis zur Oberflächenkraft desselben. Je größer die Weber-Zahl wird, desto größer wird die auf den Tropfen wirkende Deformationskraft, was in einem feineren Zerstäuben des Sprays resultiert. Bei Versprühvorgängen in eine Umgebung unterhalb des Dampfdrucks der Flüssigkeit wird die *Dampf-Weber-Zahl* (engl. vapour Weber-number) herangezogen. In diesem Fall ist die Weber-Zahl für überhitzte Flüssigkeiten wie folgt definiert [46]:

$$We_v = \frac{D \cdot u_{rel}^2 \cdot \rho_v}{\sigma_{fl}} \quad (2.8)$$

Dabei ist ρ_v die Dampfdichte des Fluids, u die Fluidgeschwindigkeit, σ die Oberflächenspannung der Flüssigkeit und D der Tropfendurchmesser. Eine weitere Darstellungsmöglichkeit der Weber-Zahl ist in Gleichung 2.9 dargestellt. In diesem Fall ist diese auf die Flüssigphase bezogen. D ist hierbei der Injektordurchmesser.

$$We_{fl} = \frac{D \cdot u_{rel}^2 \cdot \rho_{fl}}{\sigma_{fl}} \quad (2.9)$$

Wie in Abschnitt 2.1 dargestellt, ist der Strahlzerfall Reynolds-abhängig. Über die Weber-Zahl ergibt sich folgende Verknüpfung mit der Ohnesorge-Zahl:

$$Oh = \frac{\eta}{\sqrt{\sigma \cdot \rho \cdot D}} = \frac{\sqrt{We_{fl}}}{Re} \quad (2.10)$$

Kitamura et al. [46] haben Daten mehrerer Autoren zusammengetragen und verglichen. Die empirische Konstante ϕ ist das Verhältnis der Gleichgewichtsbedingungen der Dichte im flüssigen Zustand (ρ_{fl}) am Eintritt und der Dichte des Dampfes (ρ_v) am Düsenausgang bei Vakuumbedingungen in der Testkammer.

$$\phi = 1 - \exp\left(-2300 \frac{\rho_v}{\rho_{fl}}\right) \quad (2.11)$$

Kitamura et al. [46] schlagen für Weber-Zahlen kleiner 25 folgende allgemeine Korrelation vor:

$$Ja \cdot \phi = 100 \cdot We^{-\frac{1}{7}} \quad (2.12)$$

Cleary et al. [47] haben darauf aufgebaut und ihre Messdaten für Wasser und scharfkantige Blenden ebenfalls korreliert. Die Forschungsgruppe konnte das Einsetzen der unterschiedlichen Zerfallszustände differenzieren in mechanischen Zerfall (Gleichung 2.13), Übergangsbereich und das voll ausgebildete, sogenannte „Full Flashing“ (Gleichung 2.14).

$$Ja \cdot \phi = 55 \cdot We^{-\frac{1}{7}} \quad (2.13)$$

$$Ja \cdot \phi = 150 \cdot We^{-\frac{1}{7}} \quad (2.14)$$

Eine Übersicht der Zustände ist in Abbildung 2.8 dargestellt.

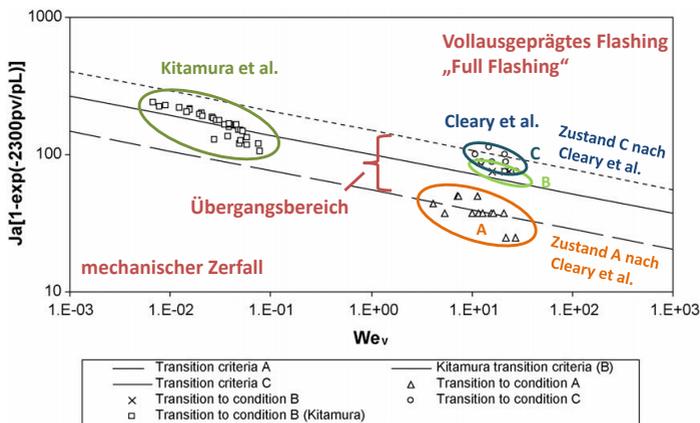


Abbildung 2.8: Zerfallszustände und Jakob-Weber-Korrelation (adaptiert nach Cleary et al. [47]).

2.3.2 Dimensionsloses Druckverhältnis R_p

Zu ΔT_s lässt sich ein zweiter Parameter zur Bestimmung des Überhitzungsgrads aus den Gleichgewichtsbedingungen ableiten: das dimensionslose Druckverhältnis R_p . Dieses ist definiert als Verhältnis von Sättigungsdampfdruck p_{sat} der Injektionstemperatur T_{inj} zu Gegendruck p_0 (Gl. 2.15).

$$R_p = \frac{p_{\text{sat}}(T_{\text{inj}})}{p_0} \quad (2.15)$$

R_p scheint besonders geeignet für hohe Überhitzungsgrade [48].

2.3.3 Flashing von Salzlösungen

Zum Flashing von Salzlösungen bei vakuumnahen Bedingungen gibt es wenige Veröffentlichungen. Lior hat diese Phänomen für einen industriellen Entspannungsverdampfer zur Meerwasserentsalzung betrachtet [49]. Dabei wurden vier mögliche Effekte gefunden und beschrieben, die das Flashing unterdrücken könnten. So werden die von Lior beschriebenen Effekte des ansteigenden hydrostatischen Drucks mit Tiefe sowie Verunreinigungen des Fluids durch Fremdkörper oder -partikel nicht betrachtet, da diese für die vorliegende Arbeit nicht von Relevanz sind. Bei den verbleibenden beiden Effekten, welche auch bei vakuumnahen Bedingungen auftreten, handelt es sich zum einen um den erhöhten Widerstand, den die Nukleationszentren erfahren. Dadurch verschiebt sich das Phasengleichgewicht, der benötigte kritische Blasendurchmesser r_{min} für stabiles Blasenwachstum steigt mit steigendem Salzgehalt. Zum anderen wird die Siedepunkterhöhung bei gleichbleibendem Druck betrachtet. Gemäß des Raoult'schen Gesetzes steigt der Siedepunkt des Lösungsmittels bei Salzzugabe entsprechend der Konzentration des Salzes. Es kann deshalb davon ausgegangen werden, dass für das Flashing einer Salzlösung bei vakuumnahen Bedingungen ein niedrigerer Überhitzungsgrad benötigt wird als beim entsprechenden, reinen Lösungsmittel bei gleichen Druckbedingungen. Verdeutlicht wird dies in Abbildung 2.9. Der grüne Punkt stellt den Gegendruck von 25 mbar dar. Bei einer Injektionstemperatur von 50 °C würde eine 30 %-ige HWL ein ΔT_s von 25,2 K erfahren, wobei reines Wasser in diesem Fall ein ΔT_s von 28,9 K aufweist.

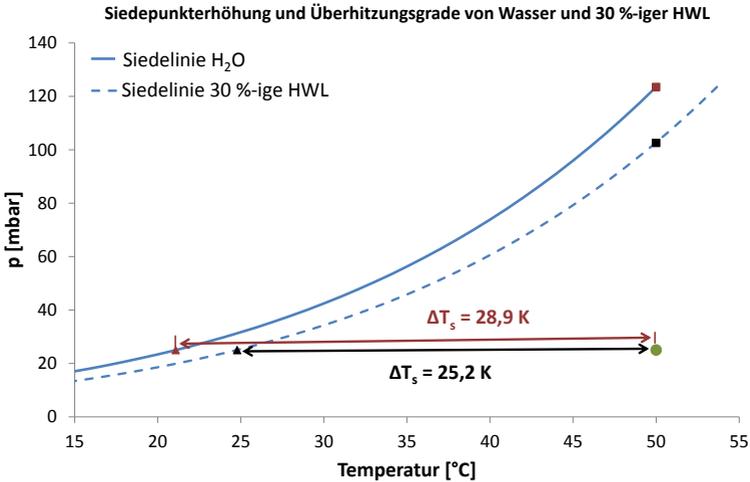


Abbildung 2.9: Siedepunkterhöhung und ihr Einfluss auf den Überhitzungsgrad ΔT_s ; rot: H₂O; schwarz: 30 %-ige HWL. Quadrat: $p_{\text{sat}}(T_{\text{inj}} = 50 \text{ }^\circ\text{C})$; Dreieck: $T_s(p_0)$; grüner Kreis: $p_0 = 25 \text{ mbar}$.

2.3.4 Klassische Nukleationstheorie

Der Zerfallsprozess des Strahls beim Flashing kann verstärkt werden, wenn sich innerhalb des Injektors aus einem anderem Grund bereits Blasen bilden. Der Prozess der Blasenbildung innerhalb einer Flüssigkeit kann mittels der klassischen Nukleationstheorie (CNT) beschrieben werden. Hierbei wird zwischen homogener und heterogener Nukleation unterschieden. Von homogener Nukleation wird gesprochen, wenn sich Blasen innerhalb einer reinen Flüssigkeit bilden, ohne dass die Flüssigkeit dabei in Kontakt mit einer anderen Phase kommt. Verursacht wird diese durch lokale Druckfluktuationen in der Flüssigkeit. Diese muss hierbei überhitzt vorliegen [50].

Im Gegensatz dazu bildet sich heterogene Nukleation nur aus, wenn die Flüssigkeit in Kontakt mit einer anderen Phase kommt. Die Nukleation findet in diesem Fall an der Grenzfläche der Kontaktphase statt. Heterogene Nukleation tritt beispielsweise an Oberflächenrauheiten oder durch Verunreinigungen wie Partikel und Schwebeteilchen auf. Die Keime bilden sich an den Kontaktflächen aus. Es wird eine geringere Überhitzung als bei der homogenen Nukleation benötigt [50]. Bei Flashing wird in der

Regel von heterogener Nukleation ausgegangen [51–53].

Zur Beschreibung des Nukleationsvorgangs müssen die thermodynamischen Gegebenheiten im Grenzbereich der Siedepunktskurve betrachtet werden. Die Flashverdampfung einer anfänglich unterkühlten Flüssigkeit kann entweder durch isobares Erhitzen oder durch isotherme Entspannung erreicht werden. Schematisch dargestellt ist dieser Prozess in Abbildung 2.10. Das theoretische Maximum, zu welchem eine Flüssigkeit für kurze Zeit überhitzt werden kann, ohne einen Phasenwechsel herbeizuführen, wird von der Flüssigspinodale bestimmt. Ist der statische Druck der Flüssigkeit höher als ihr Dampfdruck ($p_l > p_v$), ist die Flüssigkeit überhitzt. Bei $p_l < p_v$ ist die Flüssigkeit metastabil. In der Praxis kann diese ideale Grenze nicht erreicht werden: Verunreinigungen, gelöstes Gas und/oder Wandinflüsse verhindern dies [39].

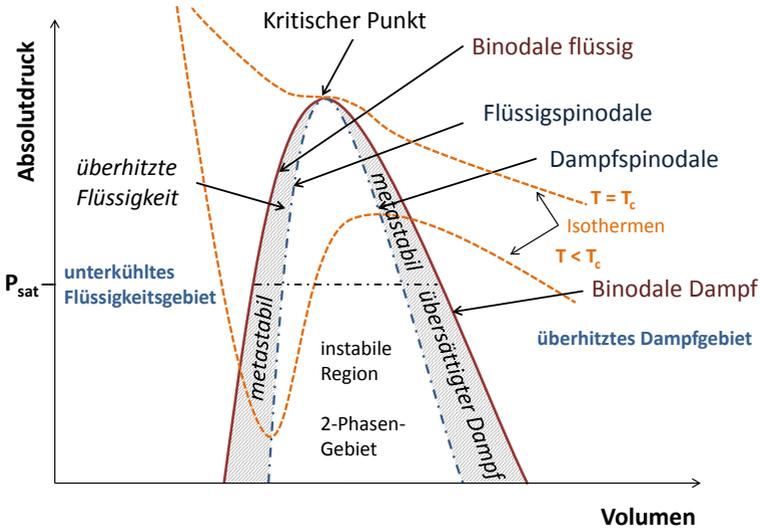


Abbildung 2.10: Schematische Übersicht der zu durchlaufenden Regionen einer reinen Flüssigkeit im Phasendiagramm nach [54].

Keimbildung

Nukleation kann in zwei Phasen unterschieden werden. Die erste Phase wird Nukleation oder auch Keimbildung genannt. Bei der zweiten Phase handelt es sich um das eigentliche Blasenwachstum. In den meisten Fällen

handelt es sich bei der ersten Phase um heterogene Nukleation. Die Keimbildungsrate J steigt dabei exponentiell mit dem Überhitzungsgrad, wie in Gleichung 2.16 zu sehen ist. Die Keimbildungsrate beschreibt die Anzahl an generierten Keimen pro Volumen und Zeit [39]:

$$J = C \cdot \exp\left(\frac{-\Delta G}{k_b \cdot T}\right) \quad (2.16)$$

Dabei ist k_b die Boltzmann-Konstante und ΔG die freie Enthalpie, auch Gibbs-Energie genannt. Bei C handelt es sich um einen kinetischen Vorfaktor. Dieser bestimmt die Geschwindigkeit, mit welcher sich Moleküle am Nukleus der neuen Phase binden und ist definiert als [55]:

$$C = \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma}{\pi \cdot m}} \quad (2.17)$$

m ist dabei die Molekülmasse.

Wie in Gleichung 2.16 zu erkennen ist, sinkt die Keimbildungsrate exponentiell mit ΔG . Diese kann als Funktion des chemischen Potentials $\Delta\mu$ umgeschrieben werden, welches die treibende Kraft ist, um den Phasenwechsel einzuleiten. Im vorliegenden Fall ist das die überhitzte Flüssigphase zur entsprechend stabilen Dampfphase. Das chemische Potential kann bei isothermer und adiabater Annahme folglich als Funktion des Druckverhältnisses R_P wiedergegeben werden [48]:

$$\Delta\mu = N_A \cdot k_b \cdot T_{inj} \cdot \ln(R_P) = R \cdot T_{inj} \cdot \ln(R_P) \quad (2.18)$$

Des Weiteren kann die Keimbildungsrate als Funktion der dimensionslosen Oberflächenspannung Θ und R_P dargestellt werden [56].

Θ ist hierbei das Verhältnis von Energie, die benötigt wird, um eine neue Grenzfläche auszubilden, zu vorhandener thermischer Energie. Lamanna et al. [48] nutzten diesen Zusammenhang und leiteten die dimensionslose Energiebarriere χ her¹:

$$\chi = \frac{\Delta G}{k_b \cdot T_{inj}} = \frac{4 \cdot \Theta^3}{27 \cdot (\ln R_P)^2} \quad (2.19)$$

mit

$$\Theta = \frac{a_0 \cdot \sigma}{k_b \cdot T_{inj}} \quad (2.20)$$

Dabei ist a_0 die molekulare Oberfläche.

¹Gleichung 2.19 ist in Veröffentlichung [48] dimensionsbehaftet dargestellt. Nach Rücksprache mit den Autoren, handelt es sich hier um die korrigierte, dimensionslose Darstellung.

Für ein stabiles Blasenwachstum muss jedoch der Druck p_v innerhalb der Blase größer sein als die Oberflächenspannung σ und der einwirkende hydrostatische Druck der Flüssigkeit p_l auf die Blase. Unter Vernachlässigung von Viskositäts- und Trägheitskraft ergibt sich Gleichung 2.21. Eine schematische Abbildung der wirkenden Kräfte auf eine Blase ist in Abbildung 2.11 zu finden.

$$p_v > p_l + \frac{2 \cdot \sigma}{r} \quad (2.21)$$

Die kleinste stabile, kugelförmige Blase wird durch die Young-Laplace-Gleichung beschrieben und ergibt sich mit dem kritischen Radius (r_{min}):

$$r_{min} = \frac{2 \cdot \sigma}{p_v - p_l} \quad (2.22)$$

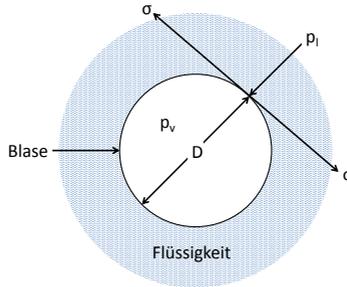


Abbildung 2.11: Wirkende Kräfte auf den Nukleationskeim nach Oza und Sinnamon [50].

Die Entwicklung vom Nukleationskeim zum Blasenzerfall ist in Abbildung 2.12 schematisch dargestellt.

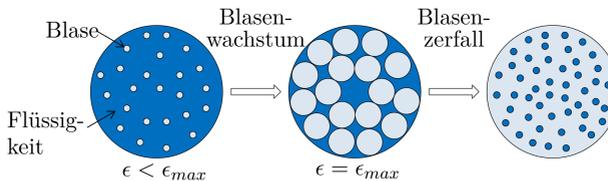


Abbildung 2.12: Entwicklung des Dampfanteils beim Tropfenzerfall adaptiert nach [57].

Hierbei ist jedoch eine Wachstumsgrenze für Dampfblasen vorhanden, darüber hinaus zerfällt die Blase. Die Grenze des Dampfanteils ϵ liegt je nach Autor zwischen 0,51 und 0,53 [57]. Der Dampfanteil ϵ ist definiert als Blasenvolumen (V_{Blase}) zu der Summe der Volumina der Blase und der Flüssigkeit (V_{fl}):

$$\epsilon = \frac{V_{Blase}}{V_{Blase} + V_{fl}} \quad (2.23)$$

Nach Kawano et al. [57] zerfällt der Tropfen in doppelt so viele Tropfen wie Blasen vorhanden waren. Aus flüssiger Strömung mit Dampfblasen wird zunehmend eine Dampfströmung mit flüssigen Tropfen.

Wie sich Nukleation im Allgemeinen im Injektor auswirkt, ist in Abbildung 2.13 dargestellt.

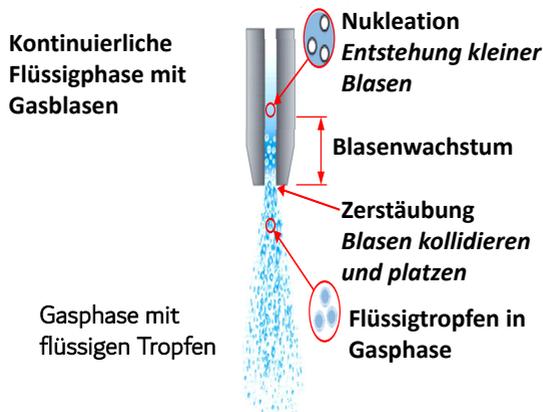


Abbildung 2.13: Nukleation im Injektor adaptiert nach Kamoun et al. [58].

Strömungsabhängige Nukleation

Der Zustand der internen Strömung kann sich ebenfalls auf die Nukleation auswirken. Wie bereits bei der Kavitation handelt es sich um geometriebedingte Effekte. Im Speziellen ist hierbei der Übergangsbereich zwischen anliegender, entwickelter Strömung und dem Auftreten von Kavitation gemeint. Das interne Strömungsprofil lässt sich in zwei weitere Zustände unterteilen [59]. Die angegebenen L/D-Verhältnisse gelten in diesem Fall für scharfkantige Einläufe.

Abgelöste Strömung mit partiellem Wiederanlegen: Strömung löst sich nach der Kontraktion, legt sich stromabwärts teilweise wieder an.

Dabei bildet sich ein geringer Anteil an Dampfblasen innerhalb der Strömung. Dieses Phänomen tritt z.B. nach Henry [59] für scharfkantige Blenden bei einem L/D zwischen 3 und 12 auf. Dies ist in Abbildung 2.14 (a) dargestellt.

Partiell abgelöste Strömung mit vollständigem Wiederanlegen: Bei $L/D > 12$ kommt es zum vollständigen Wiederanlegen der Strömung nach der Strömungsablösung. Der Anteil der Blasen innerhalb der Flüssigkeit steigt und es bildet sich eine disperse Phase aus (Abbildung 2.14 (b)).

Bei $L/D < 3$ ist die Strömung durchgängig abgelöst und Superkavitation tritt auf.

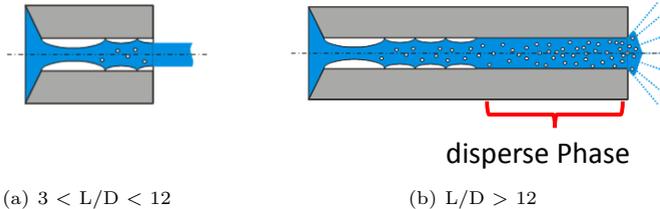


Abbildung 2.14: Internes Strömungsprofil bei verschiedenen L/D -Verhältnissen nach [59]. (a) Abgelöste Strömung mit partiellem Wiederanlegen. (b) Partiell abgelöste Strömung mit vollständigem Wiederanlegen. Grafik adaptiert nach [60].

Nukleation in Mehrstoffsystemen

Für Mehrstoffsysteme bzw. Lösungsmittel mit einem Schwersieder oder nicht-volatilen Anteil kann Gleichung 2.22 ebenfalls genutzt werden. Dies wurde für Wasser-NaCl-Systeme bei unterschiedlichen Temperaturen und Konzentrationen experimentell validiert [61]. Zu beachten sind lediglich die geänderten Sättigungs- und Gleichgewichtsbedingungen. In Gleichung 2.22 muss der Dampfdruck des Reinstoffs p_v ersetzt werden durch den Dampfdruck als Funktion der Siedepunkterhöhung $T_{\text{sat},e}$ und der Stoffkonzentration ω (Gl. 2.24).

$$p_v = p(T_{\text{sat},e}, \omega) \quad (2.24)$$

Alle benötigten stoffabhängigen Größen und deren Modell werden im nächsten Kapitel detailliert beschrieben.

3 Modelle und Stoffdatenbank für Harnstoff-Wasser-Lösungen

Zur Abschätzung des Salzeinflusses auf das Versprühverhalten wurden mehrere Modelle getestet. Solche zur Flashverdampfung aus der Meerwasserentsalzung wurden jedoch nicht weiter betrachtet [10, 49, 62]. Es handelt sich dabei verfahrenstechnisch um einen gewollten Entsalzungsprozess und es werden andere Ziele verfolgt (z.B. anderes Druckniveau, Mehrstufenprozess mit Rückkondensation, zeitlicher Ablauf > 60 s). Zum anderen sind kritische Parameter wie z.B. der Gegendruck nicht gegeben. Schwerpunkt für diese Arbeit war die Stoffdatensammlung für die dimensionslosen Kennzahlen sowie das Bestimmen der relevanten physikalischen Größen für die Beschreibung des Flüssigkeitszustands. So wurde eine breite Stoffdatenbank für Harnstoff-Wasser-Lösungen über den für diese Arbeit relevanten p-, T- und wt.-%-Bereich erstellt. Im Folgenden werden diese physikalischen Kenngrößen, deren Herleitung und die dabei getroffenen Annahmen sowie deren Gültigkeit dargestellt. Alle relevanten Stoffgrößen für Wasser wurden mit IAPWS-97 ermittelt.

Dampfdruck p_v

Zur Evaluierung eines Verdampfungsvorgangs ist die Kenntnis des Dampfdrucks der Lösung von essentieller Bedeutung. Eine Abschätzung nach dem Raoult'schen Gesetz [63], wonach sich der Dampfdruck einer Lösung aus der Summe aller Produkte, also aus Partialdruck und Stoffmengenanteilen der Einzelkomponenten, zusammensetzt, ergibt keine zufriedenstellenden Ergebnisse. Mittels durchgeführter Literaturrecherche wurden die Daten und Modelle einer Vielzahl von Autoren gesammelt und nach Bereichen gefiltert [64–74]. Die Daten wurden in ein $p_v(T, \omega)$ -Kennfeld übertragen und konzentrationsabhängig mit einem Polynom sechsten Grades gefittet. Die Koeffizienten für die jeweilige Konzentration sind Tabelle 3.1 zu entnehmen und in Gleichung 3.1 einzusetzen. Die Temperaturabhängigkeit ist in °C gegeben.

$$p_{v,HWL} [Pa] = -2,05 \cdot 10^{-9} \cdot T^6 + a \cdot T^5 + b \cdot T^4 + c \cdot T^3 + d \cdot T^2 + e \cdot T + f \quad (3.1)$$

Tabelle 3.1: Koeffizienten zur Berechnung des Dampfdrucks in Abhängigkeit von der Konzentration.

Koeffizient	a [Pa/K ⁵]	b [Pa/K ⁴]	c [Pa/K ³]	d [Pa/K ²]	e [Pa/K]	f [Pa]
20 wt. %	$3,36 \cdot 10^{-6}$	$1,84 \cdot 10^{-4}$	$2,76 \cdot 10^{-2}$	1,20	39,18	521,48
30 wt. %	$3,38 \cdot 10^{-6}$	$1,58 \cdot 10^{-4}$	$2,65 \cdot 10^{-2}$	1,08	35,70	464,41
40 wt. %	$3,40 \cdot 10^{-6}$	$1,24 \cdot 10^{-4}$	$2,54 \cdot 10^{-2}$	0,92	31,64	396,05

Dichte

Die Dichte der flüssigen HWL ρ_{HWL} wurde nach der temperatur- und konzentrationsabhängigen Korrelation nach Grünwald [75] bestimmt, wobei ω_{Urea} der Massenanteil und T die Temperatur in Kelvin ist.

$$\rho_{HWL} [kg/m^3] = 1144,5 + 280 \cdot \omega_{Urea} - 0,5 \cdot T[K] \quad (3.2)$$

Die Gasphasenzusammensetzung $\rho_{v,HWL}$ wurde über das Dalton-Gesetz berechnet, mit der idealen Annahme, dass die Gasphasenzusammensetzung der der Flüssigphase entspricht. Danach ist der Ureadampfdruckanteil $p_{v,Urea}$ proportional zum Dichteanteil. Durch Einsetzen in das Gesetz von Amagat (Gl. 3.3) ergibt sich die Dichte $\rho_{v,HWL}$ zu:

$$\rho(T)_{v,HWL} = \left(\sum_i \frac{\omega_i}{\rho_i(T)} \right)^{-1} = \left(\frac{1 - \omega_{Urea}}{\rho_{v,Wasser}(T)} + \frac{\omega_{Urea}}{\rho_{v,Urea}(T)} \right)^{-1} \quad (3.3)$$

Die Dichte des reinen Harnstoffs (Urea) in Lösung wurde über das ideale Gasgesetz approximiert:

$$\rho_{v,Urea}(T) = \frac{p_{i,Urea} \cdot M_{Urea}}{R \cdot T} = \frac{n_{Urea} \cdot p_0}{n_{ges} \cdot R \cdot T} = \frac{p_0}{\frac{R}{M_{Urea}} \cdot T} \quad (3.4)$$

Viskosität

Für die Viskosität wurden Daten mehrerer Autoren zusammengetragen und evaluiert [76–91]. Anschließend wurden diese Daten gefiltert und in

ein T-wt.-%-Kennfeld übertragen und viskositätsabhängig gefittet. Die daraus abgeleitete Funktion $\eta(T, \omega)$ ergibt Gleichung 3.5:

$$\eta_{HWL} [mPa \cdot s] = \left(\left(-a - b \cdot \omega_{HWL} \cdot T^2 \right) - \left(c \cdot \omega_{HWL}^2 + d \cdot T + \frac{e \cdot \omega_{HWL}}{T^{0.19}} \right) \cdot T^{1.5} - \exp\left(\frac{f \cdot \omega_{HWL}}{T^2}\right) \right)^{-1} \quad (3.5)$$

Die zu verwendenden Koeffizienten sind in Tabelle 3.2 dargestellt.

Koeffizient	a [mPas ⁻¹]	b [mPas ⁻¹ ·T ⁻²]	c [mPas ⁻¹ ·T ^{-1,5}]
	1.03	6.24·10 ⁻⁷	-7.21·10 ⁻⁹
Koeffizient	d [mPas ⁻¹ ·T ^{-2,5}]	e [mPas ⁻¹ ·T ^{-1,31}]	f [T ²]
	-2.06·10 ⁻⁶	-1.75·10 ⁻⁵	-1709

Tabelle 3.2: Koeffizienten für Gleichung 3.5.

Dabei ist T in Kelvin und ω_{HWL} als Gewichtsprozent einzusetzen. Formel 3.5 ist von 0 bis 90 °C und 0,01 bis 80 % gültig. R² beträgt hierbei 99,94 %. Eine Übersicht der gefitteten Daten und deren Qualität sind in Abbildung 3.1 dargestellt.

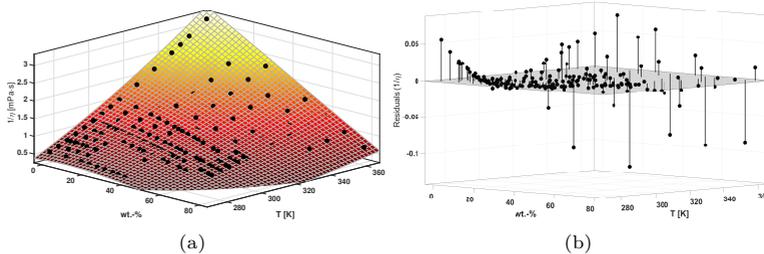


Abbildung 3.1: (a) Übersicht der Fit-Qualität als Flächendiagramm von $\eta(\omega_{HWL}, T)$. Schwarze Punkte: berücksichtigte Daten. (b) Residuen des Fits.

Spezifische Wärmekapazität c_p

Zur Ermittlung der spezifische Wärmekapazität c_p einer HWL wurde wegen der Fülle an Veröffentlichungen zu diesem Thema analog zum Dampfdruck und der Viskosität vorgegangen. Hierzu wurden Quellen [88,89,92–102] evaluiert. Die Veröffentlichungen [88,95–98,100] wurden verworfen, da deren Anwendbarkeit in der vorliegenden Arbeit nicht gegeben war. Die Modelle zur Approximation der Wärmekapazität nach Buchholz [102] oder Dorofeeva und Tolmach [99] wurden getestet, jedoch nach Abgleich mit den veröffentlichten experimentellen Daten ebenfalls verworfen. Die anschließende Regressionsanalyse der experimentellen Daten durch die Methode der kleinsten Quadrate liefert folgenden Zusammenhang von $c_{p, HWL}$ als Funktion von Temperatur und Konzentration (3.6):

$$c_{p, HWL} [J/(g \cdot K)] = a \cdot \exp(-b \cdot \omega) + c \cdot \exp\left(-\frac{\omega}{T}\right)^2 + d \cdot \omega \cdot T \quad (3.6)$$

Die Temperatur T ist in °C und die Konzentration ω in wt.- % einzusetzen.

Koeffizient	a [J/(g·K)]	b [-]	c [J/(g·K)]	d [J/(g·K ²)]
	4.15	$6,73 \cdot 10^{-3}$	$2,71 \cdot 10^{-2}$	$8.49 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 3.3: Koeffizienten für Gleichung 3.6.

R^2 beträgt 99,96 %. Die Gleichung ist gültig für einen Bereich von 2 bis 65 °C und 0,5 bis 53 %. Eine grafische Übersicht der Fitqualität ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

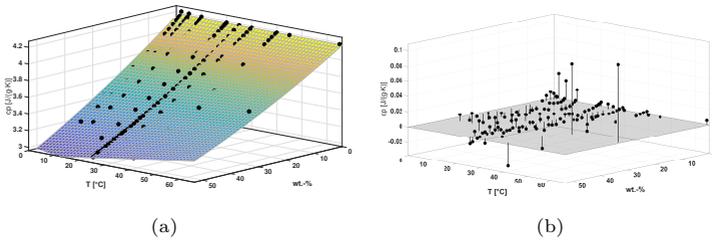


Abbildung 3.2: (a) Übersicht der Fit-Qualität als Flächendiagramm von c_p (ω_{HWL} , T). Schwarze Punkte: berücksichtigte Daten. (b) Residuen des Fits.

Verdampfungsenthalpie h_v

Die Verdampfungsenthalpie für die HWL $h_{v,HWL}$ wurde als Summe der anteiligen Spezies berechnet. Unter Annahme einer idealen Lösung ergibt sich Gleichung 3.7.

$$h_{HWL} = \omega_{Wasser} \cdot h_{v,Wasser} + \omega_{Urea} \cdot h_{v,Urea} \quad (3.7)$$

Dabei wurden die Daten für Wasser der Dampf tabel entnommen. Die Verdampfungsenthalpie für reinen Harnstoff wurde mit der empirischen Korrelation nach Lundström et al. [103] bestimmt (Gl. 3.8).

$$dh_{v,Urea} = 78,21 \cdot 10^3 \left[\frac{J}{mol} \right] + \int^T (c_{p,Urea,g} - c_{p,Urea,l}) dT \quad (3.8)$$

Durch Ausdifferenzieren mit dem Phasenwechsel als Randbedingungen ergibt sich Gleichung 3.8 zu:

$$h_{v,Urea} = 78,21 \cdot 10^3 \left[\frac{J}{mol} \right] + (c_{p,Urea,g} - c_{p,Urea,l}) \cdot \ln \left(\frac{T_{sat}}{T_{inj}} \right) \quad (3.9)$$

Die Stoffdaten $c_{p,Urea}$ für den flüssigen sowie den gasförmigen Harnstoff wurden aus Quelle [104] (Seiten 51 und 78) entnommen. Mit Gleichung 3.10 kann die jeweilige Wärmekapazität bestimmt werden. Die Temperatur ist in Kelvin anzugeben, die jeweiligen Koeffizienten sind in Tabelle 3.4 aufgeführt.

$$c_{p,Urea} \left[\frac{J}{mol \cdot K} \right] = A + B \cdot T + C \cdot T^2 + D \cdot T^3 + E \cdot T^4 \quad (3.10)$$

Tabelle 3.4: Koeffizientenübersicht für Gleichung 3.10 (Quelle: [104] pp. 51 & 78).

Koeffizient	A	B	C	D	E
gasförmig	24,856	0,14437	$3,8088 \cdot 10^{-5}$	$-1,1007 \cdot 10^{-7}$	$3,9161 \cdot 10^{-11}$
flüssig	965,507	-5,0993	$1,0028 \cdot 10^{-2}$	$-6,3799 \cdot 10^{-6}$	—

Siedepunkterhöhung $\Delta T_{\text{sat,e}}$ und Änderung der Sättigungsbedingungen

Die Siedepunkterhöhung der wässrigen Lösung durch Zugabe von Harnstoffsalz wurde gemäß Gleichung 3.11 für homogene Mehrstoffsysteme bestimmt, wonach die Siedepunkterhöhung $\Delta T_{\text{sat,e}}$ des Lösungsmittels proportional zur gelösten Stoffmenge ist.

$$\Delta T_{\text{sat,e}} = i \cdot K_e \cdot b \quad (3.11)$$

Mit der ebullioskopischen Konstante K_e für Wasser ($0,513 \frac{\text{kg}\cdot\text{K}}{\text{mol}}$ [105]) sowie dem Van't-Hoff-Faktor von 1 für kovalente Bindungen ergibt sich die Sättigungstemperatur der Lösung $T_{\text{sat,e}}$ im Gleichgewicht bei gegebenen Druck [61] und der Molalität b zu:

$$T_{\text{sat,e}} = T_{\text{sat,Wasser}} + 0,513 \cdot b \quad (3.12)$$

Daraus resultiert der Überhitzungsgrad der Lösung $\Delta T_{\text{sat,HWL}}$ zu:

$$\Delta T_{\text{s,HWL}} = T_{\text{inj}} - T_{\text{sat,e}} \quad (3.13)$$

Oberflächenspannung

Zur Beschreibung der Oberflächenspannung wurden die Modelle von Nath [106] bzw. Yu et al. [107] mit der Annahme modifiziert, dass der Harnstoff sich mehrheitlich an der Oberfläche (Surface) einer Blase akkumuliert und diese Phase dominiert [73,108,109]. Folglich dominiert der Wasseranteil im Kern der Blase (Bulk). Die jeweilige Phase ist mit Index S für Surface und B für Bulk angegeben. Daraus ergibt sich für die Oberflächenspannung σ_{HWL} einer wässrigen Lösung Gleichung 3.14.

$$\sigma_{\text{HWL}} = \sigma_w + \frac{RT}{A_w} \ln \frac{a_w^S}{a_w^B} \quad (3.14)$$

Durch Substitution der molaren Oberfläche A_w durch die molare Paquette-Oberfläche A_P für Wasser [106] und Substitution der Aktivität a_w^S durch

den Aktivitätskoeffizienten von reinem Harnstoff an der Oberfläche γ_{Urea}^S ergibt sich Gleichung 3.15.

$$\sigma_{HWL} = \sigma_w + \frac{RT}{A_P} \ln \frac{\gamma_{Urea}^S}{a_{w,Wasser}^B} \quad (3.15)$$

Gleichung 3.15 wurde mit den Aktivitätskoeffizienten aus Quelle [110] sowie den a_w -Werten aus Quelle [107] getestet. Anschließend wurde das Modell mit den veröffentlichten Messergebnissen von Schütte [111] verglichen und verifiziert.

4 Experimenteller Aufbau

4.1 Schematischer Aufbau des Prüfstands

Zur Untersuchung der Fragestellung wurde ein Prüfstand konzipiert und aufgebaut. Der Prüfstand ist in zwei Bereiche unterteilt: eine Druck- sowie eine Vakuumseite. Separiert wurden beide Seiten durch ein 3/2-Wegeventil (*ASCO Numatics*, 3/2 GPV-Series 327, 24/DC) mit elektromagnetischer Ansteuerung [112]. Eine schematische Übersicht des Prüfstands ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

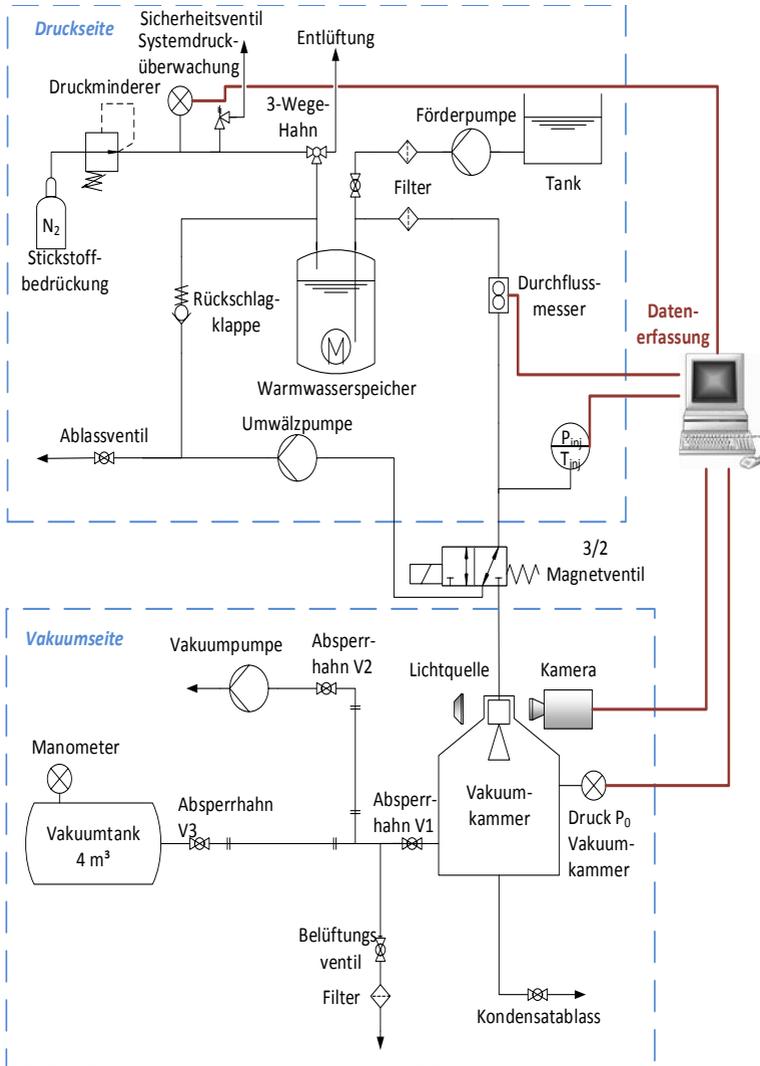


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des Prüfstands und der Messdatenerfassung.

4.2 Prüfstandskomponenten

Der Prüfstand wurde dabei so konzipiert, dass sowohl der Injektions- und der Unterdruck als auch die Temperatur variiert werden konnten. Zudem wurde mit der Umwälzpumpe sichergestellt, dass sich im System eine homogene Temperaturverteilung einstellt. Der Injektionsdruck sowie die Injektionstemperatur wurden direkt am Injektoreintritt aufgenommen.

4.2.1 Druckseite

Temperatureinstellung

Den Kern des druckseitigen Einspritzsystems bildet ein modifizierter 5 Liter *Stiebel Eltron* Warmwasser-Kleinspeicher (SHU 5 SL) [113]. Dieser gewährleistete eine kontinuierliche Aufheizung sowie die Temperaturregelung des Fluids. Um Verunreinigungen vorzubeugen, Druckfestigkeit und die Kompatibilität mit den Salzlösungen zu gewährleisten, wurde der originale Kupferkessel inklusive Schutzanode entfernt und durch einen größenäquivalenten Edelstahlkessel ersetzt. Dieser wurde mit passenden Anschweißstücken versehen, anschließend abgedrückt und eine Druckfestigkeit bis 80 bar nachgewiesen. Ebenso musste die Heizwendel aus Kupfer (HZF 2000W 230V Cu) ausgetauscht werden [114]. Ersetzt wurde diese durch eine Sonderausführung des Einschraub-/Tauchheizkörpers (Typ-ECH/200, 2500W, 230V AC mit Kapillarrohr-Regler) der Firma *ISA Heinrich - Industrietechnik* [115].

Pumpen

Umwälzpumpe

Zur Gewährleistung einer homogenen Temperaturverteilung wurde eine Umwälzpumpe des Typs *Grundfos* Alpha2 25-60 N 180 verbaut, welche das Fluid kontinuierlich im druckseitigen Heizkreislauf förderte [116]. Mit dieser Pumpe konnten mittels der integrierten Leistungsüberwachung ebenfalls mögliche größere Gaseinschlüsse im System detektiert werden. Die Pumpe selbst wurde vom restlichen System schwingungsentkoppelt um Fremdeinwirkung auf die Messsensorik zu vermeiden. Ebenso war diese Pumpe die einzige Komponente, die im Rücklauf des Magnetventils verbaut wurde, um mögliche Störeinflüsse auf die Versuche auszuschließen.

Förderpumpe

Zum Befüllen des Prüfstand mit Harnstofflösungen wurde dieser mit einer Membranpumpe für Harnstoff (AUS 32, AdBlue, 230 V) der Firma

ZUWA-Zumpe GmbH nachgerüstet. Detaillierte Spezifikationen sind in Quelle [117] zu finden.

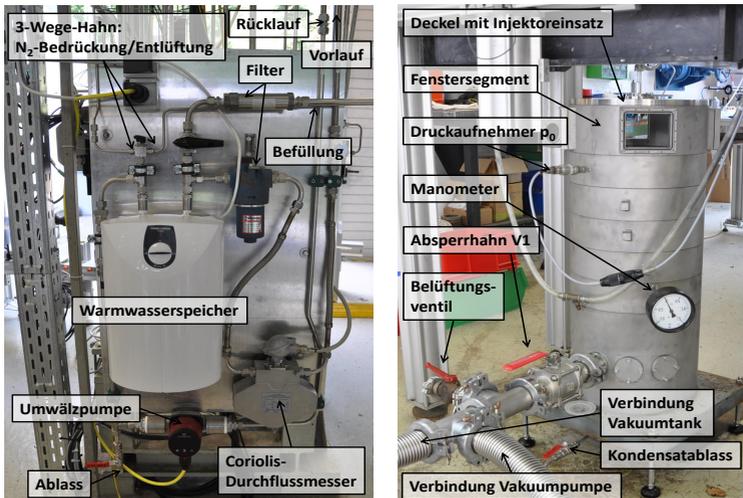
Vakuumpumpe

Zum Evakuieren des System wurde eine *Oerlikon Leybold SCROLLVAC SC 60 D* genutzt. Mit dieser Pumpe konnte ein nominaler Enddruck von weniger als 1 Pa erreicht werden [118]. Zusätzlich konnte mit Hilfe eines Spülgasanschlusses das Abpumpen von Dämpfen ermöglicht werden. Dies gestattete längere Versuchszeiten sowie das sequenzielle Durchfahren unterschiedlicher Druckregime während des Versuchs.

4.2.2 Vakuumseite

Testkammer

Als Versuchskammer diente eine modifizierte Brennkammer. Diese bestand aus fünf Ringsegmenten sowie dem Boden- und Kopfsegment. Der optische Zugang erfolgte mittels vier rotationssymmetrisch angeordneter Sichtfenster im Kopfsegment. Die gesamte Versuchskammer wies ein Volumen von 55,8 l auf und ist in Abbildung 4.2 b) dargestellt.



(a) Abbildung des Heizkreislaufs.

(b) Vakuumversuchskammer mit optischem Zugang.

Abbildung 4.2: Ansicht des Versuchsaufbaus.

Zusätzlich stand ein 4 m³ Ausgleichsbehälter zur Verfügung, welcher bei Bedarf zugeschaltet werden konnte. Die Versuchskammer, der Ausgleichsbehälter sowie die Vakuumpumpe wurden mittels DN-50 KF Welschläuchen miteinander verbunden. Durch die Integration der Absperrhähne V1 bis V3 (siehe Abbildung 4.1) konnten Komponenten nach Bedarf aus dem Versuch herausgenommen werden.

4.3 Datenerfassung

Massenstrom

Zur Ermittlung des Massenstroms wurde ein Coriolis-Massendurchflussmesser eingesetzt. Dieser (C-Flow Coriolis Masse-Durchflussmesser KCM0300 Messwertaufnehmer mit KCE 8000.Ex Messwertumformer, *KEM Küppers Elektromechanik GmbH*) wurde mittels flexibler Welschläuche in den Heizkreislauf integriert und mit schwingungsdämpfenden Gummi-Metall-Puffern auf der Trägerplatte montiert. Somit konnte das System von externen Störquellen, wie Vibrationen und Systemschwingungen, entkoppelt werden. Der Messwertaufnehmer ermittelte den Massendurchfluss, die Dichte sowie die Temperatur, wobei im Datenblatt für den Massenstrom eine Nullpunktstabilität von 0,2 % vom Endwert und eine Grundgenauigkeit von 0,5 % vom Messwert angegeben werden [119]. Die Temperaturgenauigkeit betrug $\pm 0,5$ % vom Endwert und die Dichtegenauigkeit $\pm 0,002$ kg/l. Zur Aufzeichnung der Messwerte wurde das Signal des Messwertumformers mittels eines Universal-Speisetrenners ST500 der Firma *GHM Messtechnik GmbH* in ein 0 - 10 V Signal konvertiert [120]. Dies war notwendig, da die analogen Ausgänge des Messwertumformers ein Signal von 4 - 20 mA ausgaben und mit 2 V Gleichspannung versorgt wurden. Der Speisetrenner bot die Möglichkeit eines verstellbaren Nullpunkts und er besaß ferner einen internen Verstärkungsfaktor. Bei einer Stromaufnahme von 4 mA wurde die Ausgangsspannung auf 0 V und bei 20 mA auf das Maximum von 10 V gesetzt. Dadurch konnte der Coriolis so konfiguriert werden, dass der geringste Wert mit 0 ml/min bei einem Ausgangssignal von 4 mA und der Maximalwert bei 5 l/min bei 20 mA definiert wurde. Zwischen diesen Grenzwerten wurde der Durchfluss linear ausgegeben. Über den Messwertumformer war es zudem möglich, Ausgangssignale, unabhängig vom Messwert, vorzugeben. Dies wurde genutzt, um in 1 mA-Schritten die Ausgangsspannung über eine Dauer von 30 s aufzuzeichnen und daraus den Mittelwert zu bestimmen. Dadurch konnte mittels grafischer Auftragung der Spannung über den Volumenstrom ein Ausgleichspolynom zweiten Grades bestimmt werden. Die maximale Abweichung lag hierbei bei 0,32 g/s für geringe Massenströme.

Temperatur

Die Temperatur wurde mittels eines Thermoelements des Typ K, Klasse 1 der *ES Electronic Sensor GmbH* überwacht. Dies wurde in Strömungsrichtung direkt vor dem 3/2-Wegeventil in den Heizkreislauf integriert. Gemäß des Datenblattes (siehe [121]) wird ein maximaler Fehler von 1,5 K bzw. 0,4 % der Totaltemperatur angegeben. Dies gilt für einen Temperaturbereich von -40 bis 1000 °C. Zusätzlich wurde der relevante Temperaturbereich für den Anwendungsfall adaptiert und somit nur der Bereich zwischen 0 und 90 °C berücksichtigt. Nach Auftragung der Temperatur- über Spannungswerte konnte eine polynomiale Anpassung durchgeführt werden. Die Linearisierung der Funktion ergab eine maximale Abweichung von 0,44 K. Zur Kompensation des Nullpunktdrifts wurde vor der Messung die Nullpunktspannung bei der Bestimmung der Thermoelements Spannung berücksichtigt. Als Referenz wurde hierfür die interne Vergleichsstelle eines SCB-100 mit Kaltstellenkompensation von *National Instruments* genutzt [122]. Die Temperaturgenauigkeit wird hierbei mit $\pm 0,5$ K angegeben [123]. In LabVIEW 2010 wurde die gemessene Spannung in die entsprechende Temperatur umgewandelt. Die interne Routine basiert auf der Internationalen Temperaturskala von 1990 (ITS-90) und invertiert das gemessene Signal mittels der hinterlegten Umrechnung von NIST [124]. Der absolute Fehler für den Bereich von 0 bis 500 °C beträgt hierbei -0,05 K [125].

Druck

Oberhalb des Thermoelements wurde ein Absolutdruckaufnehmer (*HBM* 233.08-2003 P3M) mit einem absoluten Messbereich von 0 bis 10 bar verbaut. Die Messgenauigkeit wird hierbei mit 0,25 % vom Endwert angegeben. Der Temperaturfehler liegt bei kleiner $\pm 0,1$ % pro 10 K (Datenblatt siehe [126]). Damit wurde der Systemdruck des Heizkreislaufs überwacht sowie der letztendliche Injektionsdruck aufgezeichnet. Der Druckaufnehmer hat eine Speisespannung von 10 V und ein Ausgangssignal von 0 bis 20 mV. Die verbaute Membran sowie alle mit dem Testmedium in Berührung kommenden Teile sind aus Edelstahl und dadurch korrosionsbeständig. Die Umrechnung des Ausgangssignals in den entsprechenden Druck geschieht über ein Kalibrierpolynom. Dieses wird im DLR-internen Kalibrierlabor bestimmt und jährlich rekaliibriert. Die größte Abweichung wurde mit $2,55 \cdot 10^{-2}$ bar ermittelt.

Zur Überwachung des Niederdrucks auf der Vakuumseite wurde ein *Schae-vitz* P914-0003 Absolutdruckaufnehmer (0 bis 1 bar) verwendet [127]. Die Speisespannung, das Ausgangssignal sowie das Kalibriervorgehen waren identisch zu dem des Druckaufnehmers zur Überwachung des Injekti-

onsdrucks. Die größte Abweichung betrug für diesen Druckaufnehmer 0,745 mbar.

Messverstärker

Zur Datenerfassung der Druckaufnehmersignale wurden *DEWETRON* DAQP-STG Universalmessverstärker genutzt [128]. Zur Datenaufzeichnung wurde eine 16 bit PCI-Multifunktions-Datenerfassungskarte (*National Instruments* PCI-6031E [129]) mit 16 Analogeingängen genutzt. Durch die eigens programmierte LabVIEW-Systemoberfläche [130] konnten die Daten online angezeigt, aufgezeichnet und zur Auswertung gespeichert werden. Die Datenerfassung erfolgte mit einer Abtastrate von 1 kHz.

Hochgeschwindigkeitskamera

Um die Spraygüte evaluieren zu können, wurden alle Versuche mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet. Zum Einsatz kam hierbei eine monochromatische *Photron* FASTCAM SA1.1 [131]. Um ausreichende Belichtung für die angewandte Shadowgraphy zur Verfügung zu stellen, wurde im Hintergrund eine LED (*MAGNUM-X* weiß Linse Typ M 24VDC [132]) angebracht. Eine zusätzliche diffuse Front (*Büchner* Diffusor *MAGNUM-X* klar arf 2mm) zwischen Sichtfenster und Injektor ermöglichte eine homogene Ausleuchtung über den Aufnahmebereich.

4.4 Injektoren

Zur Untersuchung besagter Fragestellung wurden acht Injektoren konstruiert und gefertigt. Die Injektoren hatten allesamt die gleiche Grundgeometrie, unterschieden sich jedoch in Länge und Durchmesser. Das Länge zu Durchmesser-Verhältnis (L/D) variierte hierbei von 25 bis 200. Um mögliche Einflüsse des internen Strömungsfeldes auf das externe Sprühbild aufzuzeigen, wurden die Injektoren aus transparentem Polymethylmethacrylat (PMMA) mittels eines speziellen Tiefbohrverfahrens gefertigt. Aus Gründen der Vergleichbarkeit wurde die Grundgeometrie der Injektoren nach den Angaben von Peter et al. [133] gefertigt. Mit diesen Injektoren war es ebenfalls möglich, alle theoretischen Flashingregime in Abhängigkeit von der Geometrie zu untersuchen. Im Speziellen sollen die transparenten Injektoren Aufklärung bezüglich einsetzendem Ein- und Zweiphasenflashing nach Kitamura et al. [46] schaffen. Die Injektoren wurden dementsprechend konstruiert. Der Kontraktionsübergang ist jeweils 120° konisch. Eine Übersicht der eingesetzten Injektoren ist in Tabelle 4.1 zu finden.

Tabelle 4.1: Übersicht Injektorgeometrien.

Injektor-Nr.	Durchmesser [mm]	Länge [mm]	L/D [-]
1	0,5	50	100
2	0,5	100	200
3	1,0	50	50
4	1,0	100	100
5	1,5	50	33,3
6	1,5	100	66,7
7	2,0	50	25
8	2,0	100	50

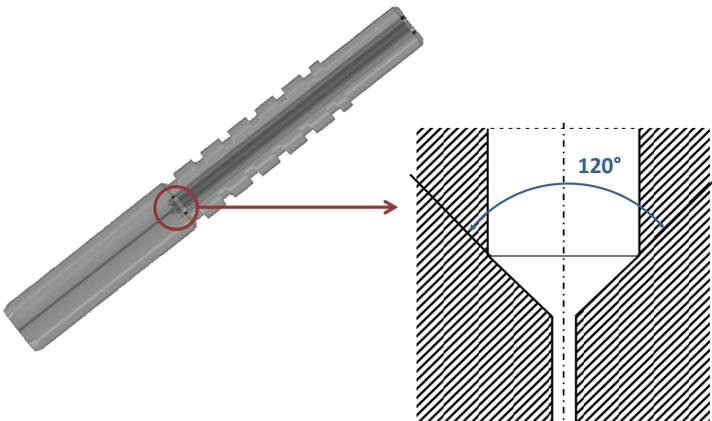


Abbildung 4.3: Abbildung des Injektorgrundkörpers sowie innere Geometrie.

4.5 Messunsicherheits- und Fehleranalyse

Eine Messunsicherheitsanalyse der Einzelkomponenten inklusive Fehlerfortpflanzung wurde durchgeführt. Eine Übersicht der absoluten sowie prozentualen Fehler der Einzelkomponenten ist in Tabelle 4.2 dargestellt. Die Messfehlerangaben wurden den entsprechenden Datenblättern der Hersteller entnommen.

Komponente	Parameter	Messbereich	max. Messfehler	Abweichung [%]
Thermoelement Typ K	T [K]	273,15 – 363,15	1,5	5 %
Coriolis	\dot{m} [g/s]	0 – 83,1	$3,19 \cdot 10^{-1}$	0,5 %
Druckaufnehmer HBM	p_{inj} [Pa]	$10^5 – 10^6$	9900	0,255 %
Druckaufnehmer Schaevitz	p_0 [Pa]	0 – 10^5	74,47	0,007 %

Tabelle 4.2: Maximale Messfehler der eingesetzten Prüfstandskomponenten.

Die Auswirkungen auf die jeweiligen physikalischen Größen wurden anhand der Gaußschen Fehlerfortpflanzung gemäß Gleichung 4.1 analysiert und in Tabelle 4.3 dargestellt. Nähere Details zur analytischen Gleichung sind in Quelle [134] beschrieben.

$$u(y)^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial F}{\partial x_i} \right)^2 u(x_i)^2 \quad (4.1)$$

Die Auswirkung auf die jeweiligen physikalischen Größen ist in Tabelle 4.3 dargestellt.

Da sowohl die Reynolds- als auch die Weber-Zahl geschwindigkeitsabhängige Größen sind, wurden diese für jeden Injektordurchmesser separat betrachtet. Bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten, also in den Injektoren mit 0,5 mm Durchmesser, ist der Fehler mit etwas über 12 % am größten. Dieser sinkt jedoch bis unter 1 %, je größer der Durchmesser des Injektors wird. Entsprechend geringer wird der Fehler bei der jeweiligen Reynolds-Zahl. Der gleiche Effekt ist bei der Weber-Zahl zu erkennen. Jedoch wurde bei dieser Analyse der maximale Fehler nur bis zum theoretischen Phasenwechsel betrachtet, da die eingehende Dichte eine Fehlerevaluation an dieser Stelle nicht weiter sinnvoll erscheinen lässt.

Tabelle 4.3: Messfehlerauswirkung auf die jeweiligen physikalischen Größen von Wasser.

Größe	max. Fehler	max. Abweichung [%]
Dichte ρ_v [kg/m ³]	kombiniert aus p, T	0,19
Dichte ρ_l [kg/m ³]	kombiniert aus p, T	0,05
Oberflächenspannung σ [N/m]	$1,48 \cdot 10^{-4}$	0,23
dyn. Viskosität η [Pas]	kombiniert aus p, T	1,79
spezifische Wärmekapazität c_p [J/kg·K]	kombiniert aus p, T	0,01
Enthalpie [J/kg]	111,1	0,0047
Jakob-Zahl Ja [-]	kombiniert aus p, T	7,5 – 9,95

Tabelle 4.4: Prozentualer Fehler in Abhängigkeit des Injektordurchmessers.

Kenngroße:	Injektor- \varnothing [mm]:			
	0,5	1,0	1,5	2,0
Fluidgeschwindigkeit	12,34 %	2,87 %	1,2 %	0,77 %
Reynolds-Zahl	13,68 %	4,07 %	2,29 %	1,79 %
Weber-Zahl	23,6 %	6,03 %	2,83 %	9,36 %

Das System wurde bestmöglich von beweglichen Komponenten entkoppelt. Etwaiger Fehler durch externe Störeinflüsse, wie eingebrachte Vibration durch Pumpen oder Ventilöffnen, konnten in den Auszeichnungen nicht festgestellt werden.

Mögliche weitere Einflüsse und vereinfachende Annahmen

Für die Auswertung wurde das System als adiabat und isotherm betrachtet. Das bedeutet, dass kein Wärmeverlust über die Injektorwand stattgefunden hat und die somit erfasste Temperatur T_{inj} am Injektoreintritt der am -austritt entspricht.

Des Weiteren wurde für die Untersuchungen kein entgastes Wasser genutzt. Somit kann nicht ausgeschlossen werden, dass geringe Mengen von Luft bzw. CO₂ oder N₂ in der Testflüssigkeit gelöst waren. Mögliche

Gasanteile wurden jedoch im Rahmen der Möglichkeiten durch Erwärmen und Zirkulieren der Testflüssigkeit vor Versuchsbeginn über eine Entlüftung am höchsten Punkt entfernt.

Bei den Untersuchungen und der Auswertung der HW-Lösungen wurde die Zusammensetzung zu jeder Zeit als homogen betrachtet. Mögliche Harnstoffzersetzung an der Heizspirale sowie lokale Entmischung fanden bei diesen Annahmen keine Berücksichtigung.

5 Datenauswertung: Detektion der Zustandsänderung

Um eine detaillierte und konsistente Analyse zu gewährleisten, wurden die experimentell gewonnenen Daten mittels einer eigens dafür programmierten MATLAB[®] Postprocessing-Routine ausgewertet. Diese umfasste eine Frame-getreue Evaluation der Messdaten. Im Speziellen wurden hierbei die Hochgeschwindigkeitsvideos in Einzelbilder zerlegt. Zur Analyse wurden die Einzelbilder anschließend binarisiert. Da sich bei starken Überhitzungsgraden ein feines und dichtes Sprühbild ergibt, wird der ursprüngliche Kontrast zwischen Injektor und Hintergrundbeleuchtung verringert. Daraus ergibt sich die Schwierigkeit, einen statischen Schwellenwert für die Binarisierung zu definieren. Da zur Auswertung nicht sämtliche im Einzelbild enthaltenen Daten benötigt werden, wurde der zu analysierende Bereich begrenzt, der detektierbare Hintergrund genauer definiert und mittels eines Gauß-Filters geschärft. Dadurch war es möglich, die Konturerkennung auch bei dichten Sprays weiterhin zu gewährleisten. Der jeweilige Sprayzustand des Einzelbildes wurde anschließend mit den entsprechend vorherrschenden Randbedingungen aus den Messdaten (T_{inj} , p_{inj} , p_0 , \dot{V}) zu diesem Zeitpunkt korreliert. Ein Versuchsdiagramm ist beispielhaft in Abbildung 5.1 dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung zur Evaluierung der Parameter *Sprühwinkel*, *Zerfallslänge* (auch *Breakup length* genannt) sowie *Kavitationslänge* ist im gleichnamigen Kapitel 6 zu finden.

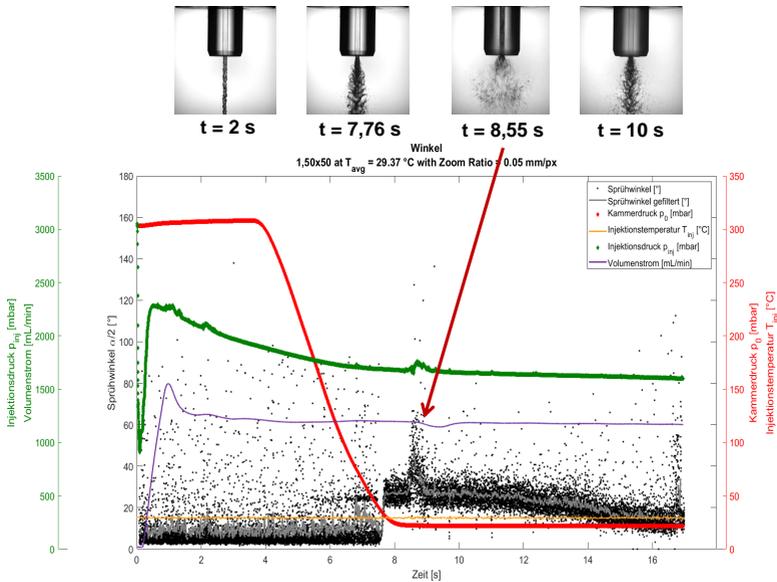


Abbildung 5.1: Beispielgraph zur Auswertung der Sprühwinkeländerung als $f(p_0, T_{inj})$.

5.1 Detektion der Winkelabhängigkeit

Als Referenz für das Aufweiten des Sprühwinkels wird das Injektorende der erkannten und binarisierten Injektorkontur als Planare genutzt, da diese während des Versuches statisch bleibt. Der auszuwertende Bereich wird stromabwärts definiert. Zur optischen Validierung wird eine Bezugslinie eingezeichnet, für den Fall, dass die Aufweitung des Strahls nicht direkt nach Injektoraustritt auftreten sollte, sondern erst eine sogenannte Zerfallslänge vorhergeht, bevor der Strahl sich aufweitet. Dazu werden zusätzlich zwei vertikale Hilfslinien implementiert, jeweils eine links und rechts als imaginäre Verlängerung des Injektordurchmessers. Durch Detektion der Veränderung des jeweiligen Winkels zwischen horizontaler Bezugs- und vertikaler Hilfslinie wird der Sprühwinkel α errechnet. Der Vorteil dieses Verfahrens ist die Anwendbarkeit auf Versuche mit Sprühwinkeln mit vorhergehender Zerfallslänge. Ein Beispiel findet sich in Abbildung 5.2. Das detektierbare Winkelminimum liegt bei 5° .

Für stark flashende Zustände wurde das interne, dichtere Tropfenfeld

aus Gründen der Vergleichbarkeit erfasst. Das feine Tropfenfeld, das sich teilweise außenrum ausbildet, wurde dabei nicht berücksichtigt. Ein Motiv hierfür ist die mangelnde Möglichkeit, die fein dispersen Tropfen hinreichend aufzulösen. Diese lagen bei vielen Versuchen unterhalb des gesetzten Schwellenwerts zur Binarisierung.

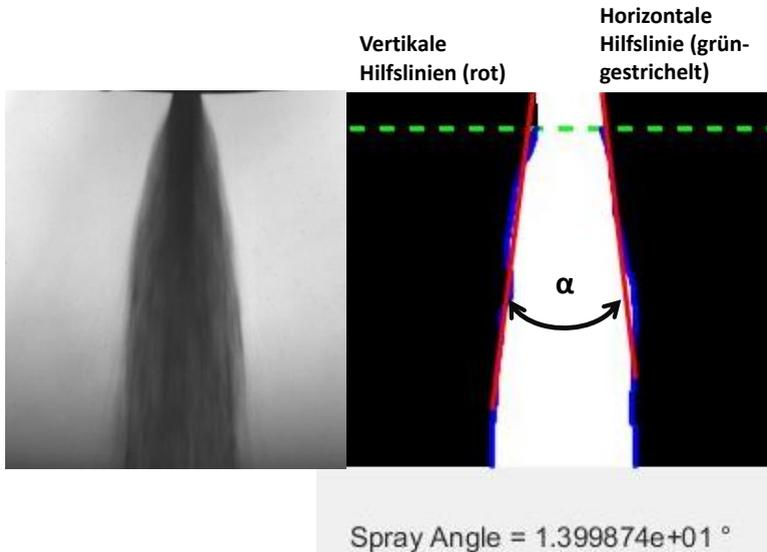


Abbildung 5.2: *Links:* Aufgenommenes Einzelbild mit Sprühwinkel.
Rechts: Binarisiertes Einzelbild zur Detektion der Sprühwinkeländerung.

5.2 Detektion der Zerfallslänge

Analog zur Winkelabhängigkeit wird die Zerfallslänge detektiert. Hierfür wird die imaginäre, horizontale Bezugslinie genutzt, welche sich dynamisch zur statischen Bezugslinie am Injektoraustritt verhält. Es wird dabei für jeden Frame die vertikale Information entlang der Strömungsrichtung gescannt. Ändert sich der Zustand des Strahls um $\geq 20\%$ in Relation zur vorhergehenden vertikalen Pixelinformation $y_i(x_i)$, wird dies als

Strahlaufweitung detektiert (vgl. Gleichung 5.1). Die Differenz zwischen Austritt und erkannter Zustandsänderung ergibt die Zerfallslänge.

$$y_{i+1}(x_i) \geq 1,2 \cdot y_i(x_i) \quad (5.1)$$

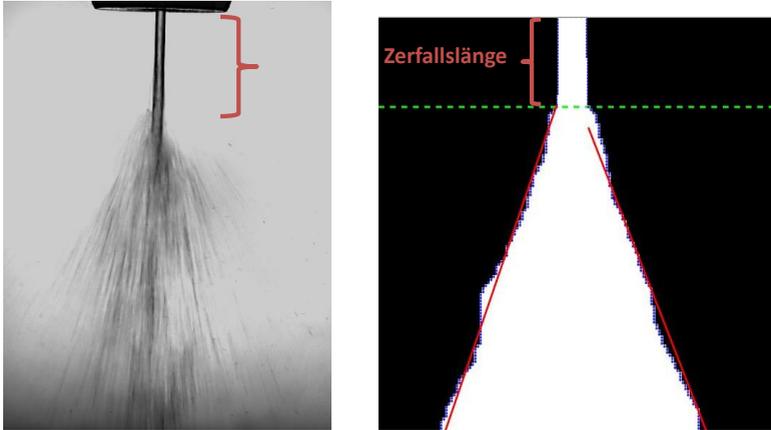


Abbildung 5.3: *Links*: Zerfallslänge bei Austritt aus Injektor. *Rechts*: Binarisiertes Sprühbild zur Errechnung der Zerfallslänge.

5.3 Kavitationslänge

Das Prinzip zur Detektion der Kavitationslänge ist identisch mit dem der Winkel- und Zerfallslänge. Als Bezugspunkt wurde der Injektoraustritt genutzt. Da bei den meisten Versuchen nicht die vollständige Injektorböhrung zu sehen ist, wurde der Austritt in Relation zum Zoom-Faktor gesetzt. Anhand dessen und aufgrund des bekannten Injektordurchmessers kann auf die Position im Injektor zurückgerechnet werden. Der Startpunkt der Kavitationstasche ist die Injektorböhrung nach der Kontraktion und nicht im Sichtfeld. Die Kavitationstasche im Sichtfeld wird als Pixel detektiert, in mm konvertiert und auf den Startpunkt zurückgerechnet. Da die Injektoren mit 100 mm Böhrung für diesen Fall nicht berücksichtigt wurden, kann sich folglich eine maximale Kavitationslänge von 50 mm ergeben (Superkavitation). In Abbildung 5.4 ist dies für einen Frame beispielhaft dargestellt.

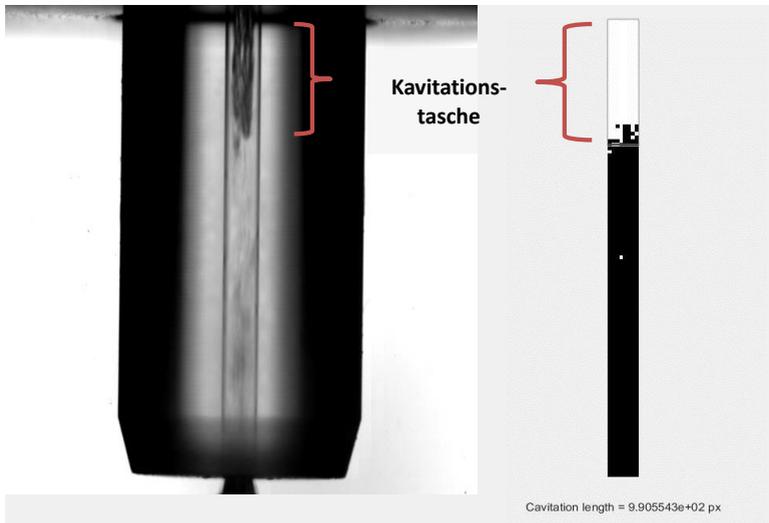


Abbildung 5.4: *Links*: Auftretende Kavitation im Injektor. *Rechts*: Binarisierte Kavitationstasche zur Errechnung der Länge.

6 Experimentelle Untersuchungen mit Wasser

6.1 Experimentelles Vorgehen

Mindestens eine Stunde vor Versuchsbeginn wurde die Messtechnik mit Strom versorgt, um etwaige temperaturabhängige Messungenauigkeiten auszuschließen. Dies betraf vor allem die Druckaufnehmer und den Messverstärker. Anschließend wurde die Versuchskammer evakuiert. Immer wenn der Ausgleichsbehälter benötigt wurde, wurde dieser entsprechend mittels eines Welschlauchs mit der Testkammer verbunden.

Zur Videoaufnahme wurde die Hochgeschwindigkeitskamera mittels des eingebauten Triggers durch Schalten des 3/2-Wegeventils bei Versuchsbeginn gestartet. Dafür wurden zwei Halbleiterrelais (*Phoenix Contact* OV-24DC/ 60DC/4; Quelle [135]) verbaut, die eine Schaltzeit von weniger als 100 μs aufwiesen. Die Schaltzeit des Magnetventils betrug weniger als 100 ms [112]. Parallel wurde von der LabVIEW-Routine der Volumenstrom (\dot{V}), die Injektionstemperatur (T_{inj}), der Injektionsdruck (p_{inj}) sowie der Kammerdruck der Vakuumkammer (p_0) mit einer Abtastrate von 1 kHz aufgezeichnet. Durch diese Synchronisation war es möglich, jedem aufgenommenen Einzelbild (frame) den vorherrschenden Zustand in Bezug auf \dot{m} , T_{inj} , p_{inj} und p_0 zuzuordnen. Ein Abgleich der aufgenommenen Frames, der Zeitstempel und der erfassten Größen wurde durchgeführt. Es konnte keine Latenz festgestellt werden.

Die Bedrückung des Systems wurde über die prüfstandinterne Stickstoffversorgung bereitgestellt und über einen Druckminderer gedrosselt. Der Injektionsdruck während der Versuche betrug 2,6 bar.

Zur Durchführung der Wasserversuche wurden Leitungs- sowie deionisiertes Wasser genutzt. Die elektrische Leitfähigkeit des deionisierten Wassers betrug 1,39 $\mu\text{S}/\text{cm}$, der Härtegrad 0,29 $^{\circ}\text{dH}$. Um alle theoretischen Regime und deren jeweiligen Übergang, wie in Kapitel 2 aufgezeigt, zu untersuchen und aufzuzeichnen, wurde das Testfluid auf die gewünschte Temperatur aufgeheizt. Parallel wurde die Versuchskammer evakuiert und anschließend mittels des Belüftungsventils auf einen stabilen Kammerdruck (in der Regel 250 mbar) eingeregelt. Dies war nur möglich, wenn bei laufender Vakuumpumpe die Absperrhähne V1 und V2 geöffnet waren. V3 blieb geschlossen (vgl. Abbildung 4.1). Nach Beginn der Injektion

wurde während des Versuchs das Belüftungsventil sukzessive geschlossen. Somit wurde der Druck in der Kammer kontinuierlich auf kleiner 50 mbar verringert, während die Injektionsbedingungen konstant gehalten wurden. Der Strahlerfall und Sprühwinkel sind somit eine Funktion des vakuumseitigen Gegendrucks. Untersucht wurden alle acht Injektoren auf drei Temperaturniveaus, 30, 50 und 70 °C. Daraus resultierten, abhängig vom Kammerdruck, eine Vielzahl unterschiedlicher Überhitzungsgrade (ΔT_s) des Fluids. Die Testmatrix ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

Tabelle 6.1: Versuchsmatrix Wassertests.

Parameter	Bereich
Injektionsdruck p_{inj} [bar]	2,6
Injektionstemperatur T_{inj} [°C]	30, 50, 70
Gegendruck Vakuumkammer p_0 [mbar]	300 - 5
L/D [-]	25 - 200

6.2 R_p -Untersuchungen auf unterschiedlichen Niveaus

Zur Untersuchung des geometrischen Einflusses sowie des Vakuumdrucks auf das Sprühverhalten wurden Testreihen mit allen acht Injektoren gefahren. Wie in Kapitel 3 beschrieben, sollte das dimensionslose Druckverhältnis R_p die Spraygüte in Abhängigkeit von der Injektionstemperatur sowie des Kammerdrucks p_0 beschreiben und vorhersehbar machen, unabhängig vom Injektionsdruck und Temperaturniveau des Testfluids. Um den geometrischen Einfluss zu untersuchen, wurden vier Druckverhältnisse ($R_p = 1, 2, 4, 10$) auf jeweils drei Temperaturniveaus ($T_{inj} = 30, 50, 70$ °C) gewählt. Hierzu wurde der Kammerdruck so angepasst, dass dieser im Verhältnis zum Sättigungsdruck p_{sat} der Injektionstemperatur das gewünschte Druckverhältnis R_p lieferte. Das Testfluid wurde entsprechend im Heizkreislauf auf die gewünschte Temperatur aufgeheizt. Eine Übersicht der Testmatrix inklusive der Randbedingungen ist in Tabelle 6.2 aufgeführt. Für jedes spezifische $R_p(T_{inj})$ wurden mindestens drei Versuche gefahren.

Tabelle 6.2: Versuchsmatrix Rp-Tests.

$R_p = \frac{p_{sat}(T_{inj})}{p_0} \Rightarrow$		1	2	4	10
T_{inj} [°C]	p_{sat} [mbar]	p_{0_1} [mbar]	p_{0_2} [mbar]	p_{0_4} [mbar]	p_{0_10} [mbar]
30	42,5	42,5	21,2	10,6	4,2
50	123,5	123,5	61,8	30,9	12,4
70	312,0	312,0	156,0	78,0	31,2

6.3 Einfluss des Überhitzungsgrads

Das externe Strömungsfeld lässt sich je nach Injektorgeometrie in zwei Gruppen unterteilen: das derjenigen Injektoren mit ausgeprägter Zerfallslänge und derjenigen ohne Zerfallslänge. Injektoren mit Zerfallslänge sind zudem (größtenteils) auch nukleierende Injektoren. Zur ersten Gruppe gehören die Injektoren 1, 2, 3, 5 und 8.

Zur Evaluation des Sprühbildes wurden die folgenden Versuchsergebnisse graphisch aufgetragen. Die abgebildeten Daten für jedes spezifische R_p basieren auf mindestens drei Versuchsdurchläufen (vgl. Abbildung 6.1). Auf der primären y-Achse ist der Öffnungswinkel als Säulendiagramm aufgetragen. Auf der x-Achse sind die jeweiligen R_{ps} abzulesen. Jeder Temperatur ist hierbei eine Farbe zugeordnet. Blau steht für 30 °C, orange für 50 °C und grün für 70 °C. Bei dem dunkleren unteren Teil des Säulendiagramms handelt es sich um den minimalen Öffnungswinkel. Der obere hellere Teil zeigt den Maximalwert und bildet den Schwankungsbereich des Winkels ab. Beide Größen sind als Absolutwerte in den jeweiligen Säulen angezeigt.

Auf der sekundären y-Achse ist die Zerfallslänge in mm aufgetragen. Der Median der Zerfallslänge der jeweiligen Daten ist als schwarzer Diamant dargestellt. Bei den angrenzenden schwarzen Balken handelt es sich um den absoluten Schwankungsbereich der Zerfallslänge aus Minimum und Maximum. Full Flashing bzw. Strahlaufweitung ohne Zerfallslänge ist als Diamant ohne farbliche Füllung dargestellt.

6.3.1 Injektoren mit Zerfallslänge

Bei Betrachtung der jeweiligen Injektoren und beim Vergleich von deren Sprühbild fallen diverse Unterschiede auf, obwohl es sich um vergleichbare Randbedingungen handelt, wie gleiche R_{ps} und Injektionstemperaturen. Die Injektoren werden im Folgenden in gleiche L/D-Verhältnisse gruppiert.

L/D = 200

Bei Injektor 2 ($D = 0,5 \text{ mm}$; $L = 100 \text{ mm}$) ist bei $R_P = 1$ entgegen der Theorie kein Flashing zu erkennen. Der Strahlzerfall, wenn vorhanden, ist vielmehr ein Abtropfen. Wie in Abbildung 6.1 dargestellt, setzt der Strahlzerfall erst bei $R_P = 2$ und 70 °C ein. Die Zerfallslänge ist in diesem Fall gering, mit circa 1 mm im Median. Die Winkelausprägung ist mit 5° gerade an der Schwelle des Detektierbaren und alterniert zwischen diesem und $32,8^\circ$. Prägnant ist hierbei das Zerfallsmuster. Anstelle eines ausgeprägten Winkels zerfällt der Strahl an drei bis vier Stellen parallel. Bei genauerer Betrachtung handelt es sich hierbei um aufplatzende Blasen, welche im Injektorhals entstehen. Beispielhaft ist eine Abfolge von sechs Einzelframes ($t = 6 \text{ ms}$) für 50 °C in Abbildung 6.2 (a) – (f) dargestellt. Das kritische R_P für auftretende Nukleation ist $1,7$. Bei diesem Verhältnis ist erstmals interne Nukleation bei allen drei Temperaturen zu erkennen.

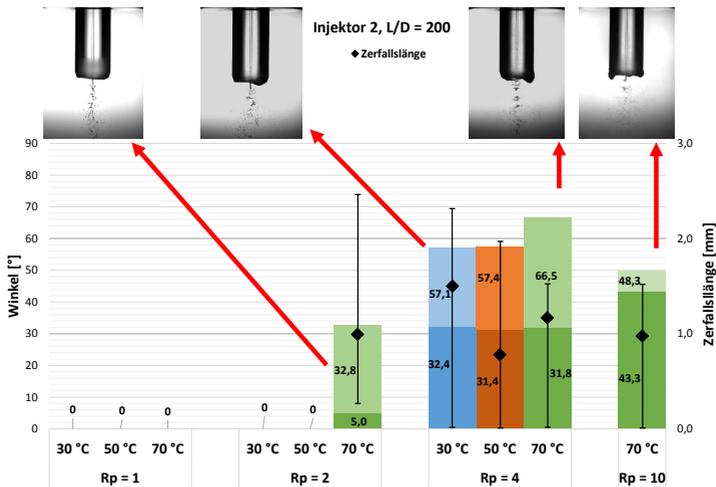


Abbildung 6.1: Auswertung von Injektor 2. Linke y-Achse: Winkel in $^\circ$ als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwingungsbereich. Blauer Balken: 30 °C , oranger Balken: 50 °C , grüner Balken: 70 °C .

30 und 50 °C sind nicht in Übersichtsgraph 6.1 dargestellt, da die Blasen nicht platzen, sondern sich lediglich ausdehnen. Somit stellt sich auch kein detektierbarer Sprühwinkel ein. Bei 70 °C und gleichem R_P platzen die Blasen auf und erzeugen dadurch einen erkennbaren Winkel. Bei $R_P = 4$

ist der Sprühwinkel über die drei Temperaturen im Mittel um die 32° konstant. Jedoch nimmt das Pulsen bzw. der Schwankungsbereich mit steigender Temperatur zu. Bei 30°C liegt das Winkelmaximum bei $57,1^\circ$. Die steigt leicht bei 50°C auf $57,4^\circ$ und letztendlich auf $66,5^\circ$ bei 70°C . Der Unterschied in der maximalen Winkelöffnung bei diesem R_P kann hier auf die höhere Vorlagetemperatur zurückgeführt werden, wodurch die Blasen violenter platzen. Der Zerfall bleibt alternierend und die Zerfallslänge schwankt dadurch zwischen 0 und je nach Temperatur bis zu 2,4 mm.

Bei $R_P = 10$ beträgt das Winkelmaximum $48,3^\circ$ und ist nicht so ausgeprägt wie bei $R_P = 4$. Jedoch ist der Schwankungsbereich geringer geworden. Das Zerfallsmuster hat sich allerdings nicht geändert und bleibt alternierend, wie an der Zerfallslänge zu erkennen ist. Der Strahlzerfall geht gelegentlich von zerplatzenden Einzelblasen an mehreren Stellen in einen vollen Sprühwinkel über.

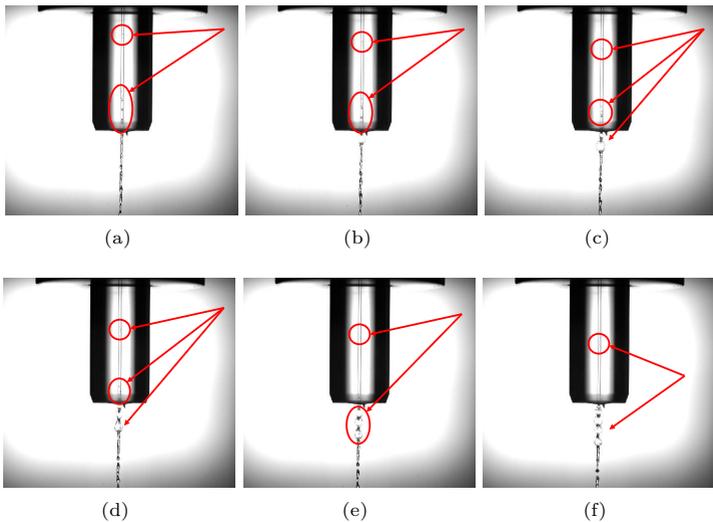


Abbildung 6.2: (a) – (f) Abfolge von Einzelframes intern nukleierender Blasen im Übergangsbereich für Injektor 2, $R_P = 1,7$, 50°C .

L/D = 100

Ein ähnliches Verhalten ist bei Injektor 1 ($D = 0,5 \text{ mm}$; $L = 50 \text{ mm}$) zu finden (Abbildung 6.3). Bei $R_P = 1$ ist keinerlei Strahlzerfall detektierbar. Dies liegt daran, dass zwar eine Zerfallslänge vorhanden ist, der Strahl jedoch lediglich abtropft (vgl. Abbildung 6.3). Ein detektierbarer Winkel setzt auch hier erst bei $R_P = 4$ und 70 °C ein. Im Unterschied zu Injektor 2 ist der Winkel in diesem Zustand bereits schwankend zwischen $33,4$ und $43,9 \text{ °}$ und die Zerfallslänge entsprechend verkürzt. Der mehrstufige Strahlzerfall tritt jedoch auch in diesem Fall auf. Die genaue Anzahl der zerplatzenden Blasen ist hier nicht genau bestimmbar. Optisch sind zwei Zerfallszonen zu erkennen: eine im oberen Drittel nach Injektorausritt, eine zweite in der Mitte des Strahls. Die zweite Zone weist im Gegensatz zur ersten ein deutlich feineres Zerfallsmuster auf, definiert durch feinere Tropfen sowie einen größeren Winkel. Die detektierte Zerfallslänge sowie der ausgewertete Winkel beziehen sich lediglich auf die erste Zerfallzone.

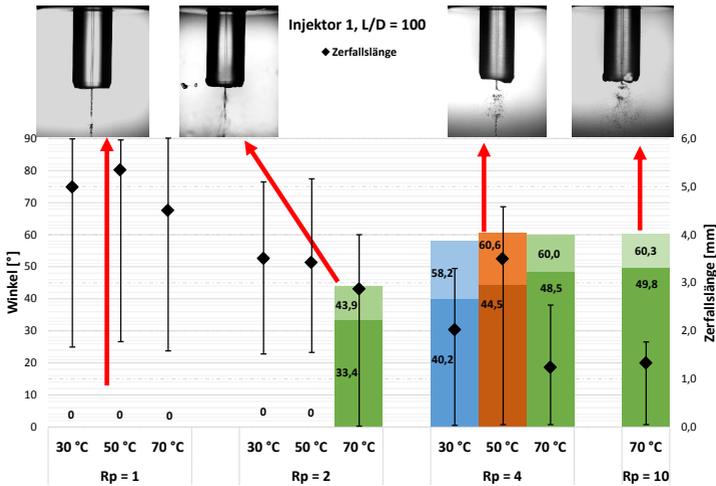


Abbildung 6.3: Auswertung von Injektor 1. Linke y-Achse: Winkel in $^{\circ}$ als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: 30 °C , oranger Balken: 50 °C , grüner Balken: 70 °C .

Erst bei $R_P = 4$ zerfällt der Strahl bei allen drei Temperaturen. Das Zerfallsmuster ist identisch zu dem bei $R_P = 2$, 70 °C . Auffällig ist lediglich

die lange Zerfallslänge und der große Schwankungsbereich bei 30 °C. Der Injektor pulst. Bei 70 °C verringert sich das Pulsen und die Zerfallslänge schwankt um 1,2 mm.

Bei $R_P = 10$ scheint sich ein stationärer Strömungszustand eingestellt zu haben. Es gibt lediglich eine Zerfallszone, welche sich als ausgeprägter Winkel darstellt. Der Winkel ist konstant zwischen 55,2 und 60,3°. Auffällig ist hierbei jedoch die Konstanz der Zerfallslänge. Diese hat sich im Vergleich zu $R_P = 4$, 70 °C mit 1,3 mm kaum geändert, der Injektor läuft stabil.

Injektor 4 ($D = 1,0$ mm; $L = 100$ mm) mit identischem L/D wie Injektor 1 weist ein ähnliches Verhalten auf. Bei $R_P = 1$ kommt es lediglich bei 70 °C zu vereinzelt, minimalen Aufweitungen von 5°, dargestellt in Abbildung 6.4. Bei $R_P = 2$ zeigt sich ein zweistufiges Zerfallsmuster für alle drei Temperaturen. Der Öffnungswinkel schwankt zwischen 37,4 und 56,8° mit alternierender Zerfallslänge. Die Öffnungswinkel sind bei allen drei Temperaturen vergleichbar, ebenso ist der Schwankungsbereich nahezu identisch und erklärt sich durch das Zerfallsmuster. Dieses ist in Abbildungen 6.5 (a) bis (d) gegenübergestellt². In allen Fällen kommt es alternierend erst zu Primärzerfall mit langer Zerfallslänge (Abbildung 6.5 (a)), gefolgt von einem zweistufigen Zerfall (b) ohne nennenswerte Zerfallslänge. Die Zerfallslänge verringert sich jedoch annähernd linear im Median von 5,7 bis 4,5 mm bei zunehmender Temperatur.

Im Vergleich mit $R_P = 4$ ist das Sprühbild bei 50 und 70 °C nahezu identisch. Eine Ausnahme herrscht bei 30 °C. Der Schwankungsbereich sowie Öffnungswinkel ist deutlich geringer als bei 50 und 70 °C. Das alternierende Muster ist zwar noch vorhanden, jedoch weniger stark ausgeprägt. Im Gegensatz dazu pulst der Injektor bei 50 und 70 °C. Somit ist das alternierende Zerfallsmuster weiterhin stärker ausgeprägt (Abbildungen 6.5 (e) bis (g)). Der Winkel alterniert in diesen Fällen ebenfalls zwischen 61,3 und 90° und hat eine beinahe zerwellende Struktur. Die Winkelöffnung ist bei beiden Temperaturen vergleichbar, wobei der Winkel bei 70 °C mit im Mittel (67,5°) sowie im Maximum mit 91,3° latent stärker geöffnet ist. Die Zerfallslängen sind mit 3,7 bis 3,6 mm für alle drei Temperaturen nahezu identisch, dennoch abnehmend. Jedoch wechseln diese bei allen Temperaturen zwischen 0 mm und ihrem Median. Allgemein ist bei diesen Bedingungen interne Nukleation zu beobachten.

²Hierbei handelt es sich um einen Gesamtzeitraum von 2 ms. Die Zwischenstadien bzw. Übergänge sind nicht abgebildet, da es sich um eine Aufnahme mit 5400 fps handelt.

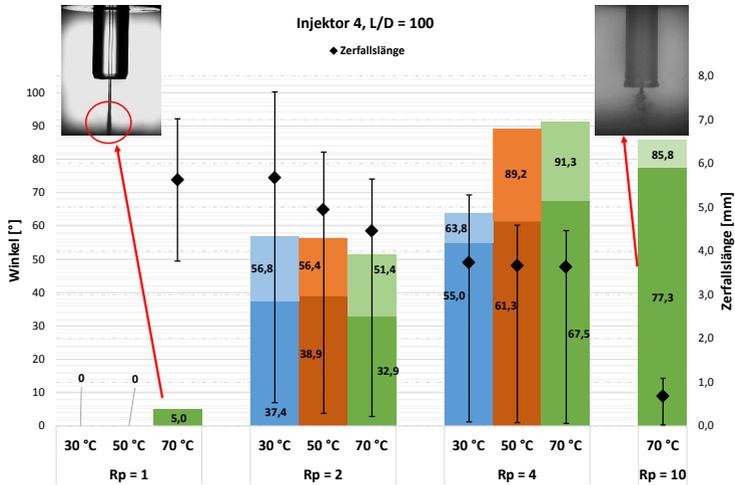


Abbildung 6.4: Auswertung von Injektor 4. Linke y-Achse: Winkel in ° als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: 30 °C, oranger Balken: 50 °C, grüner Balken: 70 °C.

Bei $R_p = 10$ ist das alternierende Muster weiterhin erkennbar. Die Zerfallslänge ist jedoch auf 0,7 mm zurückgegangen. Der Schwankungsbereich des Öffnungswinkels ist ebenfalls geringer geworden. Dieser schwankt zwischen 77,3 und 85,8°. Der Öffnungswinkel ist somit ebenfalls im Maximum kleiner geworden. Eine zerwellende Struktur ist jedoch nicht mehr zu erkennen. Der Injektor pulst weiterhin. Auf dieses Phänomen wird im Auswertungsteil (Kapitel 8) weiter eingegangen.

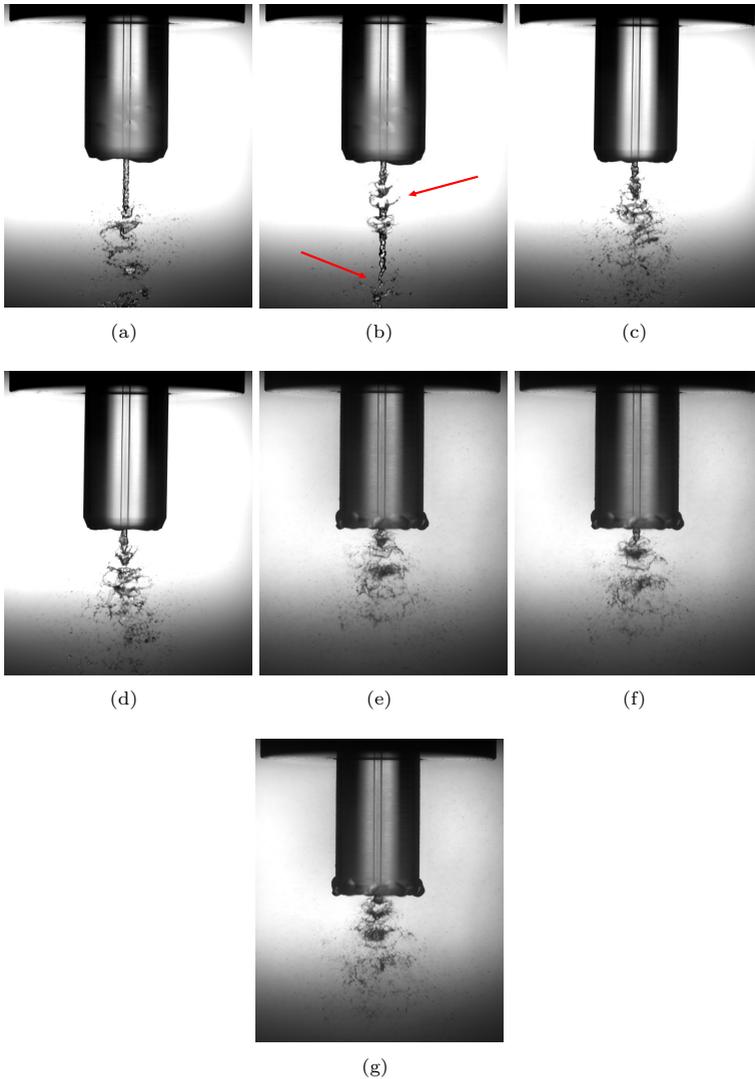


Abbildung 6.5: (a) – (b) Zerfall bei 50 °C, $R_P = 4$; (c) – (d) Zerfall bei 70 °C, $R_P = 2$; (e) – (g) Zerfallsmuster bei 70 °C, $R_P = 4$.

L/D = 66,7

Die Übersicht der Ergebnisse für Injektor 6 ($D = 1,5 \text{ mm}$; $L = 100 \text{ mm}$) ist in Graph 6.6 dargestellt. Hierbei ist $R_p = 1,2$ anstelle von $R_p = 1$ als Startwert aufgetragen, da es sich um den Schwellenwert der Winkelöffnung handelt. Unterhalb dieses Wertes ist lediglich Nukleation am Injektoraustritt detektierbar. Das gilt für alle drei Temperaturen. Jedoch scheint die Nukleation bei gleichem R_p mit steigender Temperatur zuzunehmen (Abbildung 6.7), ohne dass dies sich auf den Strahl und dessen Zerfall auswirkt. Diese findet ebenfalls bei allen drei Temperaturen statt. Die Zerfallslänge ist mit bis zu 10 mm vergleichsweise lang. Auffallend ist an dieser Stelle die fast lineare Abnahme der Zerfallslänge mit steigender Temperatur. Verstärkte Nukleation kann in diesem Fall jedoch nicht festgestellt werden.

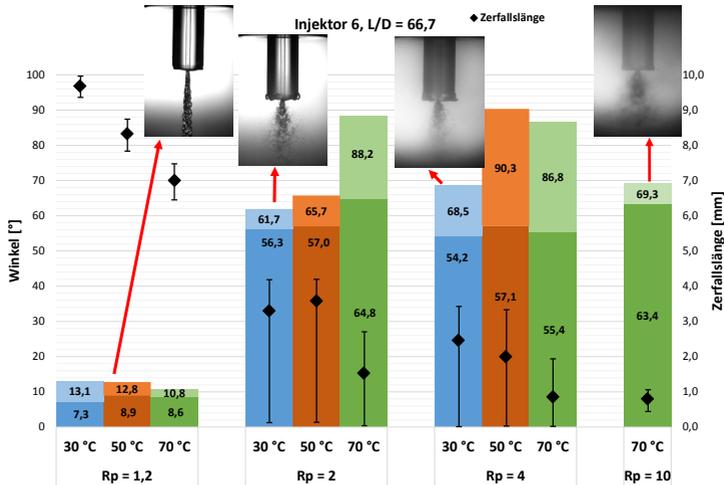


Abbildung 6.6: Auswertung von Injektor 6. Linke y-Achse: Winkel in $^{\circ}$ als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: 30 $^{\circ}\text{C}$, oranger Balken: 50 $^{\circ}\text{C}$, grüner Balken: 70 $^{\circ}\text{C}$.

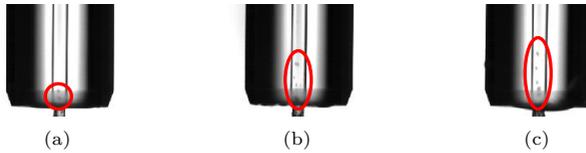


Abbildung 6.7: (a) – (c) Interne Nukleation, steigend von 30 bis 70 °C von links nach rechts bei $R_P = 1$ (5400 fps).

Bis $R_P = 2$ öffnet sich der Winkel konstant bei gleichzeitiger linearer Verkürzung der Zerfallslänge, bis diese nahezu verschwindet und der Winkel sich sofort nach Injektoraustritt um 60° aufweitet. Die Zerfallslänge beträgt relativ konstant 3,4 mm. Für 70 °C trifft dies jedoch nicht zu. Zwar ist die Zerfallslänge im Median mit 1,5 mm kürzer und der Öffnungswinkel größer, doch der Schwankungsbereich ist ebenfalls deutlich größer. Der Injektor pulst bei diesen Bedingungen bereits. Gut zu erkennen ist dies an der großen Öffnungswinkel- sowie Zerfallslängenvarianz.

Bei $R_P = 4$ variieren sowohl Winkel als auch die Zerfallslänge bei 50 °C im Wechsel. Der Injektor pulst nun ebenfalls. Bei 30 °C tritt dieses Phänomen nicht auf. Eine Einzelframeabfolge des Zustands bei 50 und 70 °C ist in Abbildungen 6.8 dargestellt.

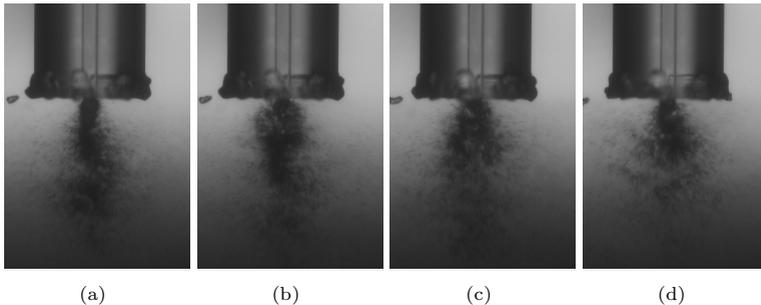


Abbildung 6.8: (a) – (d) Einzelframeabfolge des pulsierenden Injektors 6 bei $R_P = 4$, 70 °C (5400 fps).

Bild (a) in Abbildung 6.8 hat eine Zerfallslänge und einen Öffnungswinkel von 60°. Die Zerfallslänge verschwindet und die Zerstäubung findet direkt am Injektoraustritt statt. Der Winkel liegt mit 88° bei knapp unter 90°. Dies ist in Abbildungen (b) und (c) zu sehen. Darauf folgend ist in (d)

wiederum eine Zerfallslänge vorhanden, der Winkel bleibt jedoch um die 90° . Anschließend beginnt der Zerstäubungszyklus erneut mit dem Zustand aus Bild (a).

Wie bei Injektoren 2 und 3 schließt sich der Winkel ebenfalls bei $R_P = 10$ wieder. Es tritt kein Pulsen mehr auf, der Winkel liegt konstant zwischen circa 63 und 70° . Eine Zerfallslänge mit $0,8$ mm bildet sich noch aus. Auch in diesem Fall wurde der Tropfenkern als Referenz genutzt.

L/D = 50

Ein ähnliches Bild ist bei Injektor 8 ($D = 2$ mm; $L = 100$ mm) vorzufinden. Der Winkel öffnet sich bereits bei $R_P = 1$ auf über 10° mit entsprechend temperaturspezifischer Zerfallslänge (Graph 6.9). Diese nimmt mit steigender Injektionstemperatur bei diesem Injektor ebenfalls ab. Interne Nukleation setzt hierbei bereits bei $R_P = 1$ ein. Diese hat unterschiedliche Auswirkungen auf das externe Sprühbild. Während bei $R_P = 1$ die interne Nukleation zu gering ist, um Auswirkung auf den externen Strahl zu haben, steigt diese bei $R_P = 2$.

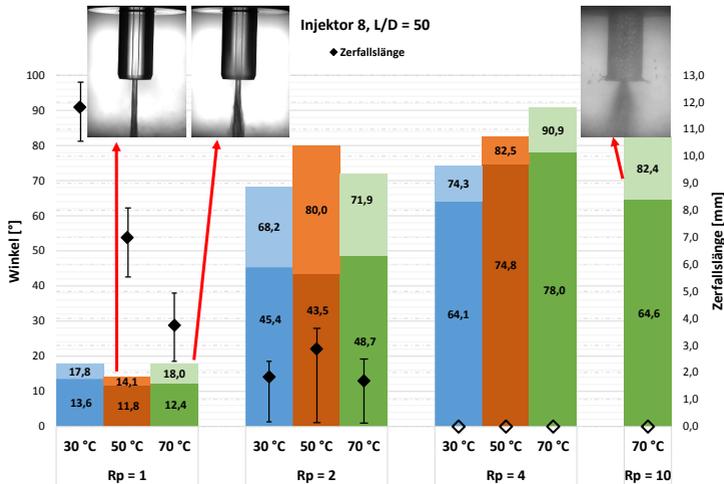


Abbildung 6.9: Auswertung von Injektor 8. Linke y-Achse: Winkel in $^\circ$ als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: 30 $^\circ\text{C}$, oranger Balken: 50 $^\circ\text{C}$, grüner Balken: 70 $^\circ\text{C}$.

Ein Zerfallsmuster wie bei Injektor 4, $R_P = 4$ und 70°C ist erkennbar. Das bedeutet zweistufiger Zerfall, gefolgt von einstufigem Zerfall mit vergleichsweise langer Zerfallslänge (vgl. Abbildungen 6.5 und 6.10 (a) – (c)). Dieses Verhalten findet bei allen drei Temperaturen statt.

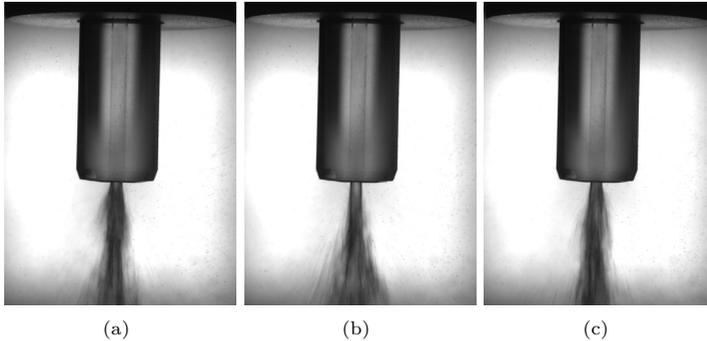


Abbildung 6.10: (a) – (c) Zerfallsmuster von Injektor 8, $R_P = 2$. Abfolge von Einzelframes bei 1000 fps.

Bei $R_P = 4$ tritt weiterhin interne Nukleation auf, diese hat sich jedoch verstärkt. Die Auswirkungen auf das externe Sprühbild sind nun in Form von sogenanntem Full Flashing zu erkennen. Es ist weder Pulsen noch eine Zerfallslänge detektierbar. Die kontinuierlich intern gebildeten Blasen platzen bei Austritt und reißen den Strahl weiter auf. Dies ist in Abbildungen 6.11 (a) – (c) dargestellt. Darin ist gut zu erkennen, dass sich der Winkel mit steigender Temperatur weiter öffnet. Die interne Nukleation scheint auf diesen Bildern jedoch abzunehmen.

Durch das Aufreißen ist die Öffnungswinkelbestimmung für diesen Fall nicht eindeutig, denn der Sprühkegel besteht aus einem dichten Tropfenkern und einem umgebenden feinen, weniger dichten Tropfenfeld. Wird ersterer als Referenz genommen, beträgt der Winkel relativ konstant 70 bis 80° . Bei Berücksichtigung des gesamten Tropfenfeldes ergibt sich ein Öffnungswinkel von konstanten 140° . Aufgetragen befindet sich in Graph 6.9 der Winkel des Tropfenkerns.

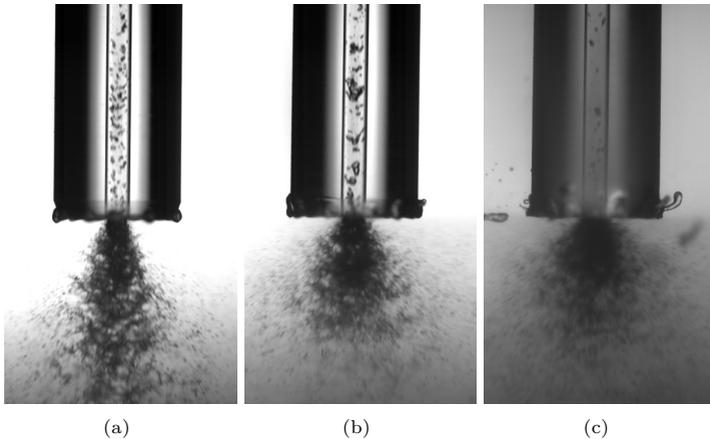


Abbildung 6.11: (a) – (c) Interne Nukleation und Full Flashing von Injektor 8, $R_P = 4$ für 30, 50 und 70 °C bei 5400 fps.

Bei weiterer Erhöhung des Überhitzungsgrads auf $R_P = 10$ schließt sich der Winkel, analog zu Injektoren 2, 3 und 6, wieder. Es tritt noch leichtes Pulsen auf, der Winkel schwankt kontinuierlich zwischen circa 64,6 und 82,4°. Eine Zerfallslänge ist, wie bei $R_P = 4$, nicht mehr vorhanden.

6.3.2 Injektoren ohne Zerfallslänge

Entgegen der Kapitelüberschrift können sich bei den folgenden Injektoren Zerfallslängen ausbilden und detektiert werden. Diese sind jedoch nicht so ausgeprägt und stabil wie bei den vorhergehenden Injektoren. Vielmehr ist das Zerfallsmuster ausschlaggebend.

L/D = 50

Entgegen Injektor 8 mit gleichem L/D hat Injektor 3 ($D = 1,0$ mm; $L = 50$ mm) ein anderes Zerfallsmuster. Der Winkel öffnet sich bei allen Temperaturen erst bei $R_P = 1,2$. Deshalb werden die Daten bei diesem R_P anstelle von $R_P = 1$ dargestellt (Abbildung 6.12).

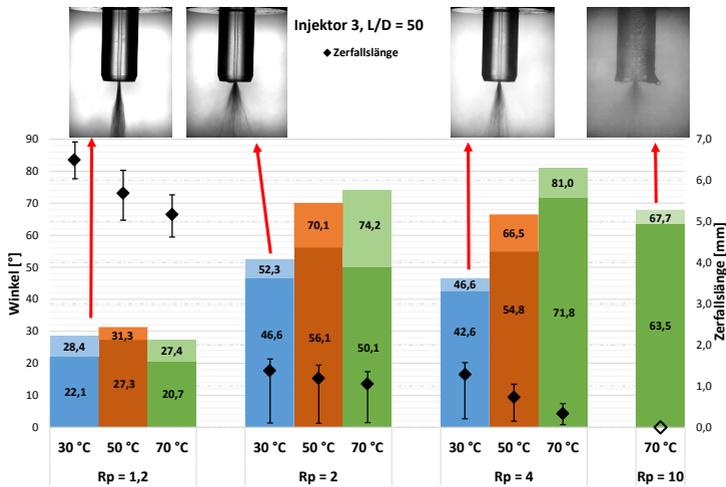


Abbildung 6.12: Auswertung von Injektor 3. Linke y-Achse: Winkel in $^{\circ}$ als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: 30 $^{\circ}\text{C}$, oranger Balken: 50 $^{\circ}\text{C}$, grüner Balken: 70 $^{\circ}\text{C}$.

Prägnant ist in diesem Fall, dass bei $R_p < 1,2$ keinerlei Winkelöffnung oder extern zerplatzende Blasen erkennbar sind. Schlagartig öffnen sich die Strahlen zu einem Winkel von ca. 25 $^{\circ}$ über alle Temperaturen bei $R_p = 1,2$. Die Aufweitung ist einstufig und relativ homogen. Dies ist in Abbildungen 6.13 (a) und (b) dargestellt. Dieser Zustand wurde von Cleary et al. [47] auch als Übergangsbereich bezeichnet. Der Übergangsbereich zeichnet sich bei diesem Injektor durch eine relative lange Zerfallslänge von bis zu 7 mm sowie einen nicht vollends ausgeprägten Winkel aus. Des Weiteren scheint die interne Strömung stabil, da Pulsen, wie bei den vorhergehenden Injektoren, nicht erkennbar ist.

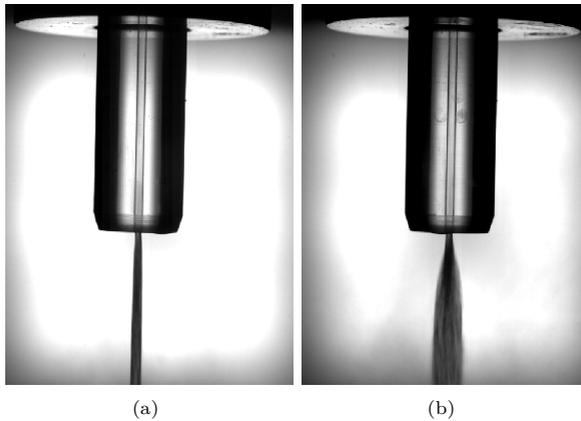


Abbildung 6.13: Vergleich des Strahls für Injektor 3 bei $R_P = 1,1$ (a) und $1,2$ (b).

Durch weitere Erhöhung des Überhitzungsgrads R_P auf 2 weitet sich der Winkel auf und scheint im Winkelmittel von 60° sein Maximum erreicht zu haben. Der Schwankungsbereich liegt in der Summe jedoch zwischen $46,6$ und $74,2^\circ$. Je höher die Temperatur steigt, desto größer wird die Abweichung: Der Injektor pulst. Grund hierfür ist auftretende interne Nukleation. Höher auflösende Aufnahmen mit 5400 fps haben dies bestätigt. Das interne Strömungsregime ist in Abbildungen 6.14 (a) – (c) aufgezeigt. Die Zerfallslänge wird kürzer und liegt relativ konstant bei 1 mm, mit leicht fallendem Trend bei zunehmender Temperatur.

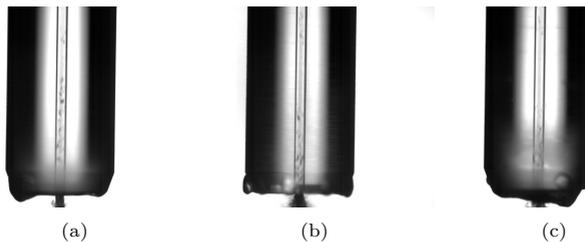


Abbildung 6.14: Auftretende interne Nukleation in Injektor 3 ab $R_P = 2$ für 30 (a), 50 (b) und 70 °C (c).

Für $R_P = 4$ ist der Winkel vergleichbar zu $R_P = 2$. Lediglich bei 30 °C schließt sich der Winkel wieder etwas und die Zerfallslänge wird entsprechend länger. Bei diesem R_P ist eine abnehmende Zerfallslänge mit zunehmender Temperatur deutlich erkennbar.

Bei $R_P = 10$ ist keine Zerfallslänge mehr zu detektieren. Ferner hat sich der Winkel nur marginal geändert. Vielmehr hat sich bei genauere Betrachtung ein Flüssigkern mit Tropfenaurea gebildet.

$L/D = 33,3$

Injektor 5 ($D = 1,5\text{ mm}$; $L = 50\text{ mm}$) stellt zusammen mit Injektor 7 einen Sonderfall dar. Injektor 5 hat keine Zerfallslänge aufzuweisen, jedoch kavitiert dieser über die Kontraktion. Da die Kavitation mit Temperatur und R_P variiert, wurde die Auswertung in Graph 6.15 angepasst. In diesem Fall wurde die Länge der ausgebildeten Kavitationstasche anstelle der Zerfallslänge aufgetragen.

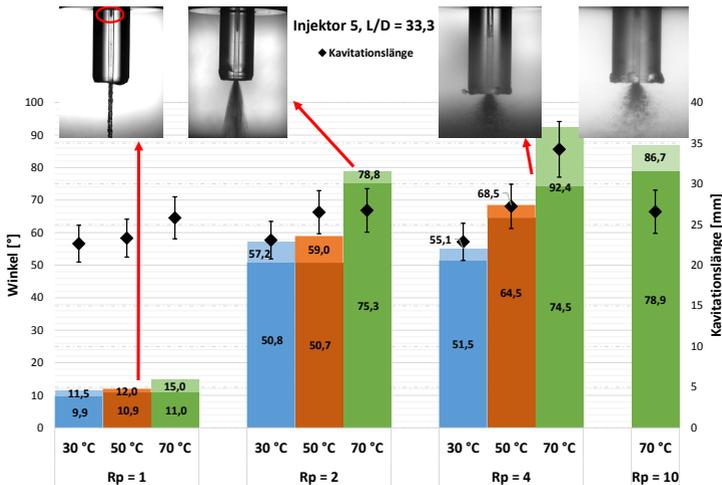


Abbildung 6.15: Auswertung von Injektor 5. Linke y-Achse: Winkel in $^{\circ}$ als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Kavitationslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: 30 °C , oranger Balken: 50 °C , grüner Balken: 70 °C .

Beim Betrachten des Graphen ist zu erkennen, dass die Kavitation sowohl mit der Temperatur als auch mit steigendem R_P ausgeprägter wird. Bei 30 °C sind über die Versuche nur die Ausläufer der Kavitationstasche

zu erkennen. Vom Injektor sind lediglich 29 von 50 mm sichtbar. Dies bedeutet, dass 21 mm stromab der Kontraktion nicht sichtbar sind. Um diesen Wert schwankt die Kavitationstasche bei 30 °C. Ein weitere Hinweis darauf, dass bei diesen Bedingungen kontinuierlich Kavitation auftritt, ist die charakteristische Nukleation (dargestellt u.a. in Abbildung 6.16 (a)). Diese ist bei allen 30 °C-Versuchen im Injektor deutlich zu erkennen. Eine detailliertere Auswertung der Kavitationslänge ist demnach nicht möglich, da diese unter 21 mm liegt.

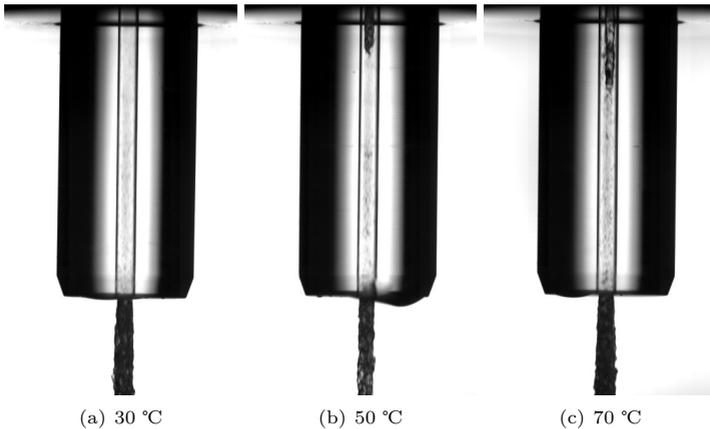


Abbildung 6.16: (a) – (c) Injektor 5 bei $R_P = 1$ und unterschiedlichen Injektionstemperaturen (5400 fps).

In Abbildungen 6.16 (a) – (c) sind die Strömungszustände bei $R_P = 1$ für 30, 50 und 70 °C dargestellt. Deutlich zu erkennen ist zunehmende Kavitation mit steigender Temperatur. Auf den Strahlzerfall hat diese jedoch keinen Einfluss. Der Winkel öffnet sich lediglich leicht und bleibt stabil zwischen 10 bis maximal 15°. Die Länge der Kavitationstasche liegt bei 50 °C im Mittel bei 23,3 mm. Bei 70 °C steigt diese und ist mit 25,8 mm im Mittel bereits deutlich prägnanter und erstreckt sich somit über die Hälfte des gesamten Injektors. Bei $R_P = 2$ ist die Kavitationstasche bei 30 °C im sichtbaren Bereich und beträgt 23,1 mm im Mittel. Die Länge der Kavitation bei 50 °C hat im Vergleich zu $R_P = 1$ um 3,2 mm auf 26,5 mm zugenommen. Bei den Injektionstemperaturen von 70 °C ist ebenfalls ein Anstieg zu verzeichnen: mit 0,9 mm auf 26,7 mm fällt der Zuwachs geringer aus. Die Länge der Kavitation ist bei diesen beiden Temperaturen vergleichbar.

Der Öffnungswinkel ist trotz der vergleichbaren Kavitationslänge deutlich unterschiedlich. So liegt der Öffnungswinkel bei 50 °C zwischen 50,7 und 59° und ist somit eher vergleichbar mit dem bei 30 °C, welcher sich zwischen 50,8 bis 57,2° liegen. Bei 70 °C ist der Öffnungswinkel mit bis zu 78,8° deutlich größer und Full Flashing ist erreicht.

Eine weitere Ausprägung der Kavitation ist bei $R_P = 4$ sowohl für 50 als auch 70 °C zu verzeichnen. Bei 50 °C ist die Länge auf 27,2 mm und bei 70 °C auf 34,2 mm angewachsen. Diese stellen jedoch auch des Maximum für die jeweiligen Temperaturen dar. Bei 30 °C beträgt die Kavitationslänge 22,8 mm bleibt somit für diese Temperatur relativ konstant.

In Bezug auf den Öffnungswinkel hat sich dieser bei 30 °C nicht weiter geöffnet; im Maximum zwischen $R_P = 2$ und 4 sogar ein wenig geschlossen. Zwar liegt die Differenz der Daten im Bereich des Messfehlers, jedoch korreliert dies mit der Abnahme der Kavitationstasche, welche im Vergleich ebenfalls leicht zurückging. Das Minimum ist im Vergleich jedoch mit 51,5° gestiegen. Full Flashing wird hier nicht erreicht. Im Gegensatz dazu öffnet sich der Winkel bei 50 °C weiter auf bis zu 68,5° und Full Flashing ist erkennbar. Bei 70 °C ist ein Anstieg und Maximum zu erkennen. Der maximale Öffnungswinkel beträgt in diesem Fall 92,4°, die Kavitationstasche erstreckt sich über 34,2 mm. Der Zustand des Full Flashings ist erreicht.

Eine leichter Rückgang auf 86,7° ist bei $R_P = 10$ detektierbar. Zwar besteht weiterhin Full Flashing, nur ist das Tropfenfeld dichter, wie in Graph 6.15 zu erkennen ist. Die Länge der Kavitation liegt bei 26,6 mm im Mittel und ist somit zurückgegangen.

Zusammenfassend lässt sich für diesen Injektor sagen, dass in allen getesteten Fällen Kavitation auftritt.

L/D = 25

Injektor 7 ($D = 2,0$ mm; $L = 50$ mm) stellt einen weiteren Spezialfall dar. Denn dieser Injektor kavitiert bei annähernd allen getesteten Bedingungen über die gesamte Länge. Diese Art der Kavitation wird auch Superkavitation [33, 42, 136, 137] genannt. Auf den Hintergrund wird in Kapitel 8 detailliert eingegangen.

In Übersichtsgraph 6.17 sind für diesen Injektor $R_P = 1, 2, 4$ sowie 1,2 ausgewertet und aufgetragen. Hintergrund für den Zwischenschritt bei $R_P = 1,2$ ist die Auffälligkeit eines semi-stationären Öffnungswinkels, der sich bei diesem Verhältnis einstellt. Beispielhaft ist der Verlauf für einen 30 °C-Test in Graph 6.20 dargestellt.

So liegt der Öffnungswinkel bei $R_P = 1$ zwischen 12,5 und 21,9°, leicht steigend mit zunehmender Temperatur. Auffällig bei diesem R_P ist jedoch die Abnahme der Zerfallslängen von anfänglichen 6,7 mm im Median bei

30 °C auf 1,1 mm bei 70 °C.

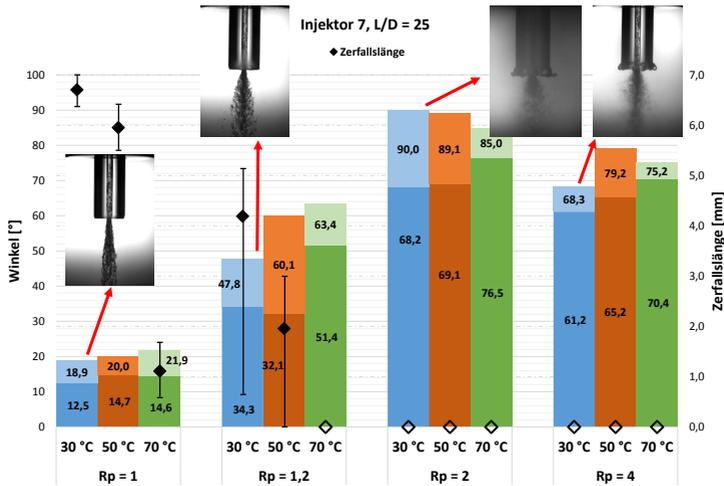


Abbildung 6.17: Auswertung von Injektor 7. Linke y-Achse: Winkel in ° als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: 30 °C, oranger Balken: 50 °C, grüner Balken: 70 °C.

Anschließend findet zwischen $R_P = 1$ und 1,2 eine lineare Öffnung des Winkels statt, wobei der Injektor bei 30 und 50 °C pulst und noch eine messbare Zerfallslänge aufweist. Bei 30 °C liegt die Zerfallslänge zwischen 5,3 und 0,5 mm (4,2 mm im Median), der Winkel zwischen 34,3 und 47,8°. Bei 50 °C wird das Pulsieren stärker und die Zerfallslänge alterniert zwischen 0 und 3,2 mm (2 mm im Median), der Winkel zwischen 32,1 und 60,1°. Hinzu kommt, dass der Strahlzerfall eine starke Asymmetrie aufweist. Das alternierende Zerfallsmuster ist in Abbildungen 6.18 für einen Versuch bei 30 °C und $R_P = 1,2$ dargestellt. Der Zustand in Bild (a) ist gekennzeichnet durch das Auffächern des Strahls auf der rechten Seite. Diese Asymmetrie verlagert sich von der rechten Seite auf die linke Seite in Bild (b). Die Verlagerung findet jedoch stromabwärts des Strahls statt. Eine Zerfallslänge kann in diesem Fall nicht definiert werden. In Bild (c) hat der Strahl den homogensten Zustand in Bezug auf das Zerfallsmuster. Eine leichte Asymmetrie zwischen linker und rechter Seite ist dennoch zu erkennen. Eine Zerfallslänge ist bei diesem Zustand wieder detektier-

bar. Anschließend wiederholt sich das Zerfallsmuster, beginnend mit dem Zustand aus Bild (a). Dieses Zerfallsmuster ist für alle drei Temperaturen vorhanden. Allgemein ist jedoch festzustellen, dass mit steigender Injektionstemperatur der Öffnungswinkel größer und die Zerfallslänge geringer wird, bis diese bei 70 °C nicht mehr klar zu definieren ist. Ebenso verringert sich der Schwankungsbereich des Öffnungswinkels zwischen 51,4 und 63,4°. Jedoch ist auffällig, dass mit steigender Temperatur oder steigendem R_P die Asymmetrie größer wird, bevor sich ein homogener Sprühkegel ausbildet. Besonders deutlich wird dies bei 50 °C, $R_P = 1,2$; der Schwankungsbereich ist durch die Asymmetrie am größten. Die verschiedenen Ausprägungen sind in Abbildung 6.19 dargestellt, wobei es sich bei Abbildung c) um besagte Temperatur bei $R_P = 1,2$ handelt.

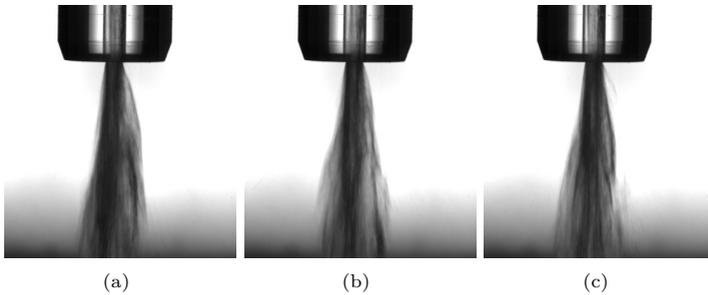


Abbildung 6.18: (a) – (c) Einzelframeabfolge des pulsierenden Injektors 7 bei $R_P = 1,2$ und 30 °C (1000 fps).

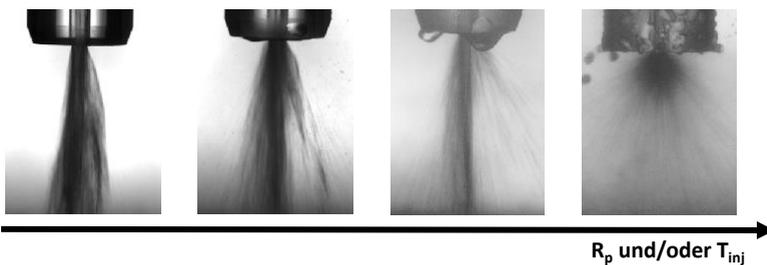


Abbildung 6.19: Zerfallsmuster des Strahls von Injektor 7 bei steigendem R_P und/oder T_{inj} .

Bei $R_P = 2$ liegt für alle Temperaturen das Maximum des Öffnungswinkels. Genauer betrachtet, beginnt das Maximum bei $R_P = 1,6$, nachdem ein sprunghafter linearer Anstieg bei $R_P = 1,5$ einsetzt (vgl. Graph 6.20). Dieses Phänomen tritt bei allen drei Temperaturen im gleichen R_P -Bereich auf. In diesem Bereich liegt der Winkel konstant zwischen $68,2$ und 90° . Eine Zerfallslänge ist nicht mehr vorhanden, ebenso ist keine Asymmetrie mehr zu erkennen. Full Flashing ist erreicht.

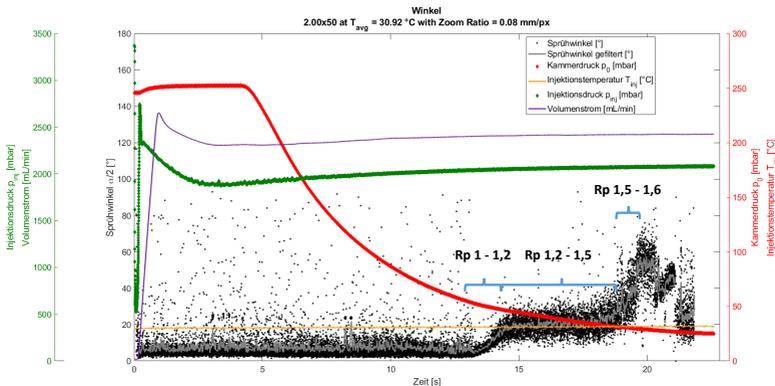


Abbildung 6.20: Beispielhafte Winkelöffnung für Injektor 7 bei 30 °C als $f(p_0, T_{inj})$.

Bei $R_P = 4$ ist der Öffnungswinkel ebenfalls relativ konstant. Pulsen findet bei keiner der drei Temperaturen statt, ebenso ist keine Zerfallslänge vorhanden. Der Zustand des Full Flashing ist weiterhin vorherrschend, jedoch ist der Öffnungswinkel einheitlich kleiner als noch bei $R_P = 2$. Die Verringerung des Öffnungswinkels deutet sich bereits in Graph 6.20 an. Der maximale Öffnungswinkel liegt in diesem Fall bei $R_P = 2,3$. Das beschriebene Verhalten konnte mit acht unterschiedlichen Injektoren und gleicher Grundgeometrie nachgewiesen werden. Für die asymmetrische Strahlaufweitung ursächliche Materialfehler und vollständige Strömungsablösung konnten hierbei nicht festgestellt werden.

7 Untersuchungen von Salzlösungen

Für die Untersuchungen hinsichtlich des Versprühverhaltens von neuartigen EILs wurden Harnstoffsalzlösungen mit unterschiedlichen Konzentrationen als Simulanzlösung herangezogen. Der Harnstoff wurde von VWR Chemicals bezogen (Harnstoff 99.5-100.5 %, AnalaR NORMAPUR® ACS, Reag. Ph. Eur. zur Analyse [138]). Da Dinitramidverbindungen in der Regel instabil sind und somit ein unnötiges Sicherheits- und Kostenrisiko bergen, wurde mit Harnstoff- bzw. Ureasalz ein ungiftiges Salz aus der Stoffgruppe der Diamide genutzt. Durch den Einsatz von Urea ist es möglich, ohne großen sicherheitstechnischen Aufwand Salzlösungen zu überhitzen und zu untersuchen. Hinsichtlich der relevanten physikalischen Stoffeigenschaften, wie z.B. Dampfdruck, Löslichkeit, Oberflächenspannung und Kristallisationsverhalten können in diesem Fall Analogien zu ADN-Wasser-Systemen abgeleitet werden.

Zur Beurteilung und Auswertung mittels der Jakob-Weber-Korrelation ist es notwendig, die relevanten Größen, wie Oberflächenspannung, Dampfdruck, Verdampfungsenthalpie, spezifische Wärmekapazität sowie Dichte und Viskosität über ein breites Temperatur- und Druckspektrum zu kennen. Dies ist für einen Großteil für Urea-Wassersysteme der Fall. Die für diese Größen verwendeten Urea-Modelle sind in Kapitel 3 zu finden. Im Folgenden wird „Harnstoff-Wasser-Lösung“ mit HWL abgekürzt.

7.1 Experimentelles Vorgehen

Die Untersuchungen wurden mit Harnstoffkonzentrationen von 20, 30 und 40 wt.-% durchgeführt. Bezüglich Injektions- und Kammerdruck sowie Temperatur und den eingesetzten Injektoren waren die Randbedingungen identisch zu den in Kapitel 6 beschriebenen Untersuchungen mit Wasser. Da die eingesetzte Vakuumpumpe jedoch nicht korrosionsbeständig war, wurde diese lediglich zum Evakuieren auf den gewünschten Kammerdruck (z.B. 250 mbar) genutzt und über Ventil V2 abgeklemmt. Anschließend wurde der Versuch gestartet. Während des Tests wurde der Absperrhahn V3 zum evakuierten 4 m³-Vakuumtank langsam geöffnet (vgl. Kapitel 4, Abbildung 4.1). Somit konnte im Verlauf der Injektionsphase der Kammerdruck auf unter 50 mbar gesenkt und die Analogie zu den Wasserversuchen gewahrt werden.

7.2 Einfluss der Salzkonzentration

In diesem Kapitel wird nochmals auf das unterschiedliche Verhalten der einzelnen Injektoren und die auftretenden Phänomene eingegangen. Das spezifische R_P -Verhalten soll ausgespart werden, da in Kapitel 6 aufgezeigt wurde, dass dieses injektorspezifisch und damit geometrieabhängig ist. Im vorliegenden Fall wird der Einfluss der Salzkonzentration und dessen Einfluss auf das Fluidverhalten den Ergebnissen von reinem Wasser aus Kapitel 6 gegenübergestellt. Hierbei dient $R_P = 4$ bei 70 °C als Vergleichsparameter. Dieses Verhältnis wurde gewählt, da sich bei allen Injektoren das in der Literatur bekannte Full Flashing eingestellt hat. Des Weiteren treten Strömungsphänomene, wie Kavitation und interne Nukleation, bei diesem R_P auf. Eine Ausnahme bildet hierbei Injektor 7. Dieser wurde lediglich bei 40% (Extremwert) getestet. Die auftretende Superkavitation überlagert die anderen Effekte. Die dadurch einsetzende Entmischung hat somit nur eine bedingte Aussagekraft und wird in Kapitel 9 separat betrachtet.

L/D = 200

Abbildung 7.1 zeigt das konzentrationsabhängige Verhalten von Injektor 2. Im oberen Drittel der Abbildung sind jeweils Einzelframes der jeweiligen Zustände dargestellt. In diesem Fall lässt sich feststellen, dass das alternierende Verhalten über alle Konzentrationen auftritt. Das Muster unterscheidet sich in den abgebildeten vier Einzelframes. Dieses injektor-typische Verhalten der teils an mehreren Stellen aufplatzenden Blasen ist bei allen vier Konzentrationen vorhanden: Es wird durch interne Nukleation verursacht. Auffällig ist an dieser Stelle, dass mit zunehmender Konzentration die Zerfallslänge im Median zunimmt. Ebenfalls trifft dies auf den Schwankungsbereich zu. Während bei reinem Wasser der Zerfall bei 1,2 mm liegt und zwischen 0 und 1,8 mm schwankt, verlängert sich der mediane Zerfall auf 1,4 zu 1,5 bis auf 2,8 mm bei 40 %. Ebenso wird der Winkel sowie das Winkelmittel mit zunehmender Konzentration größer.

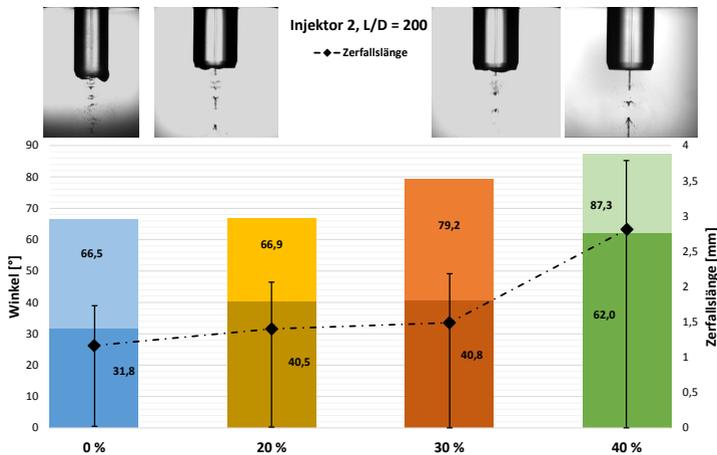


Abbildung 7.1: Auswertung von Injektor 2. Linke y-Achse: Winkel in $^{\circ}$ als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: Wasser, gelber Balken: 20 %, oranger Balken: 30 %, grüner Balken: 40 %.

L/D = 100

Für Injektor 1 ist ein ähnliches Phänomen festzustellen wie bei Injektor 2. Das Muster bleibt alternierend für alle Konzentrationen und ist geprägt durch einen mehrstufigen Zerfall, welcher auf aufplatzende Blasen zurückzuführen ist. Dargestellt ist dies in Abbildung 7.2.

Die Zerfallslängen sind zwischen 20 und 30 % mit 2,6 mm im Median vergleichbar, jedoch ist dieser im Vergleich zu reinem Wasser deutlich gestiegen. Das Winkelmittel liegt für 0 bis 30 % bei circa 50° . Der maximalen Öffnungswinkel vergrößert sich leicht von 20 auf 30 %.

Bei 40 %-iger HWL ist ein klarer Anstieg zu erkennen. In diesem Fall sind sowohl die Zerfallslänge (3,2 mm), das Winkelmittel ($73,7^{\circ}$) als auch der maximale Öffnungswinkel ($93,6^{\circ}$) deutlich größer.

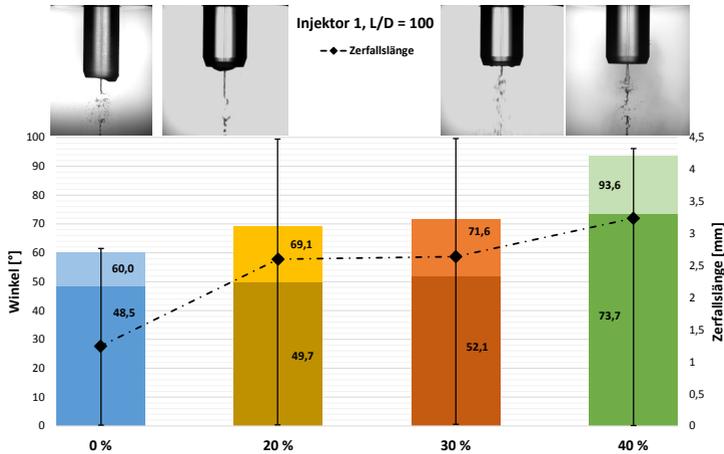


Abbildung 7.2: Auswertung von Injektor 1. Linke y-Achse: Winkel in ° als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: Wasser, gelber Balken: 20 %, oranger Balken: 30 %, grüner Balken: 40 %.

Bei Injektor 4 mit gleichem L/D von 100 stellt sich ein ähnliches Verhalten über die Konzentrationen ein. Der Zerfall ist hierbei zweistufig und wird ebenfalls durch klar erkennbare Nukleationsblasen im Injektor hervorgerufen. Zwar geht der zweistufig Zerfall in einen einzigen Sprühkegel über, jedoch wiederholt sich das Muster sofort. Dies ist dargestellt in Abbildung 7.3 in den jeweiligen Einzelbildern sowie in Abbildungen 6.5 a) – g) in Kapitel 6. In diesem Fall hat reines Wasser mit $91,3^\circ$ den größten Öffnungswinkel sowie mit 3,7 mm die ausgeprägteste Zerfallslänge. Beim Betrachten der HWL untereinander steigt die Zerfallslänge auch in diesem Fall mit steigender Konzentration. Gleiches gilt sowohl für das Winkelmittel als auch den maximalen Öffnungswinkel. Dieser steigt bis zu $81,1^\circ$ bei 40 %.

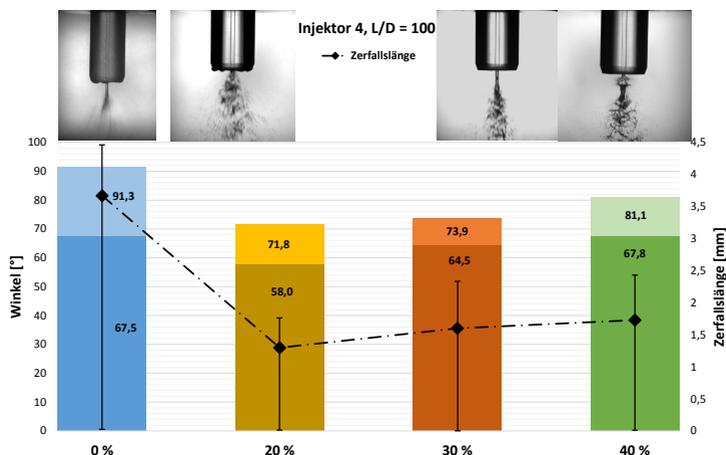


Abbildung 7.3: Auswertung von Injektor 4. Linke y-Achse: Winkel in ° als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: Wasser, gelber Balken: 20 %, oranger Balken: 30 %, grüner Balken: 40 %.

L/D = 66,7

Injektor 6 mit L/D von 66,7 weist bezogen auf den maximalen Öffnungswinkel sowie den mittleren Winkel einen gegenteiligen Trend zu den vorhergehenden Injektoren auf (Abbildung 7.4). In diesem Fall hat die 20 %-ige HWL mit 115,6° den größten maximalen Öffnungswinkel, jedoch ebenso den größten Schwankungsbereich. Im Gegensatz zu den 30 und 40 %-Lösungen pulst der Injektor in diesem Fall. Entsprechend stellt sich ein vergleichbares Muster wie bei reinem Wasser ein (vgl. Kapitel 6, Abbildungen 6.8 (a) – (d)), lediglich mit größerem Sprühwinkel.

Bei 30 und 40 % ist das Pulsen nicht mehr so stark ausgeprägt; im Schwankungsbereich ist allerdings festzustellen, dass die Winkel im Mittel sowie im Maximum mit der Konzentration abnehmen. Somit verhält sich der Injektor gegenteilig zu Injektoren 1, 2 und 5.

Bezüglich der Zerfallslänge stellt sich wiederum gleiches Verhalten wie bei den anderen Injektoren ein. Sie nimmt mit steigender Konzentration zu.

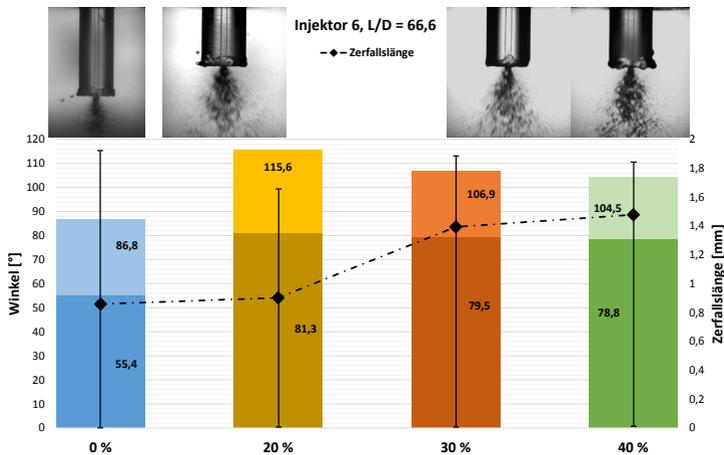


Abbildung 7.4: Auswertung von Injektor 6. Linke y-Achse: Winkel in $^{\circ}$ als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: Wasser, gelber Balken: 20 %, oranger Balken: 30 %, grüner Balken: 40 %.

Der abnehmende Sprühwinkel sowie die zunehmende Zerfallslänge könnten ein Hinweis darauf sein, dass die Nukleation mit steigender Konzentration eine untergeordnetere Rolle spielt. Während bei den Versuchen bei Wasser und 20 %-iger HWL noch vermehrt Nukleation am Injektoraustritt zu erkennen ist (vgl. Abbildungen 7.5 (a) – (d)), ist diese bei den anderen beiden HWL-Konzentrationen nicht mehr so stark ausgeprägt. Vielmehr sind nicht mehr mehrere Nukleationscluster zu erkennen, sondern lediglich eine größere Blase. Diese entsteht jedoch kontinuierlich. Dies könnte eine Ursache für das gegenteilige Verhalten bezüglich der Winkelöffnung bei steigender Konzentration sein.

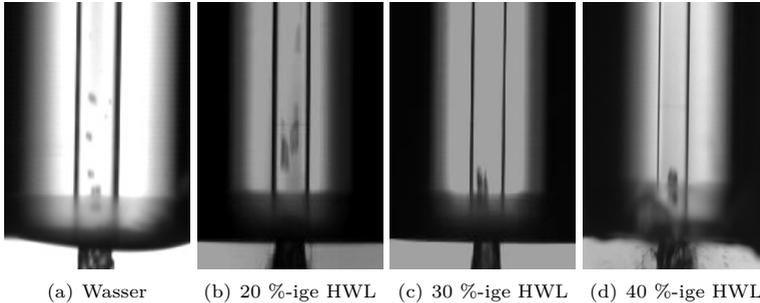


Abbildung 7.5: Nukleation in Injektor 6 bei unterschiedlichen Konzentrationen. $70\text{ }^{\circ}\text{C}$, $R_P = 4$.

Des Weiteren pulst der Injektor bei Wasser und 20 %-iger HWL, während dieser bei den anderen beiden Konzentration stabil läuft und kein Pulsen detektierbar ist. Gekoppelt mit der reduzierten Nukleation weist dies auf eine geänderte Strömungsstruktur innerhalb des Injektors hin. Generell ist kein nennenswerter Unterschied zwischen 30 und 40 %-iger HWL zu erkennen, weder in Bezug auf die Winkel noch die Zerfallslänge.

L/D = 50

Bei Injektor 8 ist die Nukleation für alle Konzentrationen klar erkennbar. Einziger bei der 20 %-igen HWL kann keine Aussage über die Größe und Verteilung der Blasen gemacht werden, da bei der Versuchsdurchführung der Fokus auf dem Bereich um den Injektoraustritt lag. Somit ist die Auflösung für den Bereich stromauf nicht ausreichend, um eine fundierte Aussage für die Nukleation zu treffen. Am Injektoraustritt ist die Nukleation jedoch gut erkennbar, wie in Abbildung 7.6 (b) zu sehen ist. Beim Vergleich der jeweiligen Konzentrationen in Abbildungen 7.6 (a) – (d) scheint sich mit steigender Konzentration eine Verschiebung hin zu größeren Blasen bzw. Blasenclustern einzustellen. Während bei reinem Wasser die Blasen relativ uniform in Größe und Verteilung scheinen, ist dies für die HWLs nicht der Fall. Sowohl bei 30 % als auch bei 40 % sind größere Blasen mit heterogener Verteilung zu erkennen. Bei 40 % ist ebenso eine heterogene Verteilung der Blasengröße zu erkennen, wobei die kleineren Blasen stromab zu größeren Blasen koaleszieren. Dieser Effekt ist für den weiten Öffnungswinkel verantwortlich. Bei Austritt aus dem Injektor reißen die Blasen schlagartig auf, was in einem maximalen Sprühwinkel von bis zu $111,3^{\circ}$ resultiert. Ebenso wird ein feines Tropfenfeld mit einem Öffnungswinkel von bis zu 180° verursacht. Ausgewertet und

aufgetragen in Graph 7.7 ist hierbei ausschließlich der Sprühwinkel des dichten internen Tropfenfelds, analog zu den Wasserversuchen.

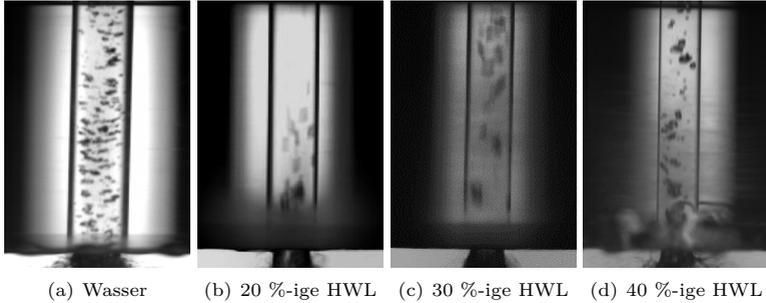


Abbildung 7.6: Nukleation in Injektor 8 bei unterschiedlichen Konzentrationen. $70\text{ }^{\circ}\text{C}$, $R_P = 4$.

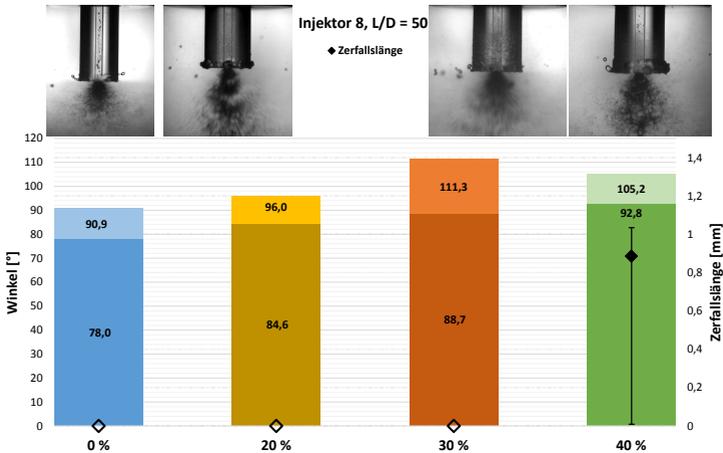


Abbildung 7.7: Auswertung von Injektor 8. Linke y-Achse: Winkel in $^{\circ}$ als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: Wasser, gelber Balken: 20 %, oranger Balken: 30 %, grüner Balken: 40 %.

Bei Analyse der Öffnungswinkel untereinander ist festzustellen, dass sich der Sprühwinkel mit steigender Konzentration ebenfalls weiter öffnet. Im Mittel vergrößert sich dieser relativ linear von $78,0$ bis $90,9^\circ$. Das Öffnungmaximum fällt mit $105,2^\circ$ bei 40% jedoch etwas geringer aus als bei 30% ($111,3^\circ$). Dies bezieht sich jedoch nur auf den ausgewerteten Tropfenkern. Wird das ganze Tropfenfeld berücksichtigt, stellt sich für alle drei Konzentrationen ein Sprühwinkel von $\approx 180^\circ$ ein.

Bei 40% -iger HWL ist auffallend, dass sich in diesen Versuchen wieder eine detektierbare Zerfallslänge ausbildet. Zwar schwankt diese zwischen 0 und $1,1$ mm und ist mit $0,9$ mm im Median die aller Geringste untersuchten Injektoren und Konzentrationen, dennoch setzt sich auch an dieser Stelle der Trend fort: Die Zerfallslänge steigt mit steigender Konzentration.

Der Trend der länger werdenden Zerfallslänge mit steigender Konzentration ist auch bei Injektor 3 gegeben. Während die Zerfallslänge bei Wasser lediglich um den Median von $0,3$ mm schwankt, liegt diese bei 40% -iger HWL bei knapp unter $1,2$ mm. Der Winkel öffnet sich weiter mit steigender Temperatur und erreicht bei 40% mit 91° sein Maximum (siehe Graph 7.8).

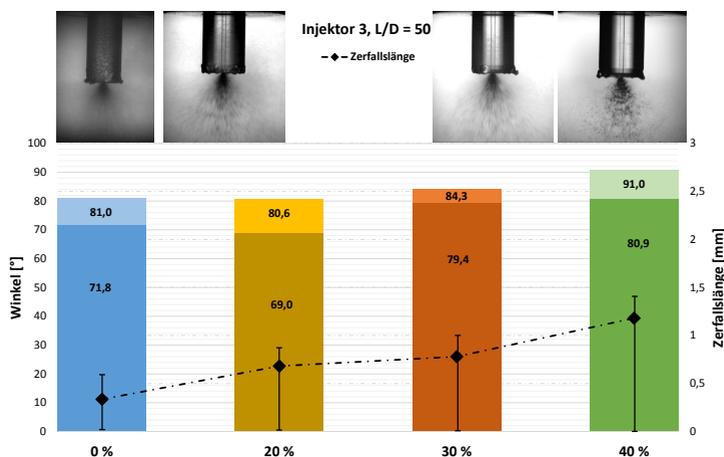


Abbildung 7.8: Auswertung von Injektor 3. Linke y-Achse: Winkel in $^\circ$ als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Zerfallslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: Wasser, gelber Balken: 20% , oranger Balken: 30% , grüner Balken: 40% .

Die Nukleation, welche bei den Wasserversuchen erkennbar ist, ist bei den HWLs nicht mehr zu identifizieren. Ein Grund kann die Verschiebung hin zu kleineren Blasen sein. Das Alternieren der Zerfallslänge lässt darauf schließen, dass auch in diesem Fall Nukleation im Injektor auftritt.

$L/D = 33,3$

Bei Injektor 5 handelt es sich um den sichtbar kavitierenden Injektor. Die Auswirkung von zunehmender Konzentration auf den Sprühwinkel und die Kavitationstasche ist in Übersichtsgraph 7.9 aufgetragen. Auch im vorliegenden Fall steigt der Öffnungswinkel sowohl im Mittel als auch im Maximum mit zunehmender Konzentration.

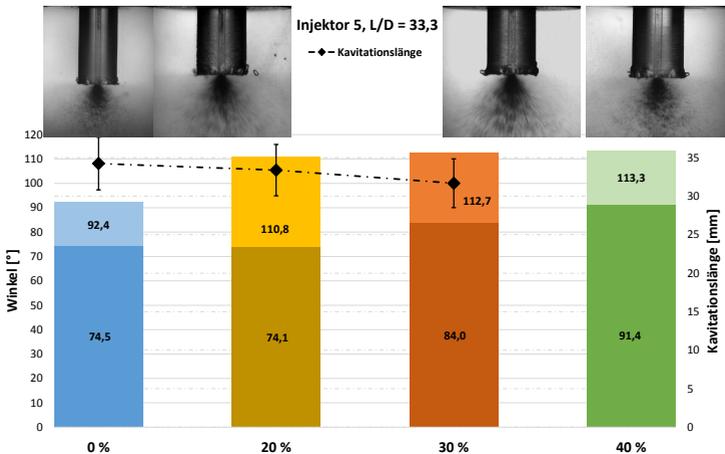


Abbildung 7.9: Auswertung von Injektor 5. Linke y-Achse: Winkel in $^{\circ}$ als Balken dargestellt; rechte y-Achse: Kavitationslänge in mm und Schwankungsbereich. Blauer Balken: Wasser, gelber Balken: 20 %, oranger Balken: 30 %, grüner Balken: 40 %.

Von Interesse ist hier vor allem die Kavitationstasche. Diese nimmt mit zunehmender Konzentration ab. Erreicht diese bei Wasser noch eine Länge von 34,2 mm im Median, verkürzt sich diese zu 33,4 mm bei 20 %-iger HWL und zu 31,7 mm bei 30 %-iger HWL. Für die 40 %-ige HWL lässt sich keine Aussage über die Länge der Kavitationstasche mehr treffen und diese wurde deshalb in Graph 7.9 nicht aufgetragen. Sie ist

jedoch außerhalb des sichtbaren Bereichs vorhanden. Die eingetragene Nukleation durch Kavitation ist gut erkennbar. Somit kann an dieser Stelle lediglich festgestellt werden, dass die Kavitationstasche auf einen Wert kleiner als 21 mm zurückgegangen ist. Vergrößerte Ausschnitte sowie eine Gegenüberstellung der jeweiligen Konzentrationen sind in Abbildungen 7.10 (a) – (d) abgebildet.

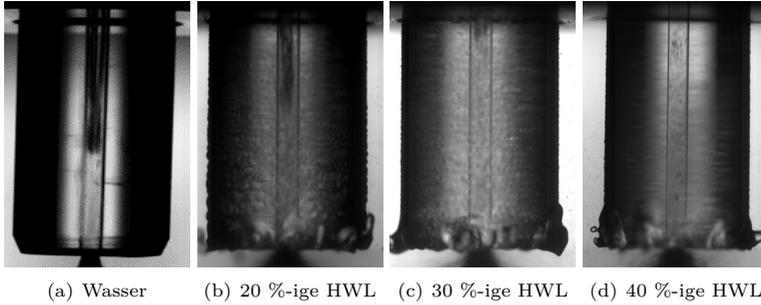


Abbildung 7.10: Kavitation in Injektor 5 bei unterschiedlichen Konzentrationen; 70 °C, $R_P = 4$.

8 Auswertung und Diskussion

8.1 Einfluss der Konzentration

Auf das Versprühverhalten bzw. das Zerfallsmuster hat die Konzentration keinen nennenswerten Einfluss. Wie in Kapitel 7 gezeigt wurde, verhalten sich die Injektoren ähnlich wie bei den reinen Wasseruntersuchungen. Es konnte in diesem Fall jedoch aufgezeigt werden, dass bei allen Injektor, bis auf Injektor 4 und 6, die Winkelöffnung mit steigender HWL-Konzentration zunimmt. Ebenso ist dies für die Zerfallslänge der Fall. Diese verlängert sich mit steigender Konzentration.

Die Gründe für den steigenden Öffnungswinkel liegen hierbei in den Stoffeigenschaften. Obwohl durch die Siedepunkterhöhung der Überhitzungsgrad verschoben ist, wie von Lior aufgezeigt [49], und eine geringer Überhitzung vorliegt, scheint der Phasenwechsel begünstigt zu sein. Es spielen andere Stoffgrößen eine Rolle. So liegt die Oberflächenspannung beispielsweise bis zu 15 % unterhalb der von Wasser bei gleichen Bedingungen. Dies allein begünstigt bereits Nukleation. Diese wiederum wirkt sich durch Platzen bei Austritt aus dem Injektor fördernd auf den Zerfall des Strahls aus. Auch Platzen die Blasen durch die verringerte Oberflächenspannung schneller. Ein Übergangsbereich, in dem die Blasen sich bei Austritt lediglich ausdehnen ohne zu platzen, wie dies Kitamura et al. als Zustand B bezeichneten und bei Injektor 2, $R_P = 1,7$ und 50 °C zu sehen ist, wird dadurch entsprechend verschoben (vgl. Abbildung 8.2). Ein ähnlicher Effekt mit gleicher Auswirkung liegt bei den kalorischen Größen Verdampfungsenthalpie h_v und der isobaren Wärmekapazität c_p vor. So sinkt c_p mit zunehmender Konzentration. Bei 70 °C und 40 % ist diese fast 25 % unterhalb der von Wasser bei gleichen Bedingungen. h_v sinkt ebenfalls, jedoch fällt diese mit circa 10 % vergleichsweise gering aus. Beide Größen befördern dadurch jedoch einen schnelleren Phasenwechsel, wodurch sich die stärkere Winkelöffnung erklärt.

Die Viskosität nimmt hingegen mit der Konzentration circa 40 % zu. Diese stabilisiert den Strahl bei Austritt und führt dazu, dass die Zerfallslänge konzentrationsabhängig zunimmt. Die Zunahme der Viskosität hat ebenfalls Auswirkungen auf die Länge der Kavitation. Diese nimmt mit zunehmender Konzentration ab. Es herrscht der umgekehrte Effekt als bei steigender Injektionstemperatur vor. Die Reynolds-Zahl nimmt ab. Die Viskosität steigt mit zunehmender Konzentration überproportional

zur Dichte. Letztere steigt maximal um 10 %. Die auftretende Kavitation wird dadurch gedämpft und ist weniger stark ausgeprägt.

Für die Ausnahmen Injektor 4 und 6 scheinen die unterschiedlichen Konzentrationen und Stoffeigenschaften eine Änderung der internen Strömung zu verursachen. Diese tritt hauptsächlich als Nukleation und Pulsen auf und wird im folgenden Kapitel betrachtet.

Die nukleierenden Injektoren zeigten bei den HWL-Versuchen eine weitere Auffälligkeit: Es bilden sich deutlich sichtbare Schwaden nach dem Aufplatzen der Blasen. Dies ist in Abbildung 8.1 dargestellt. Das ist ein Hinweis darauf, dass sich der Harnstoff zersetzt. Verursacht wird dies durch die Entmischung der HWL innerhalb der Blase. Dabei akkumuliert sich der Harnstoff an der Grenzfläche der Blasen, während im Blasen Kern mehrheitlich Wasser vorliegt. Dadurch bildet sich eine Harnstoffkruste um die Blase und das Wasser im Inneren überhitzt [109]. Somit herrschen lokal Temperaturen oberhalb des Zersetzungspunkts von Harnstoff, es kommt zur Thermolyse [73]. Bei Austritt aus dem Injektor entspannen sich diese Blasen. Beim Zerplatzen werden die gasförmigen Zerfallsprodukte von Harnstoff, wie z.B. Ammoniak und Isocyansäure, sichtbar. Ebenso trägt das überhitzte Wasser im Kern zu einem stärkeren Platzen mit entsprechend größerem Öffnungswinkel bei.

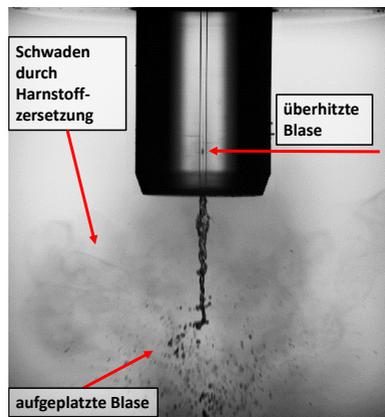


Abbildung 8.1: Aufplatzende Blase einer HW-Lösung.

Ein analoges Verhalten von ADN könnte in so einem Fall zu ungewollter, frühzeitiger Zersetzung des Oxidators führen.

8.2 Geometrischer Einfluss

Der Einfluss der Injektorgeometrie sowie die Injektionstemperatur fallen schwerer ins Gewicht, als der der Konzentration. Wie in Kapitel 6 aufgezeigt werden konnte, spielt die Injektionstemperatur eine größere Rolle als im Druckverhältnis R_P ausgedrückt wird. So konnte gezeigt werden, dass bei gleichem R_P größere Öffnungswinkel sowie kürzer Zerfallslängen erreicht werden als bei höherer Temperatur. Teilweise dafür verantwortlich sind geometriebedingte Strömungseffekte. Diese konnten ebenfalls identifiziert und teils sichtbar gemacht werden. Eine weitere Ursache für das unterschiedliche Verhalten bei gleichem R_P liegt in der Veränderung der physikalischen Größen von Wasser mit zunehmender Temperatur. So verringert sich beispielsweise die Oberflächenspannung von 30 auf 70 °C um 10 %, was Nukleation begünstigt.

Ein Beispiel ist Injektor 2. Es ist weder ein Winkel noch eine Zerfallslänge zu detektieren, bis sich bei $R_P = 2$ und 70 °C ein Winkel von ca. 50° ausbildet. Bei $R_P = 4$ bildet sich jedoch wiederum eine Zerfallslänge aus und der Winkel schließt sich. Der Grund ist einsetzende interne Nukleation. Diese begünstigt den Strahlzerfall durch die extern zerplatzenden Blasen. Interne Nukleation äußert sich in einem charakteristischen Zerfallsmuster: Strahlzerfall mit Zerfallslänge. Kitamura et al. [46] klassifizierten dieses Muster als „single-phase effluent“ (einphasige Ausströmung) für L/D-Verhältnisse größer 50 und klassifizierten diese in Zustände A bis D. Dieses Verhalten konnte für Leitungswasser, deionisiertes sowie be- und entgastes Wasser beobachtet werden. Der genutzte Injektor wies mit 0,54 mm einen vergleichbaren Durchmesser auf. Das L/D-Verhältnis ist mit 51,8 zu 200 jedoch deutlich abweichend. Es ist davon auszugehen, dass bei Kitamura et al. [46] ebenfalls interne Nukleation auftrat. Eine Gegenüberstellung des Musters ist in Abbildung 8.2 zu finden.

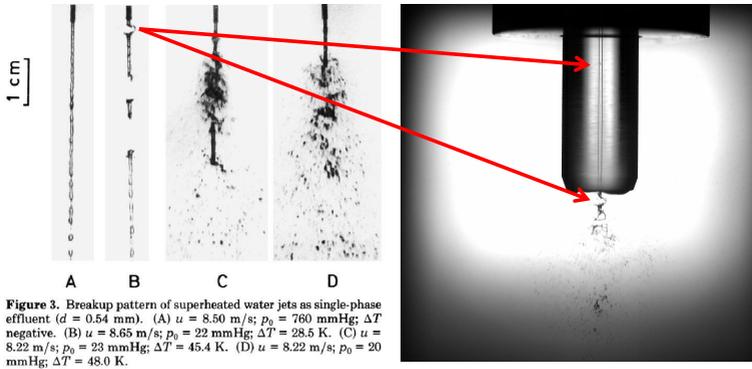


Abbildung 8.2: Interne Nukleation und deren Auswirkung auf den Strahlzerfall. *Links:* Kitamura et al. [46] mit $D = 0,54$ mm, $L/D = 51,8$; *rechts:* Injektor 2 mit $D = 0,5$ mm, $L/D = 200$.

Bei Zustand „B“ nach Kitamura et al. [46] handelt es sich um einen Übergangsbereich. Dieser konnte z.B. für Injektor 2 ($L/D = 200$) bei 50 °C und $R_P = 2$ identifiziert werden. Dabei bilden sich Blasen aus, zerplatzen jedoch nicht bei Austritt. Stattdessen expandieren sie und reißen anschließend zertropfend ab. Dadurch bildet sich ebenfalls eine Zerfallslänge aus, jedoch kein Winkel. Bei besagten Randbedingungen scheint Strömungsablösung zu beginnen. In Folge dessen setzt interne Nukleation ein [59]. Bei höheren R_P s und/oder Injektionstemperaturen platzen diese Blasen außerhalb auf, bis sich letztendlich ein Winkel ausbildet (vgl. Zustände C und D nach Kitamura et al.). Teilweise platzen sie direkt nach Austritt, teilweise mit Verzögerung. Dies erklärt das einsetzende und stärker werdende Pulsen mit alternierendem Zerfallsmuster. Würde im Injektor laminar- oder turbulent-vollentwickelte Strömung herrschen, sollte sich der Strahlzerfall, wie in Abbildung 8.3 dargestellt, verhalten. Dies ist jedoch nicht der Fall.

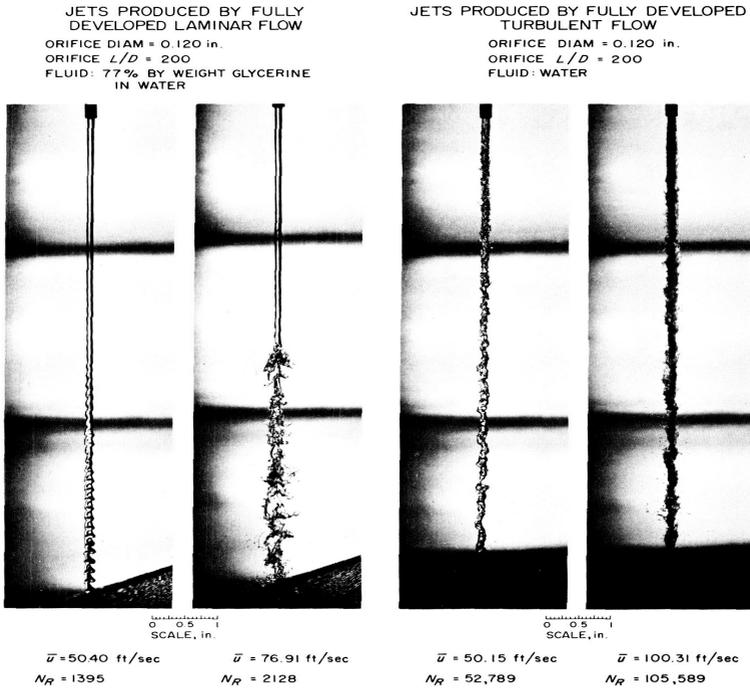


Abbildung 8.3: Strahlzerfall für $L/D = 200$ bei vollentwickelter Strömung nach Rupe [32]. *Links*: Laminare Strömung; *rechts*: Turbulente Strömung.

Das interne Nukleation z.B. bei Injektor 2 vorherrscht, zeigt auch ein Blick in das Injektorinnere. Hierfür wurde der Injektor aufgefressen und unter dem Mikroskop mit 50-facher Vergrößerung betrachtet. Zu sehen ist ein unbeschädigter, glatter Bereich in der Hälfte stromauf des Injektors (links). Danach folgen stromab im Wechsel Abschnitte mit deutlich erkennbaren Schäden sowie glatte, unbeschädigte Abschnitte (Abbildung 8.4). Dies bestärkt die Vermutung, dass es zu abgelöster Strömung mit partiellem Wiederanlegen nach Henry kommt sowie anschließendem Kollabieren der Blasen [35](vgl. 2.3.4, Abbildung 2.14 (a)). Vergleichbare Schäden im Injektor wurden von Lichtarowicz aufgezeigt [139]. Ein Fertigungsfehler als Grund für die Schäden kann an dieser Stelle ausgeschlossen werden, da alle Injektoren am Stück und ohne Absetzen durchbohrt wurden.

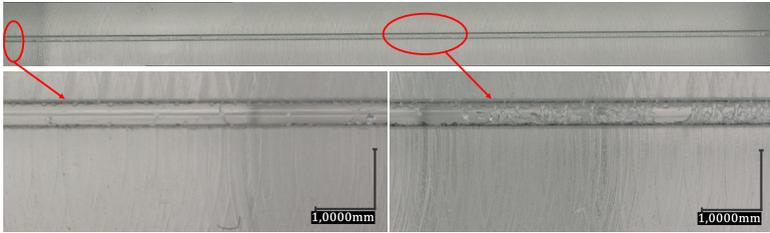


Abbildung 8.4: Interne Schäden von Injektor 2 bei 50-facher Vergrößerung (Strömungsrichtung von links nach rechts).

Jedoch wird nicht nur die Oberflächenspannung mit steigender Temperatur geringer, auch die geänderte Dichte und Viskosität haben einen Einfluss. Wie mehrere Autoren festgestellt haben, tritt Strömungsablösung bzw. Kavitation bei Reynolds-Zahlen ≥ 10000 auf [33, 41, 42]. Für untersuchte Temperaturen bei $R_P = 2$ ist dies in einem Moody-Diagramm, Abbildung 8.5, verdeutlicht³. Die zur Berechnung benötigte mittlere Strömungsgeschwindigkeit wurde anhand der jeweiligen Randbedingungen mittels Gleichung 2.3 abgeschätzt. Obwohl die Druckdifferenz und somit die Geschwindigkeit für niedrigere Temperaturen größer ist und somit in einer höheren Reynolds-Zahl resultieren sollte, wird dies aufgrund der geänderten physikalischen Eigenschaften aufgehoben. So ändern sich die Größen Dichte und Viskosität mit steigender Temperatur antiproportional zueinander. Während die Dichte von 30 auf 70 °C um ca. 2 % abnimmt, nimmt die dynamische Viskosität um ca. 50 % ab. Folglich steigt die Reynolds-Zahl. Ebenso begünstigt die Abnahme der Dichte sowie die der Oberflächenspannung die Nukleation. Darüber hinaus zeigt dies, dass der Kammerdruck p_0 vernachlässigbaren Einfluss auf den lokal vorherrschenden Druck im Injektorhals hat. Dieser liegt bei geringerer Temperatur für gleiches R_P niedriger. Somit ist bei höheren Injektionstemperaturen die Absolutdifferenz zum jeweiligen Siedepunkt geringer.

³Zur Abschätzung der Rauheit (k/d) wurde bearbeitete Kunststoffoberfläche mit $k = 0,01$ angenommen [140].

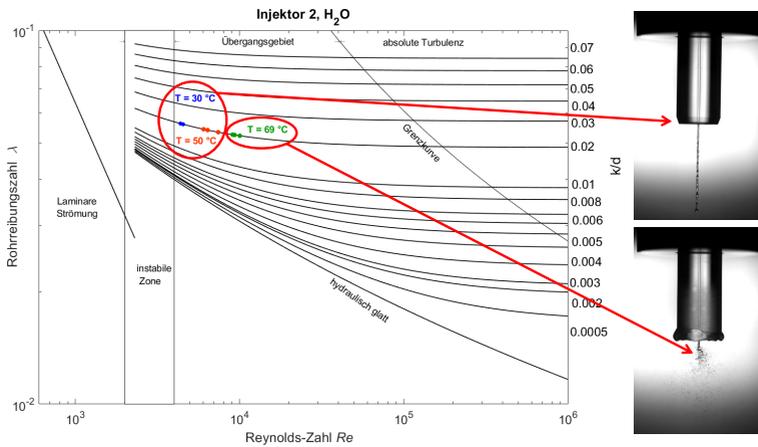


Abbildung 8.5: Moody-Diagramm und Reynolds-Abhängigkeit von Injektor 2 bei $R_P = 2$.

Bei Injektor 1 ist ein ähnliches Verhalten festzustellen wie bei Injektor 2. Es handelt sich ebenfalls um eine einphasige Ausströmung und der Zerfall ist gekoppelt an auftretende interne Nukleation. Und auch in diesem Fall tritt Nukleation und Strahlzerfall erst bei $Re \geq 10000$ auf. Dies ist ansonsten erst bei $R_P = 4$ für 50 und 70 °C sowie für $R_P = 2$ bei 70 °C der Fall.

In Abbildung 8.6 sind die Mikroskopaufnahmen von Injektor 1 dargestellt. Auch hier sind deutliche Schäden im Inneren zu erkennen. Im Gegensatz zu Injektor 2 ziehen sich die Schäden jedoch nicht ab der Hälfte des Injektors gleichmäßig durch. Stattdessen ist ein unstabiles Muster von beschädigten und glatten Stellen vorhanden. Direkt am Injektorausstritt (rechts) sind keine Schäden vorzufinden. Die obere (linke) Hälfte ist hingegen glatt und vollständig unbeschädigt. Dies deutet auf eine abgelöste Strömung mit Wiederanlegen nach Henry [59] hin und erklärt die Entstehung der internen Nukleation (vgl. Abbildung 2.14 (b)). Das sich in diesem Fall keine Tendenz bezüglich der Winkelöffnung und Zerfallslänge abzeichnet, mag durch die instabile Strömung innerhalb des Injektors verursacht werden. Denn wie die Auswertung zeigt (Kapitel 6, Abbildung 6.3), ist weder ein konstanter Anstieg des Öffnungswinkels noch eine Abnahme der Zerfallslänge mit steigender Temperatur zu erkennen.

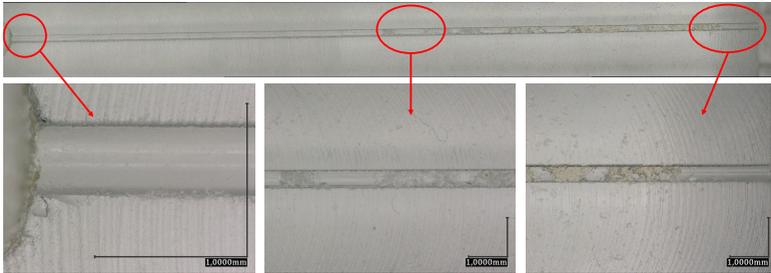


Abbildung 8.6: Interne Schäden von Injektor 1 bei 50- bzw. 100-facher Vergrößerung (Strömungsrichtung von links nach rechts).

Injektor 4 mit gleichem L/D wie Injektor 1 weist zwar ein ähnliches Verhalten in Bezug auf das Sprühverhalten auf; intern konnten jedoch kaum Schäden am Injektor festgestellt werden. Lediglich am Injektoraustritt sind geringe Schäden zu erkennen. In den Versuchen konnte in diesem Bereich vereinzelt interne Blasenbildung festgestellt werden. Das Verhalten (Pulsen mit alternierendem Muster) und der mehrstufige Zerfall sprechen ebenfalls für auftretende Nukleation; ebenso die mit steigender Temperatur geringer werden Zerfallslängen. Die Nukleation wird wohl in diesem Fall von partieller Strömungsablösung verursacht. Der geringe Schaden würde somit auf den größeren Durchmesser zurückzuführen sein. Die Interaktion mit der Injektorwand fällt hierbei weniger gravierend aus als bei den Injektoren mit $D = 0,5$ mm. Entsprechend ist die darauf zurückzuführende Nukleation ebenfalls reduziert.

Bezüglich der Reynolds-Zahl scheint dieser Injektor eine Ausnahme zu bilden. Auch bei Reynolds-Zahlen größer 10^4 ist teilweise noch keine Strahlaufweitung zu erkennen, wie dies z.B. bei 30 °C und $R_P = 1$ der Fall ist. Werden die Reynolds-Zahlen der jeweiligen Temperaturen untereinander verglichen, zeigt sich, dass die Reynolds-Zahl bei $R_P = 1$, 30 °C mit ≈ 14000 weniger als halb so groß ist als bei gleichem R_P und 70 °C mit 30000 .

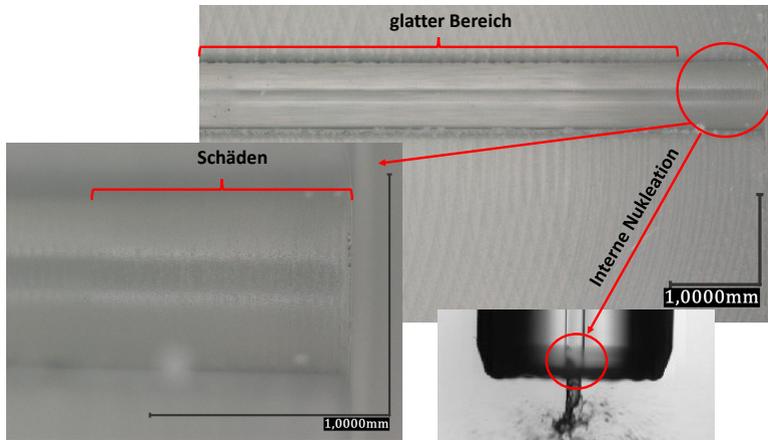


Abbildung 8.7: Interne Schäden von Injektor 4 bei 100 bzw. 200-facher Vergrößerung (Strömungsrichtung von links nach rechts).

Bei Injektor 3 konnten unter dem Mikroskop keine internen Schäden festgestellt werden. Und dies, obwohl interne Nukleation nachgewiesen wurde. Da keine sichtbaren Schäden zu erkennen sind, könnte die Nukleation eher durch Wandinteraktion als durch eine partielle Strömungsablösung verursacht worden sein. Bestärkt wird diese Annahme durch den relativ kleinen Schwankungsbereich sowohl der Winkelöffnung als auch der Zerfallslänge. Pulsen des Injektors findet folglich nicht statt. Im Allgemeinen ist der Trend der zunehmenden Winkelöffnung mit steigender Temperatur und/oder R_P bei diesem Injektor gut zu beobachten. Gleiches gilt für die abnehmende Zerfallslänge. Jedoch zeigt sich bei diesem Injektor, dass hingegen der Annahme der einschlägigen Literatur Winkelöffnungen erst ab einem R_P von 1,2 zu detektieren sind. Dies gilt ausnahmslos für alle untersuchten Temperaturen und zeigt, dass eine eventuelle Erweiterung mit einem geometrischen Faktor von Nöten ist. Die einsetzende Winkelöffnung könnte an dieser Stelle auf einsetzende Nukleation bei Reynolds-Zahlen > 15000 zurückzuführen sein.

Des Weiteren zeigen die Daten, dass ein „Flashing-Maximum“ vorzuherrschen scheint, zumindest, was den maximalen Öffnungswinkel betrifft. Denn bei $R_P = 10$ liegt der Öffnungswinkel mit $67,7^\circ$ deutlich unterhalb des Maximums von $R_P = 4$ mit $81,0^\circ$. Über die Tropfengröße sowie -verteilung kann hingegen keine Aussage getroffen werden, da diese in der vorliegenden Arbeit nicht betrachtet wurden. So kann es durchaus sein, dass das Tropfenfeld bei höheren R_P s verschoben wird. Dadurch würde

das dichte Tropfenfeld und daraus resultierend auch der detektierbare Winkel abnehmen, der Anteil des fein-dispersen Tropfenfelds jedoch würde zunehmen.

Bei gleichem L/D wie Injektor 3 ist die Ausprägung bei Injektor 8 anders. Der Winkel öffnet sich in diesem Fall bei $R_P = 1$. Jedoch ist an dieser Stelle bereits interne Nukleation zu erkennen und die Reynolds-Zahlen sind > 30000 . Durch die starke Nukleation ist der externe Zerfall bis $R_P = 2$ durch Pulsen und einen zweistufigen Zerfall gekennzeichnet. Hervorgerufen wird dies durch die an mehreren Stellen aufplatzenden Blasen. Mit steigendem R_P geht dieses Zerfallsmuster in einen homogenen Sprühwinkel über. Das Pulsen hat bei $R_P = 4$ aufgehört und der Schwankungsbereich ist minimal. Eine Zerfallslänge ist nicht mehr vorhanden. Dieses Verhalten deutet auf eine Änderung des internen Strömungszustands von instabiler zu stabiler, voll entwickelter Strömung hin. Jedoch ist auch in diesem Fall gut zu erkennen, dass der Öffnungswinkel mit steigender Injektionstemperatur zunimmt. Da bei allen Temperaturen starke interne Nukleation auftritt, ist dieser Effekt auf die höhere Vorlagetemperatur und das damit verbundene, stärkere Auseinanderreißen der Blasen zurückzuführen. Aufplatzende Blasen sorgen für ein besseres Sprühverhalten und werden teilweise durch die Beimischung eines Gases oder Leichtsieders forciert [141, 142]. Somit würde sich dieser Injektor für solche Anwendungen gut eignen.

Bei $R_P = 10$ ist das gleiche Phänomen vorzufinden wie bei Injektor 3. Der Winkel scheint sich im Vergleich zu $R_P = 4$ wieder zu schließen. Allerdings gilt auch an dieser Stelle dergleiche Erklärungsansatz.

Beim Betrachten der internen Schäden dieses Injektors ist das Injektorinnere großteils intakt. Lediglich der Austritt ist beschädigt. Bei 200-facher Vergrößerung ist eine Aufweitung zu erkennen. Diese ist gekennzeichnet von einer porösen, granulatartigen Struktur. Die Ursache für diese Beschädigung könnte ein Überschallaustritt der Blasen sein. Diese Phänomene konnten von einigen Autoren bei Flashing bei vakuumnahen Bedingungen via Schlierenaufnahmen für Isooctan und Perfluorhexan nachgewiesen werden [45, 48, 143]. Dabei koaleszieren die Blasen hin zum Injektorausstritt und entspannen sich anschließend mit Schallgeschwindigkeit. Die dabei auftretende Schockwelle bzw. die schlagartige Entspannung wäre somit für diesen Schaden verantwortlich. In Abbildung 8.8 sind der Schaden und besagtes Koaleszieren gegenübergestellt.

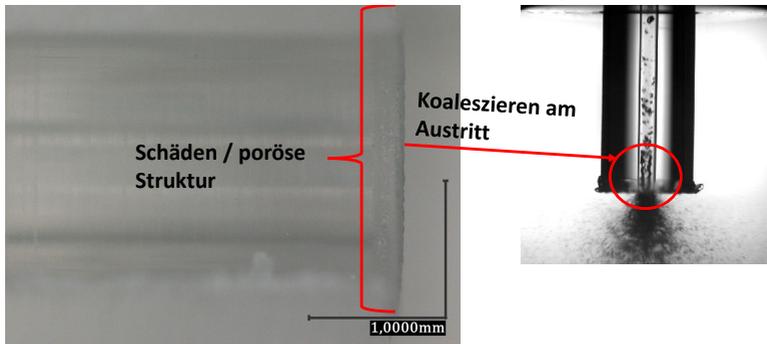


Abbildung 8.8: Schaden am Austritt von Injektor 8 bei 200-facher Vergrößerung und die mögliche Ursache (Strömungsrichtung von links nach rechts).

Injektor 6 weist wie Injektor 3 $R_P = 1,2$ als Startwert für die Winkelöffnung auf. Dies gilt für alle drei Temperaturen. Im Gegensatz zu Injektor 3 ist in diesem Fall jedoch bereits bei $R_P = 1$ interne Nukleation auszumachen. Diese nimmt mit steigender Temperatur zu, wie in Kapitel 6, Abbildungen 6.7 (a) – (c) dargestellt ist. Die Reynolds-Zahlen liegen bei $R_P = 1$ bereits oberhalb von 25000. Bei $R_P = 2$ nimmt der Öffnungswinkel mit steigender Temperatur relativ linear zu. Der Injektor pulst nicht. Die interne Strömung scheint stabil und vollentwickelt zu sein. Bei $R_P = 4$ fängt der Injektor jedoch an zu pulsen. Das Sprühbild alterniert. Grund hierfür könnte bei größer werdender Druckdifferenz einsetzende Strömungsablösung mit Wiederanlegen sein. Der Strahl weist bei $R_P = 1$ ein charakteristisch ausgefranstes Muster auf, welches als Hinweis auf auftretende Kavitation beschrieben wird [33, 41, 42]. Bei $R_P = 1,2$ ist dieser zusätzlich gekennzeichnet durch aufquellende Blasen, welche eventuell durch vorhergehende Kavitation verursacht werden. Dies ist in Abbildung 8.9 dargestellt. Das konzentrationsabhängige Verhalten des Injektors unterstützt zumindest die Vermutung, dass sich die interne Strömung ändert. So pulst der Injektor bei Wasser und 20 %-iger HWL mit verstärkter Nukleation, bei 30 und 40 % läuft dieser jedoch stabil. Durch die erwähnten Änderungen der Stoffeigenschaften und deren Auswirkung auf die Reynolds-Zahl kann es durchaus sein, dass die Reynolds-Zahl für die höheren Konzentrationen unterhalb eines kritischen Werts fällt und somit z.B. keine Kavitation mehr auftritt. Wie sensibel ein System auf kleinste Änderungen in so einem Fall reagiert, haben Park und Lee [144]

gezeigt. Eine Änderung von 0,1 °C hatte eine Strömungsänderung im Injektor von nukleierender- zu Pfropfenströmung zur Folge. Anderweitig nachgewiesen werden kann Kavitation an dieser Stelle nicht, da sich die Kontraktion bei diesem Injektor außerhalb des sichtbaren Bereichs befindet. Auch können keine nennenswerten Schäden innerhalb des Injektors nachgewiesen werden.

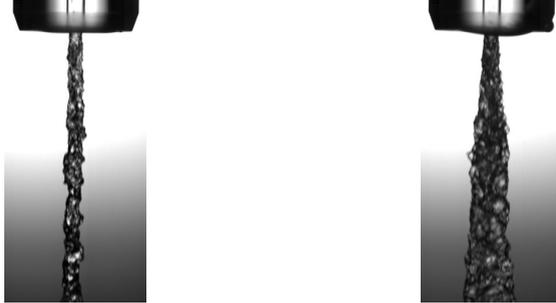


Abbildung 8.9: Externes Sprühbild für Injektor 6 bei $R_P = 1$ (links) und $R_P = 1,2$ (rechts).

Gut zu erkennen ist allerdings wiederum ein Schaden am Injektoraustritt, wie in Abbildung 8.10 zu sehen ist. Ebenfalls weist der Injektor an dieser Stelle eine leicht aufgeweitete sowie granulatartige Struktur auf. Somit besteht auch die Möglichkeit, dass die am Austritt koaleszierenden Blasen und das anschließende Entspannen mit Schallgeschwindigkeit das System aus dem Gleichgewicht bringen. Das frei werdende Gasblasenvolumen kann von der Flüssigkeit nicht in gleicher Geschwindigkeit befüllt werden. Somit kommt es im Injektor zu Druckschwankungen und instabiler Strömung, was sich in Pulsen auswirkt.

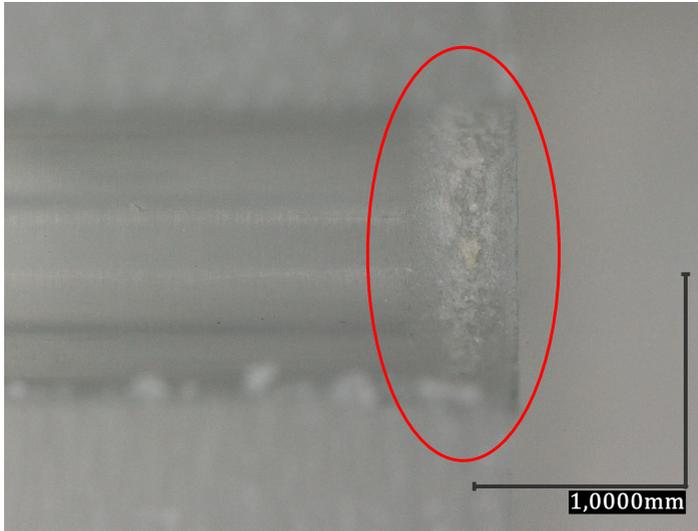


Abbildung 8.10: Schaden am Austritt von Injektor 6 bei 200-facher Vergrößerung (Strömungsrichtung von links nach rechts).

Injektor 5 ist insofern ein Sonderfall, da dieser bei den gewählten Randbedingungen im sichtbaren Bereich kavitiert. Die Auswertung in Kapitel 6 zeigt, dass der Injektor eine stabile Strömung aufweist, ohne zu pulsieren. Die Öffnungswinkel unterliegen somit keinen großen Schwankungen. Zusätzlich ergibt sich, dass sich diese mit steigender Temperatur sowie R_P nahezu linear vergrößern. Lediglich bei $R_P = 10$ zeigt sich wiederum ein kleinerer Winkel als bei 4. Jedoch bildet sich auch in diesem Fall ein feines Tropfenfeld aus, welches nicht aufgelöst und somit nicht ausgewertet werden konnte. Des Weiteren ist festzustellen, dass der Öffnungswinkel bei gleichen Randbedingungen größer ausfällt als bei den nicht kavitierenden Injektoren. Das gleiche Verhalten haben Wu et al. [40] ebenfalls nachgewiesen.

Ein Blick in das Injektorinnere weist hierbei deutliche Schäden nach der Kontraktion sowie dem Injektoraustritt auf. Beide Bereiche sind in Abbildung 8.11 hervorgehoben und in 100-facher Vergrößerung dargestellt. Ein kleiner Bereich von circa 0,5 mm direkt nach der Kontraktion weist zunächst keine Schäden auf und kann als glatt bezeichnet werden (glatter Bereich). Anschließend sind jedoch Risse erkennbar (ausgefransteter Bereich). Diese werden durch die Kavitation verursacht. Die Schäden sind

nicht so ausgeprägt wie bei Injektor 2. Jedoch treten diese wie bei Injektor 2 nicht in Clustern auf, sondern sind durchgehend. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Strömung nach der Kavitation wieder vollständig anlegt. Deutlicher ist dieser verursachte Schaden bei einem älteren Injektor zu erkennen. Der Injektor wurde nicht aufgefräst. Der durch die Kavitation verursachte Schaden im oberen Drittel nach der Kontraktion ist jedoch mit bloßem Auge erkennbar und ist in Abbildung 8.12 dargestellt.

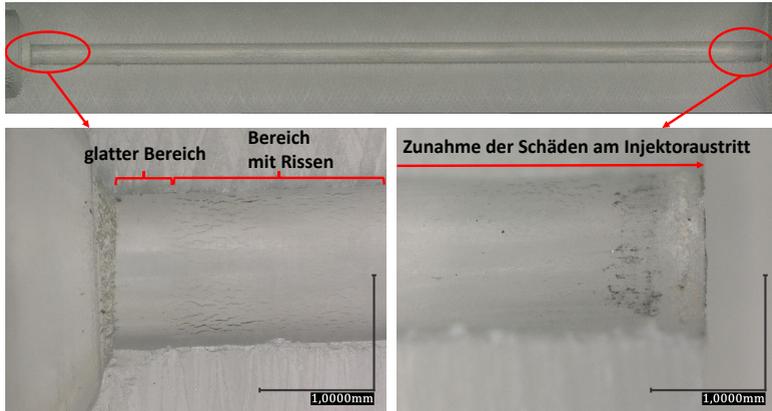


Abbildung 8.11: Interne Schäden von Injektor 5 bei 100-facher Vergrößerung (Strömungsrichtung von links nach rechts).

Am Injektoraustritt ist wiederum eine Zunahme der Schäden erkennbar. Hierbei wird die granulatartige Struktur des PMMA zum Austritt hin graduell stärker. Ebenso geht der Austritt in eine konusartige Aufweitung über. Auch in diesem Fall kann davon ausgegangen werden, dass die durch Kavitation eingetragene Nukleationsblasen zum Injektoraustritt hin koaleszieren und bei Verlassen des Injektors den Schaden verursachen.

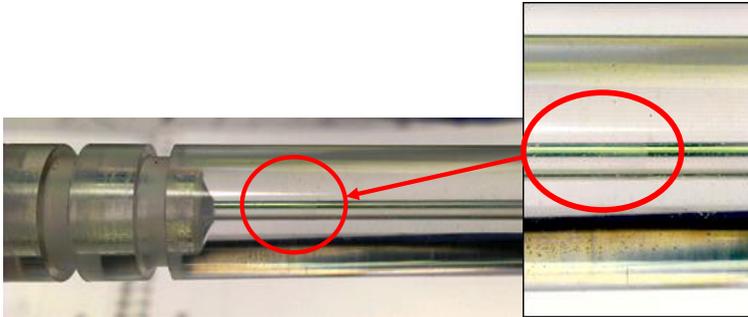


Abbildung 8.12: Interne Schäden von Injektor 5, Außenaufnahme (Strömungsrichtung von links nach rechts).

Bei Betrachtung des Verhaltens der Kavitation und deren Ausprägung fällt auf, dass diese sowohl mit der Temperatur als auch mit R_P zunimmt. Obwohl bei niedrigerer Temperatur ein größerer Druckgradient über den Injektor aufgeprägt wird, um gleiches R_P zu erhalten, verlängert sich die Kavitationstasche annähernd linear mit steigender Temperatur. Dies hängt wiederum mit der überproportionalen Zunahme der Reynolds-Zahl zusammen. Einspritzelemente mit geringem L/D kavitieren ab $Re = 10000$, zunehmend mit weiterer Erhöhung, u.a. [33, 38, 41, 42].

Ein Grund liegt im internen Druckverlauf des Injektors. Hierfür wurden numerische Untersuchungen mit Injektor 5 durchgeführt. In Abbildung 8.13 ist der interne axiale Druckverlauf bei 30 °C und $p_0 = 50\text{ mbar}$ dargestellt. Dies entspricht einem R_P von 0,85. Wie zu erkennen ist, liegt der permanente und nicht reversible Druckanteil Δp_{nr} über die Kontraktion bei 1,59 bar. Der reversible Anteil im Kern der Strömung liegt lediglich 68 mbar oberhalb des Dampfdrucks. In Wandnähe fällt der Druck jedoch unterhalb des Dampfdrucks. Dadurch kommt es zum Phasenwechsel und eine Vena Contracta bildet sich aus. In diesem Fall hat sich der Druck nach ca. 5 mm wieder regeneriert, die Strömung legt wieder an und fällt über die restlich Injektorlänge linear ab. Die Erhöhung der Temperatur hat dabei einen ähnlichen Effekt wie eine Vergrößerung der Druckdifferenz; die Geschwindigkeit im Injektor nimmt zu. Dies führt zu einer Zunahme des irreversiblen Anteils und des Druckverlusts im Allgemeinen. Der Druckverlust, der pro Längeneinheit im Injektor kompensiert werden muss, steigt, wodurch die Kavitationstasche länger wird. Die numerische Untersuchung hat zudem ergeben, dass die Kavitation bereits bei einem Kammerdruck p_0 von 400 mbar einsetzt ($p_{inj} = 2,6\text{ bar}$). Da sämtliche

Versuche jedoch ab einem Kammerdruck von maximal 300 mbar begonnen und anschließend abgedrosselt wurden, kavitierte der Injektor in sämtlichen Fällen. Eine Übersicht der numerischen Ergebnisse sowie die Ausprägung der Kavitation bei den jeweiligen Druckgradienten ist in Abbildung 8.14 dargestellt⁴.

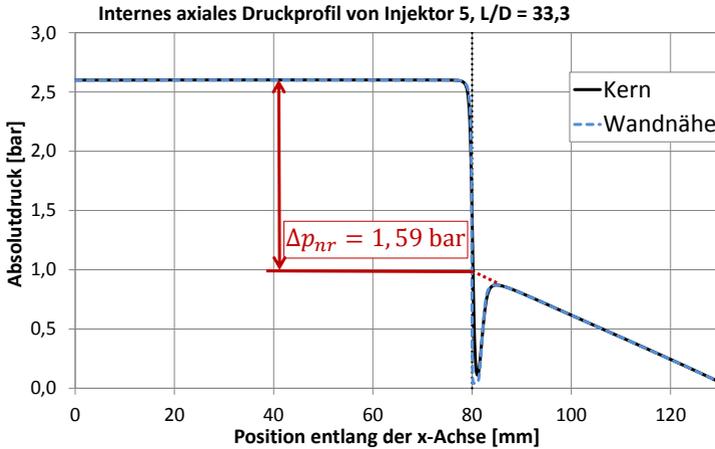


Abbildung 8.13: Internes Druckprofil von Injektor 5.

⁴Eine detaillierte Beschreibung der Randbedingungen für die Simulation ist in Quelle [145] zu finden.

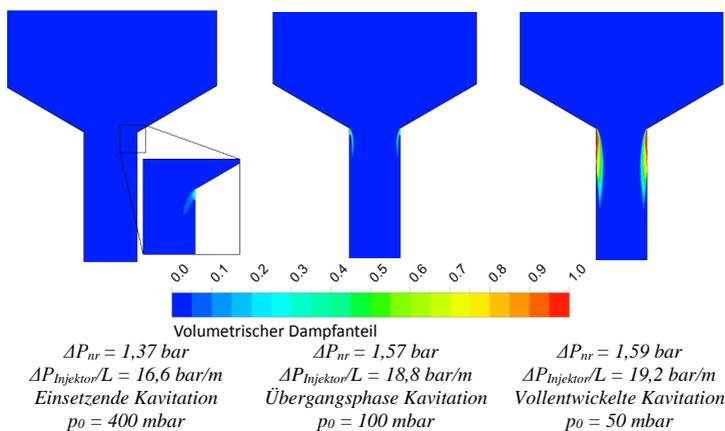


Abbildung 8.14: Kavitationsregime für Injektor 5 bei 30 °C.

Die Kavitationszahl als Kennzahl wurde an dieser Stelle ebenfalls untersucht. Die eingesetzten Injektoren schienen wegen der relativ langen Einlaufänge jedoch nicht geeignet. Der statische Druck an der Kontraktion war folglich unbekannt. Eindimensionale Berechnungen und Approximationen mittels der gemessenen Randbedingungen p_{inj} , p_0 und T_{inj} ergaben keine zufriedenstellende Ergebnisse. Demnach hätte der Injektor immer kavitiert.

Bei weiterer Reduzierung des L/D-Verhältnisses für diese Injektorgeometrie kommt es bei den vorherrschenden Randbedingungen zu Superkavitation. Bei Injektor 7 ist das der Fall. Der statische Druck staut sich an der Kontraktion und kann anschließend nicht über den Injektor regenerieren. Dieser bleibt unterhalb des Dampfdrucks. Die numerischen Untersuchungen haben ergeben, dass der maximale Massenstrom bereits bei einer Druckdifferenz von 2,2 bar erreicht ist. Es kommt zu Choking, die Strömung löst sich und legt über den ganzen Injektor nicht wieder an. Dies ist in Abbildung 8.15 dargestellt.

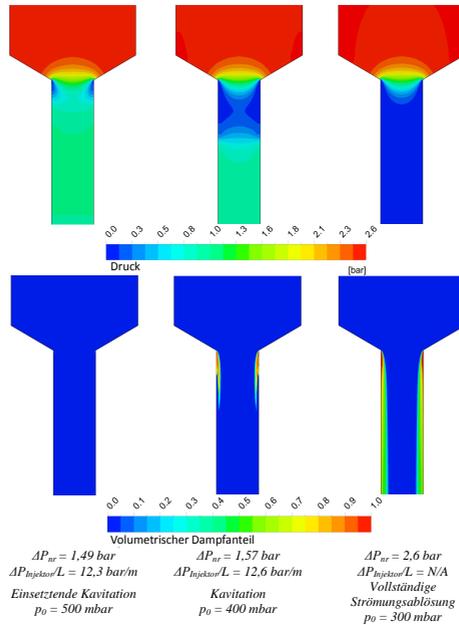


Abbildung 8.15: Kavitationsregime für Injektor 7 bei 30 °C.

Bei einem Gegendruck von 300 mbar und der daraus resultierenden Druckdifferenz von 2,3 bar legt die Strömung noch innerhalb des Injektors wieder an. Der statische Druck regeneriert sich und liegt oberhalb des Dampfdrucks. Das Druckprofil bei unterschiedlichen Kammerdrücken p_0 ist in Abbildung 8.16 dargestellt. Ebenso ist eine Aufnahme aus einem Versuch mit ähnlichen Randbedingungen dort eingefügt. Diese zeigt das Wiederanlegen der Strömung 12 mm vor Austritt und zudem die gute Übereinstimmung von numerischen und experimentellen Ergebnissen.

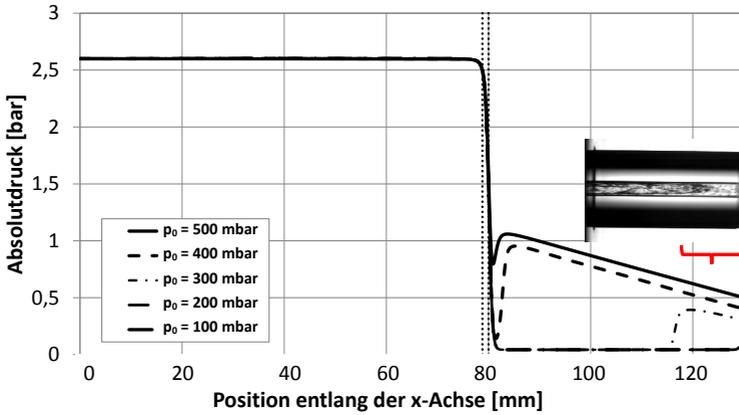


Abbildung 8.16: Gegenüberstellung von numerischer Untersuchung und Experiment. Aufnahme bei $p_{inj} = 2,6$ bar; $p_0 = 327$ mbar; $T_{inj} = 30$ °C.

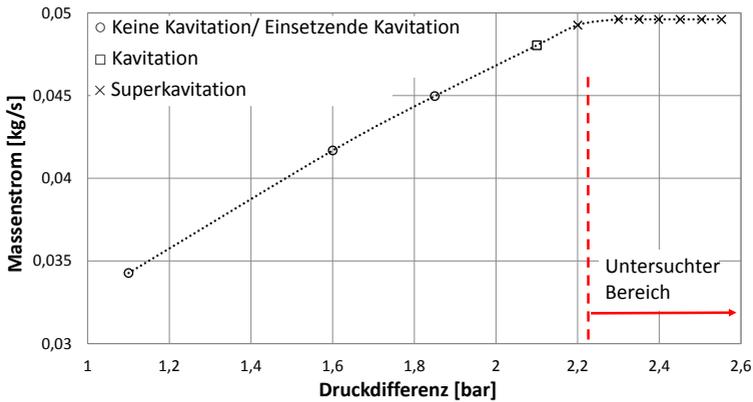


Abbildung 8.17: Massenstrom über Druckdifferenz-Diagramm für Injektor 7.

Die Ergebnisse aus Kapitel 6 für diesen Injektor zeigen teils abweichendes Verhalten in Bezug auf die Literatur. Der Grund ist die sich einstellende Asymmetrie. Diese Art des Zerfalls deutet laut Literatur auf eine einseitige Strömungsablösung hin; einen sogenannten hydraulischen Flip [42, 136, 146, 147]. Verursacht wird dieser durch kleine Fertigungsfehler am Einlauf bzw. der Kontraktion. Genauer untersucht wurde dieses Phänomen mit scharfkantigen Einläufen von Sou et al. [42]. Für scharfkantige Einläufe tritt dieser Effekt bei Reynolds-Zahlen ≥ 76000 auf. Allerdings erst als verstärkte Superkavitation, die bereits bei einer Reynolds-Zahl ab 70000 auftritt.

Im vorliegende Fall zeigen die Ergebnisse jedoch einen gegenteiligen Effekt. So ist der asymmetrische Zerfall bei niedrigen Temperaturen und Druckverhältnissen zu beobachten. Auch ist die Asymmetrie nicht stationär auf einer Seite vorzufinden, sondern sie wechselt kontinuierlich die Seite, wie dies in Kapitel 6, Abbildung 6.18 dargestellt ist. Ein Fertigungsfehler kann in diesem Fall nicht ausgeschlossen werden. Auch nicht, dass die Autoren, die dieses Phänomen aufzeigten, nicht bei gleicher Methodik den gleichen Effekt hätten beobachten können. So haben Sou et al. mit einem transparenten 2D-Injektor mit scharfkantigem Einlauf gearbeitet. Bergwerk [146] hingegen hat mit einer runden Injektorbohrung und ebenfalls einem scharfkantigem Einlauf gearbeitet. Jedoch wurde in diesem Fall zu jeder Randbedingung und jedem Phänomen nur jeweils ein Shadowgraphie-Bild veröffentlicht. Natürlich ist es an dieser Stelle der Zeit um 1959 geschuldet, dass keine Highspeedaufnahmen gemacht werden konnten. Und somit ist nicht auszuschließen, dass nicht auch in diesem Fall das gleiche Phänomen der alternierenden Asymmetrie aufgetreten ist.

Unstrittig jedoch ist die ausgeprägte Superkavitation. Diese tritt für diesen Injektor ab $Re > 38000$ auf. Dadurch, dass der Injektor choked, stellt sich ein kritischer Massenstrom ein, wie dies in Abbildung 8.17 dargestellt ist. Dieser liegt bei 49,6 g/s. Sämtliche vorliegenden Experimente liegen in diesem Bereich. Somit haben alle R_{PS} den gleichen kritischen Massenstrom. Folglich ergeben sich auch lediglich drei Reynolds-Zahlen. Denn trotz steigender Druckdifferenz für größere R_{PS} (bei gleichbleibender Injektionstemperatur), kann die Strömungsgeschwindigkeit nicht steigen. Die Erhöhung der Reynolds-Zahl erfolgt somit ausschließlich über die Temperatur bzw. die temperaturabhängigen Stoffeigenschaften. Der vergrößerte Öffnungswinkel bei gleichem R_P ist folglich einzig eine Funktion des Überhitzungsgrads ΔT_s bzw. der Jakob-Zahl. Theoretisch könnte auch eine erhöhte Wechselwirkung mit dem Umgebungsfluid der Grund hierfür sein, da bei höheren Injektionstemperaturen ein höherer Gegendruck p_0 von Nöten ist. Jedoch liegt dieser für $R_P = 4$ für alle Temperaturen unterhalb 80 mbar und kann als vernachlässigbar angesehen

werden.

Das Verhalten des Injektors bezüglich asymmetrischen Zerfalls, dem Pulsen bei $R_P = 1,2$ sowie des Full Flashings konnte für alle drei Temperaturen spezifischen Überhitzungsgraden zugeordnet werden. Abgebildet in Graph 8.18 ist eine Einteilung der Zerfallszustände in Abhängigkeit der Jakob-Zahl und beinhaltet sowohl die Wasser- als auch die HWL-Versuche. So ist für alle drei Temperaturen und Reynolds-Zahlen der Bereich identisch. Bei $Ja < 7,3$ kommt es zu (asymmetrischer) Aufweitung. Anschließend geht dies über in einen instabilen Übergangsbereich, einschließlich Pulsen für $7,3 < Ja < 32,9$. Full Flashing ist ab einer $Ja > 32,9$ erreicht. In diesem Bereich läuft der Injektor stabil, der Öffnungswinkel ist maximal und räumlich homogen. Dies erklärt das Verhalten des Injektors, welches in Abbildung 6.20 dargestellt ist. Eine Übersicht der Bereiche der Zerfallszustände ist in Tabelle 8.1 aufgelistet.

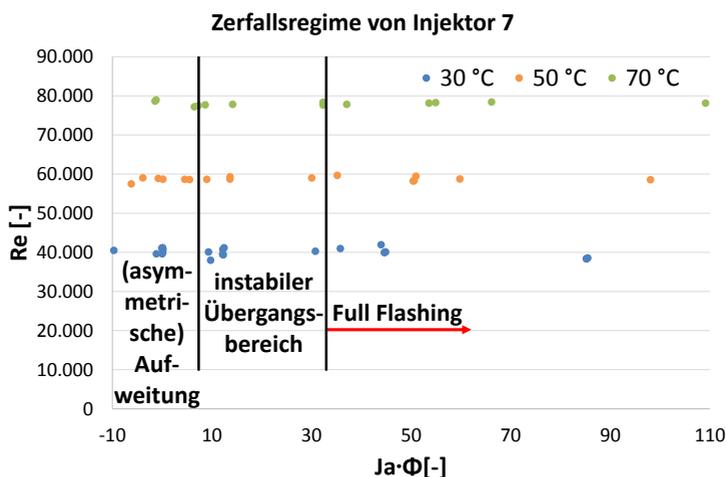


Abbildung 8.18: Zerfallsregime von Injektor 7 bei auftretender Superkavitation.

Den größer werdenden Öffnungswinkel bei höheren Temperaturen erklärt dies jedoch nicht, sondern lediglich das Zerfallsmuster. Denn die Auswertung bezüglich der Winkelöffnung belegt größer werdende Winkel und kleinere Zerfallslängen mit steigender Injektionstemperatur. Der Einfluss der Oberflächenspannung wird in der We-Zahl berücksichtigt und ist für diesen Injektor in Diagramm 8.21 mit abgebildet.

Tabelle 8.1: Kennzahlen und Zerfallszustände für Injektor 7.

R_P [-]	$Ja \cdot \Phi$ [-]	Zustand
1 – 1,2	-9 – 7,3	asymmetrische Aufweitung
1,2 – 1,5	7,3 – 32,9	instabiler Übergangsbereich
> 1,5	> 32,9	Full Flashing

Wie Tabelle 8.1 entnommen werden kann, kommt es entgegen der Literatur bei diesem Injektor bereits zu Winkelaufweitung bei negativen Jakob-Zahlen. Das heißt, das Wasser ist nicht überhitzt. Dies ist für die Temperaturen 30 und 50 °C zu beobachten. Hierfür kann ein eventueller Fertigungsfehler bzw. ein hierdurch verursachter hydraulischer Flip der Grund sein. Belegt werden kann diese Hypothese allerdings nicht. Es konnte kein Grad oder eine Asymmetrie der Bohrung erkannt werden, der Injektor ist im Inneren unbeschädigt. Lediglich am Austritt weist der Injektor Schäden auf (siehe Abbildung 8.19). Im Vergleich zu den Injektoren 5, 6 und 8 auf ist hierbei weder eine Aufweitung zu erkennen, noch ist das PMMA granulatartig. Die Schäden ähneln vielmehr den durch Nukleation verursachten Schäden, wie diese bei den Injektoren 1, 2 und 4 mit ablösender Strömung und (partiell-) wiederanlegender Strömung vorhanden sind. Die Ursache hierfür liegt in den Grenzbereichen, in denen die Strömung bei einem Gegendruck > 300 mbar innerhalb des Injektors wieder anlegt und somit Nukleation eingetragen wurde (vgl. Injektoraufnahmen in Abbildung 8.16).

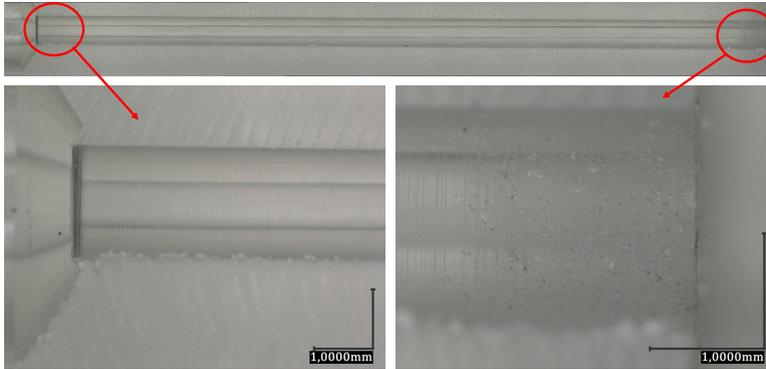


Abbildung 8.19: Interne Schäden von Injektor 7 bei 50-, 100- und 200-facher Vergrößerung (Strömungsrichtung von links nach rechts).

Zusammenfassend sind in Tabelle 8.2 der Temperatur- sowie Konzentrationseinfluss sowie deren Auswirkung auf die Strömung im Injektor aufgezeigt.

Tabelle 8.2: Zusammenfassung der strömungsbeeinflussenden Faktoren.

Stellwert	Effekt	Auswirkung
Temperatur \uparrow	η und $\sigma \downarrow$	geringere Reibungseffekte: $Re \uparrow$ verstärkte Dampfbildung/Nukleation: L_{cav} & $J \uparrow$
HWL-Konzentration \uparrow	$\eta \uparrow$	höhere Reibungseffekte: $Re \downarrow$ geringere Dampfbildung/Nukleation: L_{cav} & $J \downarrow$

8.3 Jakob-Weber-Korrelation

Anschließend wurden die Ergebnisse der Injektoren in der Jakob-Weber-Korrelation aufgetragen. Diese umfassen die Full Flashing-Zustände aller Wasser- und HWL-Versuche. Eine entsprechende Auftragung der Ergebnisse aller Injektoren ergab keine zufriedenstellende, allgemeingültige Korrelation. Die Injektoren wurden deshalb gemäß des Zerfallsmusters in zwei Gruppen eingeteilt: mehrphasiger Zerfall, einhergehend mit Nukleation ($L/D \geq 66,7$; Injektoren 1, 2, 4 und 6) und einphasiger Zerfall

($L/D \leq 50$; Injektoren 3, 5, 7 und 8), mit potentiell auftretender Kavitation. Das kritische L/D ist für diese Injektorgeometrie $L/D = 50$. Durch diese Aufteilung ergeben sich zwei zu differenzierende Jakob-Weber-Korrelationen.

Bei der Auftragung wurden nur Zustände berücksichtigt, die eindeutig dem Full Flashing zuzuordnen sind und Öffnungswinkel des Tropfenkerns größer 80° (ohne feines Tropfenfeld) aufwiesen. Nicht berücksichtigt wurden instationäre Übergangsbereiche, da keine eindeutige Differenzierung und Zuordnung vorgenommen werden konnte. Da die Konzentrationsversuche keine Anomalien bezüglich des Verhaltens aufzeigten, wurden diese bei der Korrelation ebenfalls berücksichtigt. In Abbildung 8.20 sind zunächst die Injektoren mit $L/D \geq 66,7$ aufgetragen. Ebenso aufgetragen sind die veröffentlichten Daten von Kitamura et al. (rote Dreiecke). Diese wurden bei der Korrelation jedoch nicht berücksichtigt und sollen lediglich zum Vergleich dienen. Die gestrichelten Geraden sind die vorgeschlagenen Jakob-Weber-Korrelationen von Kitamura et al. (orange) und Cleary et al. (gelb und violett). Die durchgezogenen Geraden sind die obere (blau) und untere (rosa) Flashing-Grenze abgeleitet aus den durchgeführten Versuchen und entsprechen Gleichungen 8.1 und 8.2.

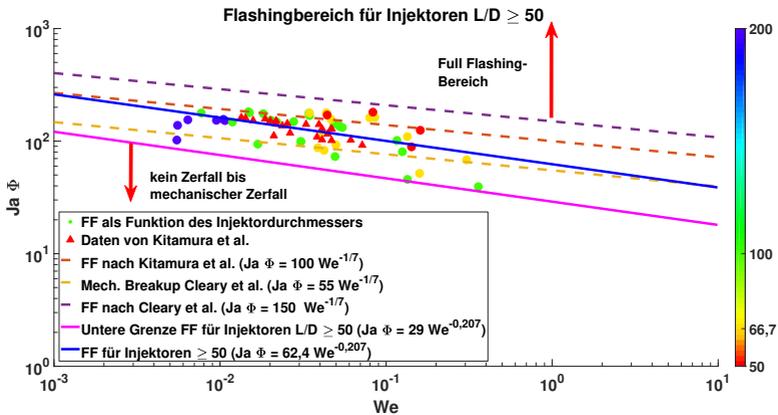


Abbildung 8.20: Ja-We-Korrelation für $L/D \geq 50$.

Unter Berücksichtigung aller Injektoren ergibt sich die Ja-We-Korrelation zu:

$$Ja \cdot \Phi = 62,4 \cdot We^{-0,207} \quad (8.1)$$

Zu erkennen ist hierbei, dass die Daten von Kitamura et al. ebenfalls gut korrelieren, obwohl diese nicht berücksichtigt wurden. Jedoch ergibt sich zum einen eine stärkere Steigung, zum anderen ein leichter Versatz zu den Korrelationen der anderen Autoren. Dies bedeutet, dass die eingesetzten Injektoren mit gewählter Grundgeometrie früher ins Full Flashing übergehen. Dies könnte der hohen Überhitzung geschuldet sein, gekoppelt mit der auftretenden Nukleation im Injektor.

Als untere Flashinggrenze konnte hierbei Korrelation 8.2 ermittelt werden:

$$Ja \cdot \Phi = 29 \cdot We^{-0,207} \quad (8.2)$$

Oberhalb dieser Grenze konnten die ersten Full Flashing-Zustände beobachtet werden. Unterhalb dieser Grenze kommt es zu instationären Zerfallsmustern durch Pulsen, mechanischen Zerfall oder es ist kein Zerfall festzustellen.

Die Werte und die Korrelation für Injektoren mit $L/D \leq 50$ sind in Abbildung 8.21 aufgetragen.

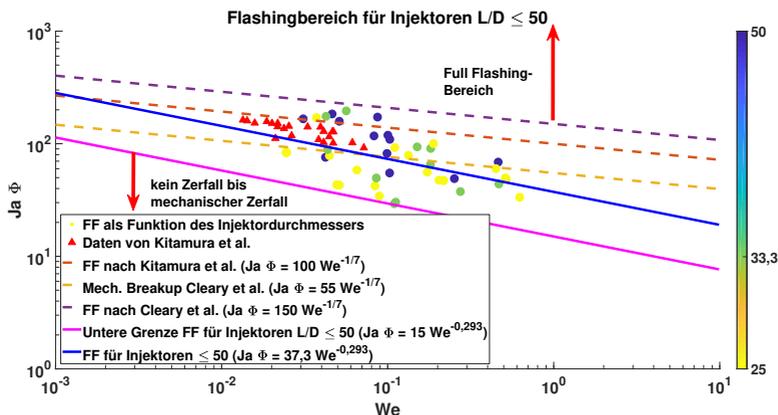


Abbildung 8.21: Ja-We-Korrelation für $L/D \leq 50$.

Die Ja-We-Korrelation ergibt sich in diesem Fall zu:

$$Ja \cdot \Phi = 37,3 \cdot We^{-0,293} \quad (8.3)$$

Hierbei zeigt sich, dass diese Injektoren früher ins Flashing übergehen als dies bei $L/D \geq 50$ der Fall ist. Es deckt sich mit der Literatur, dass kürzere L/D -Verhältnisse Flashing fördern, teils durch auftretende Kavitation [33,

35, 36, 41, 42, 133, 148, 149]. Die Steigung ist vergleichbar, jedoch wiederum deutlich steiler als die Korrelation von Kitamura et al. oder Cleary et al. Obwohl diese Korrelation ebenfalls ohne Berücksichtigung der Daten von Kitamura et al. durchgeführt wurde, werden diese Daten dennoch zufriedenstellend abgedeckt.

Die untere Grenze für Flashing liegt für diese L/D-Verhältnisse bei:

$$Ja \cdot \Phi = 15 \cdot We^{-0,293} \quad (8.4)$$

Ab dieser Grenze kommt es vor allem bei Injektoren mit $L/D \leq 33$ bereits zum Full Flashing.

Mit Gleichungen 8.1 bis 8.4 konnte aufgezeigt werden, dass eine spezifische Geometrieabhängigkeit bei der Jakob-Weber-Korrelationen zur Vorhersage des Flashingverhaltens vorliegt. Die Aufteilung der Injektoren nach deren Strömungsverhalten, ob ein- oder zweiphasige Ausströmung, ergab Korrelationen, welche die Daten zufriedenstellend darstellen. Eine allgemeingültige Korrelation für alle Injektoren ergab sich aus den Ergebnissen nicht. Eine Übersicht der Faktoren für die spezifischen Geometrien ist in Tabelle 8.3 zusammengetragen. Diese ist in der Form:

$$Ja \cdot \Phi = A \cdot We^Z \quad (8.5)$$

dargestellt. Dabei ist A der geometrische Koeffizient und Z die Potenz.

Tabelle 8.3: Übersicht geometrischer Koeffizienten für $Ja \cdot \Phi = A \cdot We^Z$.

Autor	L/D	Koeffizienten A	Potenz Z	Zustand
Kitamura et al.	51,9 – 112,5	100	-1/7	Full Flashing
Cleary et al.	1,7 – 50	55	-1/7	untere Grenze des mech. Zerfalls
Cleary et al.	3,4 – 4,53	55	-1/7	untere Grenze des Full Flashings
Cleary et al.	1,7 – 50	400	-0,5	Full Flashing
Hendrich	25 – 50	37,3	-0,293	Full Flashing
Hendrich	25 – 50	15	-0,293	untere Grenze des Full Flashings
Hendrich	50 – 200	62,4	-0,207	Full Flashing
Hendrich	50 – 200	29	-0,207	untere Grenze des Full Flashings

Abschließend ist zu den geometrischen Faktoren zu bemerken, dass bei keinem der in Tabelle 8.3 aufgeführten Autoren der Injektionsdruck berücksichtigt wurde. Dieser unterscheidet sich teilweise erheblich. Kitamura et al. haben beispielsweise keinen Injektionsdruck angegeben. Ob es sich um ein bedrücktes System handelte oder der Injektionsdruck Normbedingung entsprach ist somit nicht geklärt.

Cleary et al. haben ihre Untersuchungen mit Differenzdrücken von 0,75 bis 24 bar in 2 bar Schritten durchgeführt, dies allerdings nicht einheitlich, sondern abhängig vom eingesetzten Injektor. Darüber hinaus sind diese lediglich für die Untersuchungen im unterkühlten Bereich angegeben. Für ihre Untersuchungen im Übergangsbereich sowie Full Flashing werden in diesem Fall nur die Totaltemperaturen angegeben. Da von Cleary et al. kein weiterer Druck definiert wird, muss davon ausgegangen werden, dass auch für diese Untersuchungen Druckdifferenzen bis 24 bar aufgeprägt wurden.

Zusammen mit den Versuchsreihen dieser Arbeit könnte sich der Druckbereich somit von p_{inj} von 1,013 bis 25 bar erstrecken, was in der Regel einen erheblichen Einfluss auf den internen Strömungszustand und somit das Flashing hat. Des Weiteren haben Cleary et al. ihre Versuche nicht in vakuumnahen Bedingungen durchgeführt, sondern die Testflüssigkeit vor Injektion entsprechend für p_{amb} überhitzt. Durch den höheren Umgebungsdruck, in den eingedüst wird, erklären sich die höhere We-Zahlen ($We = 10$ bis 20), die sich bei Cleary et al. im Gegensatz zu Kitamura et al. und dieser Arbeit ($We < 0,4$) ergaben. Dies führt zusätzlich zu einer Abweichung. Denn für $We < 5,3$ spielen aerodynamische Scherkräfte keine Rolle und sind unabhängig vom Umgebungsdruck [150]. Je größer die We-Zahl wird, desto stärker werden diese Kräfte und führen dadurch zu Strahlinstabilitäten. Daraus kann abgeleitet werden, dass bei vakuumnahen Bedingungen der Strahlerfall vorwiegend durch Überhitzung getrieben und eine größere Ja-Zahl benötigt wird. Bei Versprühung in Umgebungs- und größere Druckgebiete überwiegen die aerodynamischen Wechselwirkungen. Es genügt eine geringere Überhitzung (Ja-Zahl). Zusammenfassend bedeutet dies ebenso, je niedriger der Gegendruck, desto länger wird die Zerfallslänge und desto (räumlich) später setzt der Strahlerfall im Allgemeinen ein.

Ein weiteren Aspekt ist der Unterschied der Injektorgrundgeometrien der Autoren, genauer das L/D-Verhältnisses. So setzten Cleary et al. bei ihren Tests Injektoren mit L/D von 3,4 und 4,53 ein. Kitamura et al. nutzten im Gegensatz dazu Injektoren mit vergleichsweise großem L/D von 51,8 bis 112,5 bei ihren Experimenten. Dies könnte ebenfalls eine Ursache für die Vergleichbarkeit der Daten mit dieser Arbeit sein. Bei diesen Injektoren sind Lauflängeneffekte, wie Nukleation, stärker ausgeprägt. Somit könnte sich für eine Flashingvorhersage eine nichtlineare Komponente ergeben. Folglich könnten Korrelationen lediglich für bestimmte L/D-Bereiche gelten. Diese Bereiche werden beispielsweise durch das primär vorherrschende Strömungsregime im Injektor klassifiziert. Injektoren mit größerem L/D weisen eher interne Nukleation auf, bilden eine längere Zerfallslänge aus und zeigen einen geringeren Öffnungswinkel als Injektoren mit kleineren L/D-Verhältnissen. Injektoren mit kleinem

L/D kavitieren im Vergleich dazu und bilden diese geringere bis keine Zerfallslänge aus und weisen bei vergleichbaren Bedingungen ein stärkeres Flashing auf.

8.4 Ohnesorge-Reynolds-Einteilung

Eine mögliche Alternative zur Flashingvorhersage könnte eine Einteilung nach von Ohnesorge im Oh-Re-Diagramm bieten. In Abbildung 8.22 sind die Full Flashing-Zustände der Injektoren aller L/Ds aufgetragen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden. Zu erkennen ist hierbei, dass alle Daten vornehmlich im zweiten windinduzierten Bereich liegen, unabhängig davon, ob es sich um Wasser oder HWL handelt. Demnach würde der zweite windinduzierte Bereich bereits dem Full Flashing entsprechen. Die Ohnesorge-Zahl weist mit einer Größenordnung um 10^{-5} keine große Varianz zwischen den Versuchen auf. Es scheint lediglich eine Reynolds-Abhängigkeit vorhanden zu sein. Mit kleinerem L/D-Verhältnis zeigt sich durch größere Reynolds-Zahlen eine Verschiebung zum Zerstäubungsbereich. So liegen die Werte für L/D = 25, 33 und 50 teilweise in diesem Bereich, während die Daten von Injektor mit L/D = 200 um die Trennlinie zum ersten windinduzierten Bereich liegen. L/D von 50 und 100 sind hierbei verteilt, da diese jeweils zwei unterschiedlichen Injektoren zugeordnet sind.

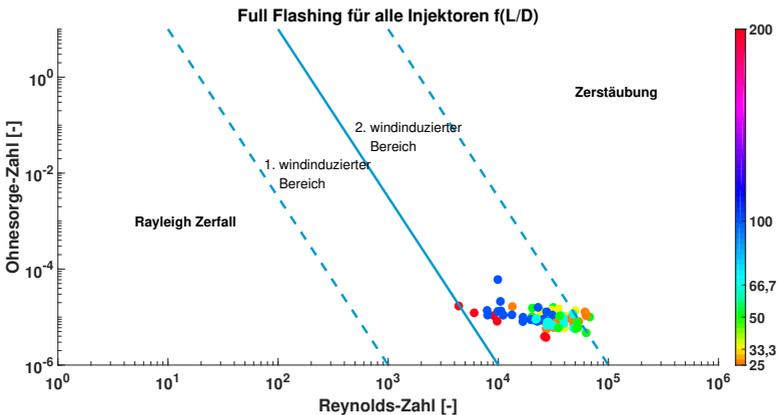


Abbildung 8.22: Oh-Re-Diagramm: Full Flashing für alle L/D.

Eine Durchmesser-abhängige Auftragung ist in Abbildung 8.23 zu finden. In diesem Fall zeigt sich eine ähnliche Verteilung. Injektoren mit kleinem Durchmesser (0,5 mm) liegen bei Reynolds-Zahlen zwischen 10000 und 30000. Die Injektoren mit $D = 2$ mm liegen bei gleichen Randbedingungen mit Reynolds-Zahlen $> 10^5$ teilweise im Zerstäubungsbereich und weisen auch stärkeres Flashing auf.

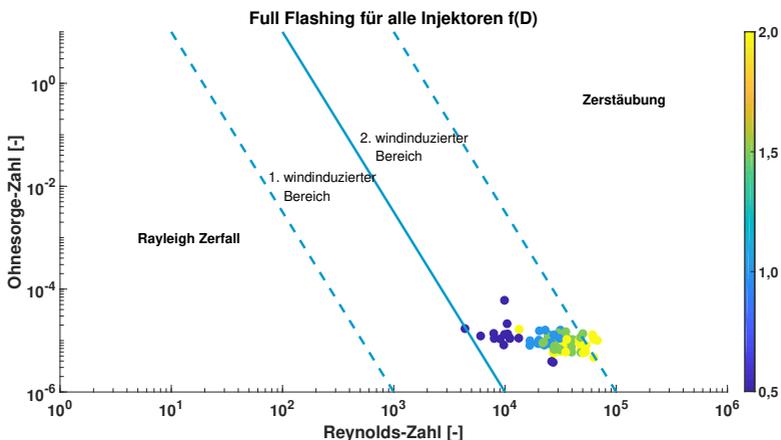


Abbildung 8.23: Oh-Re-Diagramm, aufgetragen nach Durchmesser.

Da, wie in den Abbildung 8.5 aufgezeigt wurde, Nukleation und Flashing ab einer kritischen Reynolds-Zahl von 10^4 einsetzen, könnte die Oh-Re-Auftragung hilfreich sein oder diese Art der Auftragung bereits genügen, um eine Flashingvorhersage zu treffen.

Weber [151] selber schrieb seiner Zeit zum Thema Ähnlichkeitstheorie: „Wie das Anwendungsbeispiel aus dem Gebiet der Wärmeübertragung zeigt, liefert das Ähnlichkeitsprinzip keine allgemeinen analytischen Lösungen, sondern nur einen Weg zur Verallgemeinerung von Versuchsergebnissen. Dieser Weg führt jedoch gerade in sehr schwierigen Fällen zum Ziel.“

9 Entmischung durch Kavitation

In Kapitel 7 wurde der Einfluss der Salzkonzentration auf das Strömungsbild untersucht. In diesen Versuchen hat sich herausgestellt, dass Salzstromauf des Injektors im System akkumuliert wird und sich z.B. in Dichtelementen anreichert. Als mögliche Ursache hierfür wurde Kavitation über die Kontraktion im Injektor identifiziert. Im Rahmen einer Abschlussarbeit [145] konnte mittels numerischer Simulation nachgewiesen werden, dass es in Injektor 5 bei gewählten Randbedingungen zu Kavitation kommt. In Injektor 7 kommt es zur vollständigen Strömungsablösung durch den Injektorhals, wie in Kapitel 6 aufgezeigt wurde. In diesen lokalen Unterdruckgebieten kann das Salz auskristallisieren.

Wie kritisch dieses Auftreten bei einer Mission sein kann, ist in Abbildung 9.1 dargestellt. Dabei handelt es sich um einen μ -Showerheadinjektor (Bohrung: $L/D = 5$, scharfkantiger Einlauf), welcher im Rahmen des *Horizon2020 – Rheform* Projektes mit LMP-103S getestet wurde und kavitierte. Nach Versuchsende sind gut ein Drittel der Bohrungen mit ADN-Salz zugesetzt.

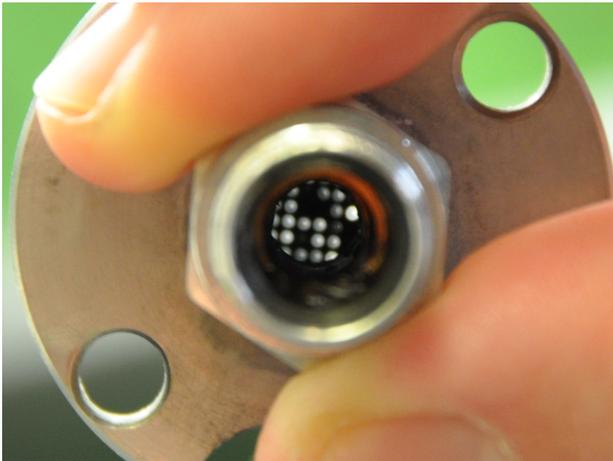


Abbildung 9.1: Ein durch ADN zugesetzter Showerhead-Injektor nach LMP-103S-Test.

Um eine quantitative Aussage über den Grad der Entmischung machen zu können, wurden Versuche mit Injektor 5 durchgeführt. Hierbei wurde Kavitation explizit forciert.

9.1 Messprinzip

Die Ermittlung des Entmischungsgrads wurde mittels des Brechungsgesetzes nach Snellius diagnostiziert (Gleichung 9.1). Dieser ist das Verhältnis von Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_{Vakuum} zur Ausbreitungsgeschwindigkeit im Medium c_{Medium} . Der Brechungsindex ist materialspezifisch, da sich die Wellenlänge λ und somit der Austrittswinkel mit der Konzentration ändert. Das Prinzip wurde für die Untersuchungen zu Nutzen gemacht. Für Wasser wurde der Brechungsindex von Bashkatov&Genina genutzt [152], für HWL der von Venkatesan&Suryanarayana [83].

$$n = \frac{c_{\text{Vakuum}}}{c_{\text{Medium}}} = \frac{\lambda_{\text{Vakuum}}}{\lambda_{\text{Medium}}} \quad (9.1)$$

Für den optischen Zugang mussten der Messaufbau sowie der Injektor modifiziert werden. Die innere Geometrie wurde dabei beibehalten. Die detaillierten Modifikationen sind bei Müller [153] zu finden. In Abbildung 9.2 ist das Messprinzip schematisch dargestellt. Der Laserstrahl wird bei Ein- und Austritt durch den PMMA-Injektor sowie von dem im Injektor befindlichen Fluid gebrochen. Für die Untersuchungen wurde ein Linienlaser (LLM-30-650) der Firma MediaLas Electronics GmbH [154] eingesetzt. Der Laser wurde stromauf der Kontraktion durch den Injektor gelenkt. Der Messbereich ist in Abbildung 9.4 blau dargestellt. Der austretende Laserstrahl trifft auf einen teiltransparenten Schirm. Sollte sich die Konzentration während des Versuchs ändern, muss die Laserlinie ihre Position auf dem Schirm ändern. Diese wird während des Versuchs abgefilmt. Die Differenz von Ausgangs- zu Endposition ist somit direkt proportional zur Konzentrationsänderung.

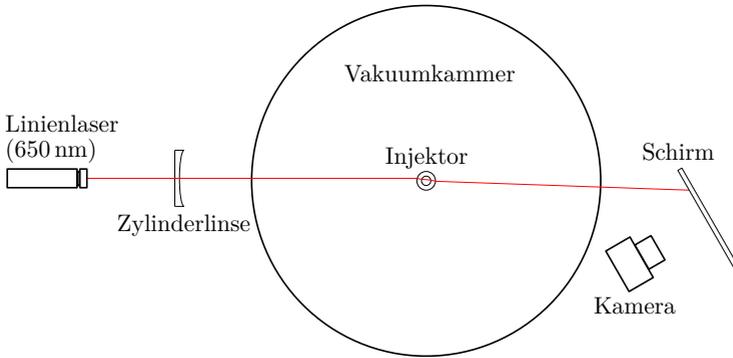


Abbildung 9.2: Messaufbau und -prinzip.

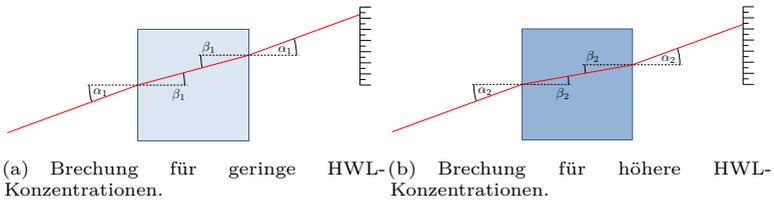


Abbildung 9.3: Messprinzip im Detail zur Messung der Konzentrationsänderungen.

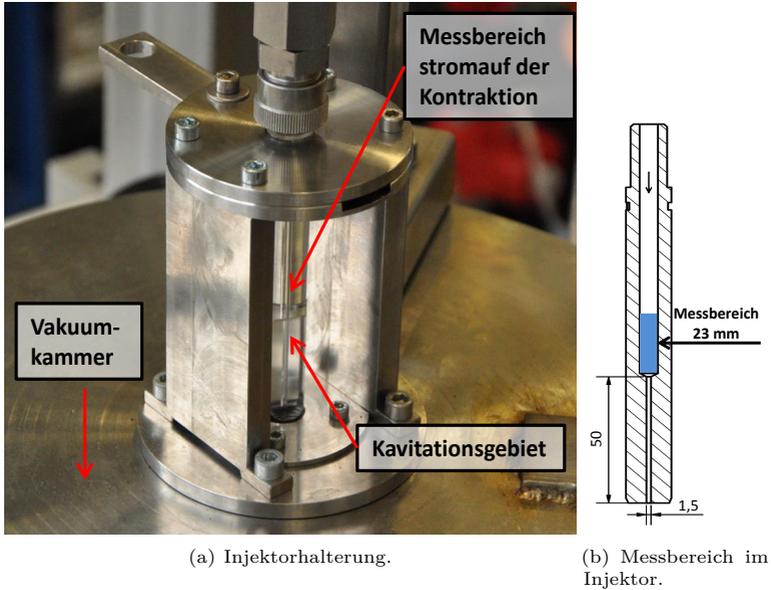


Abbildung 9.4: Injektorhalterung und Messbereich im Injektor.

Die aufgenommenen Daten wurden anschließend mittels einer eigens in MATLAB[®] programmierten Bildanalyseroutine ausgewertet. Die aufgenommene Laserlinie wurde binarisiert und die Mittellinie errechnet. Anschließend wurde die räumliche Information der Linie von mm auf dem Schirm in Pixel konvertiert. Somit kann jede Position (x) auf dem Schirm einer bestimmten Konzentration zugeordnet werden. Beispielfhaft sind die Laserlinie vom Schirm sowie binarisiert in Abbildung 9.5 gegenübergestellt.

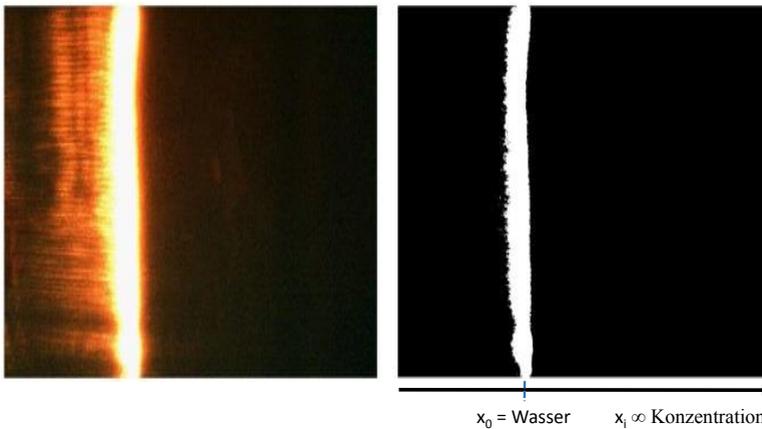


Abbildung 9.5: *links*: Laserlinie aufgenommen vom teiltransparenten Schirm; *rechts*: Laserlinie binarisiert.

9.2 Experimentelles Vorgehen

9.2.1 Kalibrierung

Zu Beginn wurde mit deionisiertem Wasser sowie mit Kalibrierlösungen (20, 30 und 40 % HWL) auf unterschiedlichen Temperaturniveaus (30 - 70 °C in 10er Schritten) kalibriert. Die Randbedingungen wurden hierbei so gewählt, dass keine Kavitation im Injektor auftritt. Entsprechend ergab sich eine maximale Druckdifferenz von 1,8 bar am Injektoreintritt und Umgebungsdruck am Injektoraustritt. Während der Kalibrierung wurde die Laserlinie auf dem Schirm gefilmt. Daraus ergab sich für jede Temperatur und Konzentration eine spezifische Position auf dem Schirm. Da kleinere Fluktuationen der Laserlinie nicht verhindert werden konnten, wurde die Position bei der Auswertung über 2 s gemittelt. Graph 9.6 zeigt die Kalibrierkurven von Wasser von 30 bis 60 °C. Aufgetragen ist die Pixelverschiebung gegen die axiale Position im Injektor. Gut zu erkennen ist hierbei die gleiche Oberflächeninformation des Injektors in Form der spezifischen Ausschläge und Verläufe im Graphen an gleicher Position. In Graph 9.7 sind die temperaturabhängigen Kalibrierkurven und die Pixelposition von Wasser und drei HWL-Konzentrationen dargestellt.

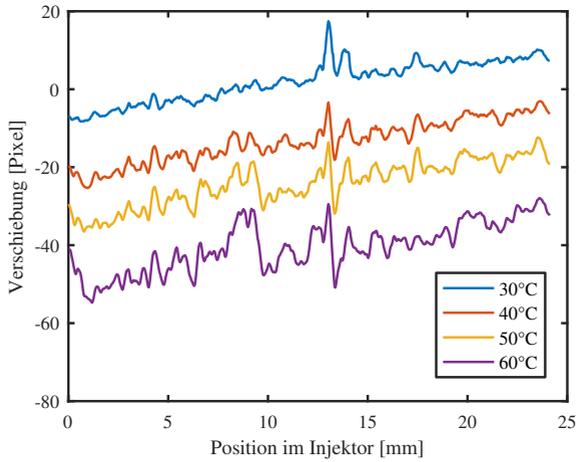


Abbildung 9.6: Kalibrierlinien für Wasser bei unterschiedlichen Temperaturen. y-Achse: Verschiebung in px; x-Achse: Axiale Position im Injektor.

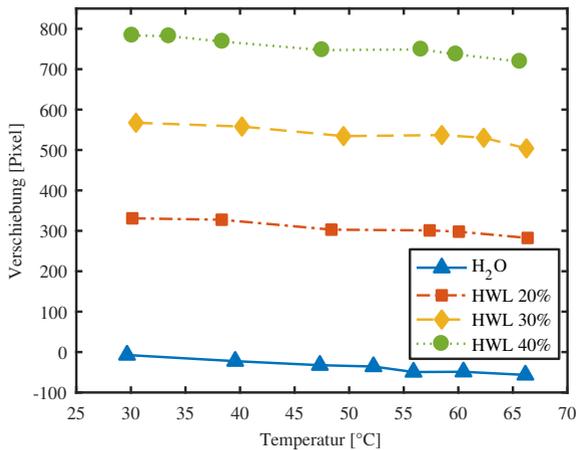


Abbildung 9.7: Kalibrierlinien für unterschiedliche HWL-Konzentrationen bei unterschiedlichen Temperaturen. y-Achse: Verschiebung in px; x-Achse: Injektionstemperatur.

Mit den gewonnenen Daten konnte anschließend ein Temperatur-Pixelverschiebung-Kennfeld als Funktion der Konzentration generiert werden. Das Kennfeld folgt einem Polynom zweiter Ordnung und ist in Abbildung 9.8 abgebildet. Die roten Kreuze sind hierbei die gewonnenen Messpunkte.

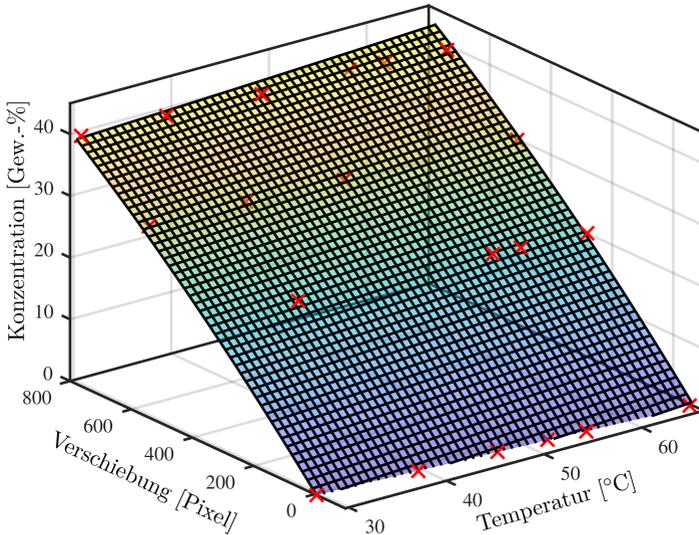


Abbildung 9.8: Kennfeld zur Bestimmung der Konzentration in Abhängigkeit von Temperatur und Pixelverschiebung.

9.2.2 Versuchssequenz

Das System wurde mit HWL befüllt und anschließend solange zirkuliert, bis sich im gesamten System die gewünschte Versuchstemperatur eingestellt hatte. Parallel wurde die Versuchskammer evakuiert. Wurde der Zieldruck erreicht und die Temperatur homogen verteilt, wurde die Umwälzpumpe abgeschaltet und das System mit Stickstoff auf 2,6 bar bedrückt. Mit Beginn der Versuchssequenz wurden die Datenaufzeichnung sowie die Kamera gestartet.

Mit Testbeginn wurde Wasser mit bekannter Temperatur als Referenz für 10 s durch das System gespült. Diese Zeitspanne wurde gewählt, um sicherzustellen, dass die Strömung einen stationären Zustand erreicht hat. Anschließend wurde über ein 3/2-Wegeventil auf HWL umgeschaltet. Für 55 s wurde die zu untersuchende HWL-Konzentration eingedüst.

Abschließend wurde das Ventil wieder auf Wasser umgeschaltet, um eine weitere Referenz zu erhalten und eventuelle Rückstände aus dem System zu spülen.

9.3 Ergebnisse

Die auf drei Temperaturniveaus durchgeführten Tests haben keinen signifikanten Einfluss der Temperatur auf die Entmischung ergeben. Bei allen Temperaturen liegt der Entmischungsgrad innerhalb des Messfehlers. Der Einfluss der Temperatur wird durch die Konzentrationsänderung überlagert. Dies ist gut in den Abbildungen 9.6 und 9.7 zu erkennen. Während die Konzentrationsänderung im Bereich von 200 zu 300 px stattfindet, ist die Temperaturänderung maximal mit 70 px zu erfassen.

In Abbildungen 9.9 a) bis c) sind die axial-gemittelten Konzentrationsverläufe über die Versuchszeit für die drei untersuchten Konzentrationen und mit den jeweiligen Temperaturen aufgetragen. Die Zeitachse beginnt bei 30 s. Dies resultiert aus der Sequenz mit vorhergehenden Referenzspülung.

Für alle drei Konzentrationen und Temperaturen ist ein Anstieg der Konzentration im Messbereich zu verzeichnen. Am deutlichsten ist dies bei 70 °C ausgeprägt. Da es sich um ein geschlossenes System handelt, ist keine Masse verloren gegangen. Ein Erklärungsansatz für den Anstieg könnte die Zersetzung von Harnstoff sein. Dass sich an der Heizspirale lokal Temperaturen oberhalb des Zersetzungspunkts von Harnstoff über 133 °C eingestellt haben, kann nicht ausgeschlossen werden. Da die Versuche von 30 bis 70 °C hintereinander von einem Batch durchgeführt wurden, könnte dies befördert worden sein. Die HWL im System wurde weniger, wodurch die Heizspirale lediglich partiell mit HWL bedeckt war, was potentielle Zersetzung befördert. Das könnte erklären, warum die Startkonzentration von 30 bis 70 °C jeweils abnimmt.

Bezüglich des Konzentrationsverlaufs an sich ist festzustellen, dass die Konzentration im Messbereich bis circa 40 s überproportional ansteigt. Anschließend geht der Gradient in lineares Verhalten über, steigt jedoch weiterhin konstant.

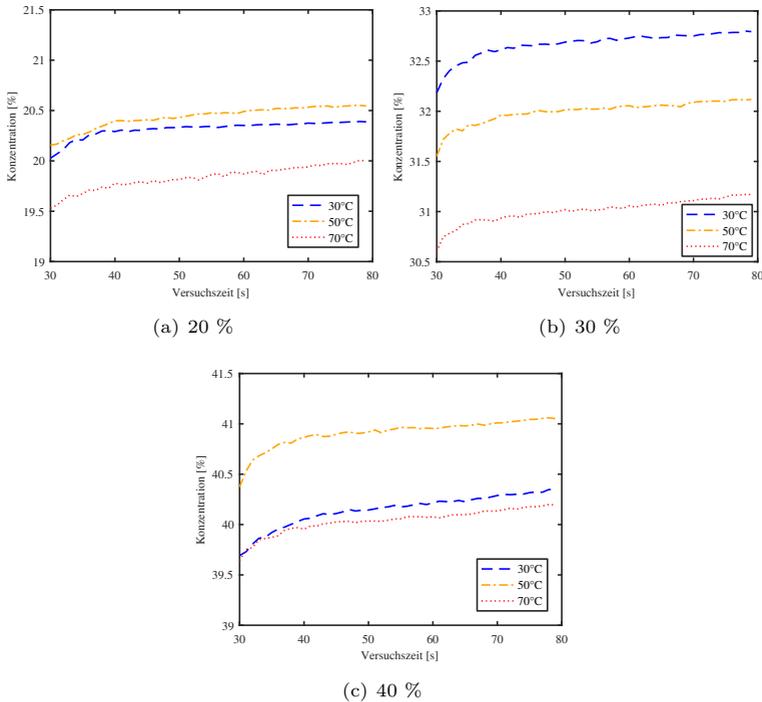
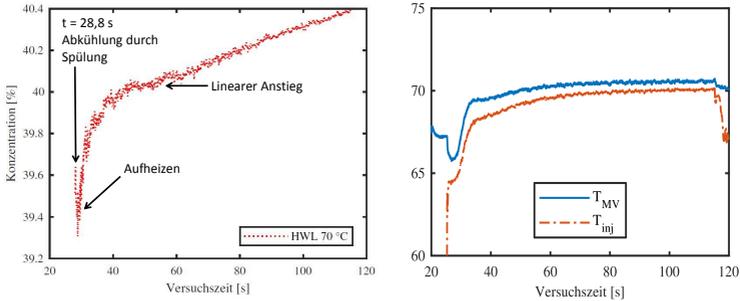


Abbildung 9.9: Zeitliche Konzentrationsänderung im Messbereich für 20, 30 und 40 %-ige HWL.

Die Änderung des Gradienten ist dem Systemaufbau sowie der Versuchssequenz geschuldet. Während der lineare Gradient nach 40 s an Harnstoffentmischung und Akkumulation liegt, ist der erste Gradient anderen Ursprungs. In Abbildung 9.10 (a) ist der erfasste Konzentrationsverlauf von 40 %-iger HWL bei 70 °C aufgetragen. Bei 28,5 s wird ein Absinken der Konzentration erkannt, bevor diese bis circa Sekunde 38 wieder stark ansteigt und sich anschließend der lineare Anstieg einstellt. An dieser Stelle ist der Temperatureinfluss erkennbar. Bei der Spülung mit kaltem Wasser zu Sequenzbeginn wurden ein verbautes T-Stück sowie das Magnetventil abgekühlt. Der Temperaturverlauf des Magnetventils (T_{MV}) ist in Abbildung 9.10 (b) abgebildet. Diese Bauteile wurden sowohl für die Wasserspülung als auch zur HWL-Einspeisung genutzt. Die Temperatur des Magnetventils hat sich nach 20 s auf 67,9 °C abgekühlt. Anschließend wird die HWL eingedüst und dabei vom T-Stück und ver-

bindenden Leitungen auf $64,9\text{ }^{\circ}\text{C}$ heruntergekühlt (vgl. Verlauf von T_{inj} in Abbildung 9.10 (b)). Durch diese Abkühlung steigt der Brechungsindex, was in diesem Fall als Absinken der Konzentration wahrgenommen wird. Bei 40 s ist die reelle Injektionstemperatur wieder erreicht und bleibt konstant. Der nachfolgende lineare Anstieg ist somit allein auf einen Zunahme der Konzentration zurückzuführen.



(a) Änderung der erfassten Konzentration für 40 %-ige HWL und $70\text{ }^{\circ}\text{C}$. (b) Temperaturverlauf für Magnetventil (T_{MV}) und HWL (T_{inj}).

Abbildung 9.10: Konzentrations- und Temperaturverlauf über die Versuchsdauer.

Der Einfluss der Konzentration auf den Grad der Entmischung ist in Abbildung 9.11 dargestellt. Aufgetragen ist hierbei der Grad der Entmischung (Δc) über die untersuchten Konzentrationen. Dabei wurde der Gradient der jeweiligen Konzentrationen über die drei untersuchten Temperaturen gemittelt. Es wurden in diesem Fall lediglich die Daten ab 40 s bis Versuchsende genutzt. Es zeigt sich eine annähernd lineare Zunahme der Entmischung mit der Konzentration. Für 20 %-ige HWL ist ein Anstieg von 0,157 % zu verzeichnen. Dieser steigt auf 0,193 % bis 0,233 % für 30 und 40 %-ige HWL.

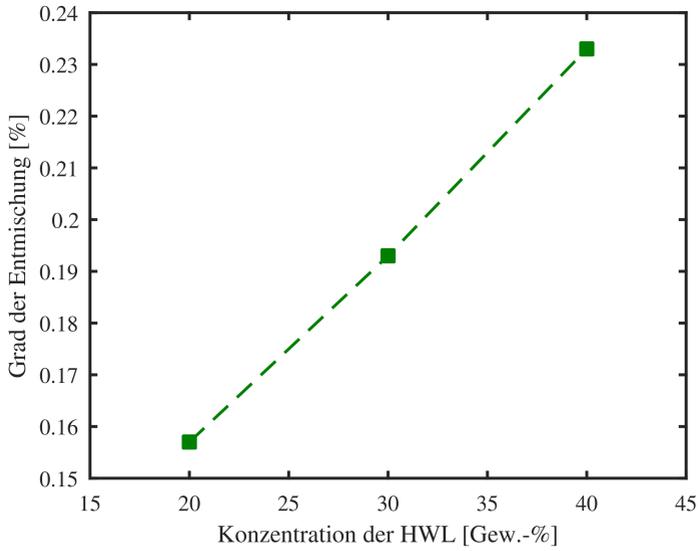


Abbildung 9.11: Entmischungsgrad in Abhängigkeit der Konzentration.

Träte diese Art der Entmischung bei einer Mission mit ADN-haltigem Monopropellant auf, würde dies langfristig einen Missionsabbruch zur Folge haben.

10 Zusammenfassung

Es konnte aufgezeigt werden, dass der Strahlzerfall abhängig von der Geometrie und somit vom internen Strömungsprofil ist. Dies zeigten sowohl Untersuchungen mit Wasser als auch mit unterschiedlich konzentrierten Harnstoff-Wasser-Lösungen. Die Injektoren lassen sich in zwei Gruppen mit unterschiedlichem Verhalten einteilen: nukleierende und nicht nukleierende Injektoren. Für beide Gruppen konnte eine geometrieabhängige Jakob-Weber-Korrelation zur Vorhersage von Full Flashing angegeben werden. Eine allumfassende Korrelation konnte hierbei nicht gefunden werden. Es wurde damit jedoch belegt, dass die gemeinhin genutzte Jakob-Weber-Korrelation lediglich für die untersuchte Injektorgeometrie gültig ist. Somit müsste diese jeweils spezifisch auf das Injektorelement angepasst werden. Dabei ist die ausschließliche Betrachtung des L/D-Verhältnisses nicht ausreichend. Vielmehr sollte auf das interne Strömungsregime geachtet werden. Ein nukleierender Injektor verhält sich anders als ein kavitierender Injektor. Somit könnten der Einlauf (Kontraktionsverhältnis und Kontur), der Durchmesser und die Länge separat miteinfließen, um Nukleation durch Wandinteraktion sowie Lauflängeneffekte ausreichend zu berücksichtigen. So haben Injektoren mit gleichem L/D unterschiedliche Verhaltensmuster gezeigt. Eine Aufteilung der Injektoren nach internen Strömungsregimen ergab zwei L/D-abhängige Jakob-Weber-Korrelationen, welche vorgeschlagen wurden.

Des Weiteren wurde dargestellt, dass das ebenfalls zur Flashingvorhersage herangezogene Druckverhältnis R_P in dieser Definition nicht ausreicht. Um die Vorhersage entsprechend anzupassen, müsste diese z.B. durch die Injektionstemperatur bzw. die dadurch geänderten Fluideigenschaften erweitert werden. So ergibt sich, dass für alle Injektortypen bei gleichem R_P die Winkelöffnung mit steigender Injektionstemperatur größer sowie die Zerfallslänge kleiner wurde.

Ebenso ist das Einsetzen der Winkelöffnung nicht einheitlich bei $R_P = 1$. Die ist ebenfalls injektor- und temperaturspezifisch. Hinzukommen interne Strömungsphänomene wie Nukleation oder (Super-)Kavitation, welche durch diese Faktoren ausgelöst werden und das externe Sprühbild beeinflussen. Diese werden in der reinen R_P -Betrachtung nicht berücksichtigt. Ferner hat sich gezeigt, dass eine Erhöhung von R_P nicht zwangsläufig zu einem feineren Flashing führt. Vielmehr scheint ein spezifisches R_P -Maximum vorhanden zu sein. Eine weitere Erhöhung würde lediglich mehr

Energieaufwand bedeuten, der z.B. in Form von steigender Kavitation dissipiert.

Eine Auftragung der Daten im Oh-Re-Diagramm hat gezeigt, dass alle Full Flashing-Daten im zweiten windinduzierten Bereich liegen und lediglich Reynolds-abhängig scheinen. Dies deckt sich gut mit der einsetzenden Nukleation oder Kavitation bei $Re \geq 10^4$. Somit würde diese Auftragung bereits genügen, um eine Flashingvorhersage zu treffen.

Für Mehrstoffsysteme mit einem gelösten Salz, wie HW-Lösungen, hat sich gezeigt, dass das Sprühbild von der Konzentration abhängt. Mit steigender Konzentration ergibt sich ein größerer Öffnungswinkel sowie eine längere Zerfallslänge. Bei zwei Injektoren kommt es bei gleichen Bedingungen sogar zu einer Änderung des internen Strömungsregimes: von laminarer zu nukleierender Strömung. Diese Effekte konnten auf die geänderten Stoffeigenschaften zurückgeführt werden.

Abschließend wurde die Auswirkung von auftretender Kavitation auf die HW-Lösungen untersucht. Hierbei konnte für alle Untersuchungen Entmischung nachgewiesen werden. Das dadurch gefällte Salz akkumuliert sich stromaufwärts der Kontraktion. Stromab ergibt sich somit eine geringere Konzentration. Wird dies analog auf ADN-basierte Monopropellants übertragen, könnte dieser Effekt nicht nur zum Verstopfen kritischer Teile im Feed-System führen, auch würde somit die Zusammensetzung des Treibstoffs in der Brennkammer nicht mehr der ursprünglichen entsprechen. Folglich könnte das gesamte Zündsystem versagen. Denn durch Entmischung käme es zu einem höheren Wassergehalt im System. Dies kann dazu führen, dass der Katalysator beschädigt wird oder eine zu niedrige Temperatur im Katalysatorbett herrscht. Dadurch wird der Reaktionsablauf gestört bis gequenchet. Rein thermische Zündmethoden würden an dieser Stelle durch den erhöhten Wassergehalt versagen. Ein vorzeitiger Missionsabbruch durch Systemversagen würde für alle aufgeführten Fälle die Konsequenz sein.

Literaturverzeichnis

- [1] E. W. Schmidt, "One hundred years of hydrazine chemistry," in *The 3rd Conference on the Environmental Chemistry of Hydrazine Fuels, Panama City, Florida*, 1987.
- [2] G. P. Sutton and O. Biblarz, *Rocket Propulsion Elements*. John Wiley & Sons, Inc., 7 ed., 2001.
- [3] M. Negri, M. Wilhelm, C. Hendrich, N. Wingborg, L. Gediminas, L. Adelöw, C. Maleix, P. Chabernaud, R. Brahmi, R. Beauchet, Y. Batonneau, C. Kappenstein, R.-J. Koopmans, S. Schuh, T. Bartok, C. Scharlemann, U. Gotzig, and M. Schwentenwein, "New technologies for ammonium dinitramide based monopropellant thrusters – the project RHEFORM," *Acta Astronautica*, vol. 143, pp. 105–117, feb 2018.
- [4] R. L. Sackheim and R. K. Masse, "Green propulsion advancement: Challenging the maturity of monopropellant hydrazine," *Journal of Propulsion and Power*, vol. 30, pp. 265–276, mar 2014.
- [5] FOI - Swedish Defence Agency, *Propellant Data Sheet: FLP-106*, Feb. 2013.
- [6] IFA, "Gestis-Stoffdatenbank: Hydrazin," 2019. [Online; Stand: 17. April 2019].
- [7] M. Persson, K. Anflo, and A. Dinardi, "A family of thrusters for ADN-based monopropellant LMP-103S," in *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), jul 2012.
- [8] R. D. Reitz and F. V. Bracco, "Mechanism of atomization of a liquid jet," *Physics of Fluids*, vol. 25, no. 10, p. 1730, 1982.
- [9] R. Lecourt and F.-X. d'Herbigny, "MMH/NTO injection and ignition in vacuum downstream from an aestus engine single injection element," *Aerospace Science and Technology*, vol. 8, pp. 207–217, apr 2004.

- [10] S. Mutair and Y. Ikegami, "Experimental investigation on the characteristics of flash evaporation from superheated water jets for desalination," *Desalination*, vol. 251, pp. 103–111, feb 2010.
- [11] C. Hendrich and S. Schleichriem, "Flashing behavior of ionic liquid propellants under vacuum conditions," in *51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), jul 2015.
- [12] C. Hendrich, L. Gury, and S. Schleichriem, "Predicting flashing phenomena: A combined approach of numerical simulation and experiments," in *52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), jul 2016.
- [13] F. Savart, "XXVII. On some Acoustic Phænomena produced by the motion of Liquids through short Efflux Tubes," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 7, no. 44, pp. 186–192, 1854.
- [14] J. Plateau, "I. Experimental and Theoretical Researches on the Figures of Equilibrium of a Liquid Mass withdrawn from the Action of Gravity.—third series," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 14, no. 90, pp. 1–22, 1857.
- [15] L. Rayleigh, "On the Instability of Jets," *Proceedings of the London Mathematical Society*, vol. s1-10, pp. 4–13, nov 1878.
- [16] A. Haenlein, "Über den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles," *Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens A*, vol. 2, pp. 139–149, apr 1931.
- [17] C. Weber, "Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles," *ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, vol. 11, no. 2, pp. 136–154, 1931.
- [18] S. Tomotika, "On the Instability of a Cylindrical Thread of a Viscous Liquid surrounded by Another Viscous Fluid," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 150, pp. 322–337, jun 1935.
- [19] G. I. Taylor, "The Formation of Emulsions in Definable Fields of Flow," *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 146, pp. 501–523, oct 1934.

- [20] W. von Ohnesorge, “Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen.,” *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, vol. 16, no. 6, pp. 355–358, 1936.
- [21] M. Z. v. Krzywoblocki, “Jets—Review of Literature,” *Journal of Jet Propulsion*, vol. 26, pp. 760–779, Sept. 1956.
- [22] M. McCarthy and N. Molloy, “Review of Stability of Liquid Jets and the Influence of Nozzle Design,” *The Chemical Engineering Journal*, vol. 7, pp. 1–20, jan 1974.
- [23] S. P. Lin and R. D. Reitz, “Drop and spray formation from a liquid jet,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 30, pp. 85–105, jan 1998.
- [24] M. Birouk and N. Lekic, “Liquid Jet Breakup in Quiescent Atmosphere: A Review,” *Atomization and Sprays*, vol. 19, no. 6, pp. 501–528, 2009.
- [25] R. D. Reitz, “Mechanism of breakup of round liquid jets,” *Encyclopedia of fluid mechanics*, vol. 233, 1986.
- [26] *Einführung in die Energieumwandlungssysteme*, ch. 4. Einführung in die technische Strömungslehre. Universität Münster.
- [27] A. Ferrari, “Fluid dynamics of acoustic and hydrodynamic cavitation in hydraulic power systems,” *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 473, no. 2199, 2017.
- [28] K. Yasui, *Acoustic Cavitation and Bubble Dynamics*. Springer International Publishing, 2018.
- [29] H. Oertel Jr., *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre*, vol. 14. Springer Vieweg, 2017.
- [30] C. E. Brennen, “Cavitation and bubble dynamics,” No. Number 44 in Oxford Engineering Science Series, Oxford University Press: New York, NY, USA, 1995.
- [31] R. H. Spikes and G. A. Pennington, “Discharge Coefficient of Small Submerged Orifices,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 173, pp. 661–674, jun 1959.

- [32] J. H. Rupe, *On the Dynamic Characteristics of Free-Liquid Jets and a Partial Correlation with Orifice Geometry*. Technical report: Jet Propulsion Laboratory, JPL, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, jan 1962.
- [33] H. Chaves, M. Knapp, A. Kubitzek, F. Obermeier, and T. Schneider, “Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles,” in *SAE Technical Paper Series*, SAE International, feb 1995.
- [34] T. Karasawa, M. Tanaka, K. Abe, S. Shiga, and T. Kurabayashi, “Effect of Nozzle Configuration on the Atomization of a Steady Spray,” *Atomization and Sprays*, vol. 2, no. 4, pp. 411–426, 1992.
- [35] N. Tamaki, M. Shimizu, K. Nishida, and H. Hiroyasu, “Effects of Cavitation and Internal Flow on Atomization of a Liquid Jet,” *Atomization and Sprays*, vol. 8, no. 2, pp. 179–197, 1998.
- [36] H. Hiroyasu, “Spray Breakup Mechanism from the Hole-Type Nozzle and its Applications,” *Atomization and Sprays*, vol. 10, no. 3-5, pp. 511–527, 2000.
- [37] N. Tamaki, M. Shimizu, and H. Hiroyasu, “Enhancement of the Atomization of a Liquid Jet by Cavitation in a Nozzle Hole,” *Atomization and Sprays*, vol. 11, no. 2, p. 14, 2001.
- [38] H. V. Tafreshi and B. Pourdeyhimi, “The effects of nozzle geometry on waterjet breakup at high reynolds numbers,” *Experiments in Fluids*, vol. 35, pp. 364–371, oct 2003.
- [39] E. Sher, T. Bar-Kohany, and A. Rashkovan, “Flash-boiling atomization,” *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 34, pp. 417–439, aug 2008.
- [40] P.-K. Wu, R. F. Miranda, and G. M. Faeth, “Effects of Initial Flow Conditions on Primary Breakup of Nonturbulent and Turbulent Round Liquid Jets,” *Atomization and Sprays*, vol. 5, no. 2, pp. 175–196, 1995.
- [41] K. Ramamurthi, K. Nandakumar, and R. Patnaik, “Two-Step Start Transients with Long Feedlines Discharging Liquid through Sharp-Edged Cylindrical Nozzles,” *Atomization and Sprays*, vol. 12, no. 1-3, pp. 283–298, 2002.
- [42] A. Sou, S. Hosokawa, and A. Tomiyama, “Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, pp. 3575–3582, aug 2007.

- [43] R. Brown and J. L. York, "Sprays formed by flashing liquid jets," *AIChE Journal*, vol. 8, pp. 149–153, may 1962.
- [44] A. H. Lefebvre, *Atomization and Sprays*, ch. External Spray Characteristics, pp. 273 – 307. Combustion: An International Series, CRC PR INC, 1 ed., 1988.
- [45] M. M. Vieira and J. R. Simões-Moreira, "Low-pressure flashing mechanisms in iso-octane liquid jets," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 572, pp. 121–144, jan 2007.
- [46] Y. Kitamura, H. Morimitsu, and T. Takahashi, "Critical superheat for flashing of superheated liquid jets," *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, vol. 25, pp. 206–211, may 1986.
- [47] V. Cleary, P. Bowen, and H. Witlox, "Flashing liquid jets and two-phase droplet dispersion: I. experiments for derivation of droplet atomisation correlations," *Journal of Hazardous Materials*, vol. 142, pp. 786–796, apr 2007.
- [48] G. Lamanna, H. Kamoun, B. Weigand, and J. Steelant, "Towards a unified treatment of fully flashing sprays," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 58, pp. 168–184, jan 2014.
- [49] N. Lior, "Formulas for calculating the approach to equilibrium in open channel flash evaporators for saline water," *Desalination*, vol. 60, pp. 223–249, jan 1986.
- [50] R. D. Oza and J. F. Sinnamon, "An experimental and analytical study of flash-boiling fuel injection," tech. rep., SAE Technical Paper, feb 1983.
- [51] J. Mitrovic, "Wärmetransport in der Umgebung einer wachsenden Dampfblase (Heat transfer in the surrounding of a growing vapour bubble)," *Wärme-und Stoffübertragung*, vol. 19, no. 1, pp. 47–52, 1985.
- [52] J. Senda, Y. Hojyo, and H. Fujimoto, "Modeling on atomization and vaporization process in flash boiling spray," *Jsae Review*, vol. 15, no. 4, pp. 291–296, 1994.
- [53] A. Luke, "Preparation and analysis of different roughness structures for evaporator tubes," *Heat and Mass Transfer*, vol. 45, pp. 909–917, mar 2009.

- [54] M. Blander and J. L. Katz, "Bubble Nucleation in Liquids," *AIChE Journal*, vol. 21, no. 5, pp. 833–848, 1975.
- [55] A. Pavlenko, V. Koverda, A. Reshetnikov, N. Mazheiko, A. Surtaev, and V. Zhukov, "Peculiarities of superheated liquid discharging under strong and weak nonequilibrium conditions," *Journal of Engineering Thermophysics*, vol. 19, no. 4, pp. 289–305, 2010.
- [56] S. L. Girshick, C.-P. Chiu, and P. H. McMurry, "Time-dependent aerosol models and homogeneous nucleation rates," *Aerosol Science and Technology*, vol. 13, pp. 465–477, jan 1990.
- [57] D. Kawano, Y. Goto, M. Odaka, and J. Senda, "Modeling atomization and vaporization processes of flash-boiling spray," in *SAE Technical Paper Series*, SAE International, mar 2004.
- [58] H. Kamoun, G. Lamanna, B. Weigand, and J. Steelant, "High-speed shadowgraphy investigations of superheated liquid jet atomisation," in *22nd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Paper ILASS2010-109*, pp. 16–19, 2010.
- [59] R. E. Henry, "The two-phase critical discharge of initially saturated or subcooled liquid," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 41, pp. 336–342, sep 1970.
- [60] A. Günther and K. Wirth, "Influence of the geometry of cylindrical nozzles on superheated atomization," in *ILASS-Europe 24rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Estoril, Portugal*, 2011.
- [61] O. Miyatake, I. Tanaka, and N. Lior, "A simple universal equation for bubble growth in pure liquids and binary solutions with a non-volatile solute," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 40, pp. 1577–1584, may 1997.
- [62] L. Liu, Q. cheng Bi, and H. xiong Li, "Experimental investigation on flash evaporation of saltwater droplets released into vacuum," *Microgravity Science and Technology*, vol. 21, pp. 255–260, jun 2009.
- [63] J. H. van't Hoff, "Raoult Memorial Lecture," *Journal of the Chemical Society, Transactions*, vol. 81, p. 969, 1902.
- [64] E. P. Perman and T. Lovett, "Vapour pressure and heat of dilution of aqueous solutions," *Transactions of the Faraday Society*, vol. 22, pp. 1–19, 1926.

- [65] R. Fricke, "Zum thermodynamischen Verhalten konzentrierter Lösungen," *Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie*, vol. 35, no. 9, pp. 631–640, 1929.
- [66] W. Kangro and A. Groeneveld, "Konzentrierte wässrige Lösungen, I," *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, vol. 32, no. 1_2, pp. 110–126, 1962.
- [67] V. Kucheryavyi, G. Zinov'ev, and L. Skotnikova, "Equilibrium distribution of urea between liquid and vapor in the urea-water system," *Journal of applied chemistry of the USSR*, 1969.
- [68] K. Bellstedt, P. Vohland, and H. Schubert, "Influence of Urea at 60 degrees C on Vapor-Liquid-Equilibrium of Ethanol and Water," *Zeitschrift für physikalische Chemie - Leipzig*, vol. 261, no. 2, pp. 297–305, 1980.
- [69] D. Ferro, G. Barone, G. D. Gatta, and V. Piacente, "Vapour pressures and sublimation enthalpies of urea and some of its derivatives," *The Journal of Chemical Thermodynamics*, vol. 19, pp. 915–923, sep 1987.
- [70] A. Krasulin, A. Kozyro, and G. Y. Kabo, "Saturation vapor-pressure of urea in the temperature range 329–403 K," *Journal of Applied Chemistry of the USSR*, vol. 60, no. 1, pp. 96–99, 1987.
- [71] C.-H. Hou, G.-L. Wang, and B.-L. Zhang, "Bubble Point Pressure of the Solutions of $\text{H}_2\text{SiF}_6 + \text{H}_2\text{O}$ and $\text{H}_2\text{SiF}_6 + \text{CO}(\text{NH}_2)_2 + \text{H}_2\text{O}$ from 323 K to 353 K," *Journal of Chemical & Engineering Data*, vol. 51, pp. 864–866, may 2006.
- [72] F. Birkhold, U. Meingast, P. Wassermann, and O. Deutschmann, "Analysis of the Injection of Urea-water-solution for automotive SCR DeNOx-systems: Modeling of Two-phase Flow and Spray/Wall-Interaction," in *SAE Technical Paper Series*, SAE International, apr 2006.
- [73] F. Birkhold, U. Meingast, P. Wassermann, and O. Deutschmann, "Modeling and simulation of the injection of urea-water-solution for automotive SCR DeNOx-systems," *Applied Catalysis B: Environmental*, vol. 70, pp. 119–127, jan 2007.
- [74] A. M. Bernhard, I. Czekaj, M. Elsener, A. Wokaun, and O. Kröcher, "Evaporation of Urea at Atmospheric Pressure," *The Journal of Physical Chemistry A*, vol. 115, pp. 2581–2589, mar 2011.

- [75] J. Grünwald, *Verbesserung der Reduktionsmitteldispersion und -verdunstung in SCR-Abgasanlagen*. Dissertation, Technische Universität München, München, 2007.
- [76] A. E. Dunstan and A. G. Mussell, "CCV.—The Viscosity of Certain Amides," *J. Chem. Soc., Trans.*, vol. 97, no. 0, pp. 1935–1944, 1910.
- [77] I. Taimni, "The viscosity of supersaturated solutions. ii," *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 33, no. 1, pp. 52–68, 1929.
- [78] H. Chadwell and B. Asnes, "The viscosities of several aqueous solutions of organic substances. ii," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 52, no. 9, pp. 3507–3518, 1930.
- [79] G. Jones and S. K. Talley, "The Viscosity of Aqueous Solutions as a Function of the Concentration," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 55, pp. 624–642, feb 1933.
- [80] N. D. Litvinov and A. J. Melnikova, "Determination of the viscosity and density of urea solutions," *Žhurnal Prikladnoi Khimii (Journal of Applied Chemistry)*, vol. 19, no. 4, pp. 583 – 588, 1936.
- [81] L. J. Gosting and D. F. Akeley, "A Study of the Diffusion of Urea in Water at 25° with the Gouy Interference Method," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 74, pp. 2058–2060, apr 1952.
- [82] J. Ghosh and B. Gyani, "Viscosity of glucose, urea and gelatine solutions and some properties of the dissolved particles," *Journal of the Indian Chemical Society*, vol. 30, no. 5, pp. 349–354, 1953.
- [83] V. K. Venkatesan and C. V. Suryanarayana, "Conductance and other physical properties of urea solutions," *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 60, pp. 775–776, jun 1956.
- [84] J. Jäger, J. Nývlt, S. Horáček, and J. Gottfried, "Viskositäten von Harnstofflösungen," *Collection of Czechoslovak Chemical Communications*, vol. 30, no. 6, pp. 2117–2121, 1965.
- [85] K. Kawahara and C. Tanford, "Viscosity and Density of Aqueous Solutions of Urea and Guanidine Hydrochloride," *Journal of Biological Chemistry*, vol. 241, no. 13, pp. 3228–3232, 1966.
- [86] A. I. Toryanik and E. M. Topalova, "Effect of urea on the structure of water over a wide temperature range," *Journal of Structural Chemistry*, vol. 26, no. 5, pp. 830–832, 1986.

- [87] L. Bartovská, M. Šišková, and J. Hejtmánková, "Physicochemical properties of the ternary system ammonium nitrate - calcium nitrate - water. Viscosity.," *Sborník Vysoké Školy Chemicko-Technologické v Praze, n Fysikální Chemie*, vol. 10, no. 1, pp. 47–54, 1990.
- [88] Terra Industries Inc., *Urea & Urea Solution; Storage, Handling and Dilution*, Dez 2006.
- [89] BASF AG, *Technisches Merkblatt: AdBlue®*, m 6221 d ed., Nov 2006.
- [90] J.-Z. Yang, J.-G. Liu, J. Tong, W. Guan, D.-W. Fang, and C.-W. Yan, "Systematic Study of the Simple Predictive Approaches for Thermodynamic and Transport Properties of Multicomponent Solutions," *Industrial & Engineering Chemistry Research*, vol. 49, pp. 7671–7677, aug 2010.
- [91] T. Samanta and S. Saharay, "Volumetric and viscometric studies of glucose in binary aqueous solutions of urea at different temperatures," *The Journal of Chemical Thermodynamics*, vol. 42, pp. 1131–1135, sep 2010.
- [92] J. Frank T. Gucker and F. D. Ayres, "The specific heats of aqueous solutions of urea from 2 to 40° and the apparent molal heat capacity of urea," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 59, pp. 2152–2155, nov 1937.
- [93] R. A. Ruehrwein and H. M. Huffman, "Thermal data. XIX. the heat capacity, entropy and free energy of urea," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 68, pp. 1759–1761, sep 1946.
- [94] E. P. Egan and B. B. Luff, "Heat of solution, heat capacity, and density of aqueous urea solutions at 25°C.," *Journal of Chemical & Engineering Data*, vol. 11, pp. 192–194, apr 1966.
- [95] R. Stokes, "Thermodynamics of aqueous urea solutions," *Australian Journal of Chemistry*, vol. 20, no. 10, p. 2087, 1967.
- [96] P. Picker, P.-A. Leduc, P. R. Philip, and J. E. Desnoyers, "Heat capacity of solutions by flow microcalorimetry," *The Journal of Chemical Thermodynamics*, vol. 3, pp. 631–642, sep 1971.
- [97] M. Gambino and J. P. Bros, "Capacite calorifique de l'uree et de quelques melanges eutectiques a base d'uree entre 30 et 140°C," *Thermochimica Acta*, vol. 127, pp. 223–236, may 1988.

- [98] S. Causi, R. D. Lisi, S. Milioto, and N. Tirone, "Dodecyltrimethylammonium bromide in water-urea mixtures: volumes, heat capacities, and conductivities," *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 95, pp. 5664–5673, jul 1991.
- [99] O. V. Dorofeeva and P. I. Tolmach, "Estimation of the thermodynamic properties of nitroguanidine, hexahydro-1,3,5-trinitro-1,3,5-triazine and octahydro-1,3,5,7-tetranitro-1,3,5,7-tetrazocine in the gas phase," *Thermochimica Acta*, vol. 240, pp. 47–66, jul 1994.
- [100] P. Ferloni and G. D. Gatta, "Heat capacities of urea, N-methylurea, N-ethylurea, N-(n)propylurea, and N-(n)butylurea in the range 200 to 360 K," *Thermochimica Acta*, vol. 266, pp. 203–212, nov 1995.
- [101] A. W. Hakin, C. L. Beswick, and M. M. Duke, "Thermochemical and volumetric properties of aqueous urea systems. heat capacities and volumes of transfer from water to urea—water mixtures for some 1 : 1 electrolytes at 298.15 K," *J. Chem. Soc., Faraday Trans.*, vol. 92, no. 2, pp. 207–213, 1996.
- [102] F. Buchholz, *Einsatz von festem Harnstoff als Reduktionsmittel für die NOx-Minderung nach dem SCR-Verfahren*. Dissertation, Fakultät für Chemie, Universität Karlsruhe, 2000.
- [103] A. Lundström, B. Waldheim, H. Ström, and B. Westerberg, "Modelling of urea gas phase thermolysis and theoretical details on urea evaporation," *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, vol. 225, pp. 1392–1398, jul 2011.
- [104] C. L. Yaws, *Chemical Properties Handbook: Physical, Thermodynamics, Environmental Transport, Safety & Health Related Properties for Organic & Inorganic Chemical*. McGraw-Hill Education, 1999.
- [105] W. M. Haynes, D. R. Lide, and T. J. Bruno, eds., *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 94th Edition*, ch. Ebullioscopic Constants for Calculation of Boiling Point Elevation, pp. 15 – 27. CRC Press, 94 ed., 2013.
- [106] S. Nath, "Surface tension of nonideal binary liquid mixtures as a function of composition," *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 209, pp. 116–122, jan 1999.
- [107] Y.-X. Yu, G.-H. Gao, and Y.-G. Li, "Surface tension for aqueous electrolyte solutions by the modified mean spherical approximation," *Fluid Phase Equilibria*, vol. 173, pp. 23–38, aug 2000.

- [108] M. Reinhold, C. Horst, and U. Hoffmann, "Experimental and theoretical investigations of a spray dryer with simultaneous chemical reaction," *Chemical Engineering Science*, vol. 56, pp. 1657–1665, feb 2001.
- [109] D. T. Ryddner and M. F. Trujillo, "Modeling urea-water solution droplet evaporation," *Emission Control Science and Technology*, vol. 1, pp. 80–97, jan 2015.
- [110] H. D. Ellerton and P. J. Dunlop, "Activity Coefficients for the Systems Water-Urea and Water-Urea-Sucrose at 25° from Isopiestic Measurements," *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 70, pp. 1831–1837, jun 1966.
- [111] T. Schütte, *Ablagerungs- und Alterungsverhalten wässriger Harnstofflösung bei selektiver katalytischer Reduktion von Stickoxidemissionen*. Dissertation, Universität Lüneburg, 2010.
- [112] ASCO Numatics GmbH, *Magnetventil - direkt betätigt, hoher Durchfluss, druckentlasteter Ventilkolben 1/4 - 1/2; 3/2 Baureihe 327*.
- [113] Stiebel Eltron GmbH & Co. KG, *Produktdatenblatt: Technische Daten und Produktvarianten*.
- [114] Stiebel Eltron GmbH & Co. KG, *Bedienung und Installation*.
- [115] ISA Heinrich – Industrietechnik, *Produktkatalog 2014*, <http://www.isa-heinrich.de/Produkte.htm> [Online; Stand 25. Mai 2015].
- [116] Grundfos GmbH, *Grundfos Datenheft: Grundfos Alpha2 - Umwälzpumpen 50/60 Hz*.
- [117] ZUWA-Zumpe GmbH, *Datenblatt: Membranpumpe f. Harnstoff (AUS 32, AdBlue), 230 V mit Kabel und Stecker*.
- [118] Oerlikon Leybold Vacuum GmbH, *Datenblatt: Ölfreie Scroll-Vakuumpumpen - SC 60 D*, 2010.
- [119] KEM Küppers Elektromechanik GmbH, *Technisches Datenblatt: C-Flow Coriolis Masse-Durchflussmesser*.
- [120] GHM Messtechnik GmbH, *Datenblatt: Universal-Trennverstärker TV500 / ST500*.
- [121] ES Electronic Sensor GmbH, *Technische Daten für Thermoelemente IEC 584-3*.

- [122] National Instruments Corporation, *DAQ Accessories Selection Guide: SCB-100*.
- [123] National Instruments Corporation, *Installation Guide: SCB-100*.
- [124] G. W. Burns, M. Scroger, G. Strouse, M. Croarkin, and W. Guthrie, "Temperature-electromotive force reference functions and tables for the letter-designated thermocouple types based on the ITS-90," *NASA STI/Recon Technical Report N*, vol. 93, 1993.
- [125] National Institute of Standards and Technology, "Tables of Thermoelectric Voltages and Coefficients - Type K," in *ITS-90 Thermocouple Database*, National Institute of Standards and Technology (NIST).
- [126] Hottinger Baldwin Messtechnik GmbH, *Datenblatt: HBM - Liquid and Gas Pressure Transducers: P3M and P2*.
- [127] ALTHEN GmbH Meß- und Sensortechnik, *Datenblatt: P900 Präzisions-Druckmessumformer*.
- [128] DEWETRON GmbH, *Datenblatt: DAQ Series Modules - DAQP-STG - Isolated univereal input module*.
- [129] National Instruments Corporation, *Datenblatt: NI PCI-6031E Multifunktions-Datenerfassungskarte mit 100 kS/s, 16 bit, 64 Analogeingängen*.
- [130] National Instruments Corporation, *Produktbeschreibung: LabVIEW*.
- [131] Photron USA, Inc, *Datenblatt: FASTCAM SA1.1 - Ultra High-Speed Video System*.
- [132] Büchner Lichtsysteme GmbH, *Datenblatt: MAGNUM-X - Spotbeleuchtung*.
- [133] E. M. Peter, A. Takimoto, and Y. Hayashi, "Flashing and shattering phenomena of superheated liquid jets," *JSME International Journal Series B*, vol. 37, no. 2, pp. 313–321, 1994.
- [134] W. Hässelbarth, "BAM-Leitfaden zur Ermittlung von Messunsicherheiten bei quantitativen Prüfergebnissen – 1. Fassung März 2004," Tech. Rep. 266, 2004.
- [135] Phoenix Contact AG, *Datenblatt: OV-24DC ... - Solid-State-Relais*.

- [136] C. Soteriou, R. Andrews, and M. Smith, "Direct injection diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization," tech. rep., SAE technical paper, 1995.
- [137] F. Ruiz and L. He, "Turbulence under quasi-cavitating conditions: A new species?," *Atomization and sprays*, vol. 9, no. 4, 1999.
- [138] VWR International LLC, *Datenblatt: Spezifikation AnalaR NOR-MAPUR ACS, Reag. Ph. Eur.*
- [139] A. Lichtarowicz, "Use of a simple cavitating nozzle for cavitation erosion testing and cutting," *Nature*, vol. 239, no. 91, pp. 63–64, 1972.
- [140] K.-J. Schneider, *Schneider - Bautabellen für Ingenieure*. Bundesanzeiger Verlag GmbH, 2018.
- [141] M. Zeigerson-Katz and E. Sher, "Spray Formation by Flashing of a Binary Mixture: A Parametric Study," *Atomization and Sprays*, vol. 8, no. 3, pp. 255–266, 1998.
- [142] T. Gemci, K. Yakut, N. Chigier, and T. Ho, "Experimental study of flash atomization of binary hydrocarbon liquids," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 30, pp. 395–417, apr 2004.
- [143] T. Kurschat, H. Chaves, and G. E. A. Meier, "Complete adiabatic evaporation of highly superheated liquid jets," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 236, p. 43, mar 1992.
- [144] B. S. Park and S. Y. Lee, "An Experimental Investigation of the Flash Atomization Mechanism," *Atomization and Sprays*, vol. 4, no. 2, pp. 159–179, 1994.
- [145] L. Gury, "Numerical investigation of the influence of the injector geometry on flashing behavior," Master's thesis, Fachhochschule Wiener-Neustadt, 2015.
- [146] W. Bergwerk, "Flow pattern in diesel nozzle spray holes," *AR-CHIVE: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers 1847-1982 (vols 1-196)*, vol. 173, pp. 655–660, jun 1959.
- [147] W. H. Nurick, "Orifice cavitation and its effect on spray mixing," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 98, no. 4, pp. 681–687, 1976.
- [148] R. P. Grant and S. Middleman, "Newtonian Jet Stability," *AIChE Journal*, vol. 12, pp. 669–678, jul 1966.

- [149] D. M. Bushnell and P. B. Gooderum, “Atomization of Superheated Water Jets at Low Ambient Pressures,” *Journal of Spacecraft and Rockets*, vol. 5, no. 2, pp. 231–232, 1968.
- [150] R. W. Fenn and S. Middleman, “Newtonian Jet Stability: The Role of Air Resistance,” *AIChE Journal*, vol. 15, pp. 379–383, may 1969.
- [151] M. Weber, “Das Ähnlichkeitsprinzip der Physik und seine Bedeutung für das Modellversuchswesen,” *Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens A*, vol. 11, pp. 49–58, mar 1940.
- [152] A. N. Bashkatov and E. A. Genina, “Water refractive index in dependence on temperature and wavelength: A simple approximation,” in *Proceedings of SPIE*, vol. 5068, pp. 393–395, 2003.
- [153] P. Müller, “Quantitative Bestimmung der Entmischung von salzhaltigen Treibstoffen durch geometrieabhängige Strömungsphänomene bei vakuumnahen Bedingungen,” Master’s thesis, Institut für Raumfahrtssysteme IRS, Universität Stuttgart, Jan. 2018.
- [154] MediaLas Electronics GmbH, *Datenblatt Linienlaser Modul ROT 30mW, justierbar*.