

Einfluss des Lösungsvolumenstroms auf das Betriebsverhalten von Absorptionskälteanlagen

vorgelegt von
Sarah Hunt
M.Sc.

an der Fakultät III - Prozesswissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
- Dr.-Ing. -

eingereichte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. habil. Jens-Uwe Repke (TU Berlin)

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Felix Ziegler (TU Berlin)

Gutachter: Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. René Rieberer (TU Graz)

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 28.01.2020

Berlin 2020

Danksagung

Ich möchte mich ganz herzlich bei all denjenigen bedanken, die mich auf meinem Weg im Großen und im Kleinen unterstützt haben, mir Möglichkeiten geboten haben und mir ein Vorbild waren.

Ganz besonders möchte ich mich für die Hilfe bei der Erstellung dieser Arbeit bei folgenden Personen bedanken:

- Bei Prof. Felix Ziegler für die Möglichkeit diese Doktorarbeit anfertigen zu können und für die zahlreichen ausführlichen Diskussionen, die mich fachlich entscheidend weiter gebracht haben.
- Bei den Gutachtern für die bereitwillige Übernahme dieser Aufgabe.
- Bei den Kollegen und Kolleginnen am Fachgebiet Maschinen- und Energieanlagentechnik für die Unterstützung sowie für die netten Begegnungen und Diskussionen.
- Bei meiner Mutter für das Korrekturlesen der gesamten Arbeit.
- Bei Sascha für die Motivierungen und den Rückhalt.

Abstract

Single stage water/LiBr absorption chillers working with tube bundle type heat exchangers are examined with regard to the interaction between thermal and hydraulic behaviour. The inside gained may be transferred to other types of working pairs and types of construction by means of the methods introduce when taking the working conditions into account.

This work is structured into a thermal model, a hydraulic model and the coupling of the these. Additionally, it is analysed under which conditions two phase flow is encountered within the tubing or the pumps, which root causes leads to it and how the solution volume flow rate is affected.

For the thermal model, an adopted version of the characteristic equation method has been developed. A procedure was introduced to obtain the enthalpy coefficients needed in a systematic, consistent manner, which ensures fulfilment of the overall energy balance. Also, a simple correlation for the variation in wetting for different volume flow rates was derived. The wetted area determines the area that is active for the heat transfer. The correlation takes the configuration of the tube bundle into account. The tube length on which the solution is distributed and the number of stacked on top of one another are evaluated. The comparison between the model and measured data for different absorption chillers showed a qualitatively good agreement. A quantitative evaluation of the agreement between the thermal model and the measured data has also been carried out. As quantitative statements and the comprehension of the mechanism are the focus of this work, the model was found to work well for this purpose

The hydraulic model introduced is based on two characteristic curves - for the solution pumped from the absorber sump to the desorber solution distribution

and for the solution flowing from the desorber sump back to the absorber solution distribution. The model is based on a simple Bernoulli approach using a quadratic approximation for the pressure loss (thus assuming a constant pressure loss coefficient). A variation of parameters has shown the total solution volume and the absorber and desorber sumps' cross-sectional areas and the quotient between the two to have the most influence other than the operation conditions.

The coupling of both models enables the qualitative forecast of the solution volume flow rate, which can be quantitatively as to predict the volume flow rate if the absorber sump level and if present the condition of two phase flow are considered.

The behaviour of the absorption chiller with regard to the interaction between thermal and hydraulic characteristics changes if unintentional two phase flow is present. Cavitation facilitated by a pressure drop as well as the formation of gas drawing vortexes with a free surface at low fluid levels have been identified as possible causes. It has been derived that both are independent of the composition of the solution as a first approximation, but are mainly corresponding to comparison measurements using water if the geometrical configuration is the same. This has been confirmed by the evaluation of measured data. However, for the solution flowing back from the desorber, the superheating condition of the solution at the exit of the desorber seems to be important.

Therefore, a consisted method based on characteristic equations is available now to describe and to analyse the coupling of hydraulic and thermal behaviour of a single stage water/LiBr absorption chiller. For the onset of two phase flow, operation conditions can be identified, which make the occurrence likely. Measurements of water systems may be used as a reference, however the potential damage is higher when using a solution of higher density.

Kurzfassung

Betrachtet werden einstufige Wasser/LiBr-Absorptionskälteanlagen mit Rohrbündelwärmeübertragern hinsichtlich der Rückwirkungen zwischen thermischem und hydraulischem Verhalten. Die gewonnenen Kenntnisse können aber mit Hilfe der eingeführten Methodik unter Anwendung der Randbedingungen ggf. auch auf andere Arbeitsstoffpaare und andere Anlagenkonstruktionen übertragen werden.

Die Arbeit gliedert sich in ein thermisches Modell, ein hydraulisches Modell und deren Kopplung. Außerdem wird analysiert, wann 2-Phasen-Strömung in den Leistungen bzw. in Pumpen oder anderen Einbauten auftritt, welche Gründe dafür vorliegen könnten und wie der Lösungsvolumenstrom dadurch beeinflusst wird.

Für das thermische Modell wurde eine angepasste Version der charakteristischen Methode entwickelt. Dabei wurde zum Einen ein Vorgehen eingeführt, die benötigten Enthalpiekoeffizienten systematisch, konsistent und unter Erfüllung der Gesamtenergiebilanz zu bestimmen. Zum Anderen wurde ein einfaches Modell entwickelt, um die Variation der Benetzung bei unterschiedlichen Lösungsvolumenströmen und damit die für den Wärmedurchgang aktive Fläche der Wärmeübertrager in Abhängigkeit der Bündelkonfiguration (berieselte Rohrlänge und Anzahl der untereinanderliegenden Rohrreihen) zu berücksichtigen. Durch den Vergleich mit Messdaten von unterschiedlichen Absorptionskälteanlagen wurde eine gute qualitative Übereinstimmung zwischen dem Modell und den Messdaten gezeigt. Es wurde außerdem eine quantitative Auswertung der Übereinstimmung vorgenommen. Da in dieser Arbeit qualitative Aussagen sowie das Verständnis der Vorgänge im Vordergrund stehen, wurde das Modell als für den Zweck gut geeignet befunden.

Das eingeführte hydraulische Modell berücksichtigt die beiden Kennlinien der vom Absorbersumpf in die Desorberaufgabe geförderten Lösung sowie die der

aus dem Desorbersumpf in die Absorberaufgabe zurück laufende Lösung. Das hydraulische Modell basiert auf einem einfachen Bernoulli-Ansatz mit quadratischer Näherung der Druckverluste (d.h. unter Annahme eines konstanten Druckverlustbeiwertes). Eine Parametervariation hat als wichtige Einflussparameter auf den Lösungsvolumenstrom neben den Betriebsbedingungen die Lösungsmenge und die Sumpfquerschnittsfläche im De- und Absorber und deren Verhältnis zueinander ergeben.

Die Kopplung beider Modelle ermöglicht unter Berücksichtigung des Absorbersumpfstandes und ggf. auftretender 2-Phasen-Strömung eine qualitative Vorhersage des Lösungsvolumenstroms, die quantitativ so angepasst werden kann, dass sie die Messdaten wiedergibt.

Das Verhalten der Absorptionskälteanlage hinsichtlich des Zusammenspiels des thermischen mit dem hydraulischen Verhalten ändert sich, wenn ungewollte 2-Phasen-Strömung auftritt. Als mögliche Ursache für das Auftreten von 2-Phasen-Strömung wurde der Eintritt von Kavitation auf Grund einer Druckabsenkung sowie die Entstehung von Gas ziehenden Wirbeln bei freier Oberfläche und einem geringen Füllstand identifiziert. Es wurde abgeleitet, dass beide Ursachen in erster Näherung nicht von der Lösungszusammensetzung abhängen, sondern bei gleichen bzw. ähnlichen geometrischen Bedingungen den Vergleichsmessungen mit Wasser entsprechen. Dies wurde durch die ausgewerteten Messdaten im Wesentlichen bestätigt, wobei bei Entstehung von 2-Phasen-Strömung in der zurück laufenden Lösung insbesondere der Überhitzungszustand der Lösung am Desorberaustritt eine entscheidende Rolle zu spielen scheint.

Somit steht jetzt eine konsistente, auf charakteristischen Gleichungen beruhende Methode zur Verfügung, um das gekoppelte hydraulische und thermische Verhalten einer einstufigen $H_2O/LiBr$ -Absorptionskälteanlage beschreiben und analysieren zu können. Für das Einsetzen von 2-Phasenströmung können Betriebszustände identifiziert werden, in denen diese zu erwarten ist. Der Eintritt von Kavitation sowie das Entstehen von dampfziehenden Wirbeln im Absorbersumpf kann in erster Näherung aus Vergleichsmessungen mit Wasser hergeleitet werden - das Schädigungspotential ist aber bei Lösungsförderung tendenziell höher.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	XII
Tabellenverzeichnis	XVIII
Nomenklatur	XXI
1 Einleitung und Motivation	1
1.1 Gliederung der Arbeit	2
1.2 Überblick über die betrachteten Absorptionskälteanlagen	4
1.3 Funktionsprinzip der betrachteten Absorptionskälteanlagen	8
1.4 Begriffe in der Absorptionskälteanlagentechnik	12
1.5 Die Variation des Lösungsmassenstroms in der Literatur	14
I Grundlagen und Modellbildung	21
2 Thermisches Modell der Absorptionskälteanlage	22
2.1 Herleitung der charakteristischen Gleichung	23
2.2 Anpassung der Wärmedurchlässigkeiten	30
2.2.1 Änderung des Wärmedurchgangskoeffizienten auf Grund ei- ner Volumenstromänderung	31
2.2.2 Änderung der Benetzung	33
3 Hydraulische Kennlinien im Lösungskreis	45
3.1 Auswahl des Pumpentyps	46
3.2 Pumpenkennlinie	49
3.3 Hydraulische Kennlinien in der Anlage	50

Inhaltsverzeichnis

3.4 Vereinfachte Betrachtung des Zusammenspiels von Anlagen- und Pumpenkennlinie	55
4 Zweiphasenströmung - Kavitation, Wirbelbildung und kritische Überdeckung	60
4.1 Kavitation	61
4.1.1 Einordnung des Phänomens der Kavitation	61
4.1.2 Bedingungen für Blasenwachstum	64
4.1.3 Dimensionsloser Druckkoeffizient	64
4.1.4 Maß für die Anfälligkeit für Kavitation: Mindestvorlaufhöhe und Kavitationszahl	66
4.2 Betrachtungen an Hand der Rayleigh-Gleichung	67
4.2.1 Dimensionslose Rayleigh-Gleichung	68
4.2.2 Analytische Lösung für das radiale Wachstum einer Blase .	70
4.2.3 Kritischer Blasenradius	70
4.3 Zusammenfassung und Diskussion von Kavitation und Zweiphasenströmung	72
4.4 Wirbelbildung und kritische Überdeckung	74
4.5 Einfluss von Zwei-Phasen-Strömung auf die Pumpenkennlinie . . .	77
5 Fazit zu den Grundlagen und theoretischen Überlegungen	79
II Modellbildung und Auswertung von Messdaten	82
6 Modellbildung und Programmablauf	83
7 Validierung und Ergebnisse des thermischen Modells	87
7.1 Vergleich zwischen Messdaten und Modell für die Kälteleistung über dem Lösungsvolumenstrom - TUKT	88
7.2 Validierung der Simulation und Variation der Eingabewerte	94
7.2.1 Analytisches Modell für Wärme- und Stoffübergang	94
7.2.2 Modell basierend auf Bilanzgleichungen und Stoffdatenmodell in EES	95
7.2.3 Vergleich der Simulationsergebnisse mit Messwerten für vollständige Benetzung	95

7.2.4	Vergleich der Simulation mit Vermessungen für die Installation des Funktionsmuster FM50.0 im Umweltbundesamt Dessau an einer Labor-AKA	97
8	Validierung und Auswertung des Hydraulikmodells	99
8.1	Bestimmung der Eingangsgrößen in das Bernoulli-Modell	99
8.2	Datenauswertung zur Kavitation	102
8.3	Parametervariation im Hydraulikmodell	104
8.4	Fazit und Diskussion zum hydraulischen Modell	111
9	Kopplung zwischen hydraulischem und thermischem Verhalten der AKA	117
9.1	Analyse der Messdaten hinsichtlich hydraulischem Verhalten	117
9.2	Fazit und Vergleich der Messdaten hinsichtlich hydraulischem Verhalten von Hummel und Biene	125
9.3	Fazit zur Kopplung zwischen thermischem und hydraulischem Verhalten der AKA	126
9.4	Kopplung zwischen thermischem und hydraulischem Modell - HENK127	
III	Zusammenfassung und Ausblick	131
10	Zusammenfassung	132
10.1	Kälteleistung bei gegebenem Lösungsvolumenstrom	132
10.2	Zusammenspiel der hydraulischen und der thermischen Kennlinien der AKA	134
10.3	Begrenzung des Lösungsvolumenstroms	135
10.4	Ausblick	136
IV	Anhang	139
A	Thermodynamische Grundlagen	140
A.1	Berechnung von Wärmeübertragern	140
A.2	Herleitung der Komponentenbilanzen für die Absorptionskälteanlage	145

B Grundlagen der Hydrodynamik, dimensionslose Kennzahlen und der Einfluss von Stoffdaten	158
B.1 Werte dimensionsloser Strömungskennzahlen in der AKA	161
B.2 Absorbersumpfbilanz	165
B.3 Literaturüberblick zur Benetzung horizontale Rohre	167
B.4 Modell für den Füllstand im Rohr	175
C Theoretische Grundlagen der Kavitation	176
C.1 Herleitung der Rayleigh-Gleichung	176
C.2 Herleitung der Rayleigh-Plesset-Gleichung	184
C.3 Mechanisches Blasengleichgewicht und Keime	187
C.4 Blasen kollaps	195
C.5 Thermischer Effekt und Hemmung durch Stofftransport	196
C.6 Vergleich zwischen Gas- und Dampfblasen	206
C.7 Druckverlauf in der Pumpe	207
C.8 Modellierung des Blasenwachstums	207
C.9 Schlussfolgerung	221
C.10 Ursachen und Arten der Kavitation	222
D Aufbau der AKA und Füllstandsmessung	225
D.1 Aufbau der AKA und Einbaulage der Pumpe	225
D.2 Drucksensoren für die Füllstandsmessung	229
D.3 Internes Fließbild zu den Absorptionskälteanlagen vom Typ Biene und Hummel	231
E Messunsicherheitsbestimmung	232
E.1 Messunsicherheitsbestimmung für direkt gemessene Werte	232
E.2 Messunsicherheit von Messwerten aus Wärmemengenrechnern	239
E.3 Unsicherheit in aus Stoffwertfunktionen bestimmten Größen	242
E.4 Statistische Werte für die Übereinstimmung zwischen Modell und Messwerten	251

F	Anhang zur Validierung des thermischen Modells	254
F.1	Vergleich der Simulation mit Messdaten - Kälteleistung	254
F.1.1	Statistische Werte für die Übereinstimmung zwischen Messwerten und Simulation	260
F.2	Vergleich zwischen Simulation und Messdaten - Desorberleistung . .	262
F.2.1	Vergleich zwischen Simulation und Messdaten - thermische Effizienz (COP)	265
F.2.2	Vergleich zwischen Simulation und Messdaten - Verdampfendruck	269
F.2.3	Vergleich zwischen Simulation zwischen Messdaten - Kondensatordruck	272
F.2.4	Vergleich zwischen Simulation und Messdaten - Massenanteile der kältemittelreichen Lösung	275
G	Vermessung von Lösungsmittelpumpen	279
H	Ergänzungen zur Auswertung der Messdaten	285
H.1	Bestimmung von stationären Werten	285
H.2	Validierung des CE-Modells an Hand von Messwerten der Liegenschaft HENK	290
	Literatur	297

Abbildungsverzeichnis

1.1	Vereinfachtes Schema des betrachteten AKA-Typs	9
1.2	Einbindung der AKAs	11
1.3	Erhöhung der thermischen Effizienz einer 2-stufigen Absorptionskälteanlage bei Teillast (prozentualer Lastzustand auf Abszisse) Quelle:Hitachi, 2018	19
2.1	Dühring Diagramm für Wasser/Lithiumbromid mit beispielhaftem AKA-Prozess	25
2.2	Realistische Darstellung und zunehmende Vereinfachung der Benetzung auf einem Rohr	34
2.3	Modellvorstellung für die abnehmende Benetzung bei mehreren untereinander liegenden Rohrreihen	34
2.4	Messdaten nach [Tomforde 2013] mit Korrelationen	42
2.5	Messdaten nach [Kim 2003] mit Korrelationen	42
2.6	Vergleich Korrelation für mehrere Rohrreihen mit Messreihen	43
3.1	Idealisierte Kennlinien für Verdränger- und Kreiselpumpen	48
3.2	Lösungspumpe auseinandergebaut vor und nach der Wartung Quelle: ebara, 2018	49
3.3	Schema der Höhendifferenzen der hydraulischen Kennlinien im AKA-Lösungskreis	52
3.4	Hydraulische Kennlinien im Lösungskreis der Absorptionskälteanlage	52
4.1	Vergleich von Sieden und Dampfbildung durch Druckabsenkung	63
4.2	Vergleich Korrelationen für kritische Überdeckung mit Messdaten	76
6.1	Ablaufschema des thermischen Modells mit den aufgerufenen Funktionen	84

6.2	Gekoppeltes thermisches und hydraulisches Modell	86
7.1	Vergleich Messdaten und Modell für Kälteleistung über Lösungsvolumenstrom TUKT	90
7.2	Variation der Heißwassertemperatur über der charakteristischen Temperaturdifferenz	93
7.3	Vergleich der Messdaten mit Simulationsergebnissen einer 10 kW Absorptionskälteanlage: Kälteleistung über Lösungsvolumenstrom .	96
7.4	Vergleich der Messdaten mit Simulationsergebnissen einer 50 kW Absorptionskälteanlage: Kälteleistung über Lösungsvolumenstrom .	98
8.1	Statischer Anteil der Anlagenkennlinie für die gepumpte Lösung von Absorber zu Desorber	100
8.2	Pumpenkennlinie der in TUEW verbauten Pumpe	101
8.3	Druckverlust in Höhenmetern	101
8.4	Volumenstrom bei einsetzender Kavitation in Abhängigkeit der prozentualen Ansteuerung	104
8.5	Variation der Dichte der Lösung und des verfügbaren Lösungsvolumens	108
8.6	Variation der Druckverlustbeiwerte in der Absorber- und Desorberverrohrung	109
8.7	Variation des Verdampfer- und des Kondensatordruckverlustes . . .	110
8.8	Einfluss der Sumpfflächen auf den Lösungsvolumenstrom	113
8.9	Variation der Sumpfgrundflächen	115
9.1	Dührung Diagramm für HENK mit Einfärbung nach gepumptem Lösungsvolumenstrom	119
9.2	Druck über Temperatur (Farbskala Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung)	121
9.3	TUKT - Füllstand im Absorbersumpf über dem Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung (Farbskala Massenanteilen der reichen Lösung)	121
9.4	TUEW - Füllstand im Absorbersumpf über dem Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung (Farbskala Massenanteilen der reichen Lösung)	122

Abbildungsverzeichnis

9.5	TUEW - Füllstand im Absorbersumpf über dem Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung (Farbskala Desorbereintrittstemperatur)	123
9.6	TUEW - Füllstand im Absorbersumpf über dem Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung (Farbskala Drehzahl der Lösungsmittelpumpe)	124
9.7	Messdaten des Volumenstroms der kältemittelreichen Lösung über der gemessenen Kälteleistung (Farbskala Absorberfüllstand)	128
9.8	Simulierte Volumenströme der kältemittelreichen Lösung über der gemessenen Kälteleistung (Farbskala Absorberfüllstand) als Farbskala - Variation des Druckverlustbeiwertes	129
9.9	Simulierter Lösungsvolumenströmen über gemessener Kälteleistung (Farbskala Absorberfüllstand)	130
A.1	Verlauf für Korrekturfaktor z für einen unendlichen Wärmekapazitätsstrom auf einer Seite	143
A.2	Umrechnungsfaktor zwischen mittlerer arithmetischer und logarithmischer Temperaturdifferenz in Abhängigkeit von Wärmeübertragungseinheiten und Wärmekapazitätstromverhältnis	144
A.3	Berechnung Enthalpieänderung der Lösung bei isothermer Zustandsänderung	152
A.4	Schema für die Bestimmung der Verdampfungsenthalpieänderung bei unterschiedlichen Temperaturen	155
B.1	Absorbersumpfbilanz	165
B.2	Differenz zwischen der Dichte am Absorberein- und -austritt in Abhängigkeit von der Zeit seit Änderung der Dichte am Absorbereintritt	166
C.1	Erklärung Koordinatensystem für die Rayleigh-Gleichung	177
C.2	Modellvorstellung und Bezugsgrößen für die dimensionslose Rayleigh-Gleichung	181
C.3	Zusammenhang zwischen Dampfdruck, -temperatur und Blasenradius	189
C.4	Nukleusgrößenverteilungen in Wasser aus Brennen (1994)	194
C.5	Foto Blasenkollaps, Quelle: Brennen, 1994	195
C.6	Schematische Darstellung des Blasenkollapses aus Brennen, 1994	196

C.7 Dampf-, Flüssigkeits- und resultierender Volumenstrom über die Kontrollfläche	198
C.8 Isosterendichte von Wasser/LiBr-Lösung	200
C.9 Diffusion an von Wasserdampf an die Phasengrenzfläche	202
C.10 Dimensionsloser Druckkoeffizient über bezogene Lauflänge und di- mensionsloser Abstand zum Dampfdruck	210
C.11 Messwerte und Simulationsergebnisse für $v = 70\text{ft/s}$ und $\sigma = 0.3$.	212
C.12 Messwerte und Simulationsergebnisse für $v = 40\text{ft/s}$ und $\sigma = 0.33$.	213
C.13 Druckverlauf für Simulation	215
C.14 Vergleich Startwerte für Blase #5B	217
C.15 Vergleich Annahmen für Blaseninhalt und anderer Startzeitpunkt für Blasenwachstum	218
C.16 Vergleich der Messwerte für den Blasenradius mit der analytischen Lösung für die Rayleigh-Gleichung	220
C.17 Vergleich Blasenwachstumsgeschwindigkeit	221
C.18 Kavitationsarten in Pumpen, Quelle: Brennen, 1994	223
C.19 Messdaten zur Axial- und Rotationsgeschwindigkeit stromaufwärts des Pumpenlaufrades	224
D.1 Rückansicht AKA	226
D.2 Ansicht AKA von schräg vorne	227
D.3 Frontansicht AKA	228
D.4 Einbaulage Absorber- und Verdampfersumpfdrucksensor	230
D.5 Rohrleitungs- und Instrumentierungsdiagramm der AKA intern . .	231
E.1 Kombinierte Unsicherheit in den bestimmten Massenanteilen	243
F.1 Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Käl- teleistung - alle Datenpunkte TUKT	256
F.2 Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte TUKT - Heißwasservariation und Drehzahlvariation Lösungspumpe (HWV) TUKT	256
F.3 Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Käl- teleistung - alle Datenpunkte HENK	258

Abbildungsverzeichnis

F.4	Temperaturdifferenz im externen Verdampferkreis in Abhängigkeit von der Kälteleistung	258
F.5	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Kälteleistung - alle Datenpunkte TUEW	259
F.6	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Desorberleistung - alle Datenpunkte TUKT	263
F.7	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Desorberleistung - Heißwasservariation und Drehzahlvariation der Lösungsmittelpumpe TUKT	264
F.8	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Desorberleistung - alle Datenpunkte HENK	264
F.9	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Desorberleistung - alle Datenpunkte TUEW	265
F.10	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den COP - alle Datenpunkte TUKT	267
F.11	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Desorberleistung - alle Datenpunkte HENK	268
F.12	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Desorberleistung - alle Datenpunkte TUEW	268
F.13	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den Verdampferdruck - alle Datenpunkte TUKT	270
F.14	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den Verdampferdruck - alle Datenpunkte HENK	271
F.15	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den Verdampferdruck - alle Datenpunkte TUEW	271
F.16	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den Kondensatordruck - alle Datenpunkte TUKT	273
F.17	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den Kondensatordruck - alle Datenpunkte HENK	273
F.18	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den Kondensatordruck - alle Datenpunkte TUEW	274
F.19	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die kältemittelreiche Lösung - alle Datenpunkte TUKT	276

F.20	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die kältemittelreiche Lösung - alle Datenpunkte HENK	276
F.21	Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die kältemittelreiche Lösung - alle Datenpunkte TUEW	277
G.1	Schematischer Aufbau des Pumpenteststandes	280
G.2	Foto des Pumpenteststands	281
G.3	Foto des Pumpenteststands	282
G.4	Foto der vermessenen Lösungsmittelpumpen	282
G.5	Messwerte Pumpe 1	283
G.6	Messwerte Pumpe 2	284
G.7	Messwerte Pumpe 3	284
H.1	Gesamtbilanz der AKA in HENK (Messwerte)	292
H.2	Externe Ein- und Austrittstemperaturen in die AKA über der Kälteleistung	293
H.3	Volumenströme in den externen Kreisen der AKA	295
H.4	Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung über der Kälteleistung	296

Tabellenverzeichnis

1.1	Betrachtete AKA und ihre Kenndaten	6
2.1	Betrachtete Messreihen und berechnete Entnetzungs konstanten . . .	41
4.1	Kritische Überdeckung in Abhängigkeit vom Wirbeltyp und Volumenstrom bzw. Strömungsgeschwindigkeit	77
8.1	Parameter für Basisvariante der Variation	105
8.2	Sumpfundflächen für Flächenvariation und Linientypen	105
B.1	Reynolds-Zahlen für Rohrströmung von LiBr mit hoher und niedriger Viskosität	162
B.2	Reynolds-Zahlen für Strömung von LiBr auf Horizontalrohren mit hoher und niedriger Viskosität	163
B.3	Nusselt-Filmdicken für Strömung von LiBr mit hoher und niedriger Viskosität	163
B.4	Weberzahlen für Filmströmung von LiBr auf Horizontalrohren (Hummel)	164
B.5	Weberzahlen für Filmströmung von LiBr im Vertikalrohr	164
B.6	Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren	167
B.6	Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren	168
B.6	Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren	169
B.6	Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren	170
B.6	Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren	171
B.6	Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren	172
B.6	Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren	173
B.6	Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren	174

D.1	Höhen für die Bestimmung der Einbaulage des Absorbersumpfdruck- sensors	229
E.1	Verwendete Messtechnik und assoziierte Messunsicherheit	237
E.2	Verwendete Messtechnik und assoziierte Messunsicherheit	238
E.3	Messunsicherheit für Wärmemengen/ -strömen und COP	241
E.4	Sensitivitätsanalyse Stoffdatenfunktion für Sättigungszusammenset- zung nach Patek und Klomfar	244
E.5	Sensitivitätsanalyse Stoffdatenfunktion für Sättigungszusammenset- zung nach Patek und Klomfar	245
E.6	Kombinierte Unsicherheit in der Bestimmung der Massenanteile . .	246
E.7	Sensitivitätsanalyse Stoffdatenfunktion für die Dichte von Wasser/LiBr- Lösung nach Pátek und Klomfar, 2006	248
E.8	Sensitivitätsanalyse Stoffdatenfunktion für die Dichte von Wasser/LiBr- Lösung nach Pátek und Klomfar, 2006	249
E.9	Kombinierte erweiterte Messunsicherheit für die Bestimmung der Dichte der Lösung	250
F.1	Statistische Größen für die Übereinstimmung simulierter Kältelei- stung und den zugehörigen Messwerten	261
F.2	Statistische Größen für die Übereinstimmung simulierter Desorber- leistung und den zugehörigen Messwerten	266
F.3	Statistische Werte für Übereinstimmung zwischen simulierten und Messwerten für den COP -TUKT	269
F.4	Statistische Werte für Übereinstimmung zwischen simulierten und Messwerten für den Verdampfdruck	272
F.5	Statistische Werte für Übereinstimmung zwischen simulierten Wer- ten und Messwerten für den Kondensatordruck	275
F.6	Statistische Werte für Übereinstimmung zwischen simulierten Wer- ten und Messwerten für die kältemittelreichen Massenanteile	278
H.1	Eingangsparameter für die CE-Methode für die AKA in TUKT . .	287
H.2	Eingangsparameter für die CE-Methode für die AKA in HENK . . .	288
H.3	Eingangsparameter für die CE-Methode für die AKA in TUEW . .	289
H.4	Eingangsparameter in Benetzungsmodell (Biene im TUKT)	289

Tabellenverzeichnis

H.5	Eingangsparameter in das Benetzungsmodell (Hummel in HENK bzw. TUEW)	290
H.6	Stoffwerte für Monoethylenglykol (Antifrogen N) (Glyk) im Kühl- wasserkreis (ext. Kondensator und Absorberkreis)	291

Nomenklatur

Griechische Buchstaben

α	charakteristischen Parameter aus der charakteristischen Gleichung	
α	Wärmeübergangskoeffizient	
$\Delta\Delta t$	doppelte charakteristische Temperaturdifferenz in der charakteristischen Gleichung	$^{\circ}\text{C}$
Δx	Ausgasungsbreite	kg/kg
η	dynamische Viskosität	N sm^{-2}
$\dot{\Gamma}$	Berieselungsdichte	$\text{g}/(\text{m}^2\text{s})$
Λ	Wärmeleitfähigkeit	
ν	kinematische Viskosität	m^2/s
Π	Kreiszahl	$[-]$
ρ	Dichte	kg/m^3
σ	Kavitationszahl	$[-]$
ϑ	Temperatur	K
ζ	Druckverlustbeiwert	

Dimensionslose Kennzahlen und Parameter

B	Dürringparameter
COP	Coefficient of Performance, thermische Effizienz
C_P	dimensionsloser Druckkoeffizient
DR	Dichteverhältnis (Flüssigkeitsdichte zu Gasdichte)
f	spezifischer Lösungsumlauf
F_A	Flächenkorrekturfaktor
K	Enthalpikoeffizient
NTU	Number of Transfer Units (Kenngröße für Wärmeübertrager)
Nu	Nusselt-Zahl
P	dimensionslose relative Temperaturänderung (Kenngröße für Wärmeübertrager)
Pr	Prandtl-Zahl
R	Wärmekapazitätsstromverhältnis (Kenngröße für Wärmeübertrager)
\bar{R}	dimensionsloser Radius
Re	Reynolds-Zahl
θ	dimensionslose Temperatur
We	Weber-Zahl
z	Umrechnungsfaktor zwischen mittlerer logarithmischer und arithmetischer Temperturdifferenz

Große lateinische Buchstaben

A	Fläche	m^2
C	Ansteuersignal (einer drehzahlregulierten Pumpe)	%
H	Höhe (des Wärmeübertragerbündels), Förderhöhe der Pumpe	m
L	Länge der Wärmeübertragerrohre	m
$NPSH$	Net positive suction head, netto Saughöhe	m
S	Oberflächenspannung	N/m
T	(AKA interne) Temperatur	$^{\circ}C$
\dot{Q}	Wärmestrom	kW
\dot{V}	Volumenstrom	l/s
\dot{V}	Volumenstrom	m^3/h
W	Anteil benetzte Fläche	m^2/m^2
Y	$k \cdot A$, Wärmedurchlässigkeit	kW/K

Kleine lateinische Buchstaben

a	Parameter (in der Anlagenkennlinie)	[-]
b	Parameter (in der Anlagenkennlinie)	[-]
c	spezifische Wärmekapazität	kJ/(kg K)
c	Absolutgeschwindigkeit	m/s
d	Durchmesser bzw. Abstand	m
g	Erdbeschleunigung	m/s ²
h	spezifische Enthalpie	kJ/kg
i	Laufvariable	[-]
k	Wärmedurchgangskoeffizient	kW/(K m ²)
l	partiell molare Mischungswärme	kJ/kg
l	Rohrlänge	m
\dot{m}	Massenstrom	kg/s
n	Exponent	[-]
n	Anzahl (Rohrreihen)	[-]
p	Druck	bar
p	Druck	Pa
Δp_V	Druckverlust	bar
r	Verdampfungsenthalpie von Wasser	kJ/kg
r	Rohrradius	m
s	Steigungsparameter in der charakteristischen Gleichung	(kW)/text(K)
t	Temperatur (im externen Kreis der AKA)	°C
u	(Umfangs-) Geschwindigkeit	m/s
\dot{w}	$\dot{m} \cdot c_p$, Wärmekapazitätsstrom	kJ/(K s)
x	Massenanteile LiBr	kg/kg
x	Lauflänge in x-Richtung	m
y	Läufänge in y-Richtung	m
y	relative Höhe	m
z	geodätische Höhe	m
z	substituierte Größe	[-]

Indizes und Superskripte

- ' Flüssigkeit
- '' Dampf
- * modifizierte Größe
- ∞ weit weg (von der Blasenoberfläche) im Unendlichen
- 0 Kaltwasserkreis der Absorptionskälteanlage
- 0 Zustand zum Zeitpunkt
- 1 Kühlwasserkreis der Absorptionskälteanlage
- 1 Zustand 1 (am Eintritt)
- 2 Heißwasserkreis der Absorptionskälteanlage
- 2 Zustand 2 (am Austritt)
- 7 Umgebung
- A Absorber
- C Kondensator
- D Desorber
- E Verdampfer
- E Exzessgröße
- G Zusammenfassender Parameter (in der Anlagenkennlinie)
- H Lösungswärmeübertrager
- P Pumpe
- R Refrigerant, Kältemittel
- S strong, kältemittelarme Lösung
- W weak, kältemittelreiche Lösung

Nomenklatur

a	außen (in Bezug auf Rohrradius)
c	kritisch (in Bezug auf Blasenradius)
e	Entnetzung
g	im Gas
i	in, Eintritt
i	innen (in Bezug auf den Rohrradius)
k	konstruktionsbedingt
l	liquid, flüssig
o	out, Austritt
p	isobar
t	total
Film	Größe im Film
Lsg	Lösung
LV	Phasenwechsel zwischen Flüssigkeit (liquid) und Dampf (Vapour)
PWn	Drehzahl der Lösungsmittelpumpe
RS	Rohrströmung
av	available, verfügbar
char	charakteristisch
des	design, Auslegungspunkt
ges	gesamt
krit	kritischer Zustand (ab dem z.B. 2-Phasenströmung einsetzt)
konst	konstant
loss	Lösungswärmeübertrager"verlust"
max	Maximalwert
min	Minimalwert
opt	optimal
ref	Referenzzustand
req	required, benötigt
siede	Zustand auf der Siedelinie
sat	Sättigungszustand
sol,ext	extern ab-/zugeführte Wärme zur Vorkühlung/-wärmung der Lösung

Abkürzungen

AKA	Absorptionskälteanlage
BHKW	Blockheizkraftwerk
BMWi	Bundesministerium für Wirtschaft und Energie
EnEff	Forschung für Energieeffizienz (Programm der Bundesregierung)
HENK	Installation im HCC Hannover
H ₂ O/LiBr	wässrige Lithiumbromid-Lösung
KWKK	Kraft-Wärme-Kältekopplung
LMP	Lösungsmittelpumpe
RKW	Rückkühlwerk
TUEW	Installation im Eugene-Winkler-Gebäude der TU Berlin
TUKT	Installation im Kerntechnik-Gebäude der TU Berlin

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Für die Modellierung von Absorptionskälteanlagen und für die Vorausbestimmung von Betriebszuständen in der Anlage wird häufig von einem konstanten Massenstrom im Lösungskreis ausgegangen. Die Methode der charakteristischen Gleichungen, die zur Steuerung der Anlagen eingesetzt wird, geht von dieser Annahme aus. Ein wichtiger Akteur in der Absorptionskälteanlage ist die interne Lösungsmittelpumpe, die das Lösungsmittel vom Absorber, der auf einem niedrigeren Druckniveau arbeitet, in den Desorber fördert, wo ein höheres Druckniveau vorliegt. Der durch die Lösungspumpe geförderte Volumenstrom kann über die Drehzahl der Lösungspumpe bzw. über ein Ventil in der Leitung geregelt werden. Damit ist ein konstanter Volumenstrom einstellbar.

Andererseits sind bei einer klassischen Kreiselpumpenkennlinie bei unterschiedlichen zu überwindenden Druckdifferenzen voneinander verschiedene Volumenströme zu erwarten. Bei konstanter Kaltwassertemperatur und ansteigender Kühlwassertemperatur wird eine größere Druckdifferenz zwischen den beiden Druckniveaus in der Absorptionskälteanlage vorliegen. Allerdings ändert sich gleichzeitig auch der Wasseranteil in der Lösung und damit der Füllstand im Absorbersumpf und die Dichte des Mediums. Damit ist eine Vorhersage der Änderung des Massenstroms nicht trivial.

Es wird untersucht, wie das Betriebsverhalten der Absorptionskälteanlage in Zusammenspiel mit der kombinierten Anlagen- und Pumpenkennlinie den geförderten Lösungsvolumenstrom beeinflusst und umgekehrt. Herausgearbeitet wird, welches

Verhalten zum Erreichen von verschiedenen Zielsetzungen erwünscht ist und wie das Verhalten ggf. beeinflusst werden kann.

Die regelungstechnische Berücksichtigung eines sich ändernden Lösungsvolumenstroms insbesondere in Hinsicht auf dynamische Betriebsgrenzen ist ein weiterer Aspekt. Außerdem sollen Betriebsgrenzen hinsichtlich des Lösungsumlaufs untersucht werden. Zum einen sind Grenzen der Druckdifferenz zwischen den Druckniveaus bekannt, die für die Funktionsfähigkeit der Absorptionskälteanlage beispielsweise bei einem Schwerkraftumlauf eingehalten werden müssen. Zum anderen arbeitet die Absorptionskälteanlage bei niedrigen Drücken mit sich nahe am Gleichgewicht befindlicher Lösung, sodass die Kavitationsgefahr bei niedrigen Füllständen im Absorbersumpf trotz moderater Temperaturen der Lösung hoch ist. Hier ist zu untersuchen unter welchen Bedingungen tatsächlich Kavitation auftritt, die zu einem nennenswerten Abfall der Förderleistung der Pumpe führt.

1.1 Gliederung der Arbeit

Dass die Kälteleistung von Absorptionskälteanlagen und die Effizienz der Kältebereitstellung von der umlaufenden Lösungsmenge abhängt, liegt auf der Hand. Dennoch wurde in einer Literaturrecherche wenig zu diesem Thema gefunden. Eine detaillierte Einordnung der Erwartungshaltung und Diskussion der gezeigten Verläufe erfolgt in der Literatur nicht.

In dieser Arbeit wird daher zunächst eine Erwartungshaltung hinsichtlich des Einflusses des Lösungsmassenstroms aufgrund einfacher Zusammenhänge etabliert. Anschließend wird die vorhandene Literatur zu dem Thema vorgestellt und eingeordnet.

Ein auf der charakteristischen Gleichung beruhendes Modell zur Simulation des Einflusses des Lösungsmassenstroms wird aufgestellt. Als Teil des Modells wird eine vereinfachte Korrelation für die Benetzung der Rohrbündelwärmeübertrager entwickelt und mit Aussagen aus der Literatur verglichen und eingeordnet. Dieses Modell wird mit weiteren Modellen, die auf unterschiedlichen Herangehensweisen

beruhen, sowie mit Messdaten verschiedener Absorptionskälteanlagen verglichen und dadurch validiert.

Nachdem der Einfluss des Lösungsmassenstroms analysiert wurde, wird das Modell um die Darstellung von Anlagen- und Pumpenkennlinie ergänzt, sodass untersucht werden kann, wie sich der Lösungsmassenstrom bei unterschiedlichen externen Bedingungen einstellt und welche Rückwirkung dies auf die erwartete Kälteleistung hat. Die Ergebnisse der Simulation werden mit den Messergebnissen aus Anlagen verglichen.

Bei dem Betrieb von Absorptionskälteanlagen hat sich herausgestellt, dass der zuverlässige Betrieb der Anlagen durch die Entstehung von 2-Phasenströmung gestört werden kann. Hierbei ist die Bildung von Wirbeln, Kavitation und die Änderung der Strömungseigenschaften durch die Bildung von Blasen zu nennen. In einem weiteren Teil der Arbeit wird daher experimentell und theoretisch untersucht, wann diese Phänomene zu erwarten sind und welcher Einfluss durch die Stoffdaten des Arbeitspaares Wasser/Lithiumbromid entsteht.

Die Messdaten, die im Folgenden betrachtet werden, stammen von am Fachgebiet „Maschinen- und Energieanlagentechnik“ der TU Berlin vermessenen Absorptionskälteanlagen. Es werden vorhandene und bereits veröffentlichte Messreihen mit gezielter Variation des Lösungsvolumenstroms mit dem entwickelten thermischen Simulationsmodell und auch mit weiteren Modellen verglichen. Zusätzlich werden Messdaten aus einem aktuellen Forschungsprojekt tiefer hinsichtlich des Lösungsvolumenstroms analysiert. Die betrachteten Anlagen sind aus einer gemeinsamen Entwicklungshistorie heraus entstanden und weisen daher gemeinsame Konstruktionsmerkmale und ein gemeinsames Funktionsprinzip auf.

Die betrachteten Anlagen und deren Merkmale, das Projekt, in dessen Rahmen die vorliegende Arbeit entstanden ist, sowie das Funktionsprinzip der Absorptionskälteanlagen werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

1.2 Überblick über die betrachteten Absorptionskälteanlagen

Am Fachgebiet „Maschinen- und Energieanlagentechnik“ der Technischen Universität Berlin wurden in mehreren Projekten mit verschiedenen Projektpartnern Absorptionskälteanlagen mit dem Arbeitsstoffpaar Wasser/LiBr in Zwei-Behälter-Bauweise entwickelt und vermessen. Die am Fachgebiet entwickelten Anlagen werden in Tabelle 1.1 mit Foto und ihren Kenndaten vorgestellt.

Die erste Anlage, die am Fachgebiet für Maschinen- und Energieanlagentechnik mit entwickelt wurde, ist die Suninverse AKA. Ein Foto dieses Anlagentyps ist in Tabelle 1.1 in der ersten Spalte mit den Auslegungsdaten zu finden. Messdaten zu der Variationen des Lösungsvolumenstroms wurden von Kühn, Mittermaier und Ziegler, 2007, vorgestellt. In Kohlenbach und Ziegler, 2008b, und Kohlenbach und Ziegler, 2008a, wurde ein dynamisches Modell entwickelt und mit Messdaten einer AKA diesen Typs verglichen. In Kühn und Ziegler, 2005, wurde eine auf einem empirischen Fit der Messdaten beruhende Variante der charakteristischen Gleichung vorgestellt. Petersen u. a., 2006, zeigen Betriebserfahrungen mit diesem Modell auf. Eine Gegenüberstellung zwischen Messdaten und verschiedenen Versionen der charakteristischen Gleichung als Modell ist in Buchin, Albers und Ziegler, 2016, zu finden. Fleßner, Petersen und Ziegler, 2009, haben für die Anlage ein detailliertes Simulationsmodell unter Berücksichtigung des kombinierten Wärme- und Stoffüberganges erstellt.

Basierend auf den Erfahrungen mit der 10 kW-Absorptionskälteanlagen wurde am Fachgebiet Maschinen- und Energieanlagentechnik eine Absorptionskälteanlage mit einer größeren Nennleistung von 50 kW entwickelt. Um für einen Feldtest im Umweltbundesamt in Dessau (interne Bez. DUBA) mit gegenüber den Auslegungsbedingungen geänderten Betriebsbedingungen den Lösungsvolumenstrom auf die Betriebsbedingungen anzupassen, wurden an einer im Labor installierten AKA vom Typ FM50.0 von Paitazoglou, 2011, im Rahmen seiner Diplomarbeit Variationen des Lösungsvolumenstroms vermessen. Messergebnisse aus dem ersten Betriebsjahr dieser Anlage werden in Albers, Petersen und Ziegler, 2012, vorgestellt. Ein Simulationsmodell zur Abbildung der Anlage wurde von Guido, 2009, aufgestellt und

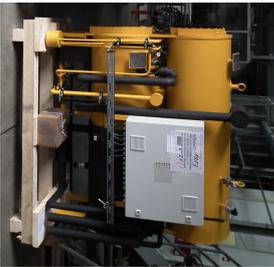
von Hunt, 2012, weiterentwickelt. Ergebnisse der Vermessung der Anlage werden außerdem in Petersen u. a., 2011, gezeigt. Der Abschlussbericht Petersen u. a., 2013, fasst die Ergebnisse des Projektes zusammen.

Das im Rahmen der Forschungsinitiative EnEff:Wärme durch das BMWi geförderte Projekt „Feldtest Absorptionskälteanlagen für KWKK-Systeme“ (FAkS), untersucht die Energieeffizienz und das Betriebsverhalten einer neuen Generation von Absorptionskälteanlagen in einem breit angelegten Feldtest. Zwischen April 2013 und Januar 2018 wurden 25 Feldtestanlagen in 16 Liegenschaften installiert und in Betrieb genommen. Die eingesetzten Absorptionskälteanlagen sind vom Typ Hummel oder Biene (vgl. Tabelle 1.1) und befinden sich in unterschiedlichen Anwendungen von Rechenzentrums Kühlung, über Gebäudekühlung für Büros und Veranstaltungsräume bis hin zur Versorgung der Liegenschaft mit Prozesskälte. Die Absorptionskälteanlagen (AKA) werden sowohl in dezentralen (BHKW) als auch in zentralen Kraft-Wärme-Kälte-Kopplungs-Systemen (KWKK-System, Fernwärme) eingesetzt.

Um die AKAs eindeutig identifizieren und zuordnen zu können, wurden den Installationsorten jeweils ein aus vier Buchstaben bestehendes Kürzel zu geordnet. Wenn es in einer Liegenschaft mehr als eine AKA im Rahmen des Projektes gibt, so wurden diese nummeriert. Die Projektkürzel setzen sich aus einer Kombination des geografischen Installationsortes und einer Spezifikation des konkreten Gebäudes zusammen. Monitoringergebnisse aus unterschiedlichen Anlagen wurden unter anderem von Guido u. a., 2018, Paitazogou u. a., 2016, Hunt, Paitazoglou und Petersen, 2018, und Albers u. a., 2017, veröffentlicht.

In dieser Arbeit werden im Folgenden Messdaten aus drei Liegenschaften aus dem Feldtest betrachtet: Für die Validierung der Methode der charakteristischen Methode (CE-Methode) wird mit als stationär identifizierten Messwerten aus einer Feldtestinstallation im Hannover Congress Centrum mit dem Projektkürzel HENK durchgeführt. In dieser Liegenschaft wurde in Ergänzung zu einer Kompressionskälteanlage und einer bestehenden AKA eine AKA vom Typ Hummel installiert. Die Hummel wird mit Fernwärme angetrieben. Die Rückkühlung erfolgt über ein berieseltes zweikreisiges Rückkühlwerk aus dem Bestand. Die bereitgestellte Kälte dient der Grundlastdeckung inklusive der Deckung kleinerer Lastspitzen

Tabelle 1.1: Betrachtete AKA und ihre Kenndaten
 Bildnachweise v.l.n.r.: TUB eta, TUB FAKS, Blickpunkt Fotodesign, TUB FAKS

Anlagenkennung	Suminverte	FM050v0.3	Hummel	Biene
Fertiger der AKA	Phönix Sonnenwärme	Econ Energietechnik	BS Nova	BS Nova
   				
Auslegungstemperaturpaarungen				
$t_{Di,0} / t_{Do,0} \text{ } ^\circ\text{C}$	75 / 65	90 / 73	90 / 73	90 / 73
$t_{Ai,0} / t_{Co,0} \text{ } ^\circ\text{C}$	27 / 35	30 / 37	30 / 37	30 / 37
$t_{Ei,0} / t_{Eo,0} \text{ } ^\circ\text{C}$	18 / 15	21 / 16	21 / 16	21 / 16
Auslegungsvolumenströme				
$VD,0 \text{ m}^3/\text{h}$	1,2	3,2	10,4	3,2
$V \text{ AC},0 \text{ m}^3/\text{h}$	2,6	14,4	46,1	14,4
$VE,0 \text{ m}^3/\text{h}$	2,9	8,6	27,7	8,6
Auslegungsleistungen				
$Q_{D,0} \text{ kW}$	13	62	200	63
$Q_{AC,0} \text{ kW}$	24	110	360	113
$Q_{E,0} \text{ kW}$	10	50	160	50

des Kältebedarfes für die Klimatisierung der Veranstaltungsräume des Hannover Congress Centrums. Zusätzlich dient das mehrere Kilometer lange Kältenetz der Liegenschaft auch der Wärmeabfuhr einiger Kühlaggregate in der Gastronomie, die dadurch entsprechend effizienter arbeiten. Daher ist ein ganzjähriger Kältebedarf gegeben, der jedoch mit der Umgebungstemperatur zunimmt. Messdaten dieser AKA wurden unter anderem in Hunt, Paitazoglou und Petersen, 2018, Opitz, 2015 und Friedrich, 2018, ausgewertet.

Bei der Biene im Labor des Kerntechnik-Gebäudes der TU Berlin (TUKT) handelt es sich um eine Laboranlage mit neuem Aufgabesystem, bei der die externen Bedingungen durch die Bedienenden im Rahmen der durch den Teststand gesetzten Grenzen frei eingestellt werden können. In dem betrachteten Zeitraum wurden gezielt Variationen des Lösungsvolumenstroms der reichen Lösung bei konstanten externen Eintrittsbedingungen gefahren, wobei insbesondere sehr kleine Lösungsvolumenströme eingestellt wurden. Volumenströme weit oberhalb des Auslegungsvolumenstroms konnten nicht eingestellt werden, da es dann zu sekundären Effekten wie einem Überlaufen der Aufgabesysteme kommt, die das Anlagenverhalten negativ beeinflussen.

Die Hummel¹ im Eugene-Paul-Wigner-Gebäude der TU Berlin (TUEW) wurde im betrachteten Zeitraum gezielt hinsichtlich des hydraulischen Verhaltens im Lösungskreis vermessen. Dazu wurde die Anlage mit zusätzlichen Drucksensoren vor und hinter der Pumpe ausgestattet, um die Förderhöhe der Pumpe bestimmen zu können. Bei den Vermessungen wurde die Pumpe auf unterschiedliche Drehzahlen eingestellt und die Anlage wurde dabei jeweils in unterschiedliche interne Zustände gefahren, in dem die Heißwassereintrittstemperatur in die Anlage variiert wurde. Dabei wurde die Kältelast durch die Nutzer im EW-Gebäude auf sehr niedrigem Niveau vorgegeben, sodass die anlageninterne Regelung die Kühlwassertemperatur entsprechend der gewählten Heißwassereintrittstemperatur angepasst hat.

¹In TUEW sind zwei AKA installiert worden: Eine AKA vom Typ Hummel und eine vom Typ Biene. Die Messdaten der Hummel sind für die Zuordenbarkeit mit „_2“ am Ende bezeichnet.

1.3 Funktionsprinzip der betrachteten Absorptionskälteanlagen

Betrachtet werden Absorptionskälteanlagen, die folgende Merkmale aufweisen:

- Rieselfilm-Wärmeübertrager
- Schwerkraftrücklauf
- Verdampferumlauf
- Lösungswärmeübertrager in Plattenbauart
- Behälter mit Kondensator und Desorber (höherer Druck) über Behältern mit Verdampfer und Absorber (niedrigerer Druck) angeordnet
- Wasser/LiBr als Arbeitsstoffpaar

In dieser Arbeit werden einstufige Absorptionskälteanlagen betrachtet, die mit dem Arbeitsstoffpaar Wasser/Lithiumbromid ($H_2O/LiBr$) arbeiten. Dieser Anlagentyp besteht in der Grundausführung (vgl. Abbildung 1.1) aus vier Hauptwärmeübertragern (Verdampfer (E), Absorber (A), Desorber (D) und Kondensator (C)), einer Lösungsmittelpumpe (LMP), einem Lösungswärmeübertrager (H) und zwei Drosseln (1 und 2). Die Komponenten sind in Abbildung 1.1 räumlich so angeordnet, wie es in den betrachteten AKAs der Fall ist. Die Darstellung ist jedoch nicht maßstäblich.

Im Verdampfer (E) wird Kältemittel (**R**efrigerant, blau) verdampft, indem dem Wasser im externen Kreis (angedeutet als Rohrschlangen, in denen das externe Medium fließt) Wärme entzogen wird. Der Wasserdampf wird im Absorber (A) von kältemittelarmer Wasser-Lithiumbromidlösung (auch als stark bzw. **S**trong bezeichnet, gelb) absorbiert. Bei diesem Vorgang wird Wärme frei, die über den externen Kreis abgeführt wird. Die dann wasserreiche (schwache bzw. **W**weak, grün) Lösung wird auf ein höheres Druckniveau in den Desorber (D) gefördert. Dort wird unter Wärmezufuhr das Wasser als Dampf ausgetrieben. Der Wasserdampf wird anschließend unter Wärmeabfuhr im Kondensator (C) wieder kondensiert. Eine Drossel (1, hier als U-Rohr) zwischen Kondensator und Verdampfer sorgt für

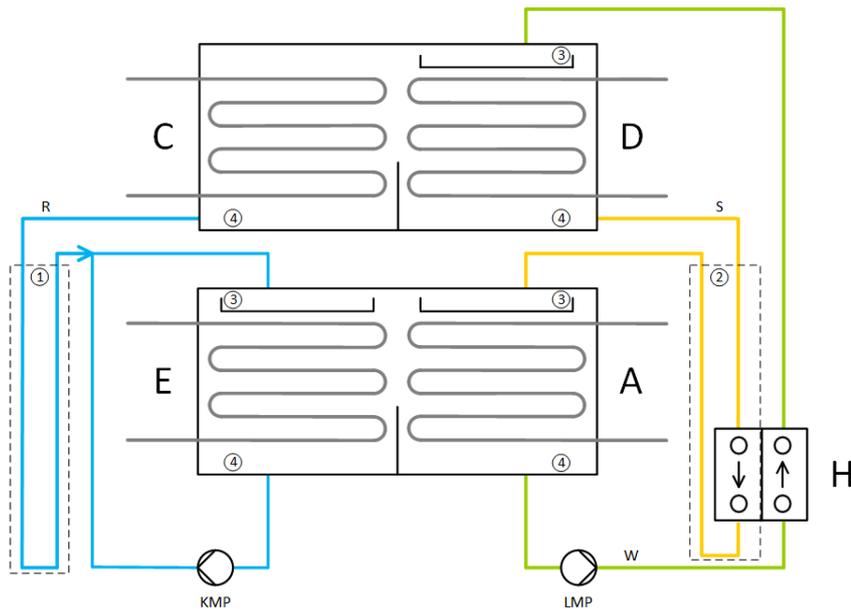


Abbildung 1.1: Vereinfachtes Schema des betrachteten AKA-Typs

die Drucktrennung zwischen diesen beiden Komponenten. Üblicherweise wird ein Lösungswärmeübertrager (H) vorgesehen, der die wasserreiche Lösung vor dem Desorber durch Abkühlung der wasserarmen Lösung vorwärmt. Zur Drucktrennung zwischen Desorber und Absorber wird im Rücklauf der kältemittelarmen Lösung (gelb) eine Drossel eingebaut (2, Ausführung als U-Rohr, integriert mit dem Lösungswärmeübertrager). Zur Sicherstellung der Benetzung des Verdampfers wird dort häufig eine Umwälzpumpe installiert. Weitere Umwälzpumpen (z.B. Absorberumlauf) können vorhanden sein, werden hier aber nicht weiter betrachtet.

Die Wärmeübertrager (E, A, D, C) sind dabei als Rieselfilm-Wärmeübertrager ausgeführt (vgl. Abbildung 1.1), bei denen aus einer Aufgabevorrichtung (Aufgabewannen 3) die Flüssigkeit durch die Schwerkraft getrieben außen über untereinander liegende Rohrreihen aus Kupfer (Rohrschlangen in grau) rieselt. Der Kondensator benötigt keine Aufgabewanne, da das Kältemittel in rein dampfförmigen Zustand in die Komponente strömt.

Unterhalb der Rohrbündel wird die Flüssigkeit in den sogenannten Sümpfen (4) aufgefangen und ggf. gesammelt. Die Sümpfe können (wie in Abbildung 1.1 gezeigt) durch die Behälterwand (ggf. mit entsprechender Trennung) gebildet werden oder

Kapitel 1 Einleitung und Motivation

auch durch eingehängte Behälter.

Das Kältemittel (R, blau) und die kältemittelarme Lösung (S, gelb) laufen getrieben durch die Schwerkraft und den höheren Druck im Kondensator (C) und dem Desorber (D) in den Verdampfer (E) bzw. den Absorber (A) zurück. Dort werden dementsprechend keine Pumpen vorgesehen. Der Lösungswärmeübertrager (H) ist, wie durch das verwendete Symbol angedeutet, als Plattenwärmeübertrager ausgeführt.

Eine beispielhafte Einbindung ist in Abbildung 1.2 zu finden. Es werden drei externe Kreise benötigt: Kaltwasserkreis (Kreis 0, blau) mit dem Medium, das durch die Wärmeaufnahme im Verdampfer gekühlt wird, dem Heißwasserkreis (Kreis 2, rot) mit Wärmeversorgung (z.B. aus Fernwärme, Abwärme eines Blockheizkraftwerks oder solarer Wärme) für den Desorber und dem Rückkühlkreis (Kreis 1, grün) mit Wärmeabfuhr aus Absorber und Kondensator (in den Beispielen seriell durchströmt) an die Umgebung (Medium 7) mittels eines Rückkühlwerkes (RKW oder Kühlturm KT).

Die in dieser Arbeit angestellten grundlegenden Überlegungen können mit entsprechenden Anpassungen aber auch auf Absorptionskälteanlagen mit anderen Konstruktionsmerkmalen übertragen werden.

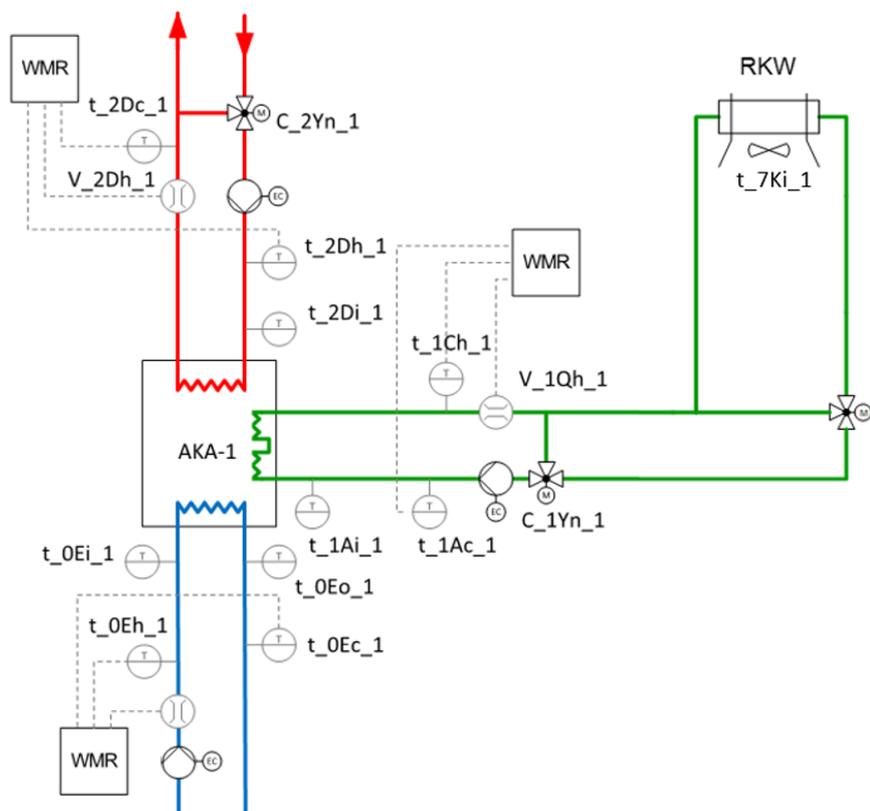


Abbildung 1.2: Einbindung der AKAs, Quelle: TUB FAkS

1.4 Begriffe in der Absorptionskälteanlagentechnik

Bei der Diskussion von Absorptionskälteanlagen werden einige für diesen Typ Kälteanlagen spezifische Begriffe verwendet, die hier kurz erläutert werden.

Anders als in Kompressionskälteanlagen werden Absorptionskälteanlagen immer mit einem Arbeitsstoffpaar betrieben. Es besteht aus dem Kältemittel, das verdampft und dadurch die Nutzkälte bereitstellt. Der zweite Bestandteil ist das Absorbens - die Flüssigkeit, die das Kältemittel aufnimmt bzw. absorbiert und damit den Kältemitteldampf verflüssigt. Am weitesten verbreitet sind dabei die Paarungen Wasser/LiBr oder Ammoniak/Wasser. Bei Nennung der Paarung wird üblicherweise als Erstes das Kältemittel und als Zweites das Absorbens genannt. Es kommen aber auch neue Arbeitsstoffe, insbesondere als Absorbens, zum Einsatz. Ein Beispiel hierfür sind ionische Flüssigkeiten.

Als spezifischer Lösungsumlauf f wird der Massenstrom der kältemittelreichen bzw. der gepumpten Lösung (Absorbens plus Kältemittel) bezogen auf den Kältemittelmassenstrom bezeichnet. Für den Kältemittelmassenstrom kann entweder der am Desorber ausgetriebene Kältemittelmassenstrom oder der Kältemittelmassenstrom, der im Verdampfer verdampft, angesetzt werden. Die beiden Definitionen unterscheiden sich Kältemittelmenge, der bei der Drosselung zwischen Kondensator und Verdampfer ohne die Erzeugung von Nutzkälte verdampft. Dies wird auch als Drosselverlust bezeichnet.

Das ausgetriebene Kältemittel ändert die Zusammensetzung der Lösung. Die Differenz der Salzmassenanteile an der Lösung bezogen auf den Ein- und Austritt aus dem Ab- bzw. dem Desorber - definiert als positiver Wert - wird auch als Ausgasungsbreite Δx bezeichnet.

Für die Berechnung von Absorptionskälteanlage wird am Austritt von Ab- und Desorber von thermodynamischem Gleichgewicht ausgegangen. Dies ist in Realität jedoch nicht der Fall - denn in diesem Fall würden die Prozesse zum Erliegen kommen. Das weitere Ablaufen des Stoffübergangs erfordert den gekoppelten Wärmeübergang. Dafür wird eine treibende Temperaturdifferenz benötigt. Dies bedingt

eine Temperatur am Absorberaustritt, die unterhalb der Gleichgewichtstemperatur der Lösung bei dem vorliegenden Druck und den vorliegenden LiBr-Massenanteilen liegt, da beim Absorptionsprozess Wärme frei wird, die abzuführen ist. Die absolute Differenz zwischen der tatsächlichen und der Gleichgewichtstemperatur wird im Folgenden als Unterkühlung bezeichnet.

Im Desorber ist für das Austreiben von Wasserdampf Wärme zuzuführen. Daher muss die Temperatur der Lösung am Austritt aus dem Desorber in Realität oberhalb der Gleichgewichtstemperatur bei vorliegendem Druck und LiBr-Massenanteilen liegen. Die Differenz zwischen tatsächlich vorliegender Temperatur und der thermodynamischen Gleichgewichtstemperatur wird als Überhitzung bezeichnet.

Die thermische Effizienz der Absorptionskälteanlage in Form des Quotienten aus Kälteleistung am Verdampfer und Antriebswärme am Desorber wird häufig mit dem englischen Begriff COP (**C**oefficient **o**f **P**erformance) bezeichnet. Da der elektrische Verbrauch der Absorptionskälteanlage selber (Kälteanlagen interne Pumpen) relativ gering ist (bei den betrachteten Anlagen je nach Kälteleistung in der Größenordnung von bis zu 5%), wird dieser Verbrauch in erster Näherung vernachlässigt.

Wenn das Temperaturniveau der Antriebswärme hoch ist (z.B. bei direkt gefeuerten Desorbern), kann die Wärme effektiver genutzt werden, in dem eine zwei-stufige (double-stage) Verschaltung mit zwei Desorbern und Kondensatoren auf zwei Druck- und Temperaturniveaus vorgesehen werden. Die Abwärme des Kondensators auf dem höheren Druck- und Temperaturniveau wird genutzt, um den Desorber auf dem geringeren Druckniveau anzutreiben. Durch diese Art der Verschaltung kann eine (thermische) Effizienz oberhalb von 1 erreicht werden. Ein Verlauf der thermischen Effizienz einer zwei-stufigen Absorptionskälteanlage über dem prozentualen Lastzustand ist in Abbildung 1.3 gezeigt.

1.5 Die Variation des Lösungsmassenstroms in der Literatur

Bei einer Literaturrecherche wurde wenig Diskussion zum Einfluss des Lösungsmassen- bzw. Volumenstroms auf die Kälteleistung einer Absorptionskälteanlage gefunden. Die betrachtete Literatur zu dem Thema lässt sich im wesentlichen in drei Bereiche gliedern:

1. Betrachtung von Absorbern als Einzelkomponenten,
2. die Berücksichtigung des sich einstellenden Lösungsvolumenstroms und dessen Regelung in Simulationsmodellen,
3. einige wenige Literaturstellen, wo Wärmeströme in Abhängigkeit des Lösungsvolumenstroms gezeigt werden.

Zum einen gibt es Literaturstellen die das Design hauptsächlich von Absorbern als Einzelkomponente in den Vordergrund stellen. Untersucht wird bei welcher Benetzungsdichte als Funktion des Lösungsmassen- bzw. -volumenstroms sich die größte Absorptionsrate einstellt. Eine Vielzahl an Literaturstellen wurde zum Thema Benetzung von Wärmeübertragerbündeln gefunden. Die Auswertung dieser Literaturstellen ist in Abschnitt 2.2.2 zur Herleitung einer Korrelation für die Benetzung in Abhängigkeit des Lösungsvolumenstroms zu finden. Die einzelnen Literaturstellen sind im Anhang B.3 tabellarisiert und charakterisiert.

Venegas, Vega und García-Hernando, 2016, stellen eine Simulation eines Membranabsorbers vor. Die Zielstellung ist, die Kälteleistung pro Volumen zu maximieren. Im Ergebnis sollte der Lösungsmassenstrom, der durch den Absorber geführt wird, so groß wie möglich gewählt werden. Dieses Ergebnis steht in scheinbarem Widerspruch zu eigenen Simulationsergebnissen, wo sich ein Maximum für die Kälteleistung ergibt. Allerdings wird der Lösungswärmeübertrager nicht betrachtet. Außerdem wird vorgeschlagen die LiBr-Massenanteile an der Lösung so hoch zu wählen wie möglich, gleichzeitig soll die Eintrittstemperatur so gering wie möglich sein. Dies ist in einer realen Anlage mit komplettem Prozessdurchlauf nicht zu realisieren. Der Einfluss des Lösungsmassenstroms auf die Absorptionsrate in dem

Absorber wird geringer bewertet als derjenige der Kühlwassertemperatur aber höher als der des Kühlwassermassenstrom.

Venegas u. a., 2016, ist ein weiterer Artikel zum gleichen Thema vom selben Autor. Gezeigt wird ein Verlauf für den pro Fläche absorbierten Massenstrom. Das verwendete Modell trifft das mittlere Niveau des absorbierten Massenstroms für unterschiedliche Drücke, unterschätzt aber insbesondere bei hohen Drücken den positiven Effekt eines höheren Massenstroms.

Yoon, 2005, simuliert Wärmeübertrag und Stoffübergang für Wasser/LiBr sowie eine weitere Mischung. Betrachtet wird nur der Absorber, nicht der ganze Absorptionskälteprozess. In der Simulation erfolgt eine Variation der Berieselungsdichte. Als Schlussfolgerung wird eine Berieselungsdichte von 0,03 kg/ms für beide Stoffe empfohlen, da eine weitere Erhöhung der Berieselungsdichte keine signifikante Erhöhung des Massen- und Wärmeübergangs mehr zur Folge hat.

Eine weitere Gruppe von Literaturstellen stellt die Simulationen von Absorptionskälteanlagen vor. Hierfür sind insbesondere für dynamische Modelle Annahmen bzgl. des umlaufenden Lösungsmassenstroms bzw. dessen Regelung zu treffen. Diese werden aber dann nicht explizit variiert oder betrachtet.

Ayou, Bruno und Coronas, 2012, analysieren die Freiheitsgrade für die Simulation und Regelung von Absorptionskälteanlagen. Sie geben die Eingangsgrößen (inkl. des Lösungsmassenstroms) für drei durchgerechnete Fälle an. Sie stellen eine gute Auflistung von getroffenen Annahmen für die Simulation bereit, wobei der Fokus der Veröffentlichung auf der Methodik und nicht auf der Auswertung von Variationen liegt.

In Jayasekara und Halgamuge, 2013, wird ein 3D-Modell mit Berücksichtigung von Strömungsprofilen genutzt. In dem Modell haben sowohl der Lösungsmassenstrom über die Modulation der Lösungspumpe als auch der Dampfmassestrom einen Einfluss. Die Umsetzung der Variation wird allerdings nicht beschrieben und die Ergebnisse werden nicht gezeigt.

Kohlenbach und Ziegler, 2008a, haben ein dynamisches Modell für die auch in Kühn, Mittermaier und Ziegler, 2007, vermessene 10 kW Anlage erstellt. Füllstandsvariationen werden als Teil von Speichertermen berücksichtigt. Der Rücklauf aus dem

Kapitel 1 Einleitung und Motivation

Desorber wird über die Druckdifferenz zwischen Absorber und Desorber simuliert. Der gepumpte Massenstrom aus dem Absorbersumpf in den Desorber wird konstant gehalten. In Kohlenbach und Ziegler, 2008b, werden die Simulationsergebnisse im Vergleich zu Messdaten vorgestellt, wobei eine gute Übereinstimmung festgestellt wird. Auf den Lösungsmassenstrom wird nicht weiter eingegangen.

Ein Modell für eine WFC-25 Yazaki Anlage wird in Martínez, Martinez und Bujedo, 2016, beschrieben. Zunächst waren von den Autoren einige Daten zu ermitteln, die vom Hersteller nicht in den technischen Informationen bereitgestellt wurden. Dazu gehören teilweise die absoluten Werte für die UA-Werte sowie der Massenstrom der gepumpten Lösung. Es werden für die jeweiligen Parameter verschiedene Werte aus der Literatur präsentiert und dann anhand der Kälteleistung gefittet. Ein ähnliches Vorgehen wird für den Massenstrom der reichen Lösung gewählt. Es wird außerdem von Problemen mit der Benetzung des Verdampfers bei hohen Kältemitteltemperaturen berichtet, die allerdings durch höhere Generatortemperaturen teilweise wieder ausgeglichen werden können.

Seo, Shin und Chung, 2012, implementieren in dem vorgestellten Modell eine Regelstrategie für die Lösungspumpe einer Double-Effect-AKA, die auf dem Füllstand im Hochtemperatur-Desorber basiert. Die Füllstände werden an mehreren Messstellen gemessen, für Werte dazwischen wird ein Modell benötigt. Das Erreichen des oberen Maximums führt zum Abschalten der Pumpe. Ein Erreichen des unteren Minimums führt zur Abschaltung der AKA. Vor allem in transienten Zuständen werden häufige Abschaltungen beobachtet - dies ist besonders beim Hochfahren hinderlich. Unterschiedliche Füllstände führen zu nicht linearem Verhalten der AKA - dies ist für Regelung nachteilig. Das Modell berechnet den Lösungsvolumenstrom abhängig von der Temperatur und den LiBr-Massenanteilen an der Lösung. Außerdem wird ein Polynom 3. Grades für den Zusammenhang von Lösungsvolumenstrom und Frequenz verwendet. Ein Frequenzumrichter gibt dann die Frequenz an der Pumpe vor.

Matsushima u. a., 2010, präsentieren ein objektorientiertes dynamisches Modell mit einer Struktur, die ermöglicht einzelne Komponenten neu zu verschalten. Dadurch können zum Beispiel sowohl Doppel- als auch Tripple-Effekt-Anlagen mit verschiedenen Verschaltungsvarianten berechnet werden. Der Lösungsvolumenstrom

stellt sich durch die Regelung eines Ventils ein. Das konkrete Vorgehen und die Regelung des berücksichtigten „flow valve“ und die Rohrkonfiguration (inkl. der auftretenden Druckverluste) bleiben unklar.

Das dynamische Modell von Zinet, Rulliere und Haberschill, 2012, wurde für eine spezielle Verschaltung mit partieller Rezirkulation der Lösung aufgestellt. Absorber und Desorber werden mit dem Modell von Wohlfeil, 2008b, bzw. Wohlfeil, 2008a, in modifizierter Form von Fleßner, Petersen und Ziegler, 2009, berechnet. Berücksichtigt werden unterschiedliche Dampfmassenströme. Die Bestimmung des Lösungsmassenstroms bleibt unklar. Ein Vergleich mit Messwerten erfolgt nicht.

Eine letzte Gruppe von Arbeiten stellt Ergebnisse für die Kälteleistung bzw. Wärmeleistung in Bezug auf den Lösungsmassenstrom vor. Die Ergebnisse werden in den zitierten Quellen jedoch nicht tiefer analysiert und eingeordnet.

Jeong, Kang und Karng, 1998, vergleicht Simulationsergebnisse und Messdaten für eine Absorptionswärmepumpe. Der Lösungsmassenstrom wird in der Simulation variiert, aber eine Validierung mit Messdaten erfolgt nicht. Im Ergebnis führt eine Lösungsvolumenstromzunahme zu mehr Wärmeleistung bei gleichzeitig abfallendem COP. Ein Maximum im Verlauf der Wärmeleistung wird nicht gezeigt.

In Lee u. a., 2000, wird eine Parameterstudie für LiBr/Wasser-Absorptionskälteanlagen mit weiteren Lithium-Salzen als Zusatz vorgestellt. Die zusätzlichen Salze sollen die Kristallisationsgrenze hin zu höheren Konzentrationen verschieben und damit höhere Generatortemperaturen ermöglichen. Die Vorgabeparameter sind die Temperaturen der Hauptkomponenten und die Annahme von thermodynamischem Gleichgewicht am Austritt. Der COP ergibt sich dann als Ergebnis. Die beiden Lösungswärmeübertrager werden mit fester Effektivität berücksichtigt. Der COP steigt dabei mit sinkendem Umlaufverhältnis, wie aus den gegebenen Ergebnistabellen zu entnehmen ist. Kälteleistung und Desorberleistung einzeln werden nicht angegeben. Auch bleibt unklar wie der umlaufende Lösungsmassenstrom festgelegt wurde, da jeweils nur der spezifische Lösungsumlauf angegeben wird. Hinzu kommt, dass in der Definitionsgleichung für den COP die Verdampferleistung im Nenner und die Desorberleistung im Zähler steht, die berechneten COP liegen jedoch in der gleichen Größenordnung, wie von Hitachi in Abbildung 1.3 für eine zweistufige AKA angegeben.

Xie u. a., 2008, zeigen Simulationsergebnisse und experimentelle Daten für Massenanteile LiBr und Berieselungsdichten. Es wird gezeigt, dass höhere Berieselungsdichten und höhere LiBr-Konzentrationen zu höherer Leistung der Absorptionskälteanlage führen und es für den COP aber ein Maximum gibt. Temperaturen und Volumenstrom des Kühlwassers wurden dabei konstant gehalten. Um höhere Massenanteile erreichen zu können, wurde jedoch die Desorbtemperatur angehoben. Es wird vermutet, dass zu jedem Massenanteil eine bestimmte optimale Berieselungsdichte gehört. Aus der Veröffentlichung werden aber die Versuchsbedingungen, die Auswahl bzw. Mittlung der gezeigten Messwerte und die Messunsicherheit in den gezeigten Daten nicht deutlich. Zum Teil wird die Berieselungsdichte in der Einheit g/m^2s angegeben. Nicht untersucht wurde, was die Folge von unterschiedlichen Temperaturen und unterschiedlichen Volumenströmen extern wäre. Außerdem bleibt unklar, was das Ziel der Untersuchung ist. So wird zum Beispiel von einer optimalen Konzentration und einer höheren Absorptionsrate bei einem höheren Absorberdruck geschrieben. Diese Parameter lassen sich jedoch nicht unabhängig von den anderen Komponenten einstellen.

Von Hitachi, 2018, gibt es auf der Firmenwebseite Informationen zu automatischen Variationen des Lösungsvolumenstroms bei Teillastbetrieb. In Abbildung 1.3 ist die thermische Effizienz (COP) einer zweistufigen Absorptionskälteanlage über dem Teillastzustand der Kälteleistung dargestellt. Der COP wird dabei aus der Kälteleistung bezogen auf zugeführte Energie des Brennstoffes, berechnet mit dem Heizwert (lower heating value, LHV) gebildet. Durch die Variation des Lösungsvolumenstroms wird der COP in Teillast deutlich verbessert (vgl. Abbildung 1.3). Die Tendenz kehrt sich dabei bei fallender Last sogar von fallend in Richtung positiv um.

Im Folgenden wird eine kurze theoretische Überlegung für Erwartungshaltung vorgestellt, welchen Einfluss der Lösungsmassenstrom auf die Kälteleistung und den COP (Coefficient of Performance) hat. Dies veranschaulicht, welche Art der Diskussion in der Literatur vermisst wird.

Die folgenden Überlegungen werden für eine Absorptionskälteanlage bei konstanten externen Eintrittsbedingungen (also konstanten Eintrittstemperaturen und Volumenströmen) angestellt. Auf der Hand liegt, dass, wenn keine Lösung umgepumpt

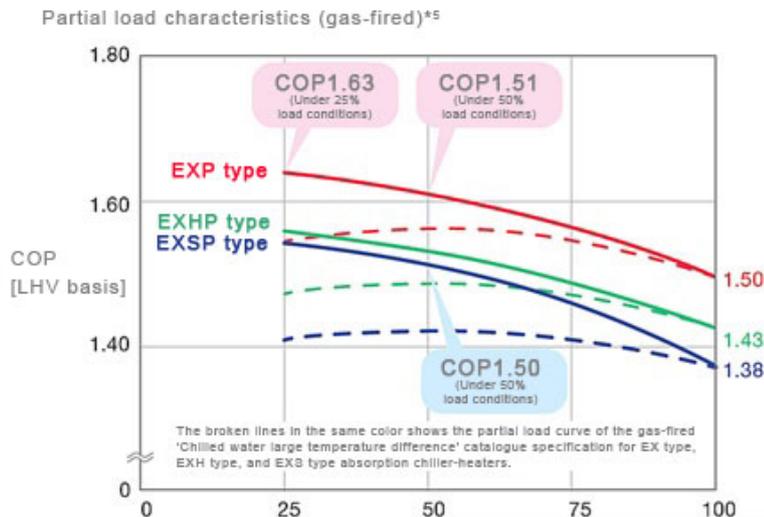


Abbildung 1.3: Erhöhung der thermischen Effizienz einer 2-stufigen Absorptionskälteanlage bei Teillast (prozentualer Lastzustand auf Abszisse) Quelle:Hitachi, 2018

wird auch keine Kälteleistung erzeugt wird. Bei steigendem Massenstrom wird dann Kälteleistung erzeugt, die proportional ist zum ausgetriebenen Kältemittel-massentrom. Der Lösungswärmeübertrager kann bei hohen Lösungsmassenströmen nicht die gesamte Wärme bereitstellen, die zur Vorwärmung der Lösung benötigt wird. Die Wärmemenge, die zur Vorwärmung der Lösung im Desorber bereitgestellt werden muss, steigt entsprechend mit zunehmendem Lösungsmassenstrom an. Gleichzeitig ist die Wärmemenge, die im Desorber zugeführt werden kann, aufgrund der zur Verfügung stehenden, endlichen treibenden Temperaturdifferenz begrenzt. Bei sehr hohen Lösungsmassenströmen wird die gesamte im Desorber aufgenommene Wärme zur Vorwärmung der Lösung benötigt. Es wird kein Kältemittel mehr ausgetrieben und damit auch keine Kälteleistung bereitgestellt. Da in diesem Betriebspunkt keine Kälteleistung zur Verfügung steht, die Absorptionskälteanlage aber Wärme aufnimmt, ist die Effizienz in diesem Fall null.

Wenn der Lösungsmassenstrom sehr klein wird, wird die Ausgasungsbreite auch bei sehr kleiner Kälteleistung groß. Aufgrund der kleinen Kälteleistung sind auch die zur Übertragung der Wärmeströme benötigten treibenden Temperaturdifferenzen klein. Aufgrund dessen liegen die internen Lösungszustände sehr nahe an den

Kapitel 1 Einleitung und Motivation

externen Lösungszuständen. Dadurch werden die internen Lösungszustände fixiert und können sich bei einer weiteren Reduktion des Lösungsstroms nicht mehr ändern. Damit ist auch der Anteil der Wärme, die zum Vorwärmen der Lösung benötigt wird, festgelegt. Auch die Zustände im Verdampfer und Kondensator sind durch die externen Zustände begrenzt. Insgesamt laufen für diesen Grenzfall die Verluste auf einen zum Massenstrom proportionalen Wert und die thermische Effizienz auf einen fixen Wert aus.

Teil I

Grundlagen und Modellbildung

Kapitel 2

Thermisches Modell der Absorptionskälteanlage

Für die theoretische Betrachtung des Einflusses des Lösungsmassenstroms wird ein Modell des Absorptionskälteprozesses benötigt. Ziel ist dabei ein einfaches Modell, bei dem die Einflüsse der einzelnen Variablen analytisch betrachtet werden können:

1. Das Modell soll physikalisch begründet sein.
2. Das Modell soll auf Gleichung(en) basieren, die sich analytisch nachvollziehen lassen.
3. Wie in den grundlegenden Überlegungen gezeigt, spielt der Lösungswärmeübertrager eine zentrale Rolle und soll berücksichtigt werden.

Geeignet erscheint daher die Methode der charakteristischen Gleichung für Absorptionskälteanlagen, die von Ziegler, 1997, basierend auf Ideen von Furukawa und Sonoda, 1987, entwickelt wurde. Die zu Grunde liegenden Gleichungen sind physikalisch durch die Komponentenbilanzen und vereinfachte Stoffwertfunktionen begründet. Die ursprünglichen Gleichungen müssen jedoch erweitert werden, um einige wichtige Effekte, die bei einer Variation des Massen- bzw. Volumenstroms der wasserreichen Lösung auftreten, wie z.B. die Veränderungen am Lösungswärmeübertrager, abbilden zu können. Weitere Anpassungen erscheinen hilfreich, um die

realen Bedingungen beim Betrieb von Absorptionskälteanlagen besser zu berücksichtigen. Die Herleitung der charakteristischen Gleichung sowie die eingeführten Erweiterungen werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

Die hier benutzte Variante der charakteristischen Gleichungen beruht auf der Veröffentlichung von Hellmann, Schweigler und Ziegler, 1999. Aus Albers, 2018, wurden die Ideen zur Überführung auf externe Eintrittstemperaturen und die Modellierung des Lösungswärmeübertragers übernommen. Die benötigten Enthalpiekoeffizienten, um die Wärmeströme der Hauptwärmeübertrager zueinander ins Verhältnis zu setzen, werden jedoch auf Basis der im Anhang A.2 vorgestellten Enthalpiebilanzen und der ebenfalls dort vorgestellten Modelle für die Stoffwerte von Wasser/LiBr-Lösung bestimmt.

Die Nomenklatur wird ebenfalls von Hellmann, Schweigler und Ziegler, 1999, übernommen. Allerdings wird die Bezeichnung \dot{Q}_{loss} ersetzt, da es sich hier nicht um Wärmeverluste im Sinne von Wärme, welche an die Umgebung verloren geht, handelt. Statt dessen ist hier die Wärme gemeint, die zur Vorwärmung der Lösung im Desorber zusätzlich zu- bzw. zur Vorkühlung der Lösung im Absorber zusätzlich zur latenten Wärme für den Phasenübergang abgeführt werden muss. Daher wird im folgenden statt \dot{Q}_{loss} die Bezeichnung $\dot{Q}_{sol,ext}$ verwendet.

2.1 Herleitung der charakteristischen Gleichung

Die Herleitung der Grundidee der charakteristischen Gleichung(en) erfolgt in drei Schritten:

1. Gesetz zu korrespondierenden Siedetemperaturen (Dühring-Regel)
2. Bilanzen der Wärmeübertrager intern (spezifische Bilanzen in Bezug auf Verdampferleistung)
3. Wärmeübertragerrechnung (anlageninterne und -externe Temperaturen zu einander in Bezug setzen)

Die Indizes stehen dabei im Folgenden für die einzelnen Komponenten (**D**esorber, **E**vaporator, **C**ondenser und **A**bsorber).

Gesetz der korrespondierenden Siedetemperaturen (Dühring-Regel)

Die Regel der korrespondierenden Siedetemperaturen wurde als erstes von Dühring, 1878, veröffentlicht (daher auch als Dühring-Regel bezeichnet). Sie besagt, dass das Verhältnis der Temperaturdifferenz zwischen Siedetemperaturen einer Flüssigkeit bei unterschiedlichen Drücken und der Differenz der Siedetemperaturen einer anderen Flüssigkeit bei den gleichen Drücken näherungsweise eine Konstante (Dühring-Parameter B) ist. Übertragen auf Wasser und LiBr-Lösung ergibt sich damit für einen gegebenen LiBr-Massenanteil x :

$$\frac{T^{\text{siede}}(p_2, x) - T^{\text{siede}}(p_1, x)}{T_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{siede}}(p_2) - T_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{siede}}(p_1)} = B \quad (2.1)$$

bzw.

$$\frac{T_D - T_A}{T_C - T_E} = B. \quad (2.2)$$

Für wässrige LiBr-Lösung im üblichen Betriebsbereich wird B häufig unabhängig von den LiBr-Massenanteilen mit $B = 1,15$ angenähert (vgl. z.B. Ziegler, 1997, und Hellmann, Schweigler und Ziegler, 1999).

Die Dampfdruckdaten von Lithium-Bromid-Wasserlösungen für jeweils einen konstanten Massenanteil LiBr (Isostere) ergeben in einem sogenannten Dühring-Plot (Sättigungstemperatur des Wasserdampfes über der Temperatur der Lösung) annähernd Geraden (vgl. Abbildung 2.1, schwarze Linien).

Wird in diese Form des Diagrammes der Prozess einer Absorptionskälteanlage mit einem repräsentativen mittleren Massenanteil LiBr der Lösung eingezeichnet, so ergibt sich ein Trapez, wobei die Steigung der Sättigungstemperatur der Lösung über deren Temperatur im Verhältnis zu derjenigen des reinen Wassers durch den sogenannten Dühring Parameter B ausgedrückt werden kann.

Wird der AKA-Prozess etwas realistischer, d.h. unter Berücksichtigung der Änderung der Massenanteile durch Sorption, eingezeichnet, so ergibt sich im Dühring-Diagramm ein Doppeltrapez (farbige Linien in Abbildung 2.1).

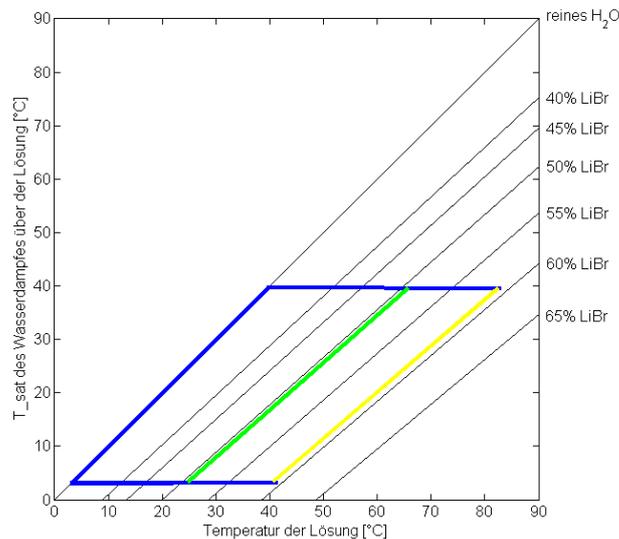


Abbildung 2.1: Dühring Diagramm für Wasser/Lithiumbromid mit beispielhaftem AKA-Prozess

Spezifische Bilanzen und Enthalpiekoeffizienten

In Anlehnung an die Herleitung der charakteristischen Gleichung nach Hellmann, Schweigler und Ziegler, 1999, lautet der Satz an Gleichungen für die einzelnen Komponenten in Bezug auf den Verdampferwärmestrom unter Einführung der Enthalpiekoeffizienten K_X :

$$\dot{Q}_C = K_C \dot{Q}_E \quad (2.3)$$

$$\dot{Q}_D = K_D \dot{Q}_E + \dot{Q}_{sol,ext} \quad (2.4)$$

$$\dot{Q}_A = K_A \dot{Q}_E + \dot{Q}_{sol,ext} \quad (2.5)$$

Eine ergänzende Herleitung aus den Enthalpiebilanzen unter Aufteilung der jeweiligen Komponenten-Energiebilanz und der Überprüfung der Gesamtenergiebilanz sind im Anhang A.2 gezeigt.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Repräsentation des AKA internen Prozesses gewählt, der auf einer Darstellung des Prozesses als Doppeltrapez im so genannten Dühring-Diagramm beruht. Die dort zu erkennenden Temperaturdifferenzen wer-

den in den aufgestellten Bilanzen berücksichtigt. Die Enthalpiedifferenzen werden dabei mit Hilfe von Stoffwertmodellen gebildet, die für die Flüssigphase von einer idealen Flüssigkeit und für die Dampfphase von einem idealen Gas ausgehen. Die Änderung der Verdampfungsenthalpie wird über die sog. Plancksche Formulierung (siehe Stephan und Mayinger, 1999) ausgedrückt. Für die Beschreibung der Lösung wird vereinfachend davon ausgegangen, dass sich die Wärmekapazität über eine massenanteils gewichtete Summe der beiden Komponenten (kaufmännische Mischungsregel) beschreiben lässt. Für die Exzessenthalpie der Lösung wird ein parabelförmiger Verlauf angenommen (vergleiche Anhang A.2). Der Dühring-Parameter (siehe Gleichung 2.2) wird ebenfalls als konstant angenommen (d.h. die beiden Lösungsisothermen verlaufen parallel).

In Anhang A.2 wird gezeigt, dass $\dot{Q}_{sol,ext,D} = \dot{Q}_{sol,ext,A}$ gilt, wenn der Anteil, der proportional zum Kältemittelmassenstrom ist - und damit auch zur spezifischen Kälteleistung - in die Enthalpiekoeffizienten K_A bzw. K_D verschoben wird. Im Ergebnis geht die Energiebilanz somit auf, wenn $K_D - K_A = K_C - 1$ erfüllt ist. Zusammengefasst ergeben sich aus den Bilanzgleichungen aus dem Anhang A.2 die folgenden Ausdrücke für die Enthalpiekoeffizienten für die Hauptwärmeübertrager der Absorptionskälteanlage:

$$K_E = 1 \quad (2.6)$$

$$K_C = \frac{\Delta h_C^{LV} + c''_{p,R}(T_{Do} - T_C)}{\Delta h_C^{LV} - c''_{p,R}(T_C - T_E)} \quad (2.7)$$

$$K_D = \frac{\Delta h_C^{LV} + (c''_{p,R} - c_R)(T_{Do} - T_C) - \Delta h_S^E}{\Delta h_C^{LV} - c''_{p,R}(T_C - T_E)} \quad (2.8)$$

$$K_A = \frac{\Delta h_C^{LV} - c_R(T_{Do} - T_C) - c''_{p,R}(T_C - T_E) - \Delta h_S^E}{\Delta h_C^{LV} - c''_{p,R}(T_C - T_E)} \quad (2.9)$$

Aus den aufgestellten Gleichungen für Enthalpiekoeffizienten ist zu erkennen, dass diese nicht nur von den Phasenwechselenthalpien abhängen (die im Allgemeinen temperatur- und zusammensetzungsabhängig sind), sondern auch von den sensiblen Wärmen, die mit den internen Temperaturdifferenzen zwischen den Hauptkomponenten skalieren. Auffällig ist dabei, dass als einzige der Mitteltemperaturen die des Absorbers nicht vor kommt.

Auf Grund der Abhängigkeit der Enthalpiekoeffizienten von den internen Temperaturdifferenzen sind diese abhängig von der umgesetzten Leistung, weil die

internen Temperaturen sich mit dieser verschieben. Die sensiblen Terme liegen in ihrer absoluten Größe bei unter 10% der latenten Anteile (bei $T_D - T_E = 100\text{ K}$ und $c''_{p,R} = 2\text{ kJ/kgK}$ ergibt sich bezogen auf eine Verdampfungsenthalpie von 2400 kJ/kg ein prozentualer Anteil von ca. 8%). Eine prozentuale Änderung in dieser Größenordnung kann auch bei den Stoffwerten für LiBr-Lösung je nach Betriebspunktvariation vorliegen (vgl. auch Diagramme in Abschnitt A.2).

Werden folgende Werte angesetzt (vgl. Abschnitt A.2)

$$T_D \approx 70\text{ }^\circ\text{C} \quad (2.10)$$

$$T_A \approx T_C \approx 30\text{ }^\circ\text{C} \quad (2.11)$$

$$T_E \approx 5\text{ }^\circ\text{C} \quad (2.12)$$

$$c_{p,Lsg} \approx 2\text{ kJ/kgK} \quad (2.13)$$

$$c'_p \approx 4,2\text{ kJ/kgK} \quad (2.14)$$

$$c''_p \approx 1,9\text{ kJ/kgK} \quad (2.15)$$

$$x_s \approx 0,6\text{ kg}_{LiBr}/\text{kg}_{Lsg} \quad (2.16)$$

$$\Delta h_s^E \approx 50\text{ kJ/kg} \quad (2.17)$$

$$(T_{Do} - T_{Ao}) \approx 10\text{ K} \quad (2.18)$$

$$\Delta h_C^{LV}(30^\circ\text{C}) = 2425\text{ kJ/K}, \quad (2.19)$$

so ergeben die Enthalpiekoeffizienten zu:

$$K_E = 1 \quad (2.20)$$

$$K_C \approx 1,05 \quad (2.21)$$

$$K_D \approx 1 \quad (2.22)$$

$$K_A \approx 0,95. \quad (2.23)$$

Wärmeübertragerrechnung - Beziehung zwischen internen und externen Mitteltemperaturen

Bei dem Betrieb realer Anlagen sind die internen Temperaturen zunächst unbekannt. Eingestellt oder vorgegeben werden die Temperaturen am externen Eintritt

der Komponenten. Die mittleren internen (T) und externen Temperaturen (t) sind über den Wärmeübertrag aneinander gekoppelt. Mit den Gleichungen aus dem Anhang A.1 zur dimensionslosen Berechnung von Wärmeübertragern kann ein Faktor z für jeden Wärmeübertrager berechnet werden, der eine explizite Umrechnung von der treibenden mittleren logarithmischen in die mittlere treibende arithmetische Temperaturdifferenz ermöglicht. Das Produkt aus zur Verfügung stehenden Wärmeübertragerflächen A und dem Wärmedurchgangskoeffizienten U bzw. k wird dabei als Wärmedurchlässigkeit Y zusammengefasst. Die vorkommenden Mitteltemperaturen können ungefähr als arithmetischer Mittelwert der Ein- und Austrittstemperaturen der Wärmeübertrager berechnet werden. Damit ergibt sich:

$$T_D = t_D - \frac{\dot{Q}_D}{Y_D z_D} \quad (2.24)$$

$$T_E = t_E - \frac{\dot{Q}_E}{Y_E z_E} \quad (2.25)$$

$$T_C = t_C + \frac{\dot{Q}_C}{Y_C z_C} \quad (2.26)$$

$$T_A = t_A + \frac{\dot{Q}_A}{Y_A z_A}. \quad (2.27)$$

Zusammenfassung zur charakteristischen Gleichung für die Kälteleistung

Abschließend können die Gleichungen für die Wärmeströme in Abhängigkeit von der Kälteleistung bzw. dem Wärmestrom am Verdampfer in die Wärmeübertragungsgleichungen und dann in die Dühring-Regel eingesetzt werden. Diese Gleichung wird dann nach der Kälteleistung \dot{Q}_E aufgelöst und die Terme können folgendermaßen zu einer Gleichung zusammengefasst werden, die unter Annahme von einer Konstanz von s und der minimalen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_{min} = \dot{Q}_{sol,ext}$ eine Geradengleichung ergibt:

$$\dot{Q}_E = s (\Delta\Delta t - \alpha \Delta\Delta t_{min}) \quad (2.28)$$

mit der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t$:

$$\Delta\Delta t = (t_D - t_A) - B(t_C - t_E), \quad (2.29)$$

dem Steigungsparameter

$$s = \frac{1}{\frac{K_D}{Y_D z_D} + \frac{K_A}{Y_A z_A} + B \left(\frac{K_C}{Y_C z_C} + \frac{1}{Y_E z_E} \right)}, \quad (2.30)$$

und dem charakteristischen Parameter

$$\alpha = \left(\frac{1}{Y_D z_D} + \frac{1}{Y_A z_A} \right). \quad (2.31)$$

.

Selbst wenn die Annahme einer Konstanz der Enthalpiekoeffizienten und des Dühring-Parameters beibehalten wird, führt die Beschreibung des Lösungswärmeübertragers über die Effektivitätsmethode dazu, dass $\dot{Q}_{sol,ext}$ auch bei konstantem Lösungsvolumenstrom nicht konstant ist. Die vorgestellte Methode ergibt somit eine charakteristische Gleichung für die Verdampferleistung, aber keine charakteristische Gerade mehr.

Umrechnung von externen Mitteltemperaturen auf externe Eintrittstemperaturen

Aus Albers, 2018, wird die direkte Überführung von $\Delta\Delta t$, gebildet mit den mittleren externen Temperaturen, in ein $\Delta\Delta t_i$, gebildet mit den externen Eintrittstemperaturen, übernommen.

Die Umrechnung von den mittleren Temperaturen auf die Ein- (i) bzw. Austrittstemperaturen (o) erfolgt über die Wärmekapazitätsströme $\dot{w} = \dot{m} \cdot c_p$. Es gelten

die folgenden Zusammenhänge:

$$t_D = t_{Di} - \frac{1}{2} \frac{\dot{Q}_D}{\dot{w}_D} \quad (2.32)$$

$$t_E = t_{Ei} - \frac{1}{2} \frac{\dot{Q}_E}{\dot{w}_E} \quad (2.33)$$

$$t_C = t_{Ci} + \frac{1}{2} \frac{\dot{Q}_C}{\dot{w}_C} \quad (2.34)$$

$$t_A = t_{Ai} + \frac{1}{2} \frac{\dot{Q}_A}{\dot{w}_A}. \quad (2.35)$$

Die sich durch das Einsetzen der Gleichungen 2.32 - 2.35 in Gleichung 2.28 ergebende Gleichung kann analog zur ursprünglichen Form umgeformt werden zu

$$\dot{Q}_E = s_i^* \left(\Delta \Delta t_i - \alpha_i^* \dot{Q}_{sol,ext} \right). \quad (2.36)$$

Hiermit lassen sich die neuen Parameter auf Basis bekannter Gleichungen und Größen folgendermaßen berechnen:

$$s_i^* = \frac{s}{1 + s \Sigma \Sigma \frac{K}{2\dot{w}}} \quad (2.37)$$

$$\Sigma \Sigma \frac{K}{2\dot{w}} = \left(\frac{K_D}{2\dot{w}_D} + \frac{K_A}{2\dot{w}_A} \right) + B \left(\frac{K_C}{2\dot{w}_c} + \frac{1}{2\dot{w}_E} \right) \quad (2.38)$$

$$\alpha_i^* = \frac{1}{2\dot{w}_D} + \frac{1}{2\dot{w}_A} + \frac{\alpha}{s}. \quad (2.39)$$

Der Desorberwärmestrom kann mit den gegebenen Gleichungen und Konstanten aus der Kälteleistung berechnet werden:

$$\dot{Q}_D = K_D \dot{Q}_E + \dot{Q}_{sol,ext}. \quad (2.40)$$

2.2 Anpassung der Wärmedurchlässigkeiten

Der Wärmedurchgang durch ein Rohr, welches innen (i) mit Flüssigkeit durchströmt wird (Rohrströmung RS) und von außen (a) über die Länge l mit einem Film

berieselt wird, kann über die Wärmedurchlässigkeit Y wie folgt ausgedrückt werden:

$$Y = UA = \frac{2\Pi l}{\frac{1}{\alpha_{Film} r_a} + \frac{1}{\lambda} \ln \frac{r_a}{r_i} + \frac{1}{\alpha_{RS} r_i}}. \quad (2.41)$$

Unter der Annahme, dass die Wärmeleitung in der Rohrwand deutlich höher ist, als die Wärmeübergangskoeffizienten der Rohr- und der Filmströmung (α_{RS} und α_{Film}) und für $r_i \approx r_a$ kann dies zu

$$Y = \frac{2\Pi l}{\frac{1}{\alpha_{Film} r} + \frac{1}{\alpha_{RS} r}} \quad (2.42)$$

vereinfacht werden. Beide Annahmen sind für Kupferrohre mit geringen Wandstärken, wie sie für Fallfilmwärmeübertrager in Absorptionskälteanlagen üblich sind, gut erfüllt.

Aus verschiedenen Gründen können die am Wärmeübergang beteiligten Flächen oder die Wärmeübergangskoeffizienten variieren. Im Folgenden werden zwei Modellvorstellungen diskutiert:

1. eine Variation der durch den Film benetzten Fläche
2. sich ändernden Wärmeübergangskoeffizienten der Rohrströmung auf Grund veränderter Volumenströme im Rohr.

Eine weitere offensichtliche Änderung der Wärmedurchgangskoeffizienten kann auf Grund geänderter Stoffwerte vorliegen. Dieser Fall wird aber zunächst nicht weiter betrachtet.

2.2.1 Änderung des Wärmedurchgangskoeffizienten auf Grund einer Volumenstromänderung

In Albers u. a., 2009, Albers und Ziegler, 2009 und Albers und Ziegler, 2011, wurden Korrelationen eingeführt, um die Wärmedurchlässigkeit an geänderte Volumenströme in den externen Kreisen (also in der Rohrströmung) anzupassen. Die Korrelation beruht auf der Dittus-Bölder-Gleichung für die Nusselt-Zahl, mit

Kapitel 2 Thermisches Modell der Absorptionskälteanlage

Hilfe derer der Wärmeübergangskoeffizient errechnet werden kann. Die Nusselt-Zahl (siehe auch Anhang B) ist definiert als

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda_l}. \quad (2.43)$$

Nach der Dittus-Bölder-Korrelation kann die Nusselt-Zahl Nu auf Basis der Reynoldszahl Re und der Prandtl-Zahl Pr (siehe auch Anhang B) für die Strömung im Rohr zu

$$Nu = 0,23Re^{0,8}Pr^n \quad (2.44)$$

berechnet werden. Der Exponent n ist eine empirisch ermittelte Größe und kann für eine gekühlte Flüssigkeit mit 0,3 und für eine geheizte Flüssigkeit mit 0,4 angenommen werden (Winterton, 1998). Damit ergibt sich das Verhältnis aus den Wärmeübergangskoeffizienten bei einem vom Auslegungsvolumenstrom (\dot{V}_{des} , mit des für Design) unterschiedlichen Volumenstrom zu

$$\frac{\alpha}{\alpha_{des}} = \left(\frac{\dot{V}}{\dot{V}_{des}} \right)^{0,8}. \quad (2.45)$$

Es folgt

$$U = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{Film}} + \frac{1}{\alpha_{RS}} \left(\frac{\dot{V}_{des}}{\dot{V}} \right)^{0,8}}. \quad (2.46)$$

Um die Anzahl der benötigten Variablen zu reduzieren wird von Albers und Ziegler, 2009, das Verhältnis aus den Wärmedurchgangskoeffizienten gebildet und so umgeformt, dass lediglich das Verhältnis aus den Wärmeübergangskoeffizienten der Rohrströmung und des Films bestehen bleibt. Damit ergibt sich

$$\frac{U}{U_{des}} = \frac{1 + \frac{\alpha_{Film}}{\alpha_{RS}}}{1 + \left(\frac{\dot{V}_{des}}{\dot{V}} \right)^{0,8} \frac{\alpha_{Film}}{\alpha_{RS}}}. \quad (2.47)$$

Fazit und Diskussion zum Einfluss des Volumenstroms im Rohr

An Hand der dargestellten Korrelationen ist zu erkennen, dass der Einfluss einer Volumenstromänderung umso kleiner ist, je kleiner das Verhältnis $\frac{\alpha_{Film}}{\alpha_{RS}}$ bzw. der Anteil der Fläche ist, die durch den Film benetzt wird. Sind diese Verhältnisse in

2.47 deutlich kleiner als eins ($\frac{\alpha_{Film}}{\alpha_{RS}} \cdot \frac{A_{Film}}{A_{ges}} \ll 1$), dann kann von näherungsweise konstanten Wärmedurchgangskoeffizienten ausgegangen werden.

Für einen laminaren, thermisch und fluiddynamisch eingelaufenen Film ergibt sich nach Kraume, 2012:

$$Nu = C_{\infty} Re^{-\frac{1}{3}} \quad (2.48)$$

mit entweder $C_{\infty} = 1,3$ (konstante Wandtemperatur) oder $C_{\infty} = 1,48$ (konstante Wärmestromdichte). Die Nusselt-Korrelation für die turbulente Strömung nach Kraume, 2012, lautet:

$$Nu = 0,0136 Re^{\frac{2}{5}} Pr^{0,344} \quad (2.49)$$

Mit einer Film-Reynolds-Zahl von 50 ergibt sich für den Film eine Nusselt-Zahl von 5. Für die Rohrströmung wird mit einer Reynolds-Zahl von 2300 (gerade turbulent) und einer $Pr = 5$ (für ca. 35°C warmes Wasser) eine Nusselt-Zahl um 200 errechnet. Damit ergibt sich ein Verhältnis $\frac{\alpha_{Film}}{\alpha_{RS}} \approx 0,02$ (die Wärmeleitfähigkeit von wässriger LiBr-Lösung ist geringer und deren Viskosität ist höher als diejenige von Wasser).

Nach dieser groben Abschätzung dürfte es in erster Näherung zulässig sein von einem konstanten Wärmedurchgangskoeffizienten auszugehen.

2.2.2 Änderung der Benetzung

Bei der einfachsten Betrachtung der Benetzungsabnahme erreicht die Filmdicke ein Minimum und reißt dann auf. Der aufgerissene Film zieht sich bei abnehmender Benetzung zu schmaler werdende Streifen mit der minimalen Filmdicke zusammen. Diese Modellvorstellung ist in Abbildung 2.3 veranschaulicht. Effekte der Oberflächenspannung wie Kontaktwinkel und Hysterese bei Be- und Entnetzung, ein Zusammenziehen des Films mit der Lauflänge und Turbulenzeffekte beim Auftreffen der Tropfen sowie ein Wärmeübergang am Tropfen während des Fallens (ohne Rohrkontakt) werden vernachlässigt. In Abbildung 2.2 ist links eine realistische Repräsentation des Films gezeigt - rechts ist die hier verwendete dargestellt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist eine Überprüfung der in Abbildung 2.2 gezeigten Vorstellung nicht möglich, da die benötigte Datenbasis z.B. in Form von

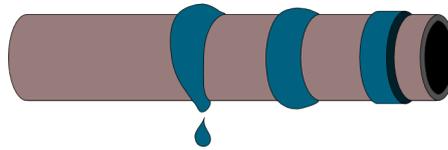


Abbildung 2.2: Realistische Darstellung und zunehmende Vereinfachung der Benetzung auf einem Rohr

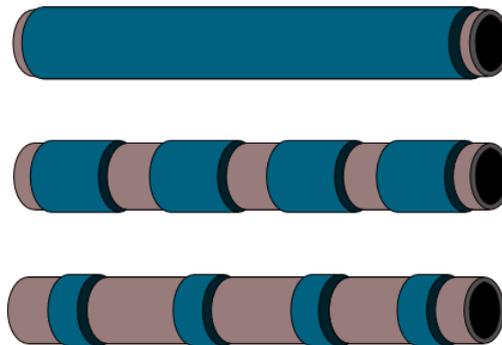


Abbildung 2.3: Modellvorstellung für die abnehmende Benetzung bei mehreren untereinander liegenden Rohrreihen

Bildern fehlt. Diese herzustellen und auszuwerten geht über den Umfang dieser Arbeit hinaus.

Unter den getroffenen Randbedingung kann nach Korrelationen für den Wärmeübergangskoeffizienten in einem Nusselt-Film von einem konstanten Wärmeübergangskoeffizienten für den Film ausgegangen werden. Die Änderung des Wärmedurchgangs ist dann alleine auf eine Veränderung der benetzten Fläche zurück zu führen. Der Wärmedurchgangskoeffizient wird mit Hilfe der Formel für ein Rippenrohr betrachtet, wobei die nicht benetzte Fläche wie eine Rippe mit einem Wirkungsgrad von Null betrachtet wird. Für ein Rippenrohr gilt

$$\frac{1}{U} = \frac{A}{A_{frei} + \eta_R A_R} \frac{1}{\alpha_R} + \frac{r_a}{\lambda} \ln \frac{r_a}{r_i} + \frac{r_a}{r_i} \frac{1}{\alpha_i} \quad (2.50)$$

Damit ergibt sich für den vorliegenden Fall unter den in der Einleitung zu diesem

Abschnitt getroffenen Annahmen folgende Gleichung

$$\frac{1}{\bar{U}} = \frac{A_{ges}}{A_{Film}} \frac{1}{\alpha_{Film}} + \frac{1}{\alpha_{RS}}. \quad (2.51)$$

Ist $\alpha_{RS} \gg \frac{A_{Film}}{A_{ges}} \alpha_{Film}$ dann kann die Wärmedurchlässigkeit durch das Rohr zu

$$Y = UA = A_{ges} \frac{A_{Film}}{A_{ges}} \alpha_{Film} \quad (2.52)$$

genähert werden.

Modell für die Benetzung der Wärmeübertragerfläche

In der Literatur finden sich zahlreiche Ansätze, den Effekt des Lösungsmassenstroms bzw. der Berieselungsdichte auf die Benetzung bzw. den Wärmedurchgang zu beschreiben. Da in den betrachteten Absorptionskälteanlagen Rohrbündelwärmeübertrager mit horizontalen Rohren eingesetzt werden, wurde die Recherche zunächst auf diesen Typ Wärmeübertrager konzentriert.

Einige Veröffentlichungen zu diesem Thema sind in Tabelle B.6 im Anhang zusammengestellt. Die verschiedenen Literaturstellen behandeln unterschiedliche Fluide, die als Arbeitsmedien in den Wärmeübertragern eingesetzt werden. Auch unterscheiden sich die Herangehensweisen der Autoren. Einigkeit besteht darüber, dass bei der Bewertung der Benetzung die sogenannte Berieselungsdichte, also der aufgegebene Massenstrom pro (doppelter) Rohrlänge, eine wichtige Rolle spielt. Es existieren jedoch unterschiedliche Definitionen der Berieselungsdichte, die z.B. von Mitrovic, 2005, diskutiert werden. Es wird gezeigt, wie sich Berieselungsdichten nach den unterschiedlichen Definitionen in einander umrechnen lassen. Dies muss beachtet werden, wenn Daten bzw. Korrelationen aus unterschiedlichen Quellen benutzt werden.

In einigen Veröffentlichungen (vgl. Tabelle B.6) werden weitere Kenngrößen als Einflussparameter genannt und diskutiert. Um die Strömung zu charakterisieren wird, wie häufig in der Strömungsmechanik, die Reynoldszahl verwendet. Da es sich bei der Benetzung um ein Oberflächenphänomen handelt, werden häufig

zusätzliche dimensionslose Kennzahlen betrachtet, die mit der Oberflächenspannung in Verbindung stehen, wie zum Beispiel die Kapitza- oder die Weber-Zahl. Auch hier unterscheiden sich die Literaturstellen darin, welche der Kennzahlen sie bevorzugt verwenden. Im Anhang von Mitrovic, 2005, wird an Hand des Buckingham-Pi-Theorems untersucht, welche Kennzahlen bzw. Kombination aus Kennzahlen aus physikalischer Sicht das Phänomen beschreiben sollten. Dabei wird auch auf die Verwandtschaft der einzelnen Kennzahlen untereinander eingegangen.

Eine Gruppe von Literaturstellen aus Tabelle B.6 beschäftigt sich mit den unterschiedlichen Arten von Strömungsregimen, wenn ein Fluid über ein horizontales Rohr(-bündel) rieselt. Dabei wird zwischen Film-, Säulen- und Tropfenregime unterschieden. Es werden Korrelationen für die Übergänge zwischen den Strömungsregimen und Korrelationen für den Wärmeübergangskoeffizienten in den verschiedenen Fälle angegeben (üblicherweise Produkt aus Reynolds- und Weber-Zahl), jeweils mit entsprechendem Exponenten. Mit Hilfe der kritischen Taylorlänge wird versucht den Abstand der Strömungssäulen bzw. Abtropfstellen vorherzusagen. Ein Ergebnis ist, dass für die Anwendung in Rieselfilmwärmeübertragern der geschlossene Film als Strömungsmodus kaum relevant ist. Ursachen hierfür sind unter anderem ein dann hoher Stromverbrauch für Zirkulationspumpen, da hohe Berieselungsdichten und damit hohe Volumenströme notwendig sind - wodurch auch die benötigte Druckdifferenz wegen der quadratischen Abhängigkeit des Druckverlustes vom Volumenstrom steigt. Wärme- und Stoffübergang sind zusätzlich auf Grund des dann dickeren Films gehemmt. Im geschlossenen Film treten zusätzlich wegen der fehlenden Querstörung des Films weniger Turbulenzen auf, die den Wärme- und Stoffübergang durch Vermischungseffekte verbessern.

Bei der direkten Bewertung der Benetzung stehen in der untersuchten Literatur unterschiedliche Teilaspekte im Fokus. Grundsätzlich ist zu beachten, dass sich viele Untersuchungen auf ein Einzelrohr beziehen - die Untersuchungen, die Rohrbündel bzw. mehrere untereinander liegende Rohre betrachten, zeigen am untersten Rohr eine deutlich schlechtere Benetzung als am obersten Rohr.

Während einige Untersuchungen auch den Effekt von Stoffeigenschaften (über die dimensionslosen Kennzahlen) betrachten und es sogar einige Untersuchungen zu den für Absorptionskälteanlagen relevanten Stoffpaarungen Ammoniak/Wasser

und Wasser/LiBr gibt, sind alle betrachteten Untersuchungen bei Atmosphärendruck durchgeführt worden. Unterdruck, wie er in Absorptionskälteanlagen mit Wasser/LiBr als Arbeitsstoffpaar vorliegt, wurde nicht betrachtet.

In einigen Literaturstellen wird untersucht, wie die Benetzung von der Wärmestromdichte im Rohr abhängt. Bei benetzten, beheizten Rohren gibt es eine sogenannte kritische Wärmestromdichte, ab der die Oberfläche des Rohres bei einem gegebenen Volumenstrom nicht mehr vollständig benetzt werden kann. Dies ist insbesondere bei Verdampfern problematisch, die rohrrseitig hohen Temperaturen ausgesetzt sind, da die trockenen Rohrstellen ggf. nicht mehr ausreichend gekühlt werden und es zu Materialermüdung (Burn-out) kommen kann.

Einzelne Untersuchungen beschäftigen sich mit dem Effekt, den eine Anströmung der Rohre hat. Hierbei gibt es zwei Untersuchungsrichtungen. Die erste beschäftigt sich mit dem Effekt auf den Wärmeübergang durch einen höheren konvektiven Anteil. Die zweite betrachtet, ab wann eine Queranströmung der Rohre zu einer so großen Ablenkung der Strahlen bzw. Tropfen führt, dass diese das darunter liegende Rohr verfehlen. Die Ablenkung durch Queranströmung der Rohrreihen dürfte bei der betrachteten Bauform eher gering sein. Evtl. spielt aber eine Längsanströmung der Rohre eine Rolle, da dann der Film unterschiedlich dick wird. Bei dem Absorber dürfte tendenziell die Lösung Richtung Stirnplatte gedrückt werden. Bei dem Desorber könnte aber die Dampfströmung zusätzlich dafür sorgen, dass Lösung Richtung Haarnadelende und somit ggf. in den Kondensator gedrückt wird, wo die Lösung für eine zusätzliche Versalzung des Kältemittels sorgen könnte. Diese Überlegung wird im Folgenden jedoch nicht weitergeführt.

Weiterhin lassen sich die Experimente aus der Literatur in Tabelle B.6 hinsichtlich der Auswertemethodik unterscheiden. Die Mehrzahl der Untersuchungen greift auf Formen optischer Auswertungen zurück, die durch digitale Bildverarbeitung unterstützt wird. Die Festlegung der Grenze zwischen benetzter und unbenetzter Fläche erfolgt nach subjektiven Kriterien. Alternativen bestehen darin, die Lösung in Segmenten entlang des Rohres aufzufangen und an Hand der aufgefangenen Menge die relative Verteilung zu bewerten. Hierbei ist nur eine relativ grobe Einteilung des Rohres möglich. Eine weitere Methode besteht darin, den Wärmedurchgangskoeffizienten zu bestimmen und diesen auf die gesamte verfügbare Rohroberfläche

zu beziehen. Verschiedene Effekte werden allerdings vermischt. Andererseits ist im vorliegenden Fall der Wärmedurchgangskoeffizient die Größe, dessen Verlauf interessiert.

Die bisher betrachteten Untersuchungen gehen davon aus, dass berieselte Horizontalrohre über das Modell eines (laminaren) Fallfilms beschrieben werden können. Killion und Garimella, 2003, und Killion und Garimella, 2004, stellen diese Annahme in ihren Untersuchungen zu dem Abtropfverhalten in eben solchen Wärmeübertragern in Frage. Sie schlagen vor, die Strömung eher als Tropfen bzw. Strahlen zu betrachten, die durch die horizontalen Rohre gebremst bzw. geteilt werden. Obwohl dies ein interessanter Gedankengang ist, soll diese Idee hier nicht weiter vertieft werden, da die Überlegungen zur charakteristischen Gleichung darauf beruhen, dass die übertragene Wärme über die vorhandene Rohroberfläche beschrieben wird und dies in vielen Fällen zu zufriedenstellenden Ergebnissen führt.

Aus den vorgestellten Studien sollen diejenigen Literaturstellen besonders herausgegriffen werden, die Messwerte zu Wasser/LiBr-Lösung über mehrere horizontale Rohrreihen übereinander vorstellen. Dies sind die Veröffentlichungen von Kim, Park und Kang, 2003, und Tomforde und Luke, 2012, und Tomforde und Luke, 2013. Die vorgestellten Messdaten sind in beiden Konferenzbeiträgen von Tomforde die Gleichen, lediglich die Aufarbeitung unterscheidet sich leicht.

In der Veröffentlichung von Kim, Park und Kang, 2003, werden auch Korrelationen für die Benetzung für glatte und für mikrostrukturierte Rohre vorgestellt. Hier soll nur auf den Fall für glatte Kupferrohre eingegangen werden:

$$W = 30,009 \cdot Re_{\dot{\Gamma}}^{0,232} \cdot We_m^{0,001} \left(\frac{y}{H} \right)^{-0,0611}, \quad (2.53)$$

wobei W die anteilige Benetzung des Wärmeübertragers, $Re_{\dot{\Gamma}}$ die Film-Reynoldszahl, We_m die modifizierte Weberzahl ($We_m = (\rho c^2 d) / S$) sowie y/H die relative Höhe des Rohrs gemessen von der obersten Rohrreihe bezogen auf den Abstand H zwischen oberstem und unterem Rohr beschreibt. Es werden folgende Definitionen der Film-Reynolds-Zahl $Re_{\dot{\Gamma}}$, der Berieselungsdichte $\dot{\Gamma}$ und der Weberzahl We verwendet:

$$Re_{\dot{\Gamma}} = \frac{4\dot{\Gamma}}{\nu}; \quad \dot{\Gamma} = \frac{\dot{m}}{2L}; \quad We_m = \frac{\rho c^2 d}{S}. \quad (2.54)$$

Die Struktur dieser Korrelation wurde von Wohlfeil, 2008b, übernommen. Die Koeffizienten wurden an Hand eigener Daten neu angepasst. Der Einfluss der Weber-Zahl wurde vernachlässigt, da die Stoffwerte konstant gehalten wurden. Obwohl die Übereinstimmung als gering bewertet wurde, hat Wohlfeil, 2008b, diese Korrelation bei der Interpretation seiner Messergebnisse berücksichtigt.

Um die weitere Verwendung dieser Korrelation bewerten zu können, soll zunächst überlegt werden, welche Bedingungen eine Korrelation zur Beschreibung der Benetzung in bestimmten Grenzfällen erfüllen sollte. Der Einfluss veränderlicher Stoffwerte soll dabei zunächst nicht berücksichtigt werden.

Grenzwertabschätzungen für die Benetzung von horizontalen Rohren:

1. Wenn die Berieselungsdichte hoch genug ist, dann sind alle Rohre vollständig benetzt (vorausgesetzt die Rohre sind fluchtend angeordnet und die Aufgabevorrichtung verteilt die Lösung gleichmäßig genug). Eine Benetzung größer als 100 % ist nicht möglich.

$$\lim_{\dot{\Gamma} \rightarrow \infty} W = 100\% \quad (2.55)$$

2. Wenn die Berieselungsdichte gegen null geht, dann läuft auch die Benetzung gegen null.

$$\lim_{\dot{\Gamma} \rightarrow 0} W = 0 \quad (2.56)$$

3. Die Benetzung weiterer unten an das Rohrregister angefügter Rohrreihen nimmt ab, aber je mehr Rohrreihen schon bestehen, desto geringer wird die Abnahme (bei linearer Abnahme, würden sich eventuell negative Benetzungsgrade ergeben).

$$\lim_{n \rightarrow \infty} W_{Rohr} = 0 \quad (2.57)$$

4. Die Benetzung des gesamten Rohrregisters ergibt sich als arithmetischer Mittelwert aus der Benetzung der einzelnen Rohre.

$$W_{ges} = \frac{\sum_{i=1}^{n_{ges}} W_i}{n_{ges}} \quad (2.58)$$

Kapitel 2 Thermisches Modell der Absorptionskälteanlage

Die Korrelation 2.53 von Kim, Park und Kang, 2003, erfüllt diese Überlegungen nicht, da z.B. bei größer werdender Berieselungsdichte die Benetzung auch Werte oberhalb von 100 % erreichen kann. Außerdem gibt es auf Grund der Einführung einer relativen Höhe y/H keinen Einfluss der Rohranzahl n_{ges} . Die Daten sowohl von Kim, Park und Kang, 2003, und Tomforde und Luke, 2013, zeigen aber übereinstimmend einen Einfluss der Rohrebene von oben gezählt - unabhängig davon wie viele Rohre noch folgen.

Die einfachste Gleichung, die die Bedingungen 2.53-2.55 erfüllt, ist die Folgende:

$$W_{n_i} = e^{-\frac{\dot{\Gamma}_e \cdot n_i}{\dot{\Gamma}}}, \quad (2.59)$$

wobei $\dot{\Gamma}_e$ die so genannte Entnetzungs-konstante ist, die Wechselwirkung zwischen Rohroberfläche und Fluid abbildet. Da die Konstante die Dimension einer Berieselungsdichte hat, wird das Symbol $\dot{\Gamma}_e$ verwendet.

Für die weitere Arbeit ist die mittlere Benetzung wichtig. Für diese folgt damit

$$W_{ges} = \frac{\sum_{i=1}^n e^{-\frac{\dot{\Gamma}_e \cdot n}{\dot{\Gamma}}}}{n}. \quad (2.60)$$

Für eine feste Berieselungsdichte kann $z = e^{-\frac{\dot{\Gamma}_e}{\dot{\Gamma}}}$ substituiert werden und es ist

$$W_{ges} = \frac{\sum_{i=1}^n z^n}{n}. \quad (2.61)$$

Diese Gleichung kann mit Hilfe von Partialsummen der geometrische Reihe berechnet werden:

$$\sum_{i=1}^{n_{ges}} z^n = \frac{1 - z^{n+1}}{1 - z} - 1, \quad (2.62)$$

so dass sich im Ergebnis

$$W_{ges} = \frac{1 - e^{-\frac{\dot{\Gamma}_e}{\dot{\Gamma}} \cdot (n_{ges}+1)}}{\left(1 - e^{-\frac{\dot{\Gamma}_e}{\dot{\Gamma}}}\right) \cdot n_{ges}} - n_{ges} \quad (2.63)$$

ergibt.

Für die Berechnung der mittleren Gesamtbenetzung wird der Wert der Konstanten $\dot{\Gamma}_e$

benötigt. Dieser wird an Hand der Datenreihen für Lithiumbromid, die von Kim, Park und Kang, 2003, (28 untereinander liegende Rohre) und Tomforde und Luke, 2013, (12 untereinanderliegende Rohre) für verschiedene Typen von Kupferrohren angepasst.

Dafür wird Korrelation 2.59 in eine Geradengleichung umgeformt, die Messwerte aus der Literatur entsprechend umgerechnet und die so gefundene Korrelation wird anschließend an die einzelnen Messereien gefittet. Aus der Steigung der Geraden, die durch den Ursprung geht, kann das Verhältnis $\dot{\Gamma}_e/\dot{\Gamma}$ bestimmt werden. Durch Einsetzen der entsprechenden Berieselungsdichte für die Messreihe kann anschließend die Entnetzungs konstante $\dot{\Gamma}_e$ ermittelt werden. In Tabelle 2.1 sind die Werte für die betrachteten Messreihen zusammengefasst, die entsprechend dem beschriebenen Weg für die einzelnen Datenreihen ermittelt wurden.

Tabelle 2.1: Betrachtete Messreihen und berechnete Entnetzungs konstanten

Author	Oberfläche	$\dot{\Gamma}$ <i>kg/(ms)</i>	$\dot{\Gamma}_{e,\dot{\Gamma}} = \dot{\Gamma}_e/\dot{\Gamma}$ -	$\dot{\Gamma}_e$ <i>kg/(ms)</i>
Tomforde, 2013	mittelgesandstrahlt	0,085	$1,41 \cdot 10^{-2}$	$1,02 \cdot 10^{-3}$
Tomforde, 2013	gezogen	0,083	$4,4 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-4}$
Tomforde, 2013	poliert	0,085	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$
Tomforde, 2013	mittelgesandstrahlt	0,035	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$5,8 \cdot 10^{-4}$
Tomforde, 2013	gezogen	0.032	$4,7 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
Tomforde, 2013	poliert	0.032	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$
Kim, 2003*	geschmirgelt	0,035	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$8,2 \cdot 10^{-4}$
Kim, 2003	Rohr Nr. 600 Rauheit $0.364 \mu m$	0.030	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$8,9 \cdot 10^{-4}$
Kim, 2003	Rohr Nr. 24 Rauheit $6.986 \mu m$	0,030	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
Kim, 2003	glattes Kupferrohr	0,030	$7,2 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$

* nach Tomforde, 2013

In der Abbildung 2.4 mit Daten aus Tomforde und Luke, 2013, ist der Anteil der benetzten Fläche über der Anzahl der untereinanderliegenden Rohrreihen für verschiedene Messreihen aufgetragen. Für die aus Kim, Park und Kang, 2003, zitierten Daten ergibt sich für die erste Rohrreihe ein Benetzungsanteil von 100%. Dies ist der Messmethodik von Kim et al. geschuldet, bei der die Flüssigkeit je

Kapitel 2 Thermisches Modell der Absorptionskälteanlage

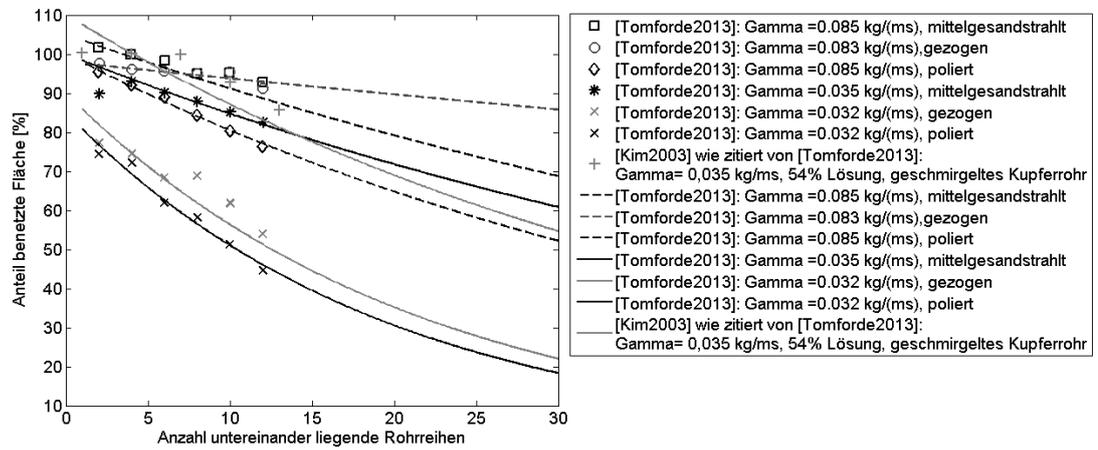


Abbildung 2.4: Messdaten nach [Tomforde 2013] mit Korrelationen

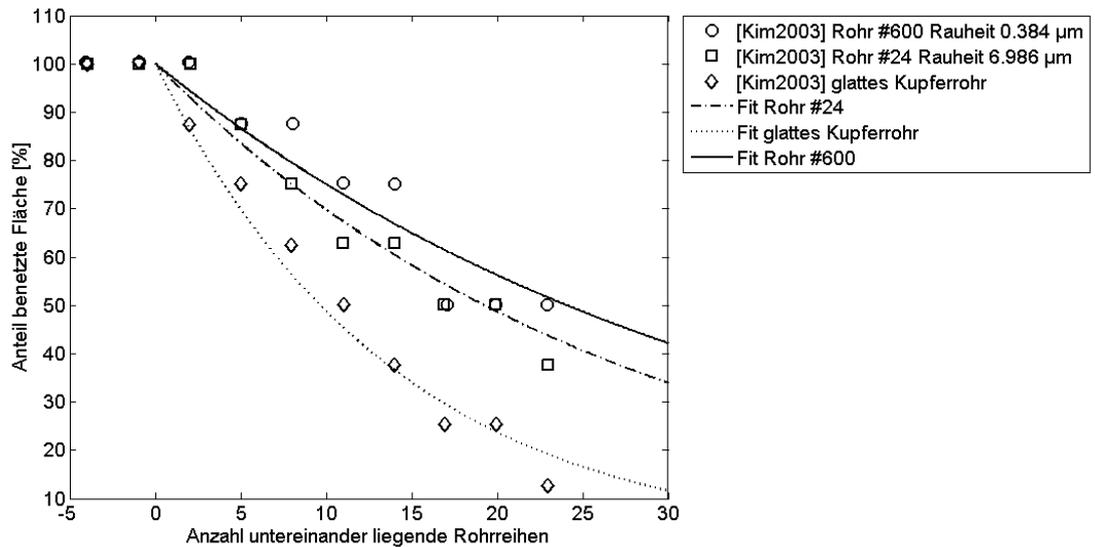


Abbildung 2.5: Messdaten nach [Kim 2003] mit Korrelationen

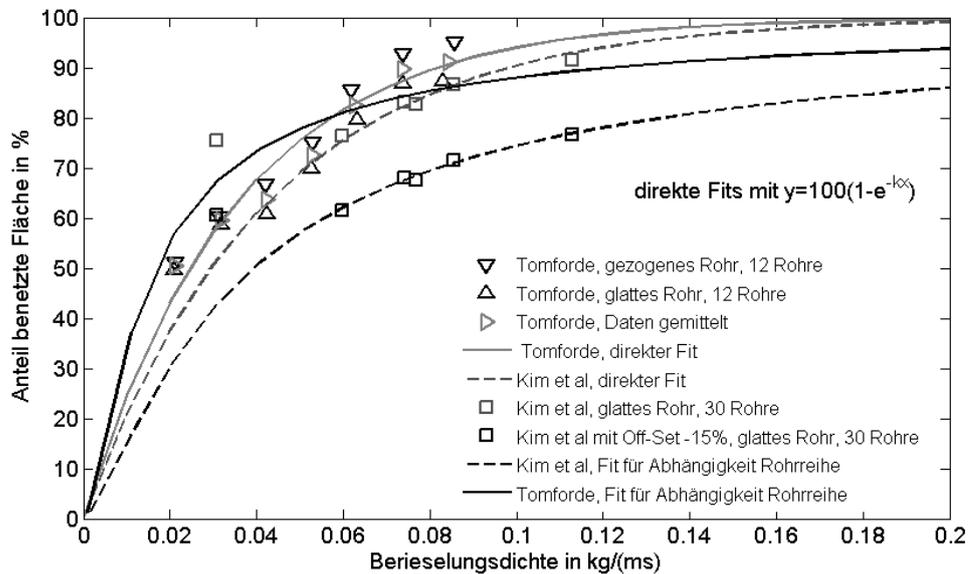


Abbildung 2.6: Vergleich Korrelation für mehrere Rohrreihen mit Messreihen

Rohrreihe in 20 Abschnitten aufgefangen und deren Menge bestimmt wird. Der am schlechtesten benetzten Abschnitt der ersten Rohrreihe weist per Definition noch eine Benetzung von 100% hat. Dadurch werden auch die folgenden Rohrreihen ggf. noch als 100% benetzt gewertet, obwohl dies möglicherweise nicht der Fall ist.

In Abbildung 2.5 sind die Anteile der benetzten Fläche aus Kim, Park und Kang, 2003, über der Anzahl der untereinander liegenden Rohrreihen gezeigt. Um die Methodik nach Kim, Park und Kang, 2003, mit derjenigen aus Tomforde und Luke, 2013, vergleichbar zu machen, wurde die Anzahl der Rohrreihen in Abbildung 2.5 mit Daten direkt aus Kim, Park und Kang, 2003, um fünf Rohrreihen nach unten korrigiert.

Neben den Messdaten aus den beiden Quellen sind in den Abbildungen 2.4 und 2.5 die mit Hilfe der Gleichungen 2.64 mit der jeweils angegebenen Berieselungsdichte ermittelten Korrelationen aufgetragen.

Die Korrelationen für die Benetzung des gesamten Rohrbündels gemäß Gleichung 2.64 sind in Abbildung 2.6 den Messwerten (offene Symbole) für das gesamte Rohrbündel bei verschiedenen Berieselungsdichten aus den Literaturquellen Tomforde und Luke, 2013, und Kim, Park und Kang, 2003, gegenüber gestellt. Dabei

wurden direkte Datenanpassungen sowie Berechnungen nach Gleichung 2.64 den Messdaten gegenübergestellt. Die direkt angepassten Gleichungen stimmen etwas besser mit den Literaturdaten überein, als die auf Grundlage von Gleichung 2.64 berechneten Verläufe. Für die Daten nach Kim, Park und Kang, 2003, ergibt sich eine gute Übereinstimmung, wenn die Daten um 15% nach unten korrigiert werden. Dies ist plausibel, da die Messmethode von Kim, Park und Kang, 2003, die Benetzung systematisch unterschätzt. Insgesamt werden die Daten in erster Näherung durch die hier beschriebene Methode gut abgebildet.

Es ist zu beachten, dass es sich bei den betrachteten Literaturstellen in allen Fällen um Messungen bei Umgebungsbedingungen handelt. In den Absorptionskälteanlage mit dem Arbeitsstoffpaar $\text{H}_2\text{O}/\text{LiBr}$ liegt aber der Druck in allen Komponenten im Unterdruckbereich. Weitere Untersuchungen zu den Auswirkungen einer Dampfphase im Unterdruck auf das Benetzungsverhalten wären wünschenswert.

Kapitel 3

Hydraulische Kennlinien im Lösungskreis

Die Lösungspumpe fördert die reiche Lösung aus dem Absorbersumpf in die Aufgabewanne des Desorbers. Aus der Aufgabewanne des Desorbers rieselt die Lösung über das Desorberrohrbündel in den Desorbersumpf. In dem Behälter, der den Desorber enthält, liegt der Druck höher. Dieser Behälter befindet sich bei der vorliegenden Anlage oberhalb des Behälters, der den Absorber beinhaltet. Dadurch fließt die Lösung ohne Zufuhr von technischer Arbeit aus dem Desorbersumpf in die Aufgabewanne des Absorbers, von wo sie über die Absorberrohrbündel zurück in den Sumpf des Absorbers rinnt.

Die Füllstände ändern sich mit den Anteilen LiBr an der Lösung. Mit zunehmenden mittleren LiBr-Anteilen an der Lösung reduziert sich die Lösungsmenge und die Menge des reinen Wassers im Verdampfersumpf erhöht sich, da die Gesamtmenge an Flüssigkeiten in der AKA gleich bleibt. Einen weiteren Einfluss könnte die Menge Lösung haben, die sich auf den Rohren und in den Aufgabewannen befindet. Dies dürfte im Wesentlichen von der Viskosität und der Oberflächenspannung der Lösung abhängen. Dieser Einfluss soll zunächst unberücksichtigt bleiben.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde von einem wähl- und einstellbaren Lösungsvolumenstrom ausgegangen. In vielen Absorptionskälteanlagen wird dieser jedoch nicht aktiv geregelt, sondern ergibt sich aus dem Zusammenspiel von hydraulischer Anlagen- und Pumpenkennlinie als deren Schnittpunkt. Daher wird

zunächst darauf eingegangen, warum als Pumpentyp Kreiselpumpen und nicht Verdränger bzw. Peripheralradpumpen ausgewählt wurden. Nachdem die Kennlinie der Pumpe etabliert wurde, wird ein vereinfachtes Modell für den sich ergebenden Betriebspunkt aus Anlagenkennlinien und Pumpenkennlinie entwickelt und eine Parametervariation durchgeführt.

3.1 Auswahl des Pumpentyps

Grundsätzlich kann in folgende Hauptfunktionsprinzipien unterschieden werden:

- Verdrängerpumpen
- Strömungspumpen
- Seitenkanal bzw. Peripheralradpumpen

Das Funktionsprinzip der Pumpen und damit das Förderverhalten der Pumpen unterscheidet sich grundlegend, was sich in den Verläufen der idealisierten Kennlinien widerspiegelt.

Verdrängerpumpen wandeln direkt mechanische Energie in innere Energie um, indem der verfügbare Raum für die Flüssigkeit in der Pumpe verschoben wird. Dadurch wird das in der Pumpe befindliche Fluid in die Druckleitung ausgeschoben, wo es das dort befindliche Medium weiterschiebt. Da Flüssigkeiten im Allgemeinen annähernd inkompressibel sind, ist das geförderte Volumen bauraumbedingt: Bei einer festen Drehzahl des Kolbenantriebs ergibt sich ein fester Volumenstrom bei theoretisch beliebig hohen Drücken. Dies resultiert auch unter der Berücksichtigung realer Effekte in sehr steilen Kennlinien von Verdrängerpumpen.

Strömungspumpen nutzen den Effekt der Strömungsumlenkung und die Umwandlung kinetischer Energie in Druckenergie bei Erweiterung des Strömungsquerschnitts. Im Laufrad wird dem Fluid technische Arbeit zugeführt. Diese wird genutzt, die Strömung absolut betrachtet zu beschleunigen, während diese relativ zum bewegten Laufrad durch diffusorförmige Schaufelkanäle gebremst wird, wodurch Druck aufgebaut wird. Nach dem Laufrad wird die Strömung durch einen ruhenden Diffusor (Leitrad oder Spiralgehäuse) im absoluten Referenzsystem

verzögert, wodurch die im Laufrad aufgenommene kinetische Energie in Druckenergie umgewandelt wird. Es ergibt sich ideal betrachtet eine flache Kennlinie mit geringer Förderhöhenänderung bei unterschiedlichen Volumenströmen. Strömungspumpen können in axialer sowie in radialer Bauweise ausgeführt werden. Die radiale Bauart überwiegt, da hier bei einer Durchströmung von innen nach außen die Zentrifugalkraft für eine zusätzliche Drucksteigerung im Laufrad genutzt wird.

Peripheralrad- und Seitenkanalpumpen verbinden die Funktionsprinzipien von Strömungs- und Verdrängerpumpen. Dies spiegelt sich auch in der idealisierten Kennlinie wieder, bei der die Förderhöhe linear mit steigendem Volumenstrom fällt.¹

Die theoretischen Kennlinien für die unterschiedlichen Funktionsprinzipien der Pumpentypen sind in Abbildung 3.1 gegenübergestellt. Aus den Kennlinien zusammen mit konstruktiven Gegebenheiten folgt, dass Verdrängerpumpen typischerweise für eine Kombination aus hohen benötigten Förderhöhen mit eher kleinen Volumenströmen geeignet sind. Strömungspumpen bieten sich hingegen eher bei hohen Volumenströmen und geringen Förderhöhen an. Axial durchströmte Pumpen haben dabei ein im Verhältnis höheren Volumenstrom bei geringeren Förderhöhen je Stufe. Peripheral- und Seitenkanalpumpen bewegen sich wiederum dazwischen.

Es gibt auch Absorptionskälteanlagen, in denen die Lösung ohne mechanische Bauteile auf Grund von Dichteunterschieden zwischen zwei korrespondierenden Säulen transportiert wird. Der Dichteunterschied wird dabei entweder thermisch mit Blaspumpen (Sriksirin, Aphornratana und Chungpaibulpatana, 2001) oder durch das gezielte Einbringen von Hilfsgas erzeugen (Diffusions-Absorptionskälteanlagen wie bei Campingkühlschränken oder Minibars in Hotels, z.B. Rodríguez-Muñoz und Belman-Flores, 2014). Dabei gibt es jedoch andere Kopplungen und Rückwirkungen mit dem Prozess, so dass diese Bauart hier nicht betrachtet wird.

¹Peripheralradpumpen unterscheiden sich von anderen Kreiselpumpen darin, dass der Energieübertrag im wesentlichen über Impulsaustausch stattfindet (ähnlich wie bei Strahlpumpen). Es gibt aber auch Hinweise auf externe Druckerzeugung (wie bei Drehkolbenpumpen). Wenn sie Gasanteile mit fördern, funktioniert die Gasförderung wie bei einem Flüssigringverdichter, also nach dem Verdrängerprinzip (Pfleiderer, 1961).

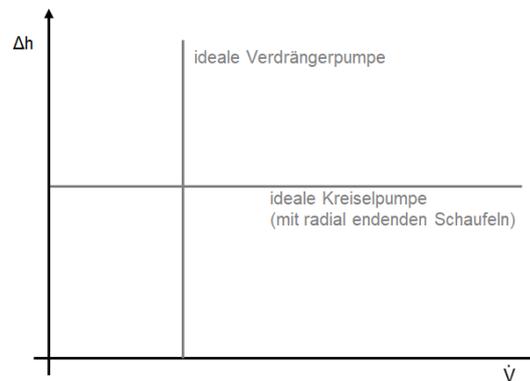


Abbildung 3.1: Idealisierte Kennlinien für Verdränger- und Kreiselpumpen

Im Rahmen einer Bachelorarbeit (Romanski, 2015) wurde eine Marktanalyse für geeignete Pumpen für die Absorptionskälteanlagen vom Typ Hummel und Biene (vgl. Tabelle 1.1) durchgeführt. Dabei hat sich herausgestellt, dass für die hier betrachtete Bauform einer AKA Verdrängerpumpen einen größeren Bauraum einnehmen und unter anderem aus diesem Grund auch teurer sind. Die führenden Hersteller von Lösungsmittelpumpen stellen Nassläufer-Kreiselpumpen mit Spaltrohr her (Teikoku, 2018 und Buffalopumps, 2018). Ein Beispiel einer solchen sich in Wartung befindlichen Lösungspumpe aus einer marktverfügbaren AKA ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Für Wasser/LiBr-Absorptionskälteanlagen scheint der Einsatz von Nassläufer-Kreiselpumpen mit Spaltrohr als interne Pumpen (Lösungs- und Kältemittelpumpe) typisch. Anders stellt sich dies für Ammoniak-Anlagen dar. Diese werden auf Grund des durch das Arbeitsstoffpaar bedingten höheren Druckunterschieds zwischen Kondensator und Verdampfer eher mit Verdrängerpumpen betrieben. Beispiele für Ammoniak/Wasser mit Membranpumpen sind u.a. in dem Patent von Guerra und Guerra, 2000, bzw. in dem Konferenzbeitrag von Jakob, Spiegel und Pink, 2008, zu finden.

Der Autorin ist kein Beispiel bekannt, bei der Seitenkanal bzw. Peripheralradpumpen in kommerziellen AKA vorkommen. In einem Teststand für ein Sorptionsspeichersystem mit dem Arbeitsstoffpaar Wasser/LiBr nach dem Honigmann-Prinzip wird als Pumpe eine Peripheralradpumpe eingesetzt (Jahnke u. a., 2017). Vorteilhaft ist die Möglichkeit hohe Gasanteile fördern zu können. Auf Grund von relativ geringen Drehzahlen ist die Neigung zu Kavitation geringer. Nachteilig

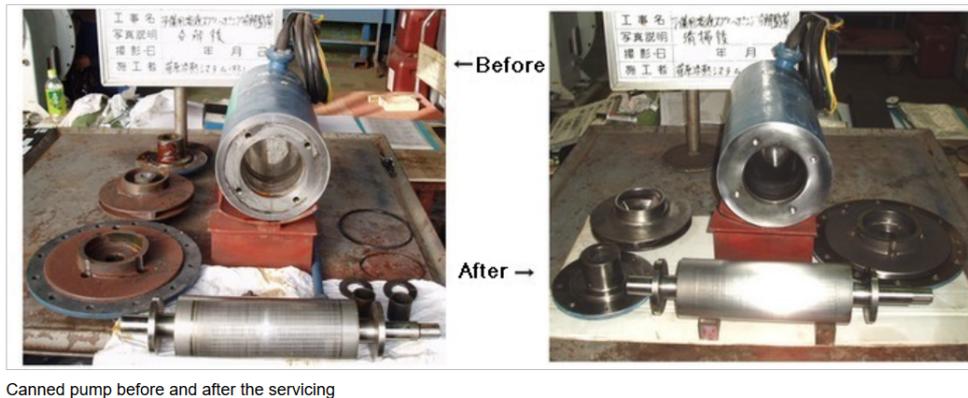


Abbildung 3.2: Lösungspumpe auseinandergebaut vor und nach der Wartung
Quelle: ebara, 2018

sind die relativ geringen hydraulischen Wirkungsgrade zu nennen. Dadurch wird die benötigte Antriebsleistung hoch, was durch die große Dichte der LiBr-Lösung verstärkt wird, da dies eine größere hydraulische Leistung bedingt - der Bauraum wird groß und insbesondere die elektrische Maschine wird teuer.

Der Fokus liegt in dieser Arbeit auf Wasser/LiBr-Absorptionskälteanlagen. Daher werden im Folgenden lediglich radiale Kreiselpumpen weiter betrachtet.

3.2 Pumpenkennlinie

Zunächst wird davon ausgegangen, dass bei konstanter Anlagenkennlinie der Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung durch die Lösungsmittelpumpe bestimmt wird. Die Drehzahl der Lösungsmittelpumpe wird hierbei nicht variiert. Die Pumpenkennlinie ändert sich nicht nennenswert, auch wenn sich die Stoffwerte ggf. ändern. Es wird zusätzlich ein horizontaler Verlauf der Pumpenkennlinie angenommen.

Dies ist für die eingesetzten Kreiselpumpen bei kleinen Volumenströmen gegenüber dem Auslegungsvolumenstrom der Pumpe und insbesondere auch bei parallel verschalteten baugleichen Pumpen in guter Näherung gegeben (vgl. mit Wasser vermessene Pumpenkennlinien in den Abbildungen G.5, G.6 und G.7 sowie die

gemessene Kennlinie für die Pumpe in TUEW in Abbildung 8.2).²

Der Einfluss der geänderten Viskosität auf die Pumpenkennlinie wird als ebenfalls klein eingeschätzt. Zum einen ist in Abbildung 8.2 kein nennenswerter Einfluss der Viskosität zu erkennen, obwohl Punkte mit unterschiedlichen Temperaturen und auch LiBr-Massenanteilen in der Lösung enthalten sind. Das Diagramm in Abbildung 13.9 aus Gülich, 2013), stützt diese Vermutung. Im Bereich der zu erwartenden Viskosität von Wasser/LiBr-Lösung von ca. $1\text{--}4\text{ mm}^2/\text{s}$ (vgl. Löwer, 1960) hat diese nur einen kleinen Einfluss, da selbst bei einer Erhöhung der Viskosität von $1\text{ mm}^2/\text{s}$ (reines Wasser bei 20 °C) auf über $200\text{ mm}^2/\text{s}$ der erkennbare Einfluss auf die Förderhöhe der Pumpe insbesondere bei Volumenströmen unterhalb des Auslegungsvolumenstroms ($Q/Q_{opt,w} < 1$) gering ist. Der auf den optimalen Wirkungsgrad bezogene Wirkungsgrad der Pumpe lässt den größten Einfluss der Viskosität bei optimalem Volumenstrom erwarten, wobei in diesem Punkt ein Nachlassen des Wirkungsgrades um 25 % bei einer mehr als 200-fach gegenüber Wasser von 20 °C erhöhten Viskosität gezeigt wird. Daher wird bei einer max. um den Faktor 4 erhöhten Viskosität ein vernachlässigbarer Einfluss auf den Wirkungsgrad der Lösungspumpe erwartet.

Der Betrieb der Pumpe darf bei der aktuellen Betrachtung nicht durch Sondereffekte beeinflusst werden. Beispielsweise dürfen weder Kavitation noch Blaseneintrag in die Pumpe auftreten. Eine detailliertere Analyse, wann derartige Sondereffekte und somit 2-Phasen-Strömung erwartet wird, ist im Abschnitt 4 zu finden. Tritt Kavitation auf, so setzt eine selbstständige Füllstandsregelung, auch Kavitationsregelung genannt, ein. Die Pumpe fördert stets so viel, wie in ihren Sumpf zurück fließt (Gülich, 2013).

3.3 Hydraulische Kennlinien in der Anlage

In Absorptionskälteanlagen mit berieselten Rohrbündeln und offenen Aufgabewannen ergibt sich nicht nur eine geschlossene Wassersäule, sondern mehrere. Also

²Die getroffene Annahme einer horizontalen Kennlinie ist daher nicht zu verwechseln mit der Annahme radialendender Schaufeln (Abbildung 3.1) - sie gründet sich viel mehr auf das erwartete Teillastverhalten (hinsichtlich des Volumenstroms) einer Kreiselpumpe mit rückwärts gekrümmten Schaufeln.

sind mehrere Anlagenkennlinien zu berücksichtigen. In den Aufgabewannen und Behältersümpfen können sich unterschiedliche Mengen an Lösung befinden, die die einzelnen Anlagenkennlinien gegeneinander verschieben. Dies kann durch instationäre Vorgänge hervorgerufen werden, aber auch durch die Verschiebung des Prozesses im Lösungsfeld bei unterschiedlichen externen Betriebsbedingungen (vgl. Abschnitt 2).

Die relevanten Höhendifferenzen im Lösungskreis sind in Abbildung 3.3 dargestellt. In Abbildung 3.4 sind die berücksichtigten Kennlinien im Lösungskreis gezeigt. Der Stromfaden für die Aufstellung der Bernoulli-Gleichung in Abschnitt 3.4 wird jeweils von der Sumpfoberfläche (Punkt 1_W bzw. 1_S) bis zum Auslauf aus der Aufgabeverrohrung in jeweils anderen Behälter (2_W bzw. 2_S) aufgestellt.

Die Stauhöhen der Aufgabewannen sind so ausgelegt, dass sie die gewünschten Volumenströme durchlassen. Jene werden nicht weiter betrachtet und sind daher nicht in Abbildung 3.4 zu finden. Der Rücklauf aus dem Desorbersumpf ist idealerweise so ausgelegt, dass die Druckdifferenz zwischen Desorber und Absorber (plus ggf. einer kleinen Füllhöhe im Desorber bzw. in der Verrohrung) ausreicht, um den benötigten Volumenstrom in den üblichen Betriebszuständen durch den Lösungswärmeübertrager zuzüglich der als U-Rohr ausgeführten Drossel zurück in die Absorberaufgabe zu drücken.

Die Anlagenkennlinie setzt sich aus einem dynamischen und einem statischen Anteil zusammen. Als dynamisch wird eine Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit bezeichnet. Dies trifft auf Reibungsdruckverluste und auf Geschwindigkeitserhöhung zu. Wenn z.B. Flüssigkeit aus einem Behälter gefördert wird, bei dem die geodätische Flüssigkeitsoberfläche als konstant angenommen werden kann und die Flüssigkeit anschließend in einer Leitung strömt, wird diese von Ruhe auf die Strömungsgeschwindigkeit beschleunigt. Dieser Fall liegt bei den betrachteten Absorptionskälteanlage vor. Die beiden dynamischen Anteile ändern sich quadratisch mit der Geschwindigkeit und damit mit dem Volumenstrom.

In Abbildung 3.4 sind die Anlagenkennlinien für zwei unterschiedliche Fälle dargestellt. Die Anlagenkennlinien für die gepumpte Lösung sind in grün dargestellt, während die Kennlinien für die zurück laufende Lösung in gelb gezeigt sind.

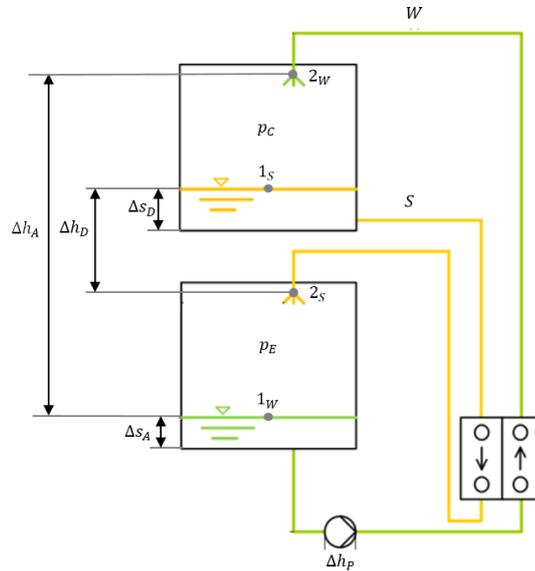


Abbildung 3.3: Schema der Höhendifferenzen der hydraulischen Kennlinien im AKA-Lösungskreis

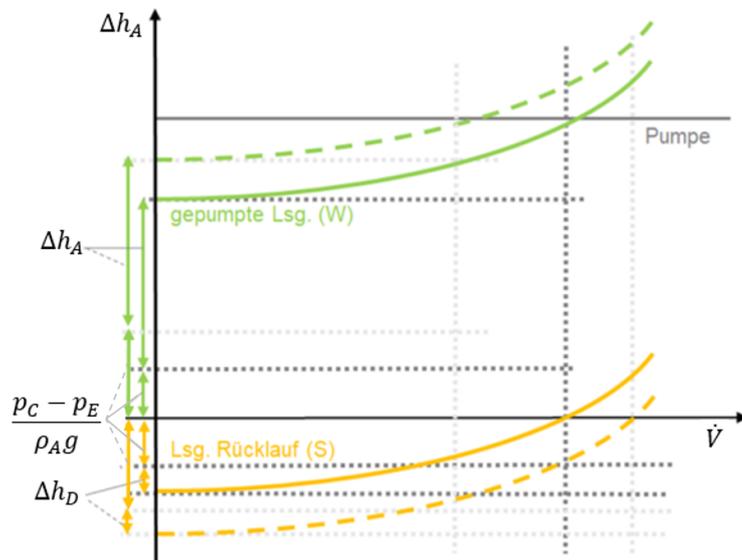


Abbildung 3.4: Hydraulische Kennlinien im Lösungskreis der Absorptionskälteanlage

Die Höhen Δh_A und Δh_D ergeben sich aus den konstruktionsbedingten Höhenunterschieden zwischen der inneren Behälterunterkante (Sumpfboden) und dem Endpunkt der jeweiligen Verrohrung abzüglich der Füllhöhe im Sumpf. Bei den betrachteten Anlagen ist die Höhe Δh_A betragsmäßig deutlich größer als Δh_D . Dies wird qualitativ in Abbildung 3.4 wieder gegeben. Außerdem ist in dem statischen Anteil der Anlagenkennlinie (y-Achsenabschnitt) die Druckdifferenz zwischen den beiden Behältern - umgerechnet in eine Höhendifferenz - zu berücksichtigen. Unter Vernachlässigung des Dichteunterschieds zwischen den beiden Lösungen ist die sich ergebende Höhendifferenz für beide Kennlinien gleich groß, geht aber in die Kennlinie der gepumpten Lösung mit positiven und in die der zurücklaufenden Lösung mit negativem Vorzeichen ein. Die Druckverluste werden in erster Näherung als quadratisch mit konstantem Druckverlustbeiwert betrachtet. Diese Annahme ist gilt für den Fall, dass sich die Strömung in voll-turbulentem Zustand befindet.

Der sich einstellende Lösungsvolumenstrom wird für die gepumpte Lösung als Schnittpunkt zwischen Anlagen- und Pumpenkennlinie bestimmt. Die Pumpenkennlinie ist in Abbildung 3.4 mit konstanter Förderhöhe, ohne Abhängigkeit vom Volumenstrom angenähert. Der Volumenstrom des Lösungsrücklaufs ergibt sich als Abschnitt der Abszisse. Für einen stationären Betriebspunkt der Absorptionskälteanlage müssen die beiden Volumenströme unter Vernachlässigung des Dichteunterschieds und des ausgetriebenen Massenstroms gleich groß sein. Dies ist für die beiden durchgezogenen Anlagenkennlinien der Fall.

Die gestrichelten Kennlinien zeigen exemplarisch, wie sich diese verschieben, wenn sich die Differenz zwischen den beiden Behälterdrücken erhöht. Der Volumenstrom der gepumpten Lösung sinkt, der Volumenstrom der rücklaufenden Lösung steigt dadurch. Dies führt zu einer Verlagerung von Lösung aus dem Desorber- in den Absorbersumpf. Damit verschieben sich die Füllhöhen und Δh_A steigt, während Δh_D sinkt. Damit bewegen sich die Kennlinie wieder in Richtung der durchgezogenen Kennlinien und die beiden Volumenströme gleichen sich wieder an.

Auch hier wird der Einfluss einer Viskositätsänderung vernachlässigt. Es wird davon ausgegangen, dass die geänderte Viskosität bei unterschiedlichen LiBr-Massenteilen in der Lösung und bei unterschiedlichen Temperaturen der Lösung einen untergeordneten Einfluss auf die Reibungsdruckverluste sowohl für die Pumpen-

als auch für die Anlagenkennlinien hat.

Die Druckdifferenz zwischen Kondensator und Verdampfer wird im wesentlichen vom Lastzustand der AKA, den eingestellten externen Volumenströmen und den externen Eintrittstemperaturen beeinflusst. Außerdem ist sie abhängig von dem benetzten Anteil der verbauten Wärmeübertragerflächen, die in Abhängigkeit von der Leistung die Temperaturdifferenz zwischen internem und externem Kreis bestimmen.

Die zu überwindenden Höhenunterschiede sowie die Änderung der Sumpfquerschnittsfläche sind bauformbedingt. Bei Sumpfformen mit nicht konstanter Fläche in Richtung der Stauhöhe (wie bei einem Absorbersumpf als liegendem Zylinder) müsste diese Änderung zusätzlich berücksichtigt werden. In dieser Arbeit werden - bis auf in Parametervariationen - nur konstante Sumpfquerschnittsflächen betrachtet.

Bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen ändert sich die Lösungszusammensetzung sowohl der kältemittelreichen als auch der -armen Lösung. Da insgesamt die gesamte Masse an LiBr (im ungestörten Betrieb) auf der Lösungsseite verbleibt, variiert die verfügbare Betriebsmittelmenge je nach Betriebszustand. Diese verteilt sich entsprechend der vorliegenden Drücke zusätzlich noch unterschiedlich auf Absorber und Desorber. Die jeweils vorliegenden Stauhöhen sind somit zu berücksichtigen.

Folgende weitere Randbedingungen können die hydraulischen Kennlinien beeinflussen:

- Füllhöhen bevor Sümpfe überlaufen
- Überflutung der unteren Rohrreihen
- Auf-/ Abbau von Anstauung von Lösung im Desorbersumpf (bei gleichem Druck) und damit geringerer/höherer Füllstand im Absorbersumpf
- Versalzung des Kältemittels und die damit verbundene zeitweise Änderung der Lösungs- bzw. Kältemittelmengenverteilung

- 2-Phasenströmung am Eintritt in die Pumpe (durch Kavitation oder Dampf ziehende Wirbel)
- Änderung des Druckverlustes in den Rohrleitungen durch 2-Phasenströmung.

Bei der Menge an Lösung, die in der AKA eingefüllt wird, gibt es unterschiedliche Zielstellungen, die sich ggf. nicht gleichzeitig erreichen lassen:

- **Dynamik:** Damit die AKA schnell auf Laständerungen reagieren kann, sollte wenig Lösung in der Anlage vorhanden sein, damit sich neue Lösungszustände schnell einstellen können. Eine Abschätzung der Massenanteilsänderung im Absorbersumpf in Abhängigkeit des Lösungsvolumens im Sumpf ist in Anhang B.2 zu finden.
- **Bauvolumen:** Um die Anlagen kompakt zu halten, ist ein kleines Lösungsvolumen hilfreich.
- **Betriebsbereich:**
 - Es wird ein genügend hoher Sumpfstand für fehlerfreien Betrieb der Lösungsmittelpumpe (Vermeidung von Kavitation, Wirbelbildung, vgl. Abschnitt 4.1.4) benötigt.
 - Die Abdeckung eines weiten Betriebsbereiches wird durch die Erreichbarkeit unterschiedlicher Lösungsmassenanteile ermöglicht.

3.4 Vereinfachte Betrachtung des Zusammenspiels von Anlagen- und Pumpenkennlinie

Für die folgende Betrachtung, wird von stationären Betriebspunkten ausgegangen. Die von der Pumpe geförderte Lösung fließt vollständig zurück und sammelt sich nicht in einer der Komponenten an. Die Füllstände ändern sich bei Beibehaltung eines Betriebspunktes nicht und die Geschwindigkeit der Flüssigkeit an der Oberfläche der Sumpfe ist annähernd null. In dem Behälter, in dem sich der Absorber befindet, ist zusätzlich der Verdampfer angeordnet. Es wird angenommen, dass der Gleichgewichtsdruck, der zu der Verdampfungstemperatur im Verdampfer gehört,

in dem ganzen Behälter vorliegt und somit auch an der Oberfläche des Absorbersumpfes wirksam ist. An der Oberfläche des Desorbersumpfes liegt mit der gleichen Begründung der Kondensatordruck an. Außerdem wird vereinfachend davon ausgegangen, dass das verbindende Rohr von Absorbersumpf zur Desorberaufgabewanne überall den gleichen Querschnitt aufweist.

Für die vereinfachte Betrachtung werden noch einmal zusammengefasst folgende Annahmen getroffen:

- Das Volumen an Lösung, das sich in Aufgabewannen, dem Lösungswärmeübertrager, den Rohrleitungen und sonstigen Reservoirs der AKA befindet, ist näherungsweise konstant.
- Die Summe der Lösungsvolumina in Absorber- und Desorbersumpf ist konstant.
- Die Anlagenkennlinien der Aufgabewannen und der Rohrbündel spielen nur eine untergeordnete Rolle und werden daher vernachlässigt.
- Es wird von einer ruhenden Oberfläche in den Sümpfen bzw. an dem sich bildenden Flüssigkeitsminiskus ausgegangen.
- Die Verrohrung zwischen den beiden Behältern kann jeweils über einen konstanten Querschnitt beschrieben werden.
- Druckverluste von Rohrleitungen und Einbauten werden zusammengefasst mit einem Druckverlustbeiwert beschrieben.

Als Effekt zweiter Ordnung hängt auch der Druckverlustbeiwert von Stoffwerten der Lösung ab. Dieser Effekt wird in der hier vorgenommenen Betrachtung zunächst vernachlässigt. Mit diesen Annahmen ändert sich lediglich der statische Anteil der Anlagenkennlinie, die sich abhängig vom Betriebspunkt senkrecht verschiebt.

Für die ersten Analysen wird zusätzlich die Dichte der Lösung als konstant und für hoch gepumpte und herunterlaufende Lösung als gleich groß angenommen. Die Querschnittsfläche der Sümpfe wird außerdem zunächst als konstant betrachtet.

Mit Hilfe der Benoulli-Gleichung in Druckeinheiten ergibt sich allgemein für die Anlagenkennlinie:

$$\Delta p + \frac{\rho}{2} \Delta c^2 + \rho g \Delta z + \Delta p_v = \Delta p_P, \quad (3.1)$$

wobei Δp für die Druckdifferenz zwischen den beiden Gasatmosphären, c für die Stömungsgeschwindigkeit, Δz für die Höhendifferenz, Δp_v für den Strömungsdruckverlust und Δp_P für die Druckdifferenz, die durch die Pumpe bereit gestellt werden muss, steht.

Für den speziellen Fall folgt unter Anwendung der Kontinuitätsgleichung

$$\dot{V}_W = c \cdot A_{W,Rohr} \quad (3.2)$$

und mit dem Index C für den Kondensator, dem Index E für den Verdampfer, A für Absorber und D für Desorber

$$p_C - p_E + \rho_W g \Delta h_A + \frac{\rho_W}{2} \cdot \frac{\dot{V}_W^2}{A_{W,Rohr}^2} + \frac{\rho_W}{2} \cdot \zeta_A \cdot \frac{\dot{V}_W^2}{A_{W,Rohr}^2} = \Delta p_P. \quad (3.3)$$

In der oben aufgestellten Gleichung kommt zu überwindende Höhendifferenz Δh_A bzw. Δh_D vor. Bei den betrachteten Anlagen ist für die Lösungsseite der Höhenunterschied zwischen Pumpensaugstutzen am Eintritt in die Pumpe bis zum Auslauf aus dem Steigrohr in die Desorberaufgabe abzüglich dem Füllstand im Absorbersumpf einzusetzen. Die Höhe zwischen Pumpensaugstutzen und Desorberaufgabe ist ein fester, konstruktionsbedingter Wert. Der Füllstand im Absorber ist jedoch abhängig vom Betriebszustand der Anlage, da sich das Lösungsvolumen mit dem Wasseranteil an der Lösung ändert. Außerdem verschiebt sich mit geänderten Drücken (also in unterschiedlichen Betriebspunkten) ggf. das im Sumpf gespeicherte Lösungsvolumen zwischen De- und Absorber. Als Folge ergeben sich unterschiedliche Stauhöhen Δs_A und Δs_D in den jeweiligen Sümpfen, die eine Änderung in Δh_A bzw. Δh_D bewirken - in Gleichungen ausgedrückt:

$$\Delta z_A = \Delta h_A = h_{A,konst} - \Delta s_A \quad (3.4)$$

und

$$\Delta z_D = \Delta h_A = h_{D,konst} - \Delta s_D. \quad (3.5)$$

Umgerechnet in Höheneinheiten (für die Betrachtung der Pumpenkennlinie gebräuchlich, da dann die Förderkennlinie der Kreiselpumpe unabhängig von der Fördermediumsdichte wird) ergibt sich unter Zusammenfassung der dynamischen Terme (in denen \dot{V}^2 vorkommt):

- für die gepumpte Lösung

$$\frac{p_C - p_E}{\rho_W g} + \Delta h_A + \frac{1 + \zeta_A}{2g} \cdot \frac{\dot{V}_W^2}{A_{W,Rohr}^2} = \Delta h_P, \quad (3.6)$$

- für die zurück laufende Lösung:

$$\frac{p_C - p_E}{\rho_S g} + \Delta h_D - \frac{1 + \zeta_D}{2g} \cdot \frac{\dot{V}_S^2}{A_{S,Rohr}^2} = 0. \quad (3.7)$$

Mit der Annahme, dass sich ein konstantes Lösungsvolumen auf die beiden Sumpfe aufteilt

$$V_{Lsg} = A_A \Delta s_A + A_D \Delta s_D, \quad (3.8)$$

kann die Füllhöhe im Desorbersumpf in Abhängigkeit von der Absorberfüllhöhe durch Umformen und Einsetzen ausgedrückt werden:

$$\Delta h_D = h_{D,konst} + \frac{V_{Lsg}}{A_D} - \frac{A_A}{A_D} \Delta s_A. \quad (3.9)$$

Die Bernoulli-Gleichungen in Höhenform werden nach dem jeweiligen Volumenstrom aufgelöst. Für einen stationären Betriebspunkt müssen die beiden Massenströme (bei Vernachlässigung des verdampften Massenstroms, bei gleicher Dichte also auch die Volumenströme) gleich groß sein.

Damit kann die Höhe im Absorbersumpf ausgedrückt werden, wobei zur Übersichtlichkeit der Faktor G folgendermaßen definiert wird:

$$G = \left(\frac{A_{S,Rohr}}{A_{W,Rohr}} \right)^2 \frac{a + \zeta_A}{b + \zeta_D}. \quad (3.10)$$

Die Größen a für den Absorber bzw. b für den Desorber können entweder den Wert 1 oder 0 annehmen. Sie dienen der Spezifikation, ob an der Sumpfoberfläche die Flüssigkeit ruht (große Oberfläche, Geschwindigkeit wird vernachlässigt) dann a bzw. $b = 1$ oder ob an der Oberfläche bereits eine Strömung vorhanden ist und somit keine Beschleunigung vorliegt, dann a bzw. $b = 0$ (siehe Diskussion zu Füllstand im Rohrquerschnitt in Abschnitt B.4). Damit ergibt sich für die Füllhöhen:

$$\Delta s_A = \frac{\frac{V_{Lsg}}{A_D} + \frac{p_C - p_E}{\rho_w g} G - \Delta h_p + \Delta h_{konst,A} + \frac{p_C - p_E}{\rho_w g}}{1 + \frac{A_A}{A_D} G} \quad (3.11)$$

bzw.

$$\Delta s_D = \frac{\frac{1}{G} \left(\Delta h_p - \Delta h_{konst,A} + \frac{V_{Lsg}}{A_A} - \frac{p_C - p_E}{\rho_{AG}} \right) - \frac{p_C - p_E}{\rho_{SG}}}{1 + \frac{A_D}{A_A} \frac{1}{G}}. \quad (3.12)$$

Diese Ergebnisse werde in die nach dem Absorber- bzw. Desorbervolumenstrom aufgelöste Bernoulli-Gleichung eingesetzt:

$$\dot{V}_A = \sqrt{\frac{\left(\Delta h_p - h_{konst,A} + \Delta s_A - \frac{p_C - p_E}{\rho_{AG}} \right) 2g}{1 + \zeta_A}} A_{W,Rohr} \quad (3.13)$$

oder

$$\dot{V}_D = \sqrt{\frac{\left(\Delta s_D + \frac{p_C - p_E}{\rho_{DG}} \right) 2g}{1 + \zeta_D}} A_{S,Rohr}. \quad (3.14)$$

Mit Hilfe der hergeleiteten einfachen Betrachtung kann das hydraulische Verhalten der Absorptionskälteanlage bei gewünschtem Betriebsverhalten in erster Näherung beschrieben werden.

Sinkt jedoch der Füllstand im Absorber- oder Desorbersumpf zu weit ab, so kann dies zur Entstehung von 2-Phasenströmung führen. Zwei Entstehungsmechanismen werden im folgenden Kapitel näher betrachtet.

Kapitel 4

Zweiphasenströmung - Kavitation, Wirbelbildung und kritische Überdeckung

In Absorptionskälteanlagen wird Lösung gepumpt, die sich sehr nahe am Siedezustand befindet. Damit besteht eine erhöhte Gefahr des Entstehens von Dampfblasen und somit einer kavitierenden Lösungspumpe. Die Angaben der Pumpenhersteller zu dem Kaviatationsverhalten ihrer Pumpen (Angabe der Nettosaughöhe) beziehen sich üblicherweise auf Wasser und einen Nennpunkt. Die Stoffeigenschaften der gepumpten Lösung ändern sich jedoch mit dem Betriebspunkt der Absorptionskälteanlage. Daher ist es notwendig den Einfluss von Stoffeigenschaften auf die Entstehung von Blasen zu analysieren.

Im Folgenden wird der Einfluss von 2-Phasenströmung auf die Förderkennlinie der Pumpe an Hand der Beispiele Kavitation und Gas/Dampf-ziehende Wirbel betrachtet. Die theoretischen Grundlagen für das Entstehen der beiden Phänomene werden eingeführt und der Einfluss von einer Zwei-Phasenströmung auf die Kennlinie und damit das Förderverhalten einer Kreiselpumpe diskutiert.

4.1 Kavitation

Das Wort Kavitation kommt von dem lateinischen Wort „Cavitare“, das „aushöhlen“ bedeutet. Kavitation tritt auf, wenn lokal der Dampfdruck der Flüssigkeit unterschritten wird. Dort verdampft ein Teil der Flüssigkeit und ein Hohlraum bildet sich in Form einer Blase. Tritt die Blase in eine Region mit einem Druck ein, der oberhalb des Dampfdruckes liegt, dann kondensiert das Fluid im Inneren der Blase und diese implodiert. Bei der Implosion werden große Kräfte frei.

In Absorptionskälteanlagen, wie sie in der vorliegenden Arbeit untersucht werden, fördern Pumpen Wasser-LiBr-Lösung bei Vordrücken, die nahe am Dampfdruck der Flüssigkeit liegen. Damit ist der Auftritt von Kavitation in der Pumpe wahrscheinlich. Vermessungen des Kavitationsbeginns und des Einflusses von Kavitation auf die Pumpenkennlinie erfolgen üblicherweise mit Wasser. Ziel dieses Kapitels ist es, die Grundlagen der Blasendynamik zu betrachten, um anschließend Rückschlüsse auf das Kavitationsverhalten von Kreiselpumpen bei Betrieb mit Wasser-LiBr-Lösung treffen zu können.

Zu Kavitation von Wasser/LiBr-Lösung gibt es nur wenige Literaturstellen. Die 2-Phasenströmung dieser Lösung durch eine Platte mit integrierten Blenden wurde von Wang, Xie und Jiang, 2014, untersucht. Über das Korrosionspotential von kavitierender Wasser/LiBr-Lösung mit Stählen wurde von Fernández-Domene u. a., 2010, und García-García, García-Antón und Igual-Muñoz, 2008 berichtet. Es wurde keine Literaturstelle zum Eintritt von Kavitation in Lösungspumpen von Absorptionskälteanlagen gefunden.

4.1.1 Einordnung des Phänomens der Kavitation

Der Begriff „Kavitation“ wurde ursprünglich durch R. E. Froude geprägt und erstmals 1895 durch Barnaby and Thornycroft zitiert. Das Phänomen selbst wurde allerdings schon in Jahr 1754 von L. Euler in seiner Theorie der Wasserturbinen vorhergesagt. Im Jahr 1895 konstruierte Parsons den ersten Wasserkanal zur Untersuchung von Kavitation und stellte den Zusammenhang zwischen Kavitation und einem Propellerschaden an einem Hochgeschwindigkeitskriegsschiff her. Lord

Kapitel 4 Zweiphasenströmung - Kavitation, Wirbelbildung und kritische Überdeckung

Rayleigh legte schließlich 1917 die theoretische Grundlage für die Berechnung von Kavitationsblasen, indem er eine Gleichung für den Kollaps einer Leerstelle in einer großen Flüssigkeitsmasse vorstellte. Rayleigh beruft sich auf Parsons (Erfinder der Parsons-Dampfturbine), Besant (britischer Mathematiker) und Reynolds (nach dem die Reynolds-Zahl benannt ist). Reynolds führte die Geräuschestehung von kochenden Wasser in einem Kessel auf den Kollaps von Dampfblasen bei ihrem Aufstieg durch kälteres Wasser zurück (Li, Brennen und Matsumoto, 2015, und Rayleigh, 1917)).

Durch die Verbindung von Reynolds Beobachtung zu Rayleighs Theorie wird deutlich, dass die Phänomene des Siedens und der Kavitation eng mit einander verwandt sind. Es gibt allerdings auch wichtige Unterschiede, da Verdampfung beim Sieden üblicherweise auf Grund einer Temperaturerhöhung zustande kommt und die Wärmeleitung in der thermischen Grenzschicht um die Blase die Vorgänge kontrolliert. Die sich so einstellenden Änderungen laufen deutlich langsamer ab als Änderungen, die auf Grund von Druckabsenkung bzw. -erhöhung entstehen, wie es bei Kavitation der Fall ist (Brennen, 1994, und Polifke und Kopitz, 2009). Abbildung 4.1 zeigt die beiden unterschiedlichen Pfade über die Phasengrenze auf. Der benötigte Abstand zur Dampfdruckkurve $\Delta p = 2S/R$ ergibt sich, wenn die Oberflächenspannung für die Entstehung einer Blase mit dem Radius R berücksichtigt wird.

Kavitation ist ein allgemeines Phänomen in Strömungen. Es gibt Beispiele aus sehr unterschiedlichen Anwendungsgebieten: Pistolenkrebse nutzen die Kraft von kollabierenden Blasen bei der Jagd (Versluis u. a., 2001). Nützliche Anwendungen von Kavitation in der Technik sind das Schneiden von Stein in Minen (Alehossein und Qin, 2007), die Homogenisierung von Milch oder Reinigungsanwendung, z.B. Ultraschallreinigung von Zahnprothesen (Arndt, 1981). In der Medizin werden Verfahren entwickelt, um mit durch Ultraschall induzierten Blasen zielgerichtet Tromben oder Blasen- bzw. Gallensteine zu zerstören. Eine weitere medizinische Anwendung ist die Durchlässigkeit von Zellwänden für das gezielte Einschleusen von DNA- oder Medikamenten zu erhöhen. Weitere Beispiele sind z.B. kavitationsbedingte Schäden, wenn bei dem Wasser- bzw. Safttransport in den holzigen Teilen von Pflanzen (Xylem) der statische Druck zu weit abfällt (Holbrook und Zwieniecki, 1999). Bei der Eruption von Magma spielt Kavitation ggf. eine Rolle (Sparks,

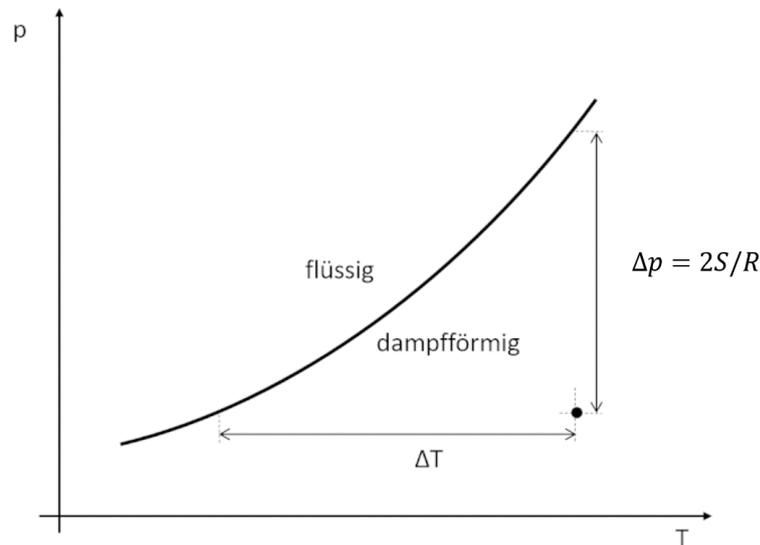


Abbildung 4.1: Vergleich von Sieden und Dampfbildung durch Druckabsenkung

1978). In der Technik kann Kavitation in Ventilen, Düsen bzw. Blenden (z.B. in Kraftstoffinjektoren, Leick, 2008), in Lagern aber auch in großen hydraulischen Strukturen zum Problem werden (Arndt, 1981, und Brennen, 1994).

Kavitation tritt insbesondere bei Strömungsmaschinen, wie den hier detaillierter betrachteten Strömungspumpen, auf. Die Strömung wird beim Eintritt in das Laufrad beschleunigt, da die Schaufeln des Laufrades einen Teil des vorher vorhandenen Strömungsquerschnittes verdecken. Die Schaufeln des Laufrades sind so konstruiert, dass ein Druckunterschied zwischen der Druck- und Saugseite der Schaufel entsteht. Auf der Saugseite wird eine lokale Absenkung des Druckes erreicht, wodurch bei Unterschreitung des Dampfdrucks Dampfblasen entstehen. Die Pumpe erhöht den Druck des Fluides anschließend und die Dampfblasen implodieren durch Kondensation. Die Implosionskraft kann bei Auftreffen auf die Wandung oder das Schaufelrad für einen Materialabtrag sorgen, weswegen Kavitation zu vermeiden ist. Zum Einen schwächt der Materialverlust die Stabilität des Bauteils, zum Anderen bewirken die Hohlräume durch Strömungsumlenkung lokal eine weitere Druckabsenkung, wodurch die Kavitation weiter verstärkt wird. Die Blasen sorgen auf Grund des größeren Volumens, das sie auf Grund der geringeren Dichte des Dampfes einnehmen, für eine Verengung des Strömungskanals für die verbleibende Flüssigkeit, die somit schneller strömt. Dadurch folgt nach Bernoulli eine weitere Absenkung des

Drucks. Außerdem führt der daraus resultierende höhere Druckverlust zu einem geringeren als dem ansonsten zu erwartenden Volumenstrom (Brennen,1994). Ein weiterer Effekt von Kavitation kann sich aus veränderten sekundären Strömen in der Pumpe ergeben. Wenn daraus ein Strömungsabriss an den Schaufeln folgt, wird unter Umständen die Kennlinie des Systems instabil und das System wird in Autooszillation versetzt. Dieses Phänomen ist verwandt mit dem Pumpen von Turboverdichtern. Dort ist dieses Verhalten bereits zu verhindern - bei Kreiselpumpen wirken sich Schwingungen auf Grund der höheren dynamischen Fluidkräfte sogar noch schädlicher aus.

4.1.2 Bedingungen für Blasenwachstum

Ein Körper - in diesem Fall eine Blase - befindet sich in Ruhe bzw. im mechanischen Gleichgewicht, wenn keine Kräfte wirksam sind. Dies ist bei einer ebenen Grenzfläche der Fall, wenn der Druck in der Blase dem Druck in der umgebenden Flüssigkeit entspricht. Eine Anregung der Blase in Form eines Druckunterschiedes zwischen Blase und Flüssigkeit ist notwendig, um ein Blasenwachstum oder -kollaps auszulösen.

Die Blase kann durch einen absinkenden Druck in der umgebenden Flüssigkeit zum Wachstum angeregt werden. Mögliche Ursachen sind:

- Umwandlung von Druckenergie in kinetische Energie, z.B. bei Verringerung des Strömungsquerschnitts
- Druckverlust
- Krafteinwirkung von außen
- Änderung der Höhenlage.

4.1.3 Dimensionsloser Druckkoeffizient

Bei inkompressiblen Fluiden ist die Dichte zunächst unabhängig vom Druckniveau. Wird die Umlenkung der Strömung um ein Profil betrachtet, so hat die Änderung

des Strömungsquerschnittes auf die Flüssigkeit den gleichen Einfluss - unabhängig vom Eintrittsdruck. Zu jedem Strömungsprofil gehört somit ein charakteristischer Druckverlauf. Um den dimensionslosen Druckkoeffizienten zu erhalten, wird von dem örtlichen statischen Druck $p(x)$ der statische Druck in der ungestörten Strömung p_∞ abgezogen. Die Differenz der statischen Drücke wird bezogen auf die spezifische kinetische Energie multipliziert mit der Dichte:

$$C_P = \frac{p(x) - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho c^2}, \quad (4.1)$$

wobei c eine Referenzgeschwindigkeit ist, für die bei Kreiselpumpen die Geschwindigkeit der Blattspitzen am Eintritt $\Omega R_{1,max}$ eingesetzt wird. Bei Umströmung eines unbewegten Profils, wie in Abschnitt C.8, wird als Referenzgeschwindigkeit die Strömungsgeschwindigkeit der ungestörten Strömung c_∞ eingesetzt. Die Betrachtung des Druckverlaufs als dimensionloser Koeffizient trägt der Tatsache Rechnung, dass für die Beschleunigung einer schweren Flüssigkeit mehr kinetische Energie benötigt wird und der statische Druck bei gleicher Geschwindigkeitsänderung entsprechend stärker absinkt.

Zum weiteren Verständnis des Druckkoeffizienten ist es hilfreich einige charakteristische Werte zu interpretieren: Da die Differenz im statischen Druck auf einen dynamischen Druck bezogen wird, erreicht der Druckkoeffizient am Staupunkt - also wenn der dynamische Druck null wird - einen Wert von eins. Dies ist somit auch der Maximalwert, den der Druckkoeffizient ohne Zufuhr technischer Arbeit annehmen kann. Eine denkbare Ausnahme wäre z.B. eine Strömung mit nennenswertem Höhenunterschied. Diese finden in der hier gegebenen Form keine Berücksichtigung, da der Höhenunterschied innerhalb einer Kreiselpumpe oder über ein Strömungsprofil üblicherweise klein ist. Einen Wert von null erreicht der Druckkoeffizient bei dem Zustand der ungestörten Strömung. Bei einer Druckabsenkung durch Beschleunigung der Strömung von der Ausgangsgeschwindigkeit c_∞ ergeben sich negative Werte.

Aus den vorgestellten Gleichungen kann folgendes abgeleitet werden:

- Die Druckabsenkung ist unabhängig vom Druckniveau.

- Höhere Volumenströme, die bei gleichem Strömungsquerschnitt zu höheren Strömungsgeschwindigkeiten führen, bedingen kleinere Druckkoeffizienten und begünstigen somit Kavitation.
- Bei unterschiedlichen Dichten erfährt die Flüssigkeit mit der höheren Dichte eine höhere Druckabsenkung.

4.1.4 Maß für die Anfälligkeit für Kavitation: Mindestvorlaufhöhe und Kavitationszahl

Der Abstand des Totaldrucks p^t vom Dampfdruck p_{sat} als Höhe am Saugstutzen der Pumpe wird im Englischen als „Net Positive Suction Head“ bzw. eingedeutscht als NPSH-Wert bezeichnet. Dabei muss der vorhandene NPSH-Wert ($NPSH_{av}$), der für die Anlage bestimmt wird, oberhalb des benötigten Wertes ($NPSH_{req}$) liegen, den der Hersteller für die Pumpe angibt. Dieser ist von einer in der Pumpe auftretenden charakteristischen Geschwindigkeit c_{char} abhängig. Damit ergeben sich die folgenden Gleichungen:

$$NPSH_{av} = \frac{p^t - p_{sat}}{\rho g} \quad (4.2)$$

$$NPSH_{req} = \frac{c_{char}^2}{2g} \quad (4.3)$$

$$NPSH_{av} \geq NPSH_{req} \quad (4.4)$$

Um verschiedene Pumpen miteinander zu vergleichen bzw. allgemeinere Aussagen zu erhalten, kann der Ausdruck für den NPSH-Wert auf eine charakteristische Geschwindigkeit (bei Pumpen häufig die Umfangsgeschwindigkeit der Schaufelspitzen u) bezogen werden. So wird eine dimensionslose Kennzahl für die Bewertung der Kavitationsneigung erhalten, die als Kavitationszahl bezeichnet und mit dem Buchstaben σ gekennzeichnet wird:

$$\sigma = \frac{p^t - p_{sat}}{\frac{1}{2}\rho u^2} = \frac{\rho g h_0 + p_0 + 1/2\rho c_0^2 - \Delta p_V - p_{sat}}{\frac{1}{2}\rho u^2}. \quad (4.5)$$

Wird von einem konstanten Füllstand ausgegangen, dann kann die Geschwindigkeit an der Flüssigkeitsoberfläche zu null gesetzt werden. Weiterhin werden die Druckverluste von der Flüssigkeitsoberfläche bis zum Saugstutzen der Pumpe vernachlässigt. Damit ergibt sich folgender vereinfachter Ausdruck für die Kavitationszahl:

$$\sigma^* = \frac{h}{\frac{1}{2}u^2} + \frac{p_0 - p_{sat}}{\frac{1}{2}\rho u^2}. \quad (4.6)$$

Wird der Druck im Behälter p_0 dem Sättigungsdampfdruck der Lösung p_{sat} gleich gesetzt, dann hängt bei gleicher Umfangsgeschwindigkeit des Pumpenrotors u die Kavitationsneigung gemäß Gleichung 4.6 nur von der Füllstandshöhe im Absorbersumpf ab, wobei die Dichte des Mediums und andere Stoffeigenschaften keine Rolle spielen.

Wird die Lösung im Absorbersumpf als leicht unterkühlt angenommen, dann wirkt sich ein bestimmter Dampfdruckabstand $p_0 - p_{sat}$ umso positiver auf die Kavitationszahl und damit auf Neigung zur Kavitation aus, je kleiner die Dichte ist.

Die durch Kavitation bedingte Störung der Strömung wird durch wachsende und kollabierende Blasen verursacht. Je größer die Blasen wachsen desto größer ist die Störung. Daher ist das Wachstumsverhalten der Dampfblasen entscheidend für den Einfluss von Dampfblasen auf das Förderverhalten der Pumpe und wird im folgenden genauer betrachtet.

Die Beschreibung des dynamischen Blasenverhaltens erfolgt in der Literatur im einfachsten Fall an Hand der Rayleigh-Gleichung bzw. der Rayleigh-Plesset-Gleichung, die um Krümmungs- und Viskositätseffekte erweitert ist.

4.2 Betrachtungen an Hand der Rayleigh-Gleichung

Für die einfache Betrachtung von Blasenwachstum werden folgende Annahmen getroffen:

- Betrachtung einer Einzelblase
- vollständige Symmetrie der Blase
- homogene Flüssigkeit um die Blase
- kein Schlupf zwischen Blase und strömender Flüssigkeit
- keine Bewegung in der Gasphase im Inneren der Blase

4.2.1 Dimensionslose Rayleigh-Gleichung

Die Herleitung der Rayleigh-Gleichung und die getroffenen Annahmen werden in Anhang C.1 gezeigt

In Franc, 2007, wird gezeigt, wie die Rayleigh-Gleichung entdimensioniert werden kann, in dem die Gleichung aus dem Zeit- in den Ortsbereich übertragen wird und der Blasenradius auf ein für das Blasenwachstum relevantes Längenmaß l bezogen wird. Dieses Längenmaß kann auch als Strömungsweg interpretiert werden. Bei einer Pumpe wäre dies z.B. die Länge der Schaufelsehne - bei Kreiselpumpen wäre also die Differenz zwischen innerem und äußerem Radius des Laufrades ein charakteristisches Maß. Mit der Ersetzung

$$t = \frac{x}{v} \quad (4.7)$$

der Definition für den dimensionslosen Druckverlauf

$$C_p(x) = \frac{p_\infty(x) - p_{ref}}{1/2\rho c^2} \quad (4.8)$$

und der Kavitationszahl

$$\sigma = \frac{p_{ref} - p_{sat}}{1/2\rho c^2} \quad (4.9)$$

kann die Rayleigh-Gleichung folgendermaßen dimensionslos umgeformt werden:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{p_{sat} - p_{\infty}}{\rho} \quad (4.10)$$

$$R \frac{d^2 R}{dx^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dx} \right)^2 = \frac{p_{sat} - p_{\infty}}{\rho c^2} \quad (4.11)$$

$$\bar{R} \frac{d^2 \bar{R}}{d\bar{x}^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{d\bar{R}}{d\bar{x}} \right)^2 = -\frac{1}{2} (C_p + \sigma). \quad (4.12)$$

Aus Gleichung 4.6 ergibt sich für die Kavitationszahl in dem hier betrachteten Fall mit Dampfatosphäre und ruhendem Flüssigkeitssumpf bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit c lediglich Abhängigkeit vom Füllstand (der Vorlagenhöhe im Absorbersumpf).¹

Es existiert somit ein charakteristischer minimaler Druckkoeffizient $C_{p,min}$ (definitionsgemäß negativ) in Bezug auf den Staudruck p_0 :

$$C_{p,min} = \frac{p_{min} - p_0}{\frac{1}{2} \rho c^2}. \quad (4.13)$$

Um einen kavitationsfreien Betrieb der Pumpe zu gewährleisten, muss p_{min} (unter Vernachlässigung weiterer Effekte) oberhalb des Dampfdrucks liegen. Als Grenze ergibt sich in Abhängigkeit von der Referenzgeschwindigkeit ein minimal zulässiger Wert. Der minimale Druckkoeffizienten kann entweder theoretisch berechnet oder experimentell bestimmt werden. Damit kann dann der Eintrittsdruck ermittelt werden, ab dem Kavitation auftritt, wenn diese ab Erreichen des Dampfdruckes an der Stelle mit dem niedrigsten Druck beginnt. Aus diesen Annahmen folgt, dass die Blasen in Wasser und LiBr/Wasser-Lösung bei gleichem Füllstand den gleichen Wachstumsverlauf aufweisen.

¹Aus der dimensionslosen Form der Rayleigh-Plesset-Gleichung (vgl. Abschnitt C.2 im Anhang) kann abgelesen werden, dass die Oberflächenspannung und die Viskosität mit zunehmendem Radius an Einfluss verlieren. Können diese beiden Terme vernachlässigt werden, dann ist die Entwicklung des Blasenradius nur noch vom Druckverlauf über den Strömungsweg und der Kavitationszahl abhängig.

4.2.2 Analytische Lösung für das radiale Wachstum einer Blase

Wird vereinfacht von einem Drucksprung (sprunghafte Änderung von C_p auf einen konstanten Wert) zum Zeitpunkt 0 und einem vernachlässigbarem Viskositätsterm (kleine Re-Zahl) ausgegangen, so kann die Rayleigh-Plesset-Gleichung analytisch gelöst werden.

Wenn der Radius der Blase R deutlich größer ist als der Radius des initialen Keims R_0 , also $R \gg R_0$ gilt, ergibt sich gemäß C.1 näherungsweise:

$$\frac{dR}{dt} \approx c \sqrt{-\frac{1}{3}(C_p + \sigma)}. \quad (4.14)$$

Da die Wachstumsrate nicht für sehr kleine Blasen gilt, wird diese Lösung auch als asymptotische Wachstumsrate bezeichnet (Franc, 2007).

Mit der klassischen Wasserhammergleichung

$$p_{max} \approx \rho a \dot{R} \quad (4.15)$$

kann der Druckstoß auf eine Wand abgeschätzt werden, wobei sich a hier auf die Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit bezieht (Franc, 2007).

4.2.3 Kritischer Blasenradius

Wird bei der Entstehung von Blasen der Effekt der Oberflächenspannung (S) berücksichtigt, dann können nur schon vorhandene Hohlräume (Keime) wachsen, da die Oberflächenkraft mit nach null gehendem Radius gegen unendlich geht. Als kleinste mögliche Fehlstelle kann der mittlere Abstand zwischen den Atomen gelten. Unter realen technischen Bedingungen sind jedoch immer kleine Gaseinschlüsse vorhanden, die sich zum Beispiel in kleinen Unebenheiten an Oberflächen stabilisieren. Je nach Druckabsenkung wachsen erst Keime, die eine bestimmte Größe übersteigen. Der Radius, bei dem die Blase sich gerade im mechanischen Gleichgewicht mit der umgebenden Flüssigkeit befindet, wird auch als kritischer Blasenradius R_C

bezeichnet. Eine ausführliche Betrachtung zu der Rolle von Keimen in Bezug auf Blasenwachstum findet sich in Anhang C.3.

Der kritische Blasenradius kann zum einen aus der Young-Laplace-Gleichung (vgl. Anhang C.3) hergeleitet werden:

$$R_c = \frac{2S}{(p_{sat}(T_\infty) - p_\infty)}. \quad (4.16)$$

Auch aus der Rayleigh-Plesset-Gleichung (Anhang C.3) kann eine Beziehung für den Gleichgewichtszustand einer Blase hergeleitet werden, wenn die Zeitableitungen null gesetzt werden. Folgende zusätzliche Annahmen werden getroffen:

- isothermes Blasenverhalten
- konstanter externer Druck.

Damit ergibt sich als Zusammenhang zwischen Druck in der umgebenden Flüssigkeit p_∞ und dem Blaseninnendruck p_{g0}

$$p_\infty = p_{g0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 + p_v - \frac{2S}{R}, \quad (4.17)$$

woraus für den kritischen Radius

$$R_c = \sqrt{\frac{3p_{g0}R_0^3}{2S}} \quad (4.18)$$

und den kritischen Druck

$$p_c = p_v - \frac{4S}{3R_c} \quad (4.19)$$

abgeleitet werden kann.

Dieses Ergebnis zeigt gegenüber der Herleitung aus der Young-Laplace-Gleichung einen geringeren Wert auf, wenn in einem existierenden Blasenkeim nichtkondensierbares Gas vorhanden ist - wovon in technische Anwendungen auszugehen ist (vgl. Anhang C.3).

4.3 Zusammenfassung und Diskussion von Kavitation und Zweiphasenströmung

Insgesamt konnte mit den Überlegungen aus Anhang C bestätigt werden, dass die Rayleigh-Plesset-Gleichung grundsätzlich geeignet ist, das Blasenwachstum bei Kavitation zu beschreiben. Insbesondere bei dem Vergleich von Messwerten des Blasenradius mit simulierten Verläufen des Anfangsstadiums wurden jedoch Abweichungen festgestellt. Am Anfang des Blasenwachstumsprozesses und kurz vor Ende des Kollapses sind Effekte aktiv, die die Annahme einer Kugelform der Blase bzw. eine inverse Abhängigkeit der Oberflächenspannung von dem Radius nicht begründet erscheinen lassen. Damit kann das Blasenwachstum ähnlich genau mit der Rayleigh-Gleichung beschrieben werden, die Viskosität und Oberflächenspannung nicht berücksichtigt.

Die dimensionslose Rayleigh-Gleichung in Bezug auf eine Längenskala zeigt, dass bei gegebenem dimensionslosem Druckprofil und bei gleicher Kavitationszahl der dimensionslose Verlauf des Blasenradius unabhängig von den Stoffwerten des Fördermediums ist (vgl. Gleichung 4.12). Daraus kann mit

$$\dot{R} = c \frac{dR}{dx} \quad (4.20)$$

gefolgert werden, dass die Geschwindigkeit des Blasenkollapses im Wesentlichen von der Strömungsgeschwindigkeit c abhängt. Diese sollte bei zwei unterschiedlichen Medien bei gleichem Volumenstrom und gleichem zur Verfügung stehenden Strömungsquerschnitt gleich groß sein.

Damit bleiben in der Wasserhammer-Gleichung (Gleichung 4.15) noch die Dichte und die Schallgeschwindigkeit als Einflussgrößen. Sowohl die Dichte als auch die Schallgeschwindigkeit sind bei LiBr/Wasserlösung höher als bei reinem Wasser, so dass kollabierende Blasen in der Salzlösung ein höheres Schädigungspotential als Wasser in der gleichen Pumpe bei gleichem Volumenstrom aufweisen dürfte.

Unter der Annahme des Vorhandenseins von nichtkondensierbaren Gasen ist die Haupteinflussgröße für den Kavitationsbeginn die Größenverteilung der Keime (vgl. Gleichungen 4.18 und 4.19). Diese Größe ist jedoch selbst für Wasser nur

schwer zugänglich und wird nur selten mit berichtet (vgl. Anhang C.3). Über diesen wichtigen Einflussfaktor kann daher keine Aussage im Vergleich zwischen Wasser und LiBr-Lösung getroffen werden. Die Datengrundlage für Größenverteilungen der Keimstellen und den Einfluss auf die Kavitationsneigung der Flüssigkeit ist daher selbst für Wasser unter normalen Betriebsbedingungen unzureichend. Für die Anwendung auf andere Fluide sowie für die Übertragung auf Unterdruck gilt dies umso mehr. Zusätzlich befindet sich die Lösung in Absorptionskälteanlagen bei der Verrieselung über das Bündel in intensivem Kontakt mit der Dampfatmosfera. Auch dieser Effekt kann auf Basis des vorhandenen Wissens nicht eingeschätzt werden.

Bei der Implosion haben Hochgeschwindigkeitsaufnahmen gezeigt, dass die Blasen ab einer bestimmten Größe ihre Kugelform verlieren und durch einen nach innen schießenden Strahl in kleinere Blasen zerteilt werden. Diese kleineren Blasen bleiben dann bestehen. Dies würde für eine Ungültigkeit der Rayleigh-Plesset-Gleichung in der Endphase des Kollapses sprechen. Außerdem können diese Blasen in der Strömung mit transportiert werden und bei Erreichen der Pumpe wiederum als Kavitationskeime fungieren.

Dennoch liefert eine stark vereinfachte Lösung für die Rayleigh-Gleichung (ohne Berücksichtigung von Oberflächenspannung und Viskosität, Drucksprung statt Druckverlauf) eine größenordnungsmäßig richtige Abschätzung der Drücke, die bei Implosion von Blasen gemessen werden. Die auftretenden Geschwindigkeiten beim Kollaps werden somit repräsentativ abgeschätzt.

Eine Stoffabhängigkeit der Kavitationszahl bei einsetzender Kavitation wird in der Literatur (vgl. Anhang C.5) über eine Betrachtung der thermischen Grenzschicht in Form eines thermischen Effektparameters erreicht, der eine Hemmung des Blasenwachstums auf Grund einer sich ausbildenden Temperaturgrenzschicht und eines somit sinkenden Dampfdruckes beschreibt. Je größer der thermische Effektparameter ist, desto eher ist ein verlangsamtes Wachstum der Blase zu erwarten. Als Vergleichsmaßstab wird kaltes Wasser gewählt, bei dem die Ausbildung einer thermischen Grenzschicht vernachlässigt werden kann. Für LiBr-Wasser wurde abgeschätzt, dass der thermische Effektparameter unterhalb von den Werten für kaltes Wasser liegt und mit zunehmender LiBr-Konzentration abnimmt. Eine

Kapitel 4 Zweiphasenströmung - Kavitation, Wirbelbildung und kritische Überdeckung

Verlangsamung des Blasenwachstum auf Grund einer thermischen Grenzschicht wird für H₂O/LiBr-Lösung also nicht erwartet.

Die Herangehensweise für die Betrachtung der Temperaturgrenzschicht wurde auf die Ausbildung einer Konzentrationsgrenzschicht übertragen. Analog zum thermischen Effektparameter wurde ein Stofftransport-Effektparameter definiert, der den Effekt einer Salzanreicherung auf den Dampfdruck in der Blase beschreibt. Auch hier wird nach der getroffenen Abschätzung bei LiBr-Wasser keine Wachstumshemmung erwartet.

In Summe wird für Wasser-LiBr-Lösung in erster Näherung ein aus Wassermessungen übertragbarer Kavitationsbeginn mit ähnlicher Auswirkung auf den Kennlinienverlauf der Pumpe erwartet. NPSH-Werte für einsetzende Kavitation sollten somit von Wassermessungen übertragen werden können. Um über die Aktivierung von Keimstellen Aussagen über den tatsächlichen Einfluss auf die Fördercharakteristik einer Pumpe treffen zu können, sind weitere Untersuchungen zur Größenverteilung von Keimstellen sowohl von Wasser als auch von LiBr/Wasserlösung notwendig. Hierin liegt die größte Unbekannte bei den hier durchgeführten Betrachtungen. Die gängigen Abschätzungsformeln legen auf der anderen Seite aber nahe, dass die höhere Dichte für ein höheres Maß an Kavitationschäden sorgt.

4.4 Wirbelbildung und kritische Überdeckung

Unabhängig von dem vorliegenden NPSH-Wert wird in einem Behälter mit freier Oberfläche ein Mindestfüllstand benötigt, um das Ansaugen von Gasblasen bei Wirbelbildung im Ausfluss zu vermeiden. Gasblasen im Fördermedium begünstigen zum einen Kavitation, da die Blasen als Keimstellen dienen können. Außerdem wirken sich die bei Druckabsenkung wachsenden Blasen ähnlich negativ auf die Förderleistung der Pumpe aus wie Kavitation. Das Schädigungspotential ist jedoch geringer, da das Gas nicht kondensiert und damit keine Dampfschläge entstehen. Wenn allerdings wie in der Absorptionskälteanlage Dampfatmosfera über dem Flüssigkeitsspiegel vorliegt, wird bei einer Druckerhöhung auch eine Implosion der Blasen auf Grund einer einsetzenden Kondensation erwartet.

Die Wirbel können auf zwei Arten entstehen: durch die Verstärkung von zufällig vorhandenen Wirbeln oder durch das Pumpenlaufrad induzierte Wirbel.

Potenzialwirbel entstehen durch starke Querschnittsverengungen im Strömungsquerschnitt auf Grund der Drehimpulserhaltung. In den Strömungen sind immer kleine Rotationen vorhanden, die mit bloßem Auge nicht sichtbar sind. Bei Querschnittsverengung erfolgt die Rotation auf einem kleineren Radius, wodurch die Rotationsgeschwindigkeit steigt. Ein sichtbarer Wirbel kann ausgebildet werden, der ggf. in seinem Kern einen Unterdruck aufweist der Gas von der Oberfläche ansaugt.

Die zweite Art der Wirbelausbildung ist grundsätzlich ebenso intuitiv verständlich: Eine drehende Scheibe (Kreiselpumpenrotor) sorgt durch Wandhaftung dafür, dass sich die benachbarte Flüssigkeit mit dreht. Bei Kreiselpumpen existiert darüber hinaus ein weiterer Effekt, wenn die Schaufeln stoßbehaftet angeströmt werden. Die Strömung wird den Weg des kleinsten Widerstandes nehmen, indem sich die Strömungsrichtung an die Schaufelkontur anpasst, wodurch in der Strömung stromaufwärts ein Drall induziert wird. In den äußeren Bereichen des Rotors kann es sogar zu Rückströmungen kommen. Diese so genannte Prerotation ist insbesondere bei kleinen Werten des Volumenstroms (bezogen auf den Volumenstrom bei stoßfreier Anströmung) ausgeprägt. Dies begünstigt zum Einen Kavitation durch lokale Druckabsenkung auf Grund von Übergeschwindigkeiten, zum Anderen wird der Druck durch Zentrifugalkraft im äußeren Bereichs des Rohres hoch. Dies kann noch mehrere Rohrdurchmesser (in Stepanoff, 1959, wird von bis zu dem 10-fachen-Wert des Rohrdurchmessers gesprochen) vor der Pumpe zu einem messbaren Druckanstieg führen. Wird der statische Druck über Drucksensoren am Rohraußendurchmesser bestimmt, wird die Förderhöhe der Pumpe für diesen Fall unterschätzt und der verfügbare NPSH-Wert überschätzt. Zusätzlich tritt bei Querschnittsverengung zusätzlich der erstgenannte Effekt einer erhöhten Strömungsgeschwindigkeit auf.

Um das Ansaugen von Gas im Wirbelkern zu vermeiden, wird bei Förderung aus einem Behälter mit großer Fläche und einem freien Flüssigkeitsspiegel eine gewisse Füllhöhe benötigt. Diese benötigte kritische Überdeckung kann mit den in Abbildung 4.2 angegebenen empirischen Formeln (Gülich, 2013, Wirbel vom

Kapitel 4 Zweiphasenströmung - Kavitation, Wirbelbildung und kritische Überdeckung

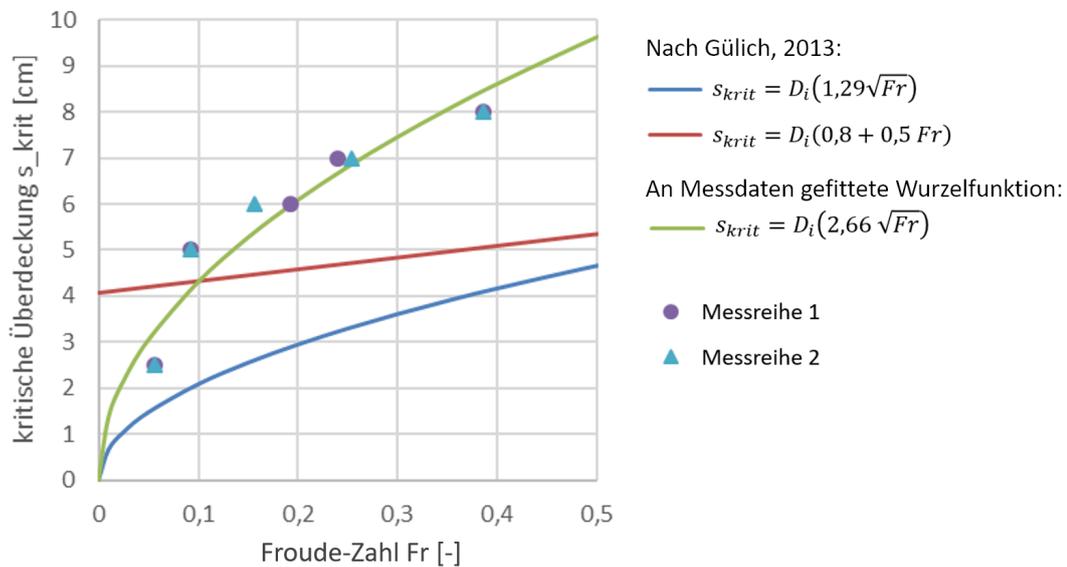


Abbildung 4.2: Vergleich Korrelationen für kritische Überdeckung mit Messdaten

Typ 6)) berechnet werden. Der Vergleich selbst aufgenommener Werte (Punkte und Dreiecke) und der daraus abgeleiteten Korrelation für einen Wirbeltyp 3 zeigt, dass eine Wurzelfunktion besser geeignet ist als eine lineare Korrelation um den Zusammenhang abzubilden.

Für die Bedingungen in der Absorptionskälteanlage ergeben sich die in Tabelle 4.1 angegebenen benötigten Überdeckungen, um Wirbel zu vermeiden. Der Wert $s_{krit,2}$ gibt den gemessenen Wert an, ab dem sich eine Delle an der Flüssigkeitsoberfläche bildet (nach Gülich, 2013, Wirbel vom Typ 2). Die Messwerte wurden mit dem in Anhang G beschriebenen Teststand aufgenommen. Dafür wurde am Behälter eine Längenskala angebracht und der Füllstand schrittweise abgesenkt. Anschließend wurde der Volumenstrom so lange variiert, bis eine Delle an der Wasseroberfläche oberhalb des Auslaufes zu beobachtet wird. Die kritische Überdeckung für Wirbel, die Luft ziehen (Typ 6 nach Gülich, 2013) wurden mit der dort angegebenen Korrelation berechnet. Demnach sind 3-4 cm Füllstand im Absorbersumpf notwendig um eine Bildung von dampfziehenden Wirbeln zu vermeiden.

Tabelle 4.1: Kritische Überdeckung in Abhängigkeit vom Wirbeltyp und Volumenstrom bzw. Strömungsgeschwindigkeit

Vol.str. [l/s]	Geschw. [m/s]	Fr [-]	$s_{krit,2}$ [cm]	$s_{krit,6}$ [cm]
0,1	0,09	0,2	3,9	1,9
0,2	0,19	0,3	5,5	2,7
0,3	0,28	0,5	6,7	3,2
0,4	0,37	0,6	7,7	3,8
0,5	0,47	0,8	8,6	4,2

4.5 Einfluss von Zwei-Phasen-Strömung auf die Pumpenkennlinie

Durch die vorhandene Kompressibilität bei Gasanteilen in der Strömung erreicht die Pumpe in diesem Fall eine geringere Förderleistung als bei reiner Flüssigkeitsförderung. Sowohl der geförderte Volumenstrom (nach der Pumpe) als auch die bereitgestellte Förderhöhe sinken. Die Mechanismen sind dabei bei Kavitation und (nicht kondensierbaren) Gasanteilen ähnlich. Bei Kavitation ist jedoch davon auszugehen, dass diese nur in bestimmten Kennlinienbereichen (bei starker Teil- oder Überlast in Bezug auf den Auslegungspunkt) und in Abhängigkeit vom vorliegenden NPSH-Wert auftritt. Wie sich eine typische Kreiselpumpenkennlinie bei vorliegender Kavitation in Abhängigkeit des vorliegenden NPSH-Wertes ändert, ist Abbildung 3.11 aus Wesche, 2012, zu entnehmen. Sowohl bei Teillast- als auch bei Überlastvolumenströmen ist ein steiler Abfall der Förderhöhe in Abhängigkeit des NPSH-Wertes möglich. Dabei ist zwischen dem NPSH-Wert $NPSH_0$, bei dem gerade keine Beeinflussung der Förderhöhe eintritt, dem $NPSH_{\Delta H}$ bei dem sich die Förderhöhe um den Betrag ΔH verringert und der $NPSH_{VK}$ bei dem Vollkavitation auftritt (d.h. ein nahezu senkrechter Verlauf der Pumpenkennlinie) zu unterscheiden. Bei dem vom Hersteller angegebenen NPSH-Wert für eine Pumpe handelt es sich häufig um einen $NPSH_{3\%}$, d.h. den NPSH-Wert bei dem die Förderhöhe der Pumpe gegenüber dem ungestörten Betrieb um 3% reduziert ist. Der $NPSH_0$ - Wert weist einen bei Teillastvolumenströmen steigenden Verlauf auf.

Kapitel 4 Zweiphasenströmung - Kavitation, Wirbelbildung und kritische Überdeckung

Bei bereits vor der Pumpe vorliegender Zwei-Phasen-Strömung wird das gesamte Kennfeld - wenn auch unterschiedlich stark - beeinflusst. In Abbildung 13.20 aus Gülich, 2013, sind die (auf die bei Nennvolumenstrom auftretenden Werte) bezogene Förderhöhe, die bezogene Leistung und der Wirkungsgrad über der relative Fördermenge (wiederum auf den Nennvolumenstrom bezogen) für unterschiedliche Gasgehalte (GVF bzw. α) aufgetragen. Ab einem Gasgehalt von ca. 4% (bezogen auf das Volumen) ist eine Verringerung von Förderhöhe, Leistung und Wirkungsgrad über den gesamten Volumenstrombereich zu erkennen. Die geringste Verschlechterung tritt dabei jeweils bei einem Volumenstrom von 90% des Nennvolumenstroms auf. Der Abfall ist in Richtung abnehmender Volumenströme schwächer ausgeprägt und wird bei einem relativen Volumenstrom von 110-115% sehr steil.

In Abhängigkeit von dem Dichteverhältnis zwischen Flüssigkeit und Gas ergibt sich ein maximaler Gasgehalt, den eine Kreiselpumpe fördern kann. Beispielhafte Werte können aus Abbildung 13.24 entnommen werden. Dort sind die Gasvolumenanteile, ab denen die Förderhöhe (und damit die Förderung) einbricht über dem Verhältnis von Flüssigkeits- zu Gasdichte ($DR = \rho' / \rho''$) für eine einstufige und eine mehrstufige Kreiselpumpe aufgetragen. Bei Absorptionskälteanlagen mit einer höheren Dichte in den Lösung (ca. 1500-1700 kg/m^3) und geringen Dampfdichten (Unterdruck, ca. 0,01 kg/m^3) liegt das Dichteverhältnis Flüssigkeit/Gas in der Größenordnung $2 \cdot 10^4$, so dass der maximal zulässige Gasgehalt in Extrapolation des Verlaufs in der Größenordnung von nur ca. 1% liegt.

Für die Betrachtung der hydraulischen Kennlinie einer AKA ergibt sich daraus die Schlussfolgerung, dass bei einsetzender 2-Phasen-Strömung nicht mehr von der vom Hersteller angegebenen Kennlinie ausgegangen werden kann. In diesem Fall wird stattdessen davon ausgegangen, dass eine sog. Kavitationsregelung einsetzt (Gülich, 2013), wodurch der Füllstand im Absorbersumpf bestimmt wird: Die Pumpe fördert genau den Volumenstrom, der in den Absorbersumpf gelangt. Die hydraulische Kennlinie der AKA wird nur noch durch die Rücklaufkennlinie der kältemittelarmen Lösung aus dem Desorbersumpf in den Absorber bestimmt.

Kapitel 5

Fazit zu den Grundlagen und theoretischen Überlegungen

Durch die Erarbeitung der Grundlagen und durch die darauf aufbauenden theoretischen Überlegungen stehen die notwendigen Werkzeuge zur Verfügung, um eine Modellvorstellung von dem Zusammenspiel des thermischen Verhaltens der Absorptionskälteanlage und der umlaufenden Lösung zu entwickeln.

Das thermische Verhalten der Absorptionskälteanlage wird dabei durch die sog. charakteristische Methode abgebildet, die mit Hilfe von integralen Enthalpiebilanzen der Wärmeübertrager und deren Übertragungscharakteristiken die extern eingestellten Eintrittstemperaturen (und Massenströme) in die sich einstellende Kälteleistung übersetzt. Über die Dühring'sche Regel wird außerdem die Lage der internen Temperaturen zueinander berücksichtigt. Um unterschiedliche Lösungsmassenströme berücksichtigen zu können, werden alle Wärmeübertrager mit der NTU-Methode beschrieben, so dass der Einfluss der Wärmekapazitätsströme, eine Umrechnung von arithmetischer in die logarithmische Temperaturdifferenz und die Übertragungscharakteristik des Lösungswärmeübertragers explizit berücksichtigt werden. Diese Ansätze wurden von Albers, 2018, übernommen. Ebenfalls von Albers, 2018, wird eine Korrelation zur Berücksichtigung von Volumenstromänderungen in den Versorgungskreisläufen der AKA übernommen. Die Bestimmung der Enthalpiekoeffizienten, die für die Berechnung der Kälteleistung mittels charakteristischer Gleichung benötigt werden, wurden neu hergeleitet. Es werden systematisch alle Temperaturdifferenzen berücksichtigt, die in der Dühring'schen

Kapitel 5 Fazit zu den Grundlagen und theoretischen Überlegungen

Repräsentation der charakteristischen Gleichung als Doppeltrapez vorkommen. Außerdem wird über die Berücksichtigung der Gesamtenergiebilanz bei der Näherung der Enthalpikoeffizienten sicher gestellt, dass die Energiebilanz bei Anwendung der hergeleiteten charakteristischen Methode inhärent aufgeht. Die Enthalpikoeffizienten, die sich ergeben, hängen von den AKA internen Temperaturdifferenzen zwischen den Wärmeübertragern ab und sind daher nicht per se konstant.

Da in der Literatur keine geeignete und einfach zu handhabende Korrelation für die Benetzung von Rohrbündeln in Abhängigkeit von der Berieselungsdichte gefunden wurde, wird an Hand von Literaturdaten eine neue Korrelation für einen Korrekturfaktor für die benetzte Fläche entwickelt und eingeführt. Dabei wurde darauf geachtet, dass das erwartete Verhalten in den Grenzfällen eingehalten wird. Dies bedeutet keine Benetzung, wenn keine Lösung aufgegeben wird und keine weitere Benetzungszunahme bei weiterer Erhöhung der Berieselungsdichte, wenn bereits vollständige Benetzung vorliegt.

Basierend auf der eingeführten Methode der charakteristischen Gleichung kann der Einfluss eines geänderten Massenstroms der kältemittelreichen Lösung auf die sich bei gleichen externen Randbedingungen einstellenden Kälteleistung analysiert werden. Ein Maximum in der Kälteleistung wird vorhergesagt, wohingegen die thermischen Effizienz bei gegen null gehendem Lösungsvolumenstrom am höchsten ist. Ein zusätzlicher leistungsmindernder Effekt bei sehr kleinen Lösungsvolumenströmen wird auf Grund von abnehmender Benetzung vermutet. Inwieweit sich dieser Effekt auswirkt, hängt wesentlich von der Geometrie der Rohrbündel ab.

Ein hydraulisches Modell der betrachteten Anlagen auf Basis der Bernoulli-Gleichung in Höhenform wurde eingeführt. Dabei wird in erster Näherung von einer quadratischen Korrelation mit einem konstanten Druckverlustbeiwert ausgegangen. Für die Anlage wird je eine Kennlinie für die vom Absorber in den Desorber gepumpte Lösung und eine für die aus dem Desorber in den Absorber zurück laufende Lösung berücksichtigt. Die Kennlinien der Ausgabesysteme zur Lösungsverteilung und die frei über die Rohrbündel rinnende Lösung werden vernachlässigt. Für die Lösungspumpe (Kreiselpumpe) wird bei ungestörtem Betrieb eine konstante Förderhöhe bei einer festen Drehzahl angenommen.

Bei Förderung aus Behältern mit freien Flüssigkeitsspiegeln besteht die Gefahr der

Kapitel 5 Fazit zu den Grundlagen und theoretischen Überlegungen

Bildung einer 2-Phasen-Strömung, die den Lösungsvolumenstrom auf Grund von höheren Druckverlusten beschränkt, aber auch das Förderverhalten der Pumpe verschlechtert. Grund hierfür kann neben gasziehenden Wirbeln bei einer sich nah am thermischen Gleichgewicht befindlichen Flüssigkeit auch Kavitation sein, d.h. Dampfbildung durch Unterschreiten des Dampfdruckes. Auf Grundlage der in der Literatur verfügbaren Korrelationen wird vermutet, dass der Eintritt beider Phänomene sich aus dem Verhalten von Wasser herleiten lässt und in erster Näherung unabhängig von den sich ändernden Stoffdaten der Lösung ist. Beide Phänomene wirken sich bei Dampfatmosfera über der Lösung ähnlich hinsichtlich der Kennlinien und des Schädigungspotenzials aus, wobei das Schädigungspotential durch implodierende Blasen mit der Dichte der Flüssigkeit steigt. Wichtige Größen wie Keimgehalt und Größenverteilung der Keimstellen, Poren bzw. Rauigkeit in den Materialien der Rohrleitungen, Behältern und der Pumpen sind nicht bekannt und können im Umfang dieser Arbeit auch nicht bestimmt werden.

Teil II

Modellbildung und Auswertung von Messdaten

Kapitel 6

Modellbildung und Programmablauf

Basierend auf den in Abschnitt I hergeleiteten theoretischen Grundlagen wurden zunächst zwei eigenständige Modelle in der Programmierumgebung MATLAB (The MathWorks, 2012) umgesetzt:

1. thermisches Modell der AKA
2. hydraulisches Modell der AKA.

Ziel war es dabei Modelle zu entwickeln, die möglichst auf expliziten Gleichungen beruhen, sodass der Einfluss einzelner Parameter auch analytisch nachvollzogen werden kann.

Das thermische Modell der AKA beruht auf der in Abschnitt 2 hergeleiteten Version der charakteristischen Gleichungen. Diese wurde mit dem Fokus hergeleitet, dass die getroffenen Annahmen theoretisch begründet sind und Näherungen, wo notwendig, so getroffen sind, dass die Gesamtenergiebilanz der AKA aufgeht (Abschnitt zu den Energiebilanzen A.2). Da in dieser Arbeit der Fokus auf einer Variation des Lösungsmassenstroms liegt, wurde ein einfaches Modell für die Berücksichtigung einer sich ändernden Benetzung der Rohrbündel bei unterschiedlichen Lösungsmassenströmen entwickelt (vgl. Abschnitt 2.2.2) und in das thermodynamische Modell der AKA integriert. Um die Wärmeübertrager im Lösungskreis mithilfe der NTU-Methode abbilden zu können, werden Stoffdaten für die Lösung benötigt. Die Bestimmung wird somit genauer, wenn die Stoffdaten für die Lösung mit typischen

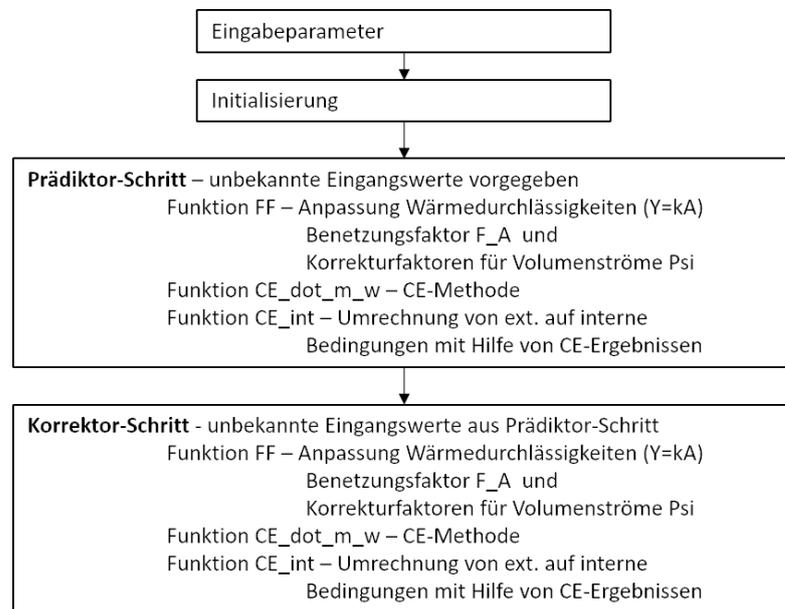


Abbildung 6.1: Ablaufschema des thermischen Modells mit den aufgerufenen Funktionen

Werten angenommen werden und anschließend iteriert wird. Wird der Lösungsvolumenstrom (und nicht der Lösungsmassenstrom) als Eingangsgröße verwendet, wird die Dichte der Lösung zur Umrechnung benötigt. Um keine unsinnigen Ergebnisse aufgrund von schlecht gewählten Startwerten bzw. aus den Gültigkeitsbereichen der Stoffwertfunktionen zu erhalten, werden die zulässigen Massenanteile auf Werte zwischen 40% und 65% beschränkt.

In Abbildung 6.1 ist der Ablauf des thermischen Modells dargestellt. Dort kann auch entnommen werden, welche Aufgabe die einzelnen Funktionen und Programmbestandteile haben. Es werden Eingabeparameter vorgegeben. Werte die à priori nicht bekannt sind (unbekannte Eingangswerte), werden in einen sinnvollen Bereich angenommen und den einzelnen Funktionen als Eingangsparameter übergeben. Auf Grund der Ergebnisse werden diese Werte, wie z.B. die Massenanteil abhängigen Stoffwerte, basierend auf den Ergebnissen aus dem Prädiktor-Schritt neu berechnet. Für das thermische Modell wird die Vorgabe des umgepumpten Lösungsvolumenstrom benötigt.

Das hydraulische Modell der AKA basiert auf der Beschreibung zweier Anlagenkennlinien: derjenigen der gepumpten Lösung und derjenigen der Lösung, die

schwerkraftgetrieben zurück läuft. Die Anlagenkennlinien werden mittels der erweiterten Bernoulli-Gleichung beschrieben. Die Kennlinien wurden, wie in Abschnitt 3.3 erläutert, an die Konstruktion der AKA angepasst und über eine Massenbilanz der beiden Lösungsmassenströme aneinander gekoppelt.

Ein zweites hydraulisches Modell beschreibt das hydraulische Verhalten der AKA bei Eintreten einer Kavitationsregelung (vgl. Abschnitt 4.5). In diesem Fall wird von einem stets leeren Absorbersumpf ausgegangen - die Rücklaufkennlinie aus dem Desorber bestimmt den Volumenstrom. Die theoretischen Grundlagen der Kavitation zeigen Faktoren auf, deren Bestimmung bei AKA nicht oder nur unzureichend möglich ist. Beispiele hierfür sind Keimgehalt und Größenverteilung, Poren bzw. Rauigkeit in festen Materialien, die Oberflächenspannung von LiBr-Lösung und genaue die genaue Füllhöhe. Auf Grund dessen wird eine Modellierung nicht vorgenommen und eine der beiden Varianten muss im Voraus gewählt werden.

In einem weiteren Schritt werden die beiden Modelle miteinander verschränkt: Das thermodynamische Modell benötigt einen Lösungsvolumen- bzw. Massenstrom als Eingangswert. Das hydraulische Modell berechnet diesen, benötigt als Eingangsgröße jedoch die anlageninternen Drücke. Der Lösungsvolumenstrom wird daher zunächst mit seinem Nennwert angenommen, die AKA wird thermodynamisch berechnet und die Drücke in der Anlage werden bestimmt. Aufbauend auf den Ergebnissen wird der Lösungsvolumenstrom berechnet. Diese Iteration wird so lange wiederholt, bis sich der Lösungsvolumenstrom innerhalb vorgegebener Grenzen nicht mehr ändert. Dies ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

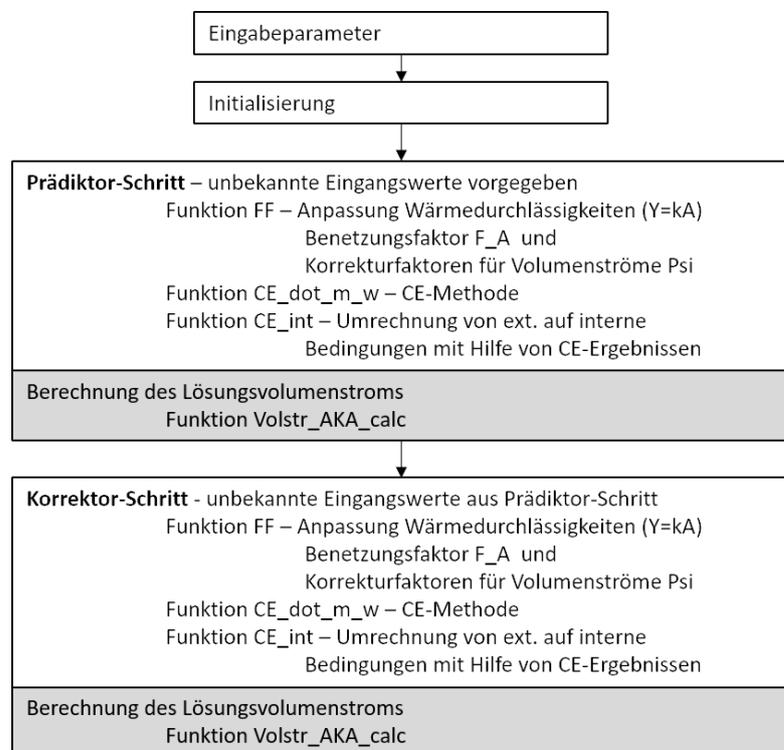


Abbildung 6.2: Gekoppeltes thermisches und hydraulisches Modell

Kapitel 7

Validierung und Ergebnisse des thermischen Modells

Die Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den Messwerten ist im Anhang im Abschnitt F detailliert analysiert. Zusätzlich wird dort auch die Bandbreite der gemittelten Daten für die drei ausgewerteten Absorptionskälteanlagen für die Haupteinflussdaten des Modells dargestellt. Der Vergleich zwischen den Ergebnissen zu den Anlagen und den Simulationsergebnissen zeigt in Abhängigkeit von deren Betriebsweise unterschiedliche Charakteristiken. Auch wenn die Zustände als stationär ermittelt wurden, scheint es noch einen Einfluss des Lastzustandes der Anlage und ggf. auch der vorherigen Zustände zu geben.

In der Literatur z.B. in Willmott und Matsuura, 2005, Willmott, Matsuura und Robeson, 2009, und Chai und Draxler, 2014, werden unterschiedliche statistische Größen für die Bewertung von Modellen bevorzugt. In dieser Arbeit wurden mehrere Werte bestimmt, um sowohl Abweichungen bei unterschiedlichen Leistungen bewerten zu können aber andererseits auch eine Größenordnung für die absolute Abweichung z.B. im Vergleich zu der Messgenauigkeit zu bekommen. Außerdem bestehen Unterschiede in der Bewertung von Ausreißern zwischen den statistischen Größen.

Die mittlere absolute Abweichung der Desorber- und der Verdampferleistung liegt in der Größenordnung von bis zu 10 kW. Bei kleinen Leistungen wird dadurch die relative Abweichung groß. Wenn viele Zustände im kleinen Leistungsbereich

vermessen wurden, wird dadurch auch die mittlere relative Abweichung hoch. Diese liegt für alle drei Anlagen jedoch unterhalb von 30 % für die thermischen Größen. In Schreiber, 2017, werden Modellgenauigkeiten für Adsorptionsspeicher angegeben und verschiedene Literaturdaten verglichen. Dort werden relative Abweichungen aus verschiedenen Literaturquellen diskutiert, die in einer ähnlichen Größenordnung liegen.

Für die vorliegende Arbeit sind die anlageninternen Größen von entscheidender Bedeutung. Diese werden insbesondere im Vergleich zu den zu erwartenden Messunsicherheiten sehr gut wiedergegeben. Der Verdampferdruck wird im Mittel auf ± 2 mbar und der Kondensatordruck wird auf ± 6 mbar durch das Modell getroffen. Die relativen Abweichungen liegen damit unterhalb von 10 %.

Die mittlere absolute Abweichung zwischen den simulierten und den gemessenen Massenanteilen liegt unterhalb von 2%. Hier ist die Übereinstimmung größer als auf Grund der Vernachlässigung von Nicht-Gleichgewichts-Zuständen in der Lösung in den Messwerten zu erwarten gewesen wäre.

Insgesamt wird die Übereinstimmung zwischen Messwerten und Simulationsmodell für die hier vorgenommenen Auswertungen als gut betrachtet. In der Zukunft wären Untersuchungen hinsichtlich der Stationarität der Zustände von Absorptionskälteanlagen in nach den Verbrauchern geregelten Anlagen wünschenswert. Auch scheinen noch nicht alle Effekte, die in realen Anlagen auftauchen, in dem vorliegenden Modell berücksichtigt worden zu sein, da die Übereinstimmungsdiagramme im Anhang F Systematiken aufzeigen.

7.1 Vergleich zwischen Messdaten und Modell für die Kälteleistung über dem Lösungsvolumenstrom - TUKT

In Abbildung 7.1 sind Punkte und Simulationsverläufe für die AKA vom Typ Biene (vgl. Tabelle 1.1 und Tabelle H.1), die auf dem Teststand vermessen wurde (Anlagenkennung TUKT), dargestellt. Ausgewählt wurden zwei Datenreihen:

- eine Variation der Heißwassereintrittstemperatur bei fester Pumpendrehzahl
- eine Variation der Pumpendrehzahl (und damit des Lösungsvolumenstroms).

Die weiteren Eingangsparameter (Temperaturen, Volumenströme, Designparameter der AKA) wurden wie in Tabelle H.1 angegeben eingestellt bzw. für die Simulation vorgegeben.

In Abbildung 7.1 ist die gemessene bzw. simulierte Kälteleistung Q_E in kW über dem gemessenen bzw. vorgegebenen Lösungsvolumenstrom (V_w) in l/s aufgetragen. Bei den Messwerten ist die jeweils eingestellte Heißwassereintrittstemperatur t_{Di} farbig markiert.

An Hand der Farbskala auf der rechten Seite kann die jeweilige Farbe einer eingestellten Heißwassereintrittstemperatur zu den einzelnen Messpunkten (farbige Kreise) zugeordnet werden.

Die Linien in Abbildung 7.1 stellen jeweils Simulationsverläufe für eine vorgegebene Heißwassereintrittstemperatur bei variierten Lösungsvolumenströmen der kältemittelreichen Lösung (Index w für weak, gepumpte Lösung) dar. Die durchgezogenen Linien sind von oben nach unten für vorgegebene Heißwassertemperaturen von 90 °C/70 °C/60 °C simuliert. Die sonstigen Vorgaben entsprechen dabei jeweils den Nennbedingungen und einer Entnetzungs konstanten von 0,002 kg/(m s).

Die gepunkteten Linien repräsentieren Simulationsläufe bei variierenden Lösungsvolumenströmen bei ansonsten Nennbedingungen, wobei einmal die Entnetzungs konstante zu 0,004 kg/(m s) gesetzt wurde.

Eine gute Übereinstimmung besteht zwischen Messwerten für Desorbereintrittstemperaturen von 90 °C (gefüllte orange Kreise) für die Verläufe mit den Entnetzungs konstanten von 0,002 kg/(s m) und 0,004 kg/(s m). Diese liegen im Bereich der vermessenen Lösungsvolumenströme allerdings sehr nah beieinander, sodass bei dem Vergleich nicht differenziert werden kann, welcher der Verläufe besser übereinstimmt. Da die Verläufe im Fall der niedrigeren Benetzungskonstante bei geringen Volumenströmen minimal besser passen und dies auch der aus den Literaturdaten ermittelte Wert (vgl. Abschnitt 2.2.2) ist, wird für die folgenden Betrachtungen für TUKT eine Entnetzungs konstante von 0,002 kg/(s m) gewählt.

Für die Variation der Desorbereintrittstemperatur bei gleich eingestellter Pumpe (ungefüllte Kreise) ist ein leicht variierender Lösungsvolumenstrom zu erkennen.

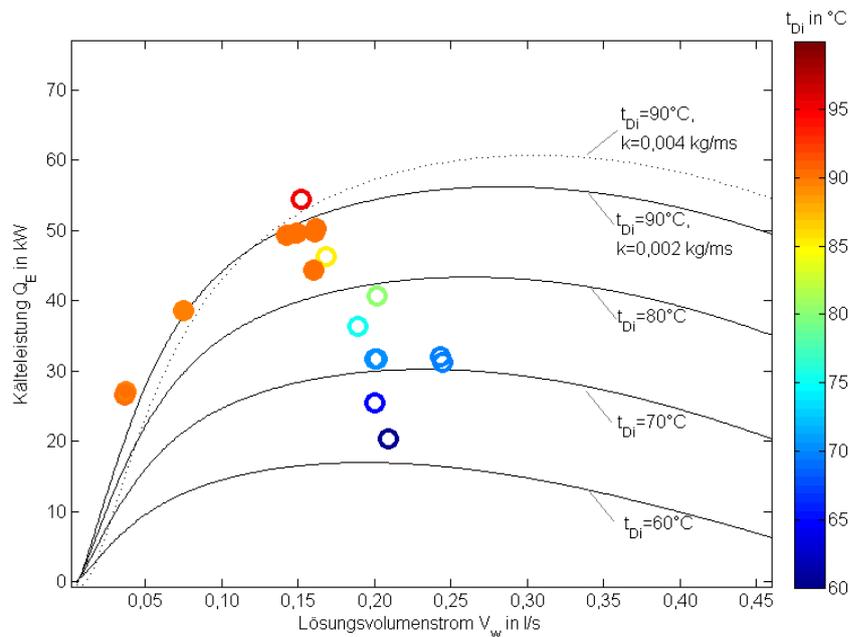


Abbildung 7.1: Vergleich Messdaten und Modell für Kälteleistung über Lösungsvolumenstrom TUKT

Um dies weiter analysieren zu können, werden die selben Messwerte alternativ aufgetragen. Hierfür wird die klassische Auftragungsweise für die als thermisches Modell verwendete Methode charakteristischer Gleichungen (vgl. Abschnitt 2) verwendet, bei der die Kälteleistung Q_E über der charakteristischen Temperaturdifferenz - in diesem Fall der Eingangstemperaturen (DDt_i) - in K aufgetragen wird. In Abbildung 7.2 stellen die gepunkteten und die Strich-Punkt-Linien jeweils Simulationsverläufe für einen festen, vorgegebenen Lösungsvolumenstrom dar.

Die gestrichelten Kurven sind Verläufe für jeweils eine vorgegebene Desorbereintrittstemperatur bei variierten Lösungsvolumenströmen. Die charakteristische Temperaturdifferenz bleibt dabei nicht - wie zunächst zu vermuten wäre - konstant. Dies ist durch die serielle Kühlwasserführung durch Absorber und Kondensator begründet. Auf Grund des variierenden Lösungsvolumenstroms ändert sich die am Absorber umgesetzte Leistung. Damit ändert sich bei gleicher Absorbereintrittstemperatur die Absorbereintrittstemperatur und damit die Kondensatoreintrittstemperatur,

die für die serielle Kühlwasserführung gleich der Absorberaustrittstemperatur ist. Die Kondensatoreintrittstemperatur geht in die Berechnung der charakteristischen Temperaturdifferenz ein und beeinflusst diese somit.

Die Variation des Lösungsvolumenstroms bei konstanter Desorbereintrittstemperatur und Nennbedingungen wurde für Desorbtemperaturen von 60 °C/ 70 °C/ 80 °C/ 90 °C (Angaben von links nach rechts) durchgeführt. Bei den beiden Verläufen für die hohen Desorbtemperaturen sind links annähernd senkrechte Verläufe mit einem Knick zu erkennen. Dies kommt aus der Begrenzung der min. bzw. max. zugelassenen Massenanteile im Simulationsprogramm, die für die numerische Stabilität des Simulationsprogramms notwendig ist (vgl. Abschnitt 6).

Für die Variation der Desorbereintrittstemperatur bei konstantem Lösungsvolumenstrom ergeben sich annähernd Geraden, deren Steigung mit zunehmendem Lösungsvolumenstrom zunimmt. Die Linien liegen nahe am Maximum der Kälteleistung bei konst. Desorbereintrittstemperatur (gestrichelte Linien) am dichtesten beieinander - hier hat also eine Variation des Lösungsvolumenstroms den geringsten Einfluss. Bei Volumenströmen oberhalb des optimalen Lösungsvolumenstroms (bei dem bei gegebener Desorbereintrittstemperatur und Nennbedingungen die max. Kälteleistung erreicht wird) schneiden diese die Gerade für niedrigere Lösungsvolumenströme. Um eine Unterscheidung zu erleichtern sind die Geraden für die hohen Lösungsvolumenströme mit Strich-Punkt-Linien dargestellt.

Der optimale Lösungsvolumenstrom steigt bei sonst konstant gelassenen Eingangsparametern mit der Desorbereintrittstemperatur.

Der Lösungsvolumenstrom sinkt bei gleicher Drehzahl der Pumpe hingegen mit steigenden Desorbtemperaturen. Der sich damit ergebende Verlauf entspricht wiederum einer Geraden, die aber flacher steigt, als die Verläufe mit konstantem Lösungsvolumenstrom. Dies ist zu beachten, wenn in der Literatur charakteristische Geraden dargestellt bzw. gefittet werden oder Messdaten interpretiert werden sollen: Eine resultierende (charakteristische) Gerade kann auch auf Grund einer Serie charakteristischer Geraden entstehen (siehe hierzu auch Diskussion in Albers, 2018, für variierende min. Temperaturdifferenzen).

Bei den Darstellungen in diesem Abschnitt wurde der Lösungsvolumenstrom als

konstanter Parameter gewählt, da dieser direkt gemessen wurde. Für die Umrechnung in einen Massenstrom wird zusätzlich die Dichte der Lösung benötigt. Diese hängt entscheidend von den Salzmassenanteilen der Lösung ab. Die Massenanteile weisen jedoch eine hohe Messunsicherheit auf (vgl. Anhang E.3), da diese wiederum mit Stoffwertfunktionen unter Gleichgewichtsannahme aus Druck und Temperatur berechnet werden. In Realität wird der Gleichgewichtszustand jedoch nicht erreicht. Die Abweichung vom Gleichgewicht kann mit der installierten Messtechnik nicht bestimmt werden, da keine direkte Erfassung der Salzmassenanteile der Lösung vorhanden ist (z.B. über ein Dichtemessgerät nach dem Coriolis-Prinzip oder über eine Leitfähigkeitsmessung). Bei der Herleitung der charakteristischen Gleichung wird jedoch eigentlich vom Massenstrom der gepumpten Lösung ausgegangen. Da sich mit der Variation der Desorbereintrittstemperatur auch die Zusammensetzung der Lösung ändert, sind Lösungsvolumen- und Massenstrom nicht gleichzeitig konstant.

Die am weitesten rechts liegende Kurve (für eine Desorbereintrittstemperatur von 90 °C) stimmt gut mit den Messpunkten für eine variierte Drehzahl der Lösungsmittelpumpe überein - dies entspricht der Aussage aus der Auswertung von Abbildung 7.1.

Insgesamt kann für die betrachteten Messwerte eine gute Übereinstimmung mit den jeweils zugehörigen Simulationswerten konstatiert werden.

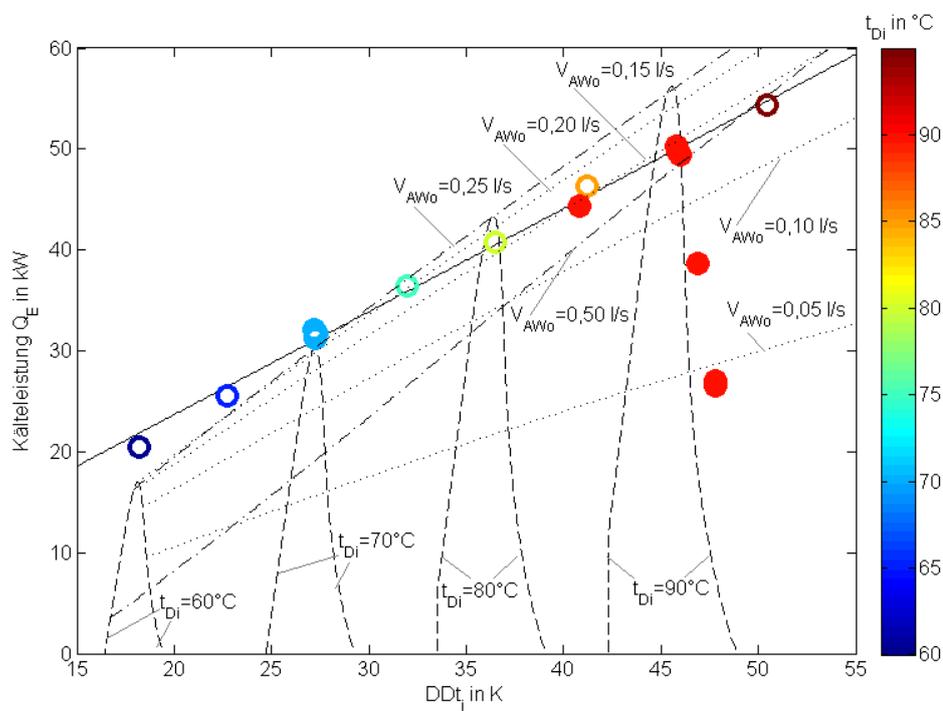


Abbildung 7.2: Variation der Heißwassertemperatur über der charakteristischen Temperaturdifferenz

7.2 Validierung der Simulation und Variation der Eingabewerte

Im Folgenden werden Messdaten aus vorangegangenen Projekten und im Rahmen des FAKS-Projektes gemessenen Daten für die Kälteleistung über den Volumenstrom dargestellt und mit der in Abschnitt I hergeleiteten Theorie und zwei auf Stoffdaten und Iterationen basierenden Simulationen verglichen.

7.2.1 Analytisches Modell für Wärme- und Stoffübergang

Das Modell von Meyer und Ziegler, 2014, basiert auf einem vereinfachten physikalischen Modell, in dem Stoff- und Wärmeübergang analytisch unter Vorgabe der thermodynamischen Eigenschaften des Arbeitsstoffpaares gelöst werden. Die beschreibenden Gleichungen werden iteriert bis sich Temperatur und Massenanteil der Lösung nicht mehr ändern. Als Eingangsgrößen werden die externen Volumenströme, der Lösungsmassenstrom und die externen Eingangstemperaturen benötigt. Um die Eigenschaften des Films abbilden zu können, werden außerdem die Geometrie und die Anordnung der Wärmeübertragerrohre benötigt. Der Wärmedurchgangskoeffizient wird in jedem Betriebspunkt neu bestimmt. Wärme- und Stoffübergang werden dabei nicht wie bei der Methode der charakteristischen Gleichungen nur mit einem Übergangskoeffizienten für den Wärmeübergang beschrieben, sondern als gekoppelter Wärme- und Stoffübergang abgebildet.

Der Lösungswärmeübertrager wird über die Wärmedurchlässigkeit und die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz beschrieben.

Bei den verwendeten Stoffdaten handelt es sich um an die Daten von Löwer (Löwer, 1960) gefittete Gleichungen für LiBr-Wasser.

7.2.2 Modell basierend auf Bilanzgleichungen und Stoffdatenmodell in EES

Als weiteres Modell wurde eine Simulation in der Umgebung EES (Engineering Equation Solver) herangezogen, die in Hunt, 2012, vorgestellt wurde. Dieses basiert auf Energie- und Massenbilanzgleichungen der einzelnen Komponenten einer Absorptionskälteanlage. Zur Lösung der Energiegleichungen und zur Bestimmung der Drücke, Temperaturen und Massenanteile wird die in EES implementierte Stoffdatenbibliothek mit den Gleichungen nach Pátek und Klomfar, 2006, verwendet.

Der Stoffübergang wird aus dem Wärmeübergang abgeleitet, der über konstante Wärmedurchlässigkeiten und die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz beschrieben wird.

Als Eingangsgrößen in das Modell werden die Wärmedurchlässigkeiten aller Wärmeübertrager der AKA, der Lösungsmassenstrom, sowie die externen Eintrittstemperaturen und die Volumenströme vorgegeben.

In Hunt, 2012, wurde eine Validierung des Modells hinsichtlich der Wiedergabe der AKA internen Messgrößen insbesondere bei Variation der Kühlwassereintrittstemperaturen für die Labor AKA vom Typ FM50v0.3 (vgl. Tabelle 1.1) vorgestellt.

7.2.3 Vergleich der Simulationsergebnisse mit Messwerten für vollständige Benetzung

Die vorgestellten Modelle werden mit vergleichbaren Vorgabewerten gespeist. Die Ergebnisse werden mit Messdaten zu Variationen des Lösungsvolumenstroms von Kühn, Mittermaier und Ziegler, 2007 verglichen, die an einer 10 kW Absorptionskälteanlage durchgeführt wurden (für weiterführende Informationen s.h. Abschnitt 1.2). Die Anlage ist in Tabelle 1.1 gezeigt. Außerdem sind dort die Randbedingungen für die verwendeten Versuchsdaten aufgezeigt. Für die externen Temperaturen wurden jeweils die genannten Eintrittstemperaturen sowie die angegebenen Volumenströme als Eingangsparameter in die Modelle verwendet.

Die Modelle zeigen alle einen ähnlichen Verlauf (vgl. Abbildung 7.3): Die Kälteleistung sinkt mit abnehmendem Lösungsmassenstrom auf null ab. Mit steigenden Lösungsvolumenströmen steigt die Kälteleistung dann auf ein Maximum an. Nach Durchschreiten des Maximums fällt die Kälteleistung mit einer geringeren Steigung ab. Das Maximum der Kälteleistung liegt jedoch für alle drei betrachteten Simulationen bei kleineren Lösungsvolumenströmen als das Maximum der Messwerte. Die Simulation von Meyer liegt am dichtesten an den Messwerten, zeigt aber trotz dem höheren Detaillierungsgrad entgegen erster Erwartungen keinen qualitativ anderen Verlauf.

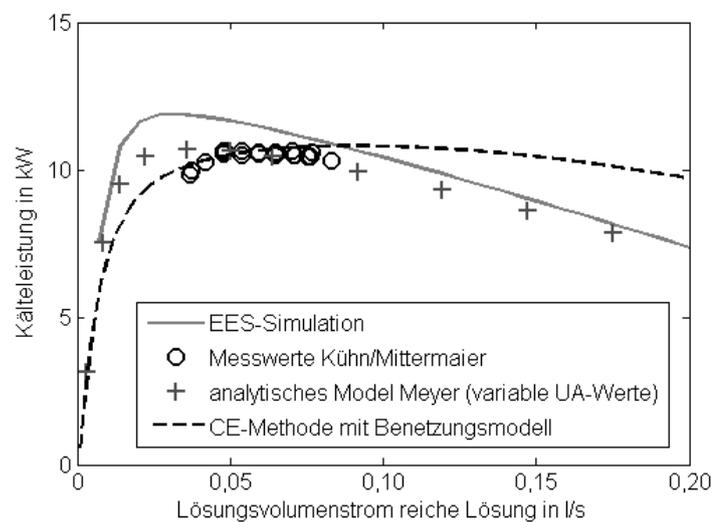


Abbildung 7.3: Vergleich der Messdaten mit Simulationsergebnissen einer 10 kW Absorptionskälteanlage: Kälteleistung über Lösungsvolumenstrom

Insgesamt bilden die komplexeren Modelle den Verlauf der Messdaten nicht wesentlich besser ab, als das vereinfachte Modell der charakteristischen Gleichung. Der Einfluss von den mit sinkenden Lösungsmassenströmen sinkenden Filmdichten, die theoretisch zu besseren Wärme- und Stoffübergangseigenschaften führen, wirken sich nicht entscheidend auf die berechnete Kälteleistung aus.

Auch durchaus vorhandene Unterschiede in den unterschiedlichen Stoffdatenmodellen scheinen keinen wesentlichen Einfluss zu haben.

Mit Hilfe des Modells der charakteristischen Gleichungen wurden Simulationsläufe

für weitere Absorptionskälteanlagen durchgeführt, die im Folgenden vorgestellt werden.

7.2.4 Vergleich der Simulation mit Vermessungen für die Installation des Funktionsmuster FM50.0 im Umweltbundesamt Dessau an einer Labor-AKA

Basierend auf den Wärmeübertragerlayouts der 10 kW-Absorptionskälteanlagen wurde am Fachgebiet Maschinen- und Energieanlagentechnik eine Absorptionskälteanlage mit einer größeren Nennleistung von 50 kW entwickelt (vgl. Abschnitt 1.2). Um für einen Feldtest im Umweltbundesamt in Dessau (interne Bez. DUBA) mit gegenüber den Auslegungsbedingungen geänderten Betriebsbedingungen den Lösungsvolumenstrom auf die Betriebsbedingungen anzupassen, wurden an einer im Labor installierten AKA vom Typ FM50.0 Variationen des Lösungsvolumenstroms vermessen. Die Messdaten für die fünf vermessenen Punkte aus Paitazoglou, 2011, sind in der Abbildung 7.4 als offene Kreise dargestellt. Als Vergleich sind die Simulationsergebnisse für die charakteristische Gleichung mit Berücksichtigung der Benetzungskorrelation mit einer Entnetzungs konstanten von $0,002 \text{ kg}/(\text{ms})$ (durchgezogene schwarze Linie) und unter Berücksichtigung der Benetzungskorrelation einer Entnetzungs konstanten von $0,004 \text{ kg}/(\text{ms})$ (gestrichelte Linie) dargestellt. Es ist eine im Rahmen der zu berücksichtigenden Unsicherheiten eine gute Übereinstimmung mit beiden Korrelationen zu erkennen, wobei die Korrelation mit der geringeren Entnetzungs konstanten etwas besser zu passen scheint. Um eine detailliertere Beurteilung der beiden Konstanten vornehmen zu können, wären Messwerte bei niedrigeren und bei höheren Lösungsvolumenströmen nötig.

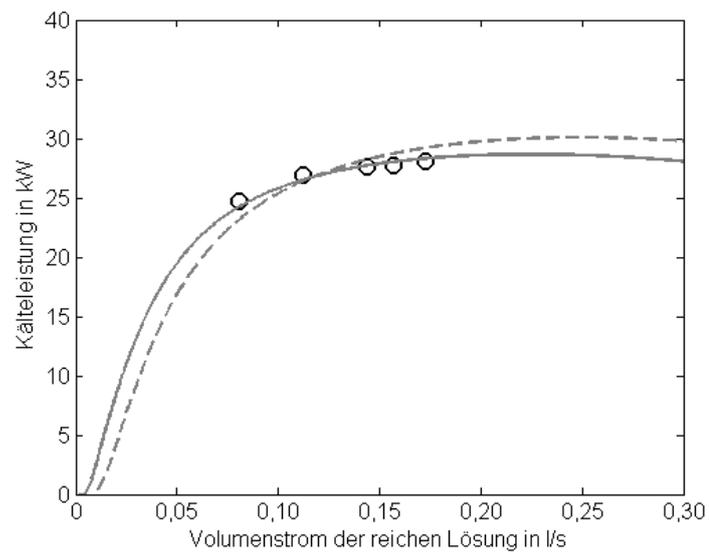


Abbildung 7.4: Vergleich der Messdaten mit Simulationsergebnissen einer 50 kW Absorptionskälteanlage: Kälteleistung über Lösungsvolumenstrom

Kapitel 8

Validierung und Auswertung des Hydraulikmodells

Im Folgenden werden Eingangsparameter für das hydraulische Modell in ihrer Größenordnung und für den Einsatz von Zwei-Phasen-Strömung aus Messdaten bestimmt. Außerdem werden die Ergebnisse aus der Parametervariation des hydraulischen Modells vorgestellt.

8.1 Bestimmung der Eingangsgrößen in das Bernoulli-Modell

In TUEW wurde die AKA 2 (Hummel) mit zusätzlichen Drucksensoren ausgestattet, um die Kennlinie der Pumpe vermessen zu können. Die damit gewonnen Erkenntnisse können genutzt werden, um die Eingangsgrößen in das Modell zur Beschreibung der hydraulischen Anlagenkennlinie für die kältemittelreiche Lösung zu bestimmen.

Als Erstes ist in Abbildung 8.1 der statische Anteil der Anlagenkennlinie für die kältemittelreiche Lösung (Verrohrung vom Absorber zum Desorber) aufgetragen. Die Verschiedenen Farben zeigen die Drehzahlen auf, mit denen die Pumpe jeweils betrieben wurde.

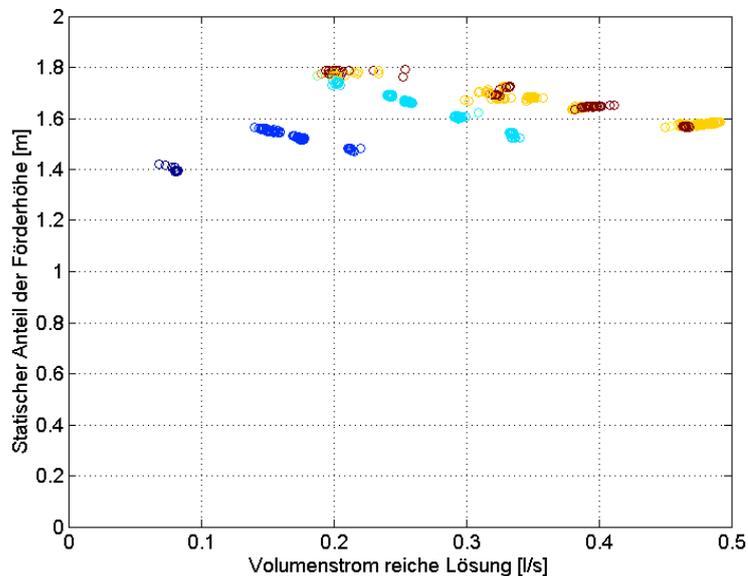


Abbildung 8.1: Statischer Anteil der Anlagenkennlinie für die gepumpte Lösung von Absorber zu Desorber

Der statische Anteil der Anlagenkennlinie wird von der jeweiligen Pumpenkennlinie abgezogen, um den dynamischen Anteil der Anlagenkennlinie zu erhalten. Dieser Zusammenhang wird in Abbildung 8.2 gezeigt.

Von dem dynamischen Anteil der Druckverlustkennlinie ist der Anteil abzuziehen, der reversibel in Geschwindigkeit umgewandelt wird, um als Rest den Druckverlust in Höhenmetern (vgl. Abbildung 8.3) zu erhalten.

Damit ergibt sich über alle vier Drehzahlen (Pumpenansteuerungen) in Abbildung 8.3 zusammen ein linearer Zusammenhang, der für eine Strömung im laminaren bzw. im Übergangsbereich spricht, was sich mit den berechneten Reynoldszahlen in Tabelle B.1 deckt. Mit einem Proportionalitätsansatz für Druckverlust (bzw. Höhenverlust), wie er für den laminaren Bereich gelten würde, ergibt sich ein Druckverlustbeiwert von ca. 50, bei Annahme eines quadratischen Ansatzes ergibt sich ein Druckverlustbeiwert zwischen 85 und 110, je nach eingesetzter Messwertkombination.

Bei hohen Drehzahlen der Pumpe (60 u. 70%, vgl. Farbskala rechts) und niedrigeren Volumenströmen (unter 0,25 l/s) gibt es Ausreißergruppen nach oben in Bezug

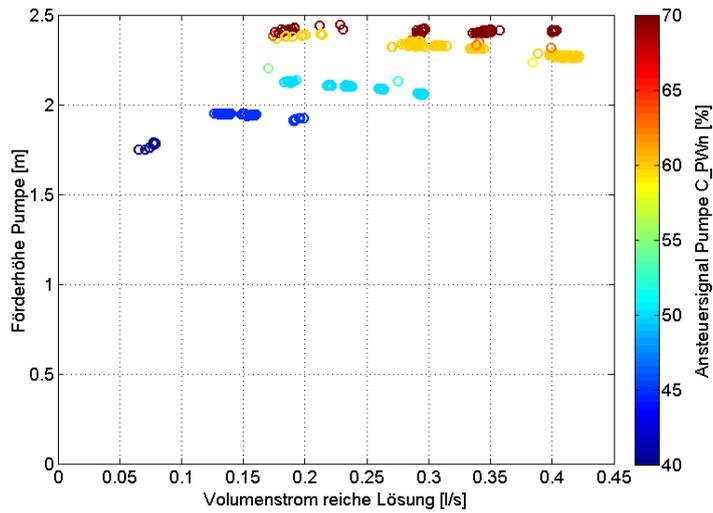


Abbildung 8.2: Pumpenkennlinie der in TUEW verbauten Pumpe

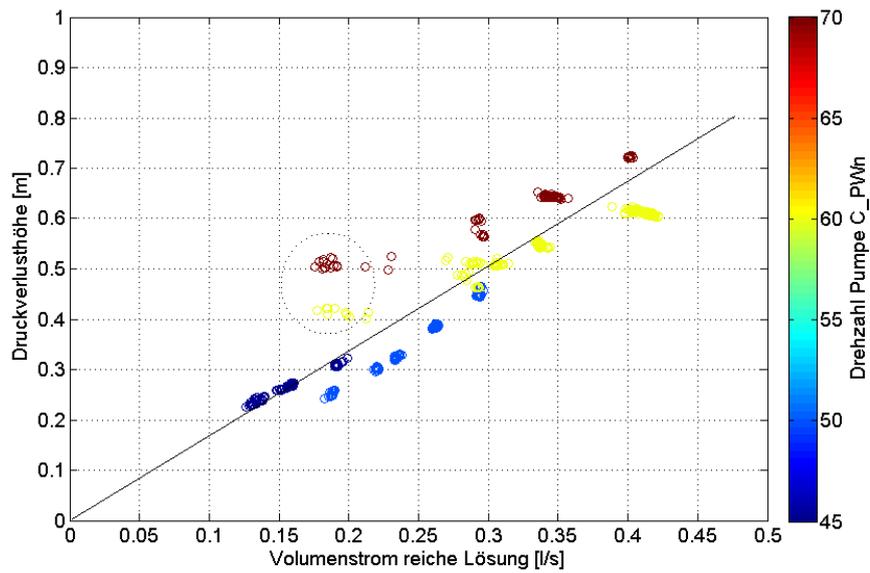


Abbildung 8.3: Druckverlust in Höhenmetern

auf die Druckverlusthöhe, wenn die Werte mit den Anderen verglichen werden. Hierfür sind mehrere Gründe denkbar: Zum Einen könnte eine 2-Phasenströmung in Form von Kavitation oder Dampf ziehendem Wirbel vorliegen (hohe Massenanteile LiBr, geringer Füllstände im Absorbersumpf, Punkte bei gleichzeitig hohen Heiß- und Kühlwassertemperaturen). Die 2-Phasenströmung hätte mit zunehmendem Gasanteil einen höheren Druckverlust, als die einphasige Strömung. Außerdem wird im laminaren bzw. im Übergangsbereich erwartet, dass der Druckverlustbeiwert mit sinkender Reynoldszahl zunimmt. Ein weiterer Grund könnte in einer Fehlbestimmung der Dichte liegen: Wird diese z.B. auf Grund vorliegender Unterkühlung geringer angenommen als die tatsächliche Dichte in der Lösung, wird die Förderhöhe der Pumpe überschätzt. Dies wirkt auf die berechneten Druckverlusthöhen zurück.

Dem entgegen steht der Teillastzustand der Pumpe in Hinsicht auf den Auslegungsvolumenstrom, der mit zunehmender Drehzahl abnimmt - die Fehlanströmung ist bei gleichem Lösungsvolumenstrom größer. Außerdem wird durch die höhere Drehzahl durch die Deckscheibe des Pumpenlaufrades ein größerer Drall in der Strömung vor der Pumpe erzeugt. Eine drallbehaftete Strömung (entspricht einem Wirbel) führt sowohl im Fall von einem Potentialwirbel (Ausflusswirbel) als auch bei einem durch die Pumpe induzierten Wirbel zu höheren Drücken dort, wo der Durchmesser des Radius groß ist. Dies würde dazu führen, dass der Druck saugseitig der Pumpe durch die Messung zu groß bestimmt werden würde - was zu einer Unterschätzung der Pumpenförderhöhe führen würde und somit zu einer Unterschätzung der Druckverlusthöhe.

8.2 Datenauswertung zur Kavitation

Drei Pumpen wurden hinsichtlich ihres Kavitationsverhaltens an einem Pumpenteststand mit Wasser als Fördermedium vermessen. Für die zwei leistungsschwächeren Pumpen werden vom Hersteller NPSH-Werte (Begriffserklärung in Abschnitt 4.1.4) von 0,5 m angegeben. Für die leistungsstärkste Pumpe wird vom Hersteller ein Mindest-Vordruck von 0,5 bar angegeben, was einem NPSH-Wert von ca. 5 m entspricht. Bei der Vermessung wurde für alle drei Pumpen ein erkennbarer Abfall

der gemessenen Förderhöhe bei einem NPSH-Wert in der Größenordnung von ca. 0,3 m festgestellt (vgl. Diagramme im Anhang G). Die bestimmten Messwerte lagen damit in allen Fällen deutlich unterhalb der Angaben durch die Hersteller - im Fall der leistungsstarken Pumpe um mehr als den 15-fachen Faktor, bei den anderen Beiden um mehr als einen 1,5-fachen Faktor.

Bei den Pumpen von Typ 2 (bei der Hummel zwei Pumpen parallel verschaltet) und Typ 3 (einzelne Pumpe) ist im gesamten Betriebsbereich der Pumpe keine Kavitation zu erwarten, da der Füllstand wegen der Begrenzung durch einsetzende 2-Phasenströmung auf Grund von Wirbelbildung früher oder bei einem gleichen Füllstand eintreten würde (vgl. Abschnitt 4.4).

Der Volumenstrom, der bei gegebener Ansteuerung gefördert werden kann bevor Kavitation auftritt unterscheidet sich zwischen den einzelnen Pumpen. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abbildung 8.4 der Volumenstrom, ab dem Kavitation eintritt, über der Ansteuerung der Pumpe in Prozent aufgetragen. Die manuelle Einstellung der Pumpen erfolgt über eine Stufenauswahl. Die Pumpen haben jedoch eine unterschiedliche Anzahlen an Stufen. Um die Stufen der jeweiligen Pumpe ineinander umzurechnen, wurde aus der jeweils gewählten Stufe eine prozentuale Ansteuerung errechnet, in dem diese auf die höchste Stufe bezogen wurde. Es werden jeweils diejenige Stufen angegeben, bei denen noch eine Kavitation festgestellt wurde (unausgefüllten Kreise).

Zusätzlich ist für alle drei Pumpen der Volumenstrom als ausgefüllter Kreis eingetragen, ab dem Vollkavitation, d.h. ein vollständiger Einbruch der Förderhöhe, aus dem Kennlinienverlauf abgeschätzt wird.

Außerdem sind zum Vergleich der halbierte und der volle Nennvolumenstrom der Hummel als gestrichelte rote Linien eingetragen. Die Hälfte des Nennvolumenstroms entspricht dem Volumenstrom durch eine der Lösungsmittelpumpen, wenn zwei Pumpen parallel verschaltet werden.

An der Abbildung 8.4 ist zu erkennen, dass die beiden leistungsschwächeren Pumpen bei Ansteuerungen oberhalb von 30 % (Pumpe 1, schwarze Kreise) bzw. von knapp 70% (Pumpe 2, orange Kreise) bei Volumenströmen unterhalb des Nennvolumenstroms der Hummel zu kavitieren beginnen. Die leistungsstärkste Pumpe

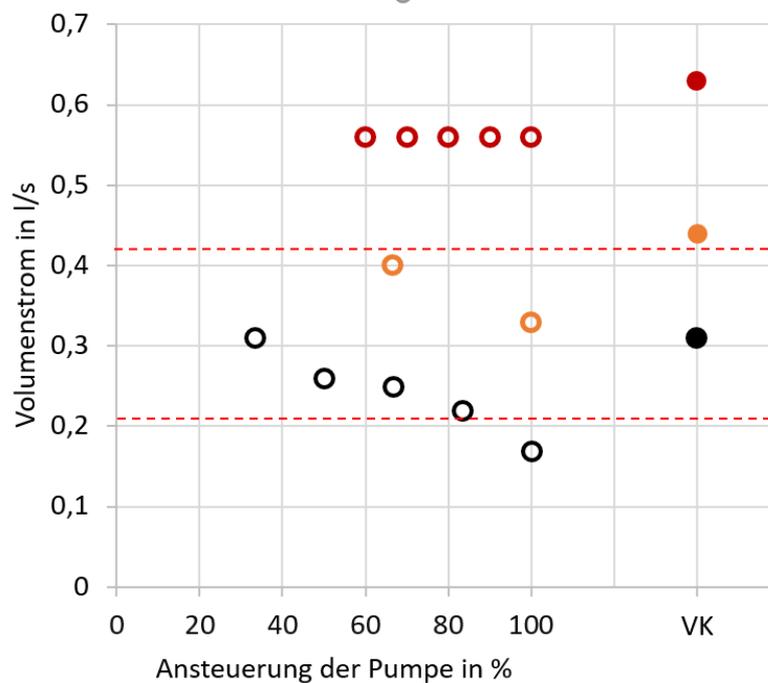


Abbildung 8.4: Volumenstrom bei einsetzender Kavitation in Abhängigkeit der prozentualen Ansteuerung

(Pumpe 3, rote Kreise) kavitiert im gesamten Ansteuerungsbereich von 60 bis 100% bei einem konstanten Volumenstrom, der deutlich oberhalb des Auslegungswertes für den Nennvolumenstrom der kältemittelreichen Lösung der Hummel liegt. Bei Pumpe 1 tritt Kavitation ab ca. 80 % Ansteuerung bei Volumenströmen, die dem halben Nennvolumenstrom entsprechen, auf. Der Nennvolumenstrom für die kältemittelreiche Lösung für AKA vom Typ Biene liegt bei 0,12 l/s und damit für alle drei Pumpen unterhalb der bei einsetzendem Förderhöhenabfall gemessenen Werte.

8.3 Parametervariation im Hydraulikmodell

Im Folgenden werden die verschiedenen Einflussparameter in der Bernoulli-Gleichung der Anlagenhydraulik einzeln variiert. Für die Parametervariation werden in der Basisvariante die in Tabelle 8.1 angegebenen Werte in Gleichungen 6.20 und 6.21 eingesetzt.

Tabelle 8.1: Parameter für Basisvariante der Variation

Größe	Variable	Wert	Einheit
Rohrquerschnitt Verrohrung reiche Lösung	$A_{A,R}$	0,0011	m^2
Rohrquerschnitt Verrohrung arme Lösung	$A_{D,R}$	0,0011	m^2
Druckverlustbeiwert Verrohrung reiche Lösung	ζ_A	100	-
Druckverlustbeiwert Verrohrung arme Lösung	ζ_D	100	[-]
Konstruktionsbedingte Höhe Absorber	$h_{A,k}$	1,9	m
Konstruktionsbedingte Höhe Desorber	$h_{D,k}$	0	m
Dichte der Lösung	ρ	1500	kg/m^3
Frei verfügbares Lösungsvolumen	V_{Lsg}	0,11	m^3
Druck im Kondensator/ Desorber	p_C	50	hPa
Druck im Verdampfer	p_E	10	hPa
Erdbeschleunigung	g	9,81	m/s^2
Förderhöhe der Pumpe	Δh_p	2,5	m

In den folgenden Grafiken sind jeweils die Tabelle 8.2 gegebenen Flächenverhältnisse mit den ebenfalls dort angegebenen Linientypen dargestellt.

Tabelle 8.2: Sumpfundflächen für Flächenvariation und Linientypen

Größe	Variable	Wert	Einheit
Strichpunktlinie (links)			
Absorbersumpfstand im Rohrquerschnitt			
Grundfläche Absorbersumpf	A_A	$(0,037/2)^2 * \pi$	m^2
Grundfläche Desorbersumpf	A_D	$0,5 \cdot 0,8$	m^2
durchgezogene Linie (mittig)			
Absorber- und Desorbersumpf gleiche Grundfläche			
Grundfläche Absorbersumpf	A_A	$0,5 \cdot 0,8$	m^2
Grundfläche Desorbersumpf	A_D	$0,5 \cdot 0,8$	m^2
gestrichelte Linie (rechts)			
Desorbersumpffüllstand im Rohr			
Grundfläche Absorbersumpf	A_A	$0,5 \cdot 0,8$	m^2
Grundfläche Desorbersumpf	A_D	$(0,037/2)^2 * \pi$	m^2

Es ist jeweils die Desorbersumpffüllhöhe in blau, der Absorberfüllstand in grün und der sich einstellende Volumenstrom in türkis bzw. alternativ berechnet in rot dargestellt. Die rote und die türkis-farbene Linie verlaufen bis auf sehr kleine

Bereiche daher übereinander, so dass dort nur die türkisfarbene Linie zu sehen ist.

Als erste Größe wurde die Dichte des umlaufenden Mediums variiert. Da die thermischen und stofflichen Prozesse in dieser Betrachtungsweise außen vor bleiben, wurde die Dichte im De- und Absorbersumpf jeweils auf den gleichen Wert geändert. Die Druckdifferenz zwischen den beiden Behältern skaliert in Höheneinheiten mit dem Kehrwert der Dichte, d.h. je höher die Dichte desto geringer ist der Einfluss der Druckdifferenz zwischen den beiden Behältern. Dies führt dazu, dass im Desorbersumpf mit zunehmender Dichte ein höherer Füllstand benötigt wird, da die treibende Druckdifferenz für die Beschleunigung und den Ausgleich des auftretenden Druckverlusts bei steigender Dichte der Lösung weniger wirksam ist. Gleichzeitig wird im Absorber ein geringerer Füllstand benötigt, da die Kreiselpumpe bei dichter Lösung die gleiche Förderhöhe zur Verfügung stellt, die zu überwindende Druckdifferenz auf Grund der höheren Dichte aber nach unten skaliert wird. Die Wirkung der beiden genannten Effekte gleicht sich somit aus. Dies führt bei gleichen Querschnittsflächen der beiden Sümpfe zu einem konstant bleibenden Volumenstrom der umlaufenden Lösung.

Für die beiden Fälle, dass einer der beiden Sumpfgrundflächen sehr klein gewählt wird (hier wie die innere freie Querschnittsfläche der Anschlussrohre), ändert sich der Füllstand des jeweils anderen Sumpfes kaum, da eine deutliche Änderung des Füllstands im Rohr zu keiner erkennbaren Reaktion des anderen Sumpfstandes führt.

Dies hat zur Folge, dass bei Lösungsstand im Rohrquerschnitt des Desorbersumpfes dieser stark steigt, der Absorbersumpffüllstand annähernd gleich bleibt und ein höherer stationärer Volumenstrom möglich ist. Umgekehrt sinkt der Füllstand im Absorberrohrquerschnitt - der sich einstellende Lösungsvolumenstrom sinkt daher in diesem Fall mit zunehmender Dichte der Lösung. Durch den inversen Einfluss der Dichte nimmt die Änderung der Volumenströme mit zunehmender Dichte ab.

Als zweite Variation wurde das auf der Lösungsseite befindliche Gesamtvolumen (also die Summe der Absorber- und Desorbersumpfinhalte) variiert, wodurch sich in allen drei Fällen die Sumpfstände linear und jeweils mit der gleichen Rate erhöhen.

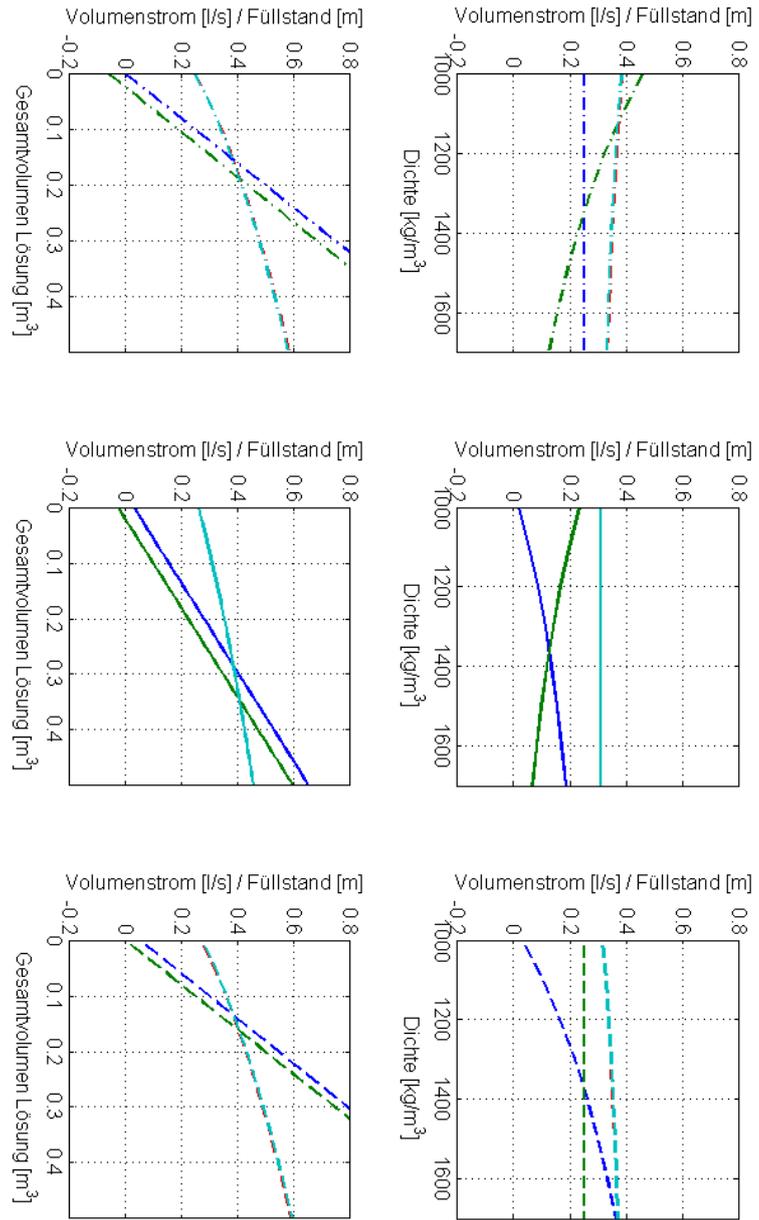
Dies führt ebenfalls in allen drei Fällen zu steigenden Lösungsvolumenströmen, wobei hier der Einfluss mit steigendem Gesamtvolumen abnimmt.

In Absorptionskälteanlagen tritt eine in der Lösung im Mittel höhere Dichte zusammen mit einer Reduktion des auf der Lösungsseite verfügbaren Gesamtvolumens auf. Dies wird im Abschnitt 9.4 mit der Kopplung des thermischen Anlagenverhaltens mit dem hydraulischen Anlagenverhalten untersucht.

Die Druckverlustbeiwerte sowohl für die Absorberverrohrung als auch für die Desorberverrohrung werden in Abbildung 8.6 variiert. Zum einen haben die Analysen der Messdaten in Abbildung 8.3 gezeigt, dass der Druckverlustbeiwert in Abhängigkeit vom Lösungsvolumenstrom nicht konstant ist. Diese Abhängigkeit wird in einem zweiten Schritt im hydraulischen Modell der Anlage berücksichtigt. Zum anderen wird der Druckverlustbeiwert unter anderem durch Zweiphasenströmung (vgl. Abschnitt 4) erhöht. Weitere Einflussfaktoren könnten in Korrosionsprozessen an den Rohrleitungsoberflächen bzw. in Verschmutzungen in den Rohrleitungen begründet sein. Die Vergleiche zeigen, dass eine Erhöhung des Druckverlustbeiwertes in der Rohrleitung zu einer höheren Anstauung im jeweiligen Sumpf führt. Sind die beiden Querschnittsflächen gleich, erfolgt wiederum ein Ausgleich der Füllstände, so dass der resultierende Volumenstrom konstant bleibt. Liegt ein Füllstand im Rohr, kann kein entsprechender Ausgleich erfolgen und der Volumenstrom der Lösung fällt jeweils mit steigendem Druckverlustbeiwert.

Steigender Druck im Verdampfer hat einen ähnlichen Einfluss auf die sich einstellenden Volumenströme, wie ein fallender Druck im Kondensator (vgl. Abbildung 8.7) - in beiden Fällen verringert sich die Druckdifferenz zwischen den Behältern, was zu einem höheren Desorber- und einem geringeren Absorberfüllstand führt. Im Fall gleicher Grundflächen erfolgt der Füllstandsausgleich wiederum so, dass keine Änderung im Lösungsvolumenstrom erfolgt. Geringere Absorberfüllstände bei gleichem Desorberfüllstand (kleinere Absorbergrundfläche) führt zu einem höheren Lösungsvolumenstrom, wohingegen eine geringere Desorberfüllhöhe bei gleicher Absorberfüllhöhe in einem geringeren Lösungsvolumenstrom resultiert. Der Einfluss der Druckdifferenz auf alle drei Größen ist linear. Wenn die beiden Verläufe für den Lösungsvolumenstrom nicht übereinstimmen, gibt es in Realität keinen stationären Wert für den Volumenstrom.

Abbildung 8.5: Variation der Dichte der Lösung und des verfügbaren Lösungsvolumens



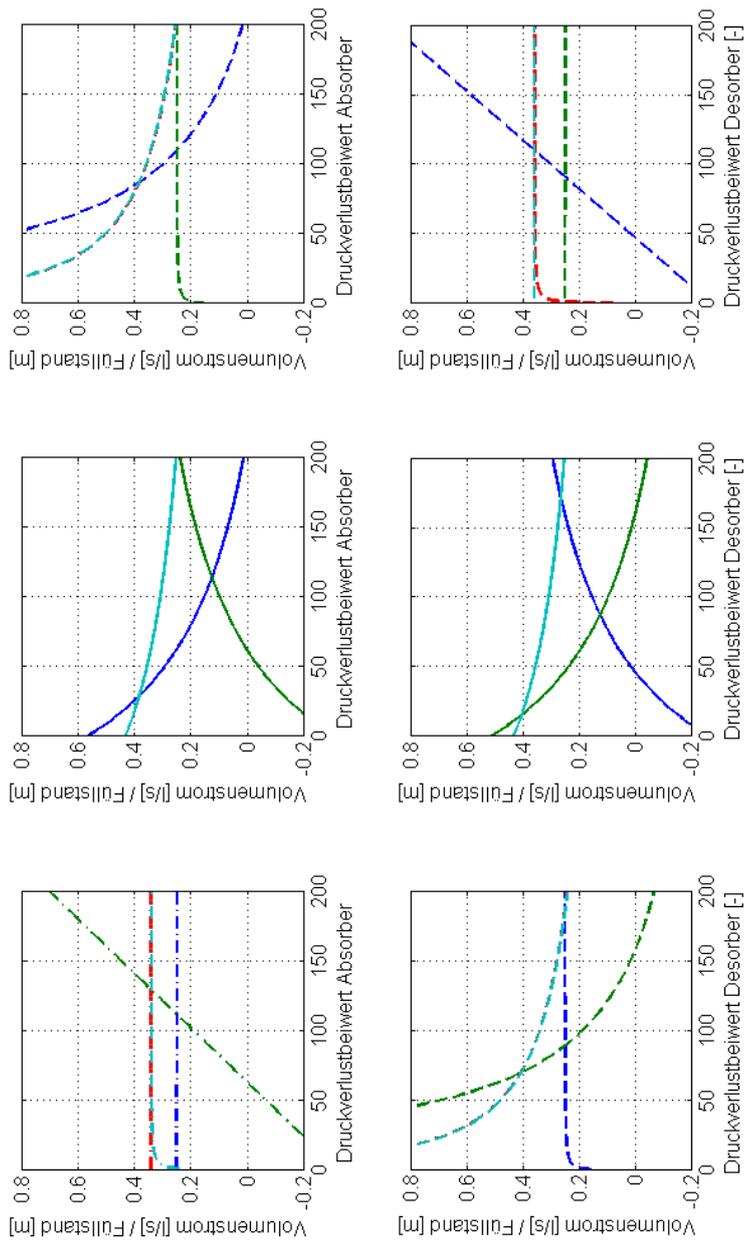
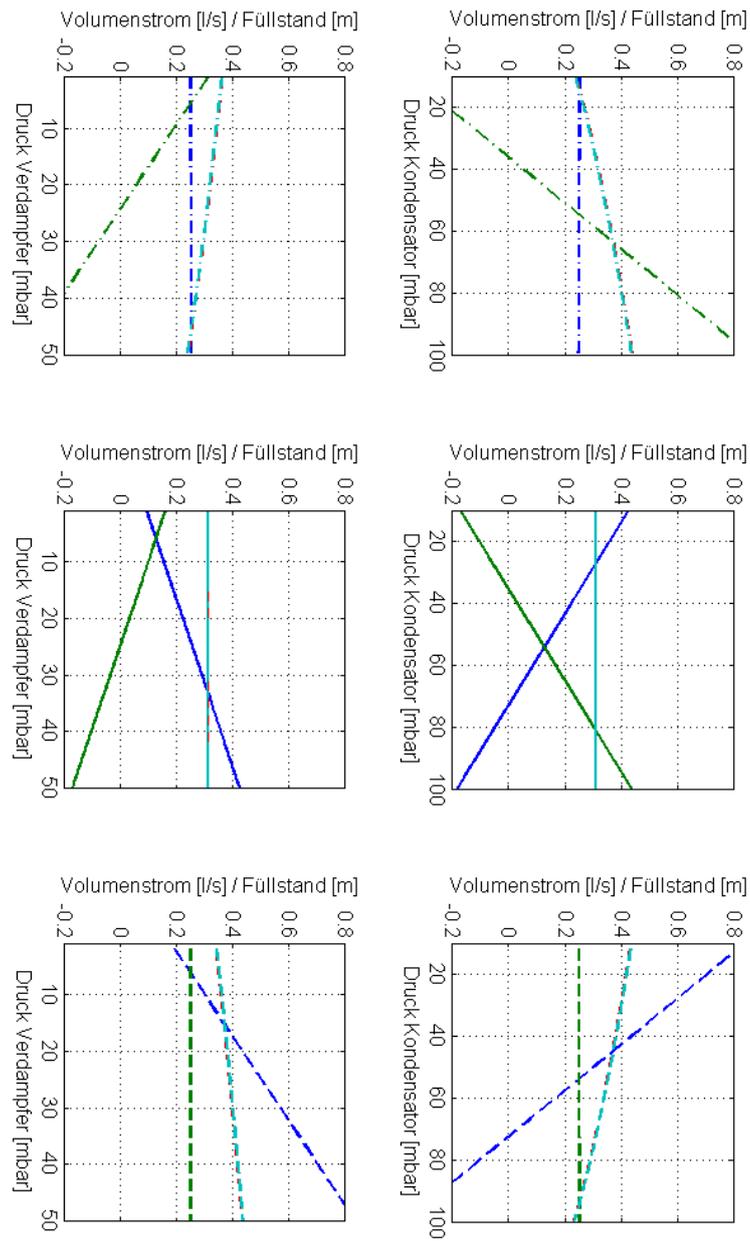


Abbildung 8.6: Variation der Druckverlustbeiwerte in der Absorber- und Desorbervorrichtung

Abbildung 8.7: Variation des Verdampfer- und des Kondensatordruckverlustes



8.4 Fazit und Diskussion zum hydraulischen Modell

Unterschiedliche Flächenverhältnisse der Absorber- und Desorbersumpfundfläche können qualitativ unterschiedliches Verhalten der Lösungsvolumenströme und der Füllstände bedingen. Von den Variationen der einzelnen Einflussgrößen hat lediglich die Erhöhung des verfügbaren Lösungsvolumens zu einem eindeutigen Trend geführt, bei dem eine Zunahme des Lösungsvolumens in allen Variationsfällen zu steigenden Sumpfständen und einem steigenden Lösungsvolumenstrom führt. Die Variation der Dichte (bei gleichem verfügbarem Lösungsvolumen) führt stets zu höheren oder gleichbleibenden benötigten Sumpfständen im Absorber und sinkenden bzw. gleichbleibenden Füllständen im Desorbersumpf. Der Lösungsvolumenstrom blieb in den untersuchten Fällen relativ konstant. Bei Erhöhung der Druckverlustbeiwerte der Verrohrung ergibt sich jeweils ein steigender bzw. gleichbleibender Füllstand in dem Sumpf, von dem die Verrohrung mit dem erhöhten Druckverlustbeiwert weg führt. Der Lösungsvolumenstrom fällt generell mit steigendem Druckverlustbeiwert, kann bei entsprechender Flächenverteilung (große Querschnittsfläche im betreffenden Behälter im Vergleich zu anderem Sumpf) aber auch nahezu konstant bleiben.

Eine Änderung des Druckes in einem der beiden Behälter resultiert bei einer Variation der Flächenverhältnisse in geänderten Sumpfständen. Dabei ist auch eine Umkehr in der Richtung des Einflusses auf den Lösungsvolumenstrom möglich. Daraus ergibt sich das zunächst gegenintuitive Ergebnis, dass eine steigende Druckdifferenz zwischen beiden Behältern sowohl zu einem fallenden, gleichbleibenden oder auch zu einem steigenden Lösungsvolumenstrom führen kann.

Die bisherigen Variationen haben auf der theoretischen Ebene die Veränderung jeweils einer Größe betrachtet. Beim Betrieb realer Absorptionskälteanlagen sind die Änderungen aber teilweise miteinander verknüpft. Daher wird im nächsten Abschnitt das thermische Modell der Absorptionskälteanlage über die sich in den Behältern einstellenden Drücken mit dem hier entwickelten hydraulischen Modell gekoppelt.

Als nächster Schritt wurden Anlagen- und Pumpenkennlinie mit dem CE-Modell gekoppelt, das genutzt wird um die internen Drücke der AKA basierend auf den externen Eingangsgrößen zu bestimmen. Der sich auf Grundlage der hydraulischen Anlagenkennlinie einstellende Lösungsvolumenstrom hat wiederum eine Rückwirkung auf die Benetzung der Rohrbündelwärmeübertrager des Absorbers und des Desorbers. Auch die Verhältnisse zwischen den beiden Wärmekapazitätsströmen in diesen Wärmeübertragern sowie denen im Lösungswärmeübertrager ändern sich. Somit wird die Anlagenleistung beeinflusst, die mit der CE-Methode ausgerechnet wird. Der Programm-Code wurde daher jeweils mit 100 Iterationen aufgerufen. Nach dieser Anzahl an Aufrufen hat sich das Ergebnis in allen Fällen nicht mehr geändert.

Es wird eine Masse an LiBr vorgegeben, die in die Anlage eingefüllt wurde. Es befindet sich stets auf der Lösungsseite und verteilt sich gemäß dem angestauten Sumpfvolumen und der Gleichgewichtskonzentration auf Absorber und Desorber. Die Menge des eingefüllten Wassers bleibt unberücksichtigt. Es wird davon ausgegangen, dass die jeweils benötigte Menge zum Erreichen der Gleichgewichtsmassenanteile zur Verfügung steht sowie, dass keine Beschränkungen durch ein mögliches Überlaufen der Behälter besteht. Auch werden die berechneten Füllstände nicht geprüft. Ein Normalbetrieb der Kälteanlage (ohne Überläufe aus Sümpfen oder Aufgabewannen) wird somit vorausgesetzt. Der auftretende Strömungsdruckverlust wird mit einem konstanten Druckverlustbeiwert (vollturbulente Strömung, hydraulisch raues Rohr) modelliert. Dieser wird für die Verrohrung der reichen und der armen Lösung gleich hoch angenommen. Die Förderhöhe der Lösungsmittelpumpe wird mit einem konstanten Wert vorgegeben.

Mit diesen Annahmen wurden drei Variationen durchgeführt, die in Abbildung 8.8 dargestellt sind: Die Flächen von Absorber- und Desorbersumpf wurden als gleich groß angenommen (Punkte). Der Absorbersumpfquerschnitt wurde mit dem Rohrquerschnitt angenommen (leerer Absorbersumpf, Quadrate) und der Desorbersumpf wurde ebenfalls mit dem Rohrquerschnitt angenommen (leerer Desorbersumpf, Kreise). Für die verschiedenen Querschnittskonfigurationen wurden jeweils die externen Eintrittstemperaturen einzeln variiert. Dabei ist in grün die Variation für die Kühlwassereintrittstemperatur in den Absorber, in rot die der Heißwassertemperatur in den Desorber und in blau die der Kaltwassereintrittstemperatur in den Verdampfer

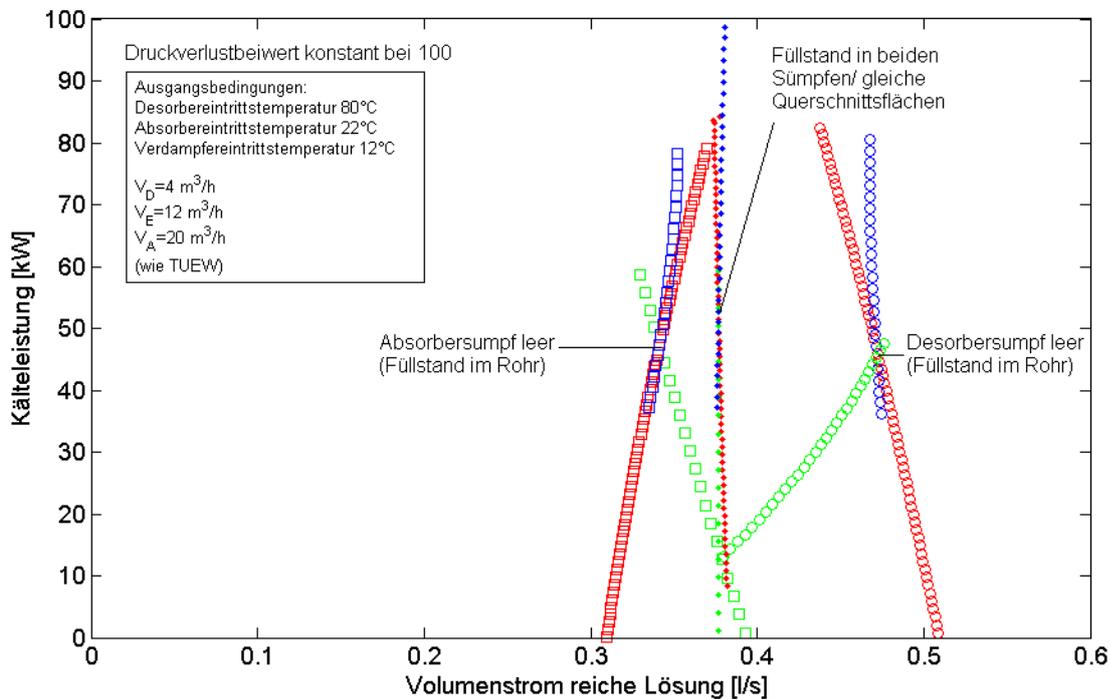


Abbildung 8.8: Einfluss der Sumpfflächen auf den Lösungsvolumenstrom

dargestellt.

Als erstes fällt auf, dass der Lösungsvolumenstrom zwischen den einzelnen Varianten der Flächen bei gleichen externen Bedingungen um bis zu 60 % variiert. Der sich einstellende Lösungsvolumenstrom der reichen Lösung ist bei leerem Desorbersumpf am höchsten, bei leerem Absorbersumpf hingegen am niedrigsten. Der Lösungsvolumenstrom bei gleich großen Querschnittsflächen liegt dazwischen, aber etwas verschoben hin zu niedrigen Lösungsvolumenströmen. Der Lösungsvolumenstrom ändert sich bei gleich großen Sumpfflächen bei allen betrachteten Variationen nicht. Bei den verschiedenen Flächen kehrt sich jeweils die Richtung um, in die sich der Lösungsvolumenstrom ändert, wobei sich nur bei der Variation der Kühlwassertemperatur auch die Größe des Einflusses ändert.

In Abbildung 8.9 wird unter Vorgabe der in Tabelle 8.1 angegebenen Startwerte die Grundfläche des Absorbers und des Desorbers variiert. In der linken Spalte wurde die jeweils andere Querschnittsfläche mit dem Durchmesser des Rohres angenommen. In der rechten Spalte wurde die konstant gelassene Sumpffläche mit 0,5 m mal 0,8 m vorgegeben.

Zu erkennen ist, dass bei kleinen Flächen und einem angenommenem Füllstand im Rohr der Einfluss einer geänderten Querschnittsfläche am größten ist (steile Verläufe). Die Verläufe sind für eine Variation der Querschnittsfläche im De- und Absorbersumpf sehr ähnlich. Beide Füllstände und der Volumenstrom liegen jedoch bei einer Variation der Desorbersumpffläche minimal höher als bei einer Variation der Absorbersumpffläche. Die Auswirkung einer Änderung der Desorbersumpffläche auf den Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung ist höher als diejenige bei Variation der Absorbersumpffläche.

Ist die jeweils andere Grundfläche größer, dann ist der Einfluss einer Variation der zweiten Sumpfundfläche (rechte Spalte) deutlich geringer. Der Volumenstrom ändert sich in beiden Fällen kaum. Die Füllstände verschieben sich etwas, wobei sich die Füllstände wiederum etwas mehr ändern, wenn die Desorbersumpffläche variiert wird. Der Unterschied erklärt sich dadurch, dass bei insgesamt größeren Sumpfflächen der Füllstand erstens geringer ist und zweitens mehr Lösungsvolumen benötigt wird, um eine Änderung des Füllstandes zu bewirken. Bei der angenommenen Menge an LiBr-Lösung in einer AKA vom Typ Hummel werden die Lösungsfüllstände unrealistisch hoch, wenn in beiden Sümpfen von einer Querschnittsfläche ausgegangen wird, die nur so groß ist wie der Rohrquerschnitt.

Nach den vorausgegangenen Überlegungen dürfte eine nennenswerte Änderung der Anlagenkennlinie (in Höhenmetern) im Wesentlichen aus einer Änderung des statischen Anteils der Anlagenkennlinie resultieren. Der statische Anteil der Anlagenkennlinie setzt sich zusammen aus einer Änderung der Flüssigkeitssäule (Änderung der Dichte oder des Füllstandes) und einer Änderung der Drücke in den Gasphasen.

Die Änderung der Dichte der Lösung ist eine Funktion der Änderung der Massenanteile an Lithiumbromid und in geringerem Maß der Lösungstemperatur der Lösung. Die Änderung der Lithiumbromidmassenanteile ist wiederum abhängig von der jeweiligen Lösungstemperatur und von dem Druck im Behälter. Diese Werte können im stationären Fall mit Hilfe der Wärmedurchlässigkeiten der Wärmeübertrager der Absorptionskälteanlage aus den Eintrittstemperaturen der externen Wasserkreise bestimmt werden. Soll genau gerechnet werden, dann ist auch noch

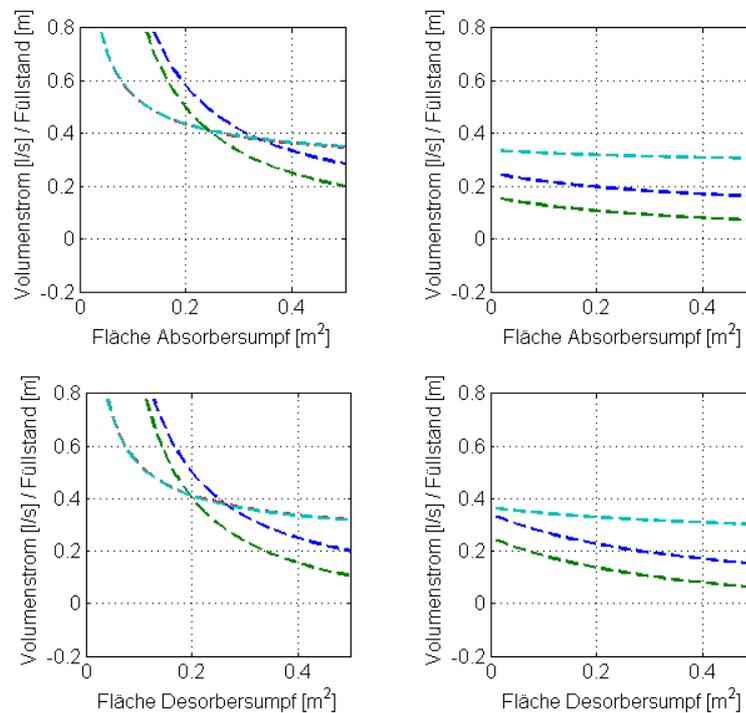


Abbildung 8.9: Variation der Sumpfundflächen

die Unterkühlung bzw. Überhitzung der Lösung am Austritt der Wärmeübertrager zu berücksichtigen (vgl. auch Abschnitt 1.4), die dadurch zustande kommt, dass der Wärme- und Stoffübergang gekoppelt ablaufen, der Stoffübergang jedoch durch die Grenzschicht gehemmt wird.

Die Höhe der Flüssigkeitssäule hingegen ist nur von geometrischen Größen abhängig. Zum einen ist die zu überwindende Höhe abhängig davon, in welchem Höhenabstand der Desorber und der Absorber zueinander angeordnet sind und zum anderen davon, wie sich der Füllstand im Absorbersumpf einstellt. Je nach dem, wie die Flüssigkeit in den Desorber geführt wird, könnte sich auch eine Abhängigkeit von der Füllhöhe in der Desorberaufgabewanne ergeben.

Wie sich die Flüssigkeitsmenge auf der Lösungsseite auf den Füllstand auswirkt, hängt wiederum von der Form des Sumpfbehälters ab. Am verbreitetsten dürften entweder Behälter in Form von Zylindern oder Quadern bzw. Prismen sein. Auch pyramidenförmige oder dreieckige Formen wären denkbar, wenn sich daraus Vorteile für die Anlagenkennlinie oder den Betrieb der internen Pumpen ergeben. Der

Absorbersumpf der vorrangig betrachteten Absorptionskälteanlage entspricht einem liegenden Zylinder, so dass die Änderung der Füllstandshöhe bei gleicher Änderung des Lösungsvolumens abhängig von der vorhandenen Füllstandshöhe ist.

Komplexer wird die exakte Bestimmung der Füllstandshöhe dadurch, dass diese nach oben begrenzt sein kann. Bei einem höheren Füllstand würde der Sumpf dann überlaufen. Außerdem können ab einem gewissen Füllstand Rohre überflutet werden, wodurch die Änderung des Füllstandes durch die gleiche Volumenmenge ansteigt. Gleichzeitig wird die Wärmeübertragerfläche reduziert, da diese so nicht mehr so effektiv genutzt werden kann.

Da die Betrachtung einfach erfolgt, wird von einer Wanne mit geradem Boden und geraden Wänden ausgegangen, so dass der Füllstand sich immer proportional zu der auf der Lösungsseite befindlichen Flüssigkeit verhält.

Eine Unsicherheit in den Betrachtungen gemäß der Bernoulli-Gleichung liegt in der Annahme konstanter Druckverlustbeiwerte. Während dies bei einphasiger Strömung durch die Theorie für eine Anlagenkennlinie in Höhenform begründet werden kann, ist bei 2-phasiger Strömung der Druckverlust stark abhängig vom volumetrischen Gasanteil in der Strömung.

Kapitel 9

Kopplung zwischen hydraulischem und thermischem Verhalten der AKA

In diesem Kapitel werden die Messdaten der AKA hinsichtlich der Kopplung zwischen thermischem und hydraulischem Verhalten der AKA ausgewertet. Dafür werden die Messdaten grafisch dargestellt, mit der entwickelten Modellvorstellung abgeglichen und evtl. auftretende Abweichungen werden interpretiert.

9.1 Analyse der Messdaten hinsichtlich hydraulischem Verhalten

Im Folgenden werden die Messdaten nach Liegenschaft aufgeteilt präsentiert. Da die AKA in den jeweiligen Betrachtungszeiträumen unterschiedlich gefahren wurden, unterscheiden sich die Darstellungen teilweise voneinander.

Analyse der Messdaten hinsichtlich hydraulischem Verhalten - HENK

Die Lage und die Farbe der Datenpunkte im Dühring-Diagramm zeigt eine Abhängigkeit des umlaufenden Lösungsvolumenstroms im Wesentlichen von den LiBr-Massenanteilen der kältemittelarmen Lösung am Austritt aus dem Desorber. Auch bei deutlich unterschiedlichen Druckdifferenzen zwischen oberem und unterem Behälter (bei ähnlichem Füllstand, vgl. Abbildung 9.7) ergibt sich bei gleichen Massenanteilen der gleiche Lösungsvolumenstrom.

Dies kann mehrere Ursachen haben: Zum Einen folgt aus einer höheren Viskosität¹ für die laminare Rohrströmung ein höherer Druckverlustbeiwert. Ist eine höhere Stauhöhe im Desorber auf Grund einer limitierten Lösungsmenge nicht möglich, so führt der höhere Druckverlust ggf. zu einer geringeren umlaufenden Lösungsmenge.

Es gibt außerdem Hinweise darauf, dass eine höhere Viskosität sich negativ auf den Stofftransport im Rieselfilm auswirkt. Tritt gleichzeitig ein höherer Leistungsumsatz auf, so wird eine stärkere Überhitzung der Lösung am Desorberaustritt erwartet (vgl. auch Abschnitt 1.4). Für die betrachteten Absorptionskälteanlagen kann die Überhitzung jedoch nicht quantifiziert werden, da hierfür die Messung der Salzmassenanteile an der Lösung fehlt. Andererseits würde eine auftretende Überhitzung zu einer Fehlbestimmung der Massenanteile am Desorberaustritt führen, so dass in Abbildung 9.1 scheinbar auf einer Isosteren liegende Werte in Realität zu unterschiedlichen Massenanteilen gehören würden.

Analyse der Messdaten hinsichtlich hydraulischem Verhalten - TUKT

In Abbildung 9.2 sind die gefilterten Messwerte von TUKT in einem Diagramm Druck über Temperatur aufgetragen. Diese Darstellungsweise hat gegenüber der

¹Der Einfluss des Massenanteils wirkt sich stärker aus als die Temperatur, vgl. z.B. Löwer, 1960. Dies entspricht einer geringeren Reynoldszahl (vgl. Tabelle B.1)

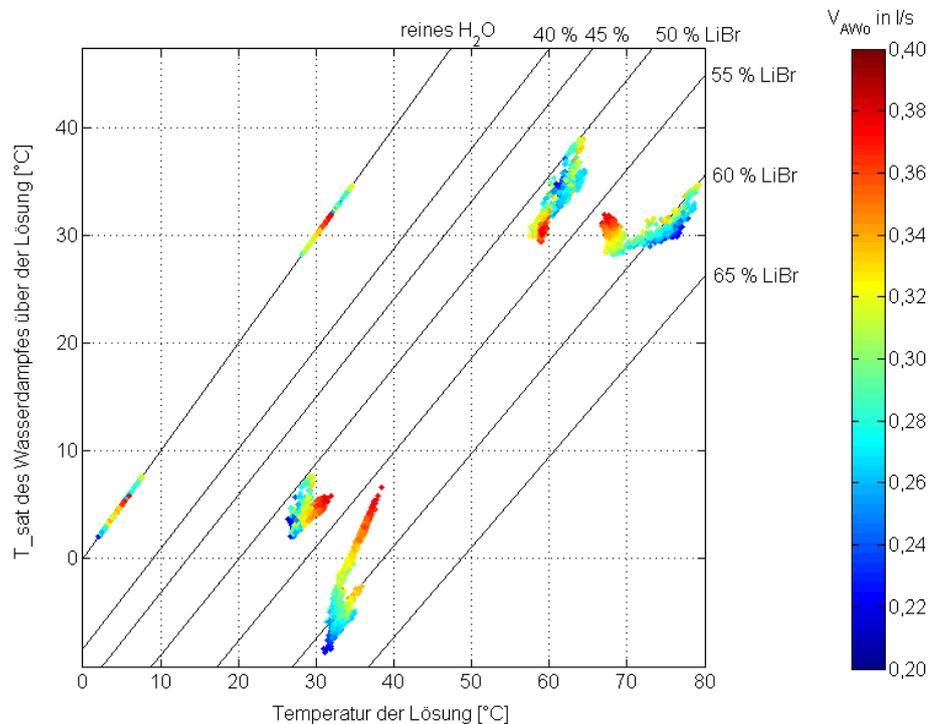


Abbildung 9.1: Dühring Diagramm für HENK mit Einfärbung nach gepumptem Lösungsvolumenstrom

Dühring'schen Auftragungsweise den Vorteil, dass die für das hydraulische Verhalten relevanten Druckdifferenzen nicht durch die Umrechnung in eine Temperatur verzerrt werden (logarithmischer Zusammenhang). Dafür lassen sich die Dampfdruckkurven nicht mehr als Geraden darstellen. Die Variation der Heißwassereintrittstemperatur ist mit unausgefüllten Kreisen gezeigt. Die Variation der Pumpendrehzahl (gezielte Variation des Lösungsvolumenstroms) ist als gefüllte Kreise gezeigt. Je wärmer (röter) der Farbton ist, desto höher ist der Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung für beide Variationen.

In Abbildung 9.2 ist zu erkennen, dass bei fester Pumpendrehzahl (ungefüllte Kreise) der Lösungsvolumenstrom mit geringerer Desorbereintrittstemperatur leicht zunimmt. Dies geht bei ansonsten konstanten Eintrittsbedingungen mit geringeren Kälteleistungen und einer geringeren Druckdifferenz zwischen den Behältern einher. Die Salzmassenanteile der kältemittelarmen Lösung bewegen sich hin zu geringeren Anteilen an LiBr. Somit steht im Absorber und Desorber zusammen

Kapitel 9 Kopplung zwischen hydraulischem und thermischem Verhalten der AKA

ingesamt mehr Lösungsvolumen zur Verfügung. Es wird im Desorber eine größere Stauhöhe benötigt, um den gleichen Lösungsvolumenstrom bei kleiner werdender Druckdifferenz in den Absorber drücken zu können. In diesem Lösungszustand wird der Lösungsvolumenstrom durch die Hochpumpe und nicht durch die aus dem Desorber zurückfließende Lösung bestimmt, da der Füllstand im Absorbersumpf zunimmt (vgl. Abbildung 9.3).

Es gibt einige Punkte, wo ein etwas größerer Volumenstrom gefördert wird. Dort ist der Absorbersumpf relativ leer (etwas mehr als 6 cm), obwohl ähnliche LiBr Massenanteile an der Lösung bei gleichen externen Bedingungen vorliegen. Eine mögliche Ursache ist die Entstehung von 2-Phasenströmung im Desorberrücklauf. Dadurch würde, wie schon in Abschnitt 8.3 erläutert, der Druckverlust im Desorberrücklauf und die benötigte Anstauung im Desorbersumpf steigen. Auf Grund der stochastischen Komponente bei der Entstehung von 2-Phasenströmung, lässt sich dies nicht vorhersagen.

In Abbildung 9.3 sind wieder die Variation der Heißwassereintrittstemperatur als ungefüllte Kreise und die Variation der Lösungsmittelpumpendrehzahl als gefüllte Kreise gezeigt. Die Farbskala zeigt in diesem Fall die Massenanteile LiBr an der kältemittelreichen Lösung.

Analyse der Messdaten hinsichtlich hydraulischem Verhalten - TUEW

In Abbildung 9.4 ist der Füllstand im Absorbersumpf über dem Lösungsvolumenstrom der kältemittelreichen Lösung aufgetragen, wobei die Massenanteile LiBr an der Lösung die Farbe der Kreise bestimmen. Bei gleicher Konzentration (gleiche Farben) sinkt der Füllstand im betrachteten Bereich linear mit dem Volumenstrom. Dies ist zum Einen dadurch begründet, dass bei höheren Drehzahlen die Förderhöhe der Pumpe steigt. Dies wird durch einen geringeren Füllstand im Absorbersumpf zum Teil ausgeglichen. Zum Anderen wird bei gleichem Druck und gleicher Lösungsdichte im Desorber ein höherer Füllstand benötigt, um einen größeren Lösungsvolumenstrom zu ermöglichen.

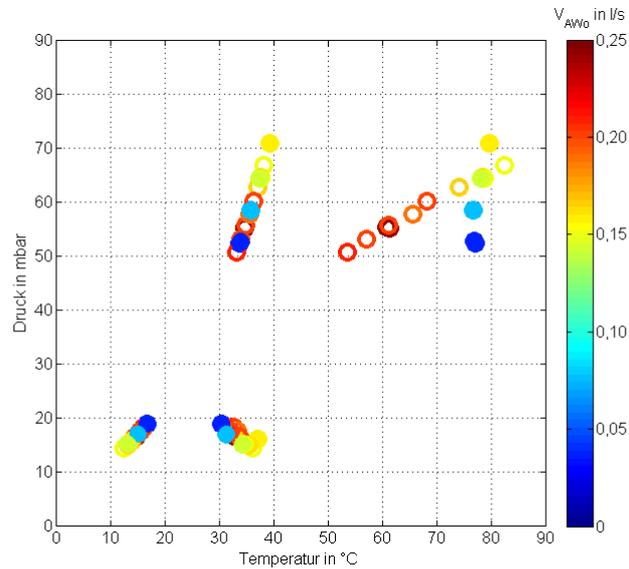


Abbildung 9.2: Druck über Temperatur (Farbskala Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung)

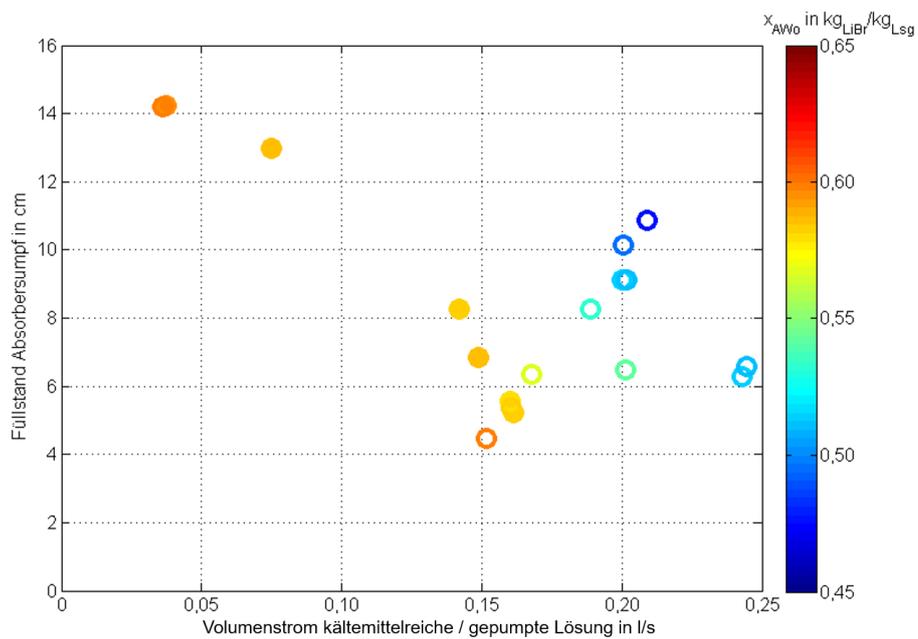


Abbildung 9.3: TUKT - Füllstand im Absorbersumpf über dem Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung (Farbskala Massenanteilen der reichen Lösung)

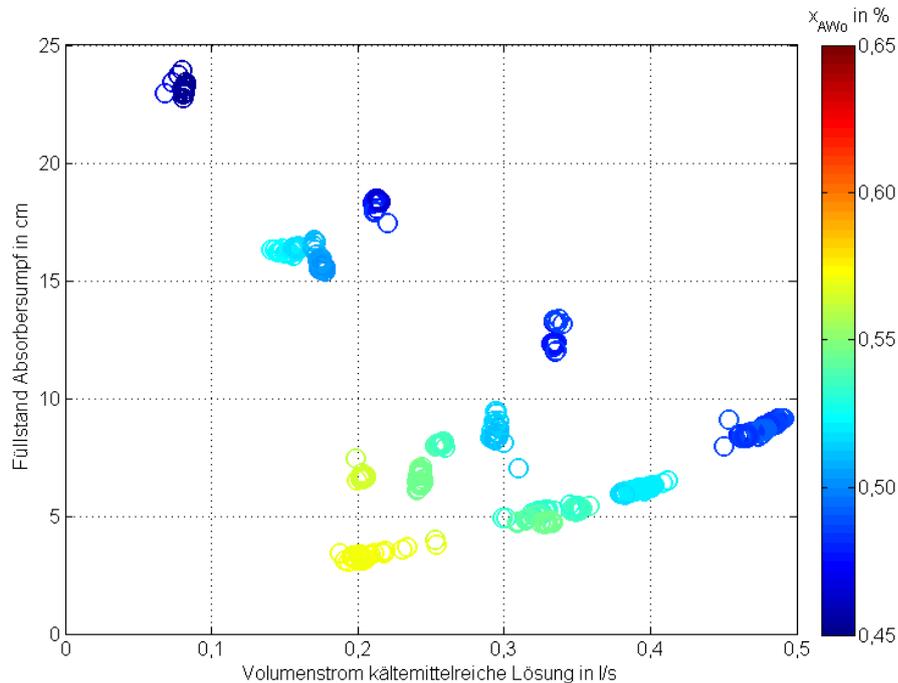


Abbildung 9.4: TUEW - Füllstand im Absorbersumpf über dem Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung (Farbskala Massenanteilen der reichen Lösung)

In Abbildung 9.5 ist wiederum der Füllstand im Absorbersumpf über dem Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung aufgetragen. Diesmal ist als Farbe jedoch die Heißwassereintrittstemperatur in den Desorber gewählt worden. Im Gegensatz zu TUKT wird bei TUEW zum Ausgleich einer steigenden Heißwassertemperatur die Kühlwassertemperatur zum Angleichen an die abgerufene Kälteleistung angehoben. Um den Vergleich mit den Daten aus TUKT zu erleichtern, sind die Messpunkte mit ausgefüllten Kreisen dargestellt. Jeweils eine Farbe korrespondiert mit einer Drehzahlvariation bei konstanter Heißwassertemperatur, die in Abbildung 9.3 ebenfalls mit ausgefüllten Kreisen dargestellt ist. Die Heißwassereintrittstemperaturvariation bestimmt wesentlich die Massenanteile - beide Variationen zeigen die gleichen Kurvenverläufe.

In Abbildung 9.6 ist noch einmal der Füllstand im Absorbersumpf über dem Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung aufgetragen. Für diese Abbildung ist als Farbskala die Ansteuerung (C_{PWn}) der Lösungsmittelpumpe (LMP) hinterlegt. Die Messpunkte mit gleicher Ansteuerung der LMP ergeben parabelförmig mit dem

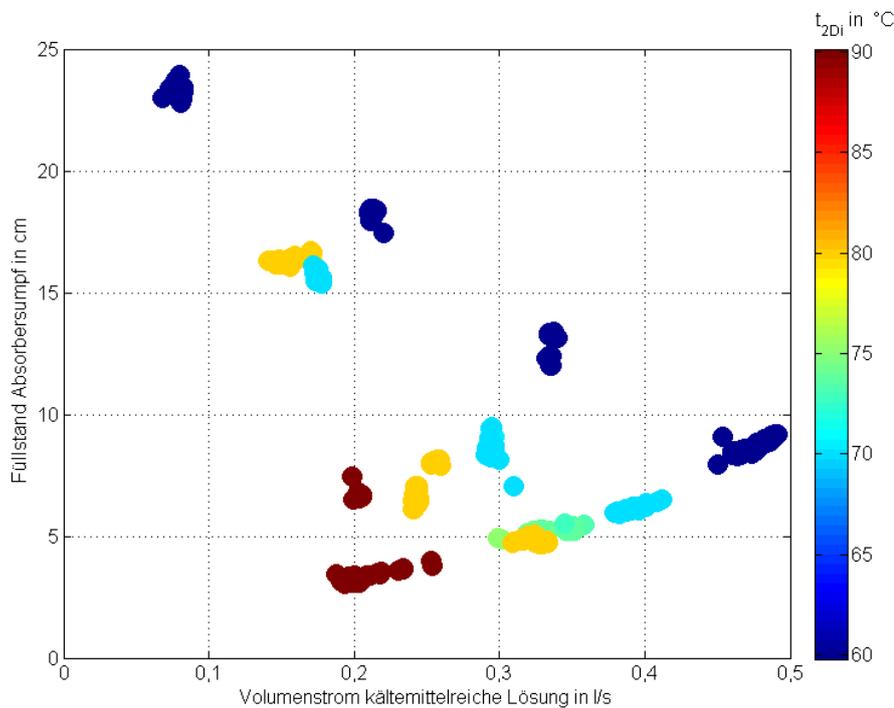


Abbildung 9.5: TUEW - Füllstand im Absorbersumpf über dem Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung (Farbskala Desorbereintrittstemperatur)

Volumenstrom ansteigende Kurven von unterschiedlicher Steigung. Je niedriger die gewählte Pumpenstufe, desto höher ist die benötigte Füllhöhe, um einen gegebenen Lösungsvolumenstrom bei annähernd gleichem statischen Druckdifferenz-Anteil an der Anlagenkennlinie zu erreichen.

Zwischen einer Pumpenansteuerung von 60 % und 70 % gibt es keinen Unterschied in den Füllständen. Der Füllstand im Absorbersumpf erreicht bei beiden Drehzahlen den jeweiligen Minimalwert für den jeweiligen Lösungsvolumenstrom. Bei Vermessung der Pumpe mit Wasser wurde der NPSH-Wert zu 0,3 m bestimmt. Kavitation wurde ab einem Volumenstrom von ca. 0,55 l/s festgestellt. Der Volumenstrom, ab dem Kavitation bei der Wasservergleichsmessung auftrat, liegt etwas oberhalb des maximal vermessenen Volumenstroms. Da die Pumpe in TUEW ca. 27 cm unterhalb des Absorbersumpfes installiert ist, liegen auch die NPSH-Werte (Einbauhöhe Pumpe plus Absorberfüllstand zzgl. evtl. vorhandener Unterkühlung der Lösung als Abstand vom Dampfdruck) etwas oberhalb des mit Wasser vermessenen Wertes. Allerdings wurde in der Hummel in TUEW ein zusätzlicher Schmutzfänger vor der

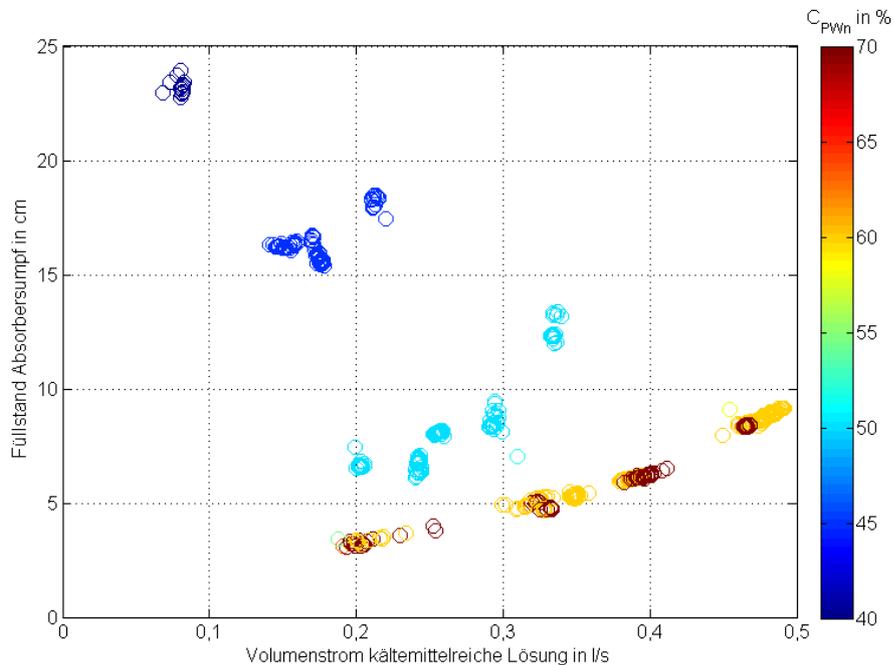


Abbildung 9.6: TUEW - Füllstand im Absorbersumpf über dem Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung (Farbskala Drehzahl der Lösungsmittelpumpe)

Lösungsmittelpumpe installiert, der zu einem geringen zusätzlichen Druckverlust saugseitig der Pumpe führt.

Die Füllstände im Absorbersumpf sind außerdem so gering, dass eine Wirbelbildung im Absorbersumpf zu erwarten ist. Der Verlauf des benötigten Füllstands um Wirbelbildung zu verhindern wächst gemäß der Voruntersuchung in Abschnitt 4.4 jedoch mit $\sqrt{\dot{V}_{AWo}}$. Der zu erwartende Verlauf flacht also mit zunehmendem Volumenstrom ab. Der in Abbildung 9.6 gezeigte Verlauf steigt jedoch mit zunehmendem Volumenstrom an, was eher einem quadratischen Verlauf (\dot{V}_{AWo}^2) entspricht. Ein zusätzlicher - im Rahmen dieser Arbeit nicht zu qualifizierender - Einfluss geht von nicht gelösten Gasbläschen in der Flüssigkeit aus. Der Gasvolumenanteil und die Größenverteilung der Gasbläschen ist unbekannt, hat aber einen entscheidenden Einfluss (vgl. Abschnitt C.3). Zusätzlich besteht zwischen der Entstehung einer 2-Phasen-Strömung und der Größenverteilung und dem Gesamtgasvolumen eine wechselseitige Abhängigkeit.

9.2 Fazit und Vergleich der Messdaten hinsichtlich hydraulischem Verhalten von Hummel und Biene

Der Vergleich der Lösungsfüllstände bei Hummel und Biene zeigt, dass trotz geringerer Massenanteile LiBr an der Lösung in der TUEW Hummel der Füllstand bei Nennvolumenstrom der kältemittelreichen Lösung niedriger ist als bei der Biene. Allerdings ist bei der Hummel der Lösungsvolumenstrom ca. drei mal so hoch wie bei der Biene. Dies wird durch die zusätzliche geodätische Höhe zwischen Desorber und Absorber im Rücklauf bzw. die zusätzliche Menge an Lösung nicht ausgeglichen. Es unterscheiden sich auch die Verhältnisse der Flächen zueinander (größere Sumpfqerschnitte bei der Hummel gegenüber gleichen Verrohrungsquerschnitten). Auch wäre zu überprüfen wie die Druckverluste im Rücklauf und in der gepumpten Lösung jeweils zueinander stehen.

Sowohl für die Biene in TUKT als auch für die Hummel in HENK gibt es Hinweise auf Restriktionen der zurückfließenden Lösung bei geringen Drücken im Desorber und höheren Kälteleistungen. In diesen Betriebspunkten wird eine hohe Überhitzung in der Lösung vermutet, da eher kalte Lösung mit relativ hohen Massenanteilen am Desorberaustritt und damit eine hohe Viskosität vorliegt. Zusätzlich benötigt ein hoher Leistungsumsatz ein großes Potential in Form einer Differenz in den Massenanteilen, die die Diffusion des Wasserdampfes in die Lösung treibt. Da der Stofftransport üblicherweise der limitierende Transportvorgang gegenüber dem gekoppeltem Wärmetransport ist, liegt die Lösung in einem überhitzten Zustand vor.

Die vorliegende Überhitzung der Lösung (vgl. auch Abschnitt 1.4) könnte zu Flash-Verdampfung in der Rohrleitung führen, die vom Desorber zum Absorber zurück führt. Die Kennzahlen für den Film dort liegen stark an der Grenze zu einem instabilen Film. Eine Verdampfung aus dem Film heraus, insbesondere Blasensieden, könnten den Film instabil werden lassen und zu in der Strömung eingeschlossenen Dampfblasen führen. Auf Grund höherer Druckverluste bei zwei-phasiger Strömung wird eine höhere Anstauung im Desorbersumpf benötigt, wodurch der Füllstand im Absorbersumpf sinkt. Steigt der Füllstand im Desorber soweit, dass die unteren

beheizten Rohrreihen durch den Desorbersumpf bedeckt werden, dann kann es dadurch zu einer weiteren Überhitzung der Lösung und damit zu der Ausbildung einer Zwei-Phasen-Strömung kommen.

In der Biene in TUEW ist in den analysierten Daten eine parabelförmige Begrenzung des Füllstandes im Absorbersumpf nach unten zu erkennen. Außerdem treten höhere Druckverluste bei niedrigen Lösungsvolumenströmen im Vergleich von hohen zu niedrigeren LMP-Drehzahlen auf. Dies deutet auf eine zweiphasige Strömung saugseitig der LMP hin. Der parabelförmige Verlauf deutet auf schnelle Strömungsgeschwindigkeiten hin, während der Verlauf der Druckverluste insgesamt eher linear ist (laminarer Strömungsbereich bzw. Übergangsbereich der Strömung, erwarteter Strömungsbereich auf Grund von Reynoldszahlen im Anhang B).

9.3 Fazit zur Kopplung zwischen thermischem und hydraulischem Verhalten der AKA

Neben den in der vorgestellten Modellvorstellung entwickelten Einflüssen scheint es weitere bisher nicht im Modell abgebildete Einflüsse auf die Füllstände in den Sümpfen zu geben. In dieser Hinsicht ist zum einen der Einfluss von Zwei-Phasenströmung (ggf. im Zusammenspiel mit einer Anstauung der Lösung im Desorbersumpf) zu nennen, zum Anderen spielt auch die Dynamik in der Anlage sicherlich eine Rolle (Trägheit, Totzeiten und unterschiedliche zeitliche Gradienten von Temperatur und Druck). Hinzu kommen Unsicherheiten in der Bestimmung des Sumpffüllstandes, da es sich hierbei um eine aus anderen Messgrößen berechnete Größe handelt. Insbesondere die Bestimmung der LiBr-Massenanteilen ist mit einer hohen Unsicherheit behaftet, da hier zusätzlich auch noch Annahmen zum thermodynamischen Gleichgewicht in der Lösung eingehen.

Eine relativ gute Bestimmung des Füllstandes ist in HENK möglich, wenn dort vorausgesetzt wird, dass der Absorbersumpf stets einen minimalen Füllstand zwischen 3-4 cm aufweist. Mit dieser Annahme wurde das hydraulische Modell angepasst und die gekoppelte Simulation zwischen hydraulischem und thermischem Verhalten

der AKA wurde genutzt, um den Lösungsvolumenstrom zu simulieren. Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der Simulation mit den Messwerten für den Lösungsvolumenstrom verglichen.

9.4 Kopplung zwischen thermischem und hydraulischem Modell - HENK

Im Folgenden werden die Messdaten für den kältemittelreichen Lösungsvolumenstrom über der gemessenen Kälteleistung analysiert und mit Simulationsergebnissen aus den gekoppelten Modellen für das thermische Verhalten mit der hydraulischen Kennlinie verglichen.

In Abbildung 9.1 sind die gemessenen Datenpunkte in der Dühring-Darstellung (vgl. auch Abschnitt 2) aufgetragen. Anders als in den anderen beiden Liegenschaften ist in der Liegenschaft HENK der Sumpf in dem betrachteten Zeitraum stets leer (vgl. Abbildung 9.7 in Abschnitt 9.4). Als leer ist der Sumpf ab einem Füllstand von 3-4 cm zu betrachten, da geringere Sumpfstände auf Grund von 2-Phasen-Strömung nicht erreicht werden (vgl. Abschnitte 4 und 8.2).

In Abbildung 9.7 sind die Messwerte für den Lösungsvolumenstrom über der Kälteleistung aufgetragen. Die Messdaten sind mit „x“ markiert. Die Farbe der Messpunkte gibt den Füllstand des Absorbersumpfes wieder. Die Farbzuordnung zu dem Füllstand im Absorbersumpf $h_{\text{Füll},A}$ in cm ist der Farbskala rechts neben der Grafik zu entnehmen. Die Fehlerbalken in der Grafik geben die Bandbreite der in die stationären Werte gemittelten Werte an. Es ist zu beachten, dass beide Achsen unterdrückte Nullpunkte aufweisen.

Die Farbverteilung über die Messwerte zeigt, dass bei höheren Volumenströmen auch der ermittelte Füllstand im Absorbersumpf höher liegt. Die Bandbreite der in die stationäre Punkte gemittelte Werte insbesondere für den kältemittelreichen Lösungsvolumenstrom fast so groß, wie die Bandbreite der Gesamtheit der Messwerte. Die Messwerte liegen zwischen ca. 0,23 l/s und 0,37 l/s. Die Länge der Fehlerbalken liegt ebenfalls in der Größenordnung 0,25 l/s. Die Lage der Fehlerbalken ist jedoch mit den Messdaten verschoben.

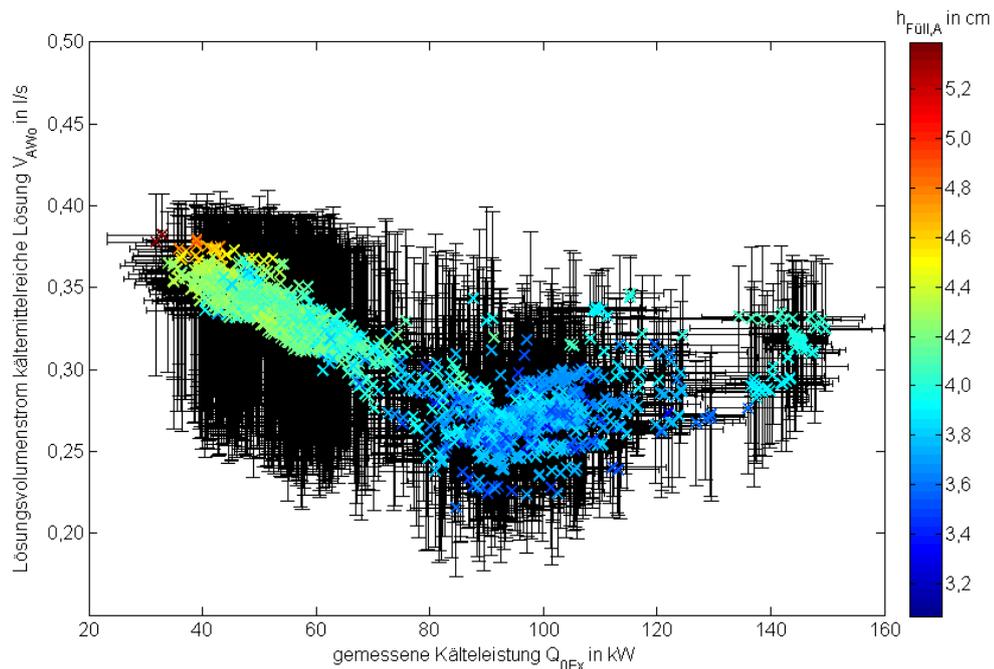


Abbildung 9.7: Messdaten des Volumenstroms der kältemittelreichen Lösung über der gemessenen Kälteleistung (Farbskala Absorberfüllstand)

Die Analyse des Absorberfüllstands (Farbskala) zeigt, dass der Füllstand im Absorbersumpf in HENK nur um ca. 1 cm zwischen Füllständen von 3,2 cm und 4,2 cm variiert. Dies entspricht für die höchsten Füllstände gerade den Werten, die nach Abschnitt 4.4 abgeschätzt wurden, um die Entstehung von gasziehenden Wirbeln zu vermeiden. In Verbindung mit der Vorlaufhöhe der Lösungspumpen (vgl. Abschnitt 8.2) und den Messungen der benötigten NPSH-Werte für die eingesetzten Pumpen ergibt sich ebenfalls eine benötigte Vorlaufhöhe im Absorbersumpf von 3 cm bis 4 cm um Kavitation zu vermeiden. Für die überwiegende Anzahl von Messpunkten wird also eine 2-Phasen-Strömung vermutet. Bei den Messpunkten mit den höchsten Füllständen liegen die Kälteleistungen bei geringen Werten unterhalb von 40 kW und es treten höhere Volumenströme von ca. 0,35 l/s auf.

Die im Folgenden gezeigten simulierten Volumenströme werden mit Hilfe des gekoppelten Anlagenmodells für das thermische und hydraulische Anlagenverhalten unter Annahme iteriert. Dabei werden die jeweils angegebenen Druckverlustbeurteilungen als globale Werte in die umgeformten Bernoulli-Gleichung eingesetzt. Die Strömungsgeschwindigkeit wird mit einem Wert angenommen, der sich aus dem

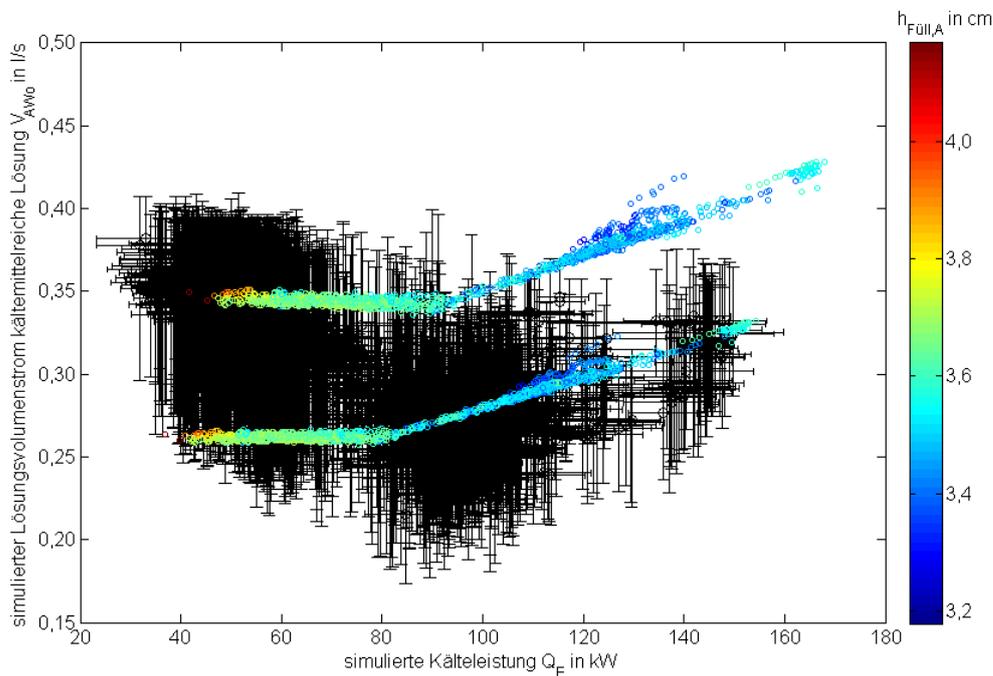


Abbildung 9.8: Simulierte Volumenströme der kältemittelreichen Lösung über der gemessenen Kälteleistung (Farbskala Absorberfüllstand) als Farbskala - Variation des Druckverlustbeiwertes

Volumenstrom und einem als charakteristisch angenommenen Rohrquerschnitt - dem der überwiegenden Verrohrung - bestimmt.

Aus Abbildung 8.3 wurde ein Druckverlustbeiwert ζ von 50 abgeschätzt. Mit dem konstanten Druckverlustbeiwert von 50 wurde mit den externen Eingangsbedingungen aus den Messdaten von HENK die untere Punktwolke in Abbildung 9.8 (kleine Kreise) generiert. Zum Vergleich ist im Hintergrund weiterhin die Spannweite der Messwerte in Form der Fehlerbalken aus Abbildung 9.7 dargestellt. Für die zweite, höher liegende Datenwolke wurde der Druckverlustbeiwert bis auf 30 abgesenkt.

Nachdem die in Abbildung 9.7 gezeigte Variation des Druckverlustwertes die Bandbreite der Messdaten zufriedenstellend wiedergibt, wurde eine Funktion etabliert, die den Druckverlust in der entsprechenden Bandbreite variiert. Die Einführung einer solchen Funktion erscheint plausibel, da die Füllstände wie weiter oben erläutert, sowohl Kavitation als auch Dampf ziehende Wirbel und damit 2-Phasen-Strömung vermuten lassen.

Kapitel 9 Kopplung zwischen hydraulischem und thermischem Verhalten der AKA

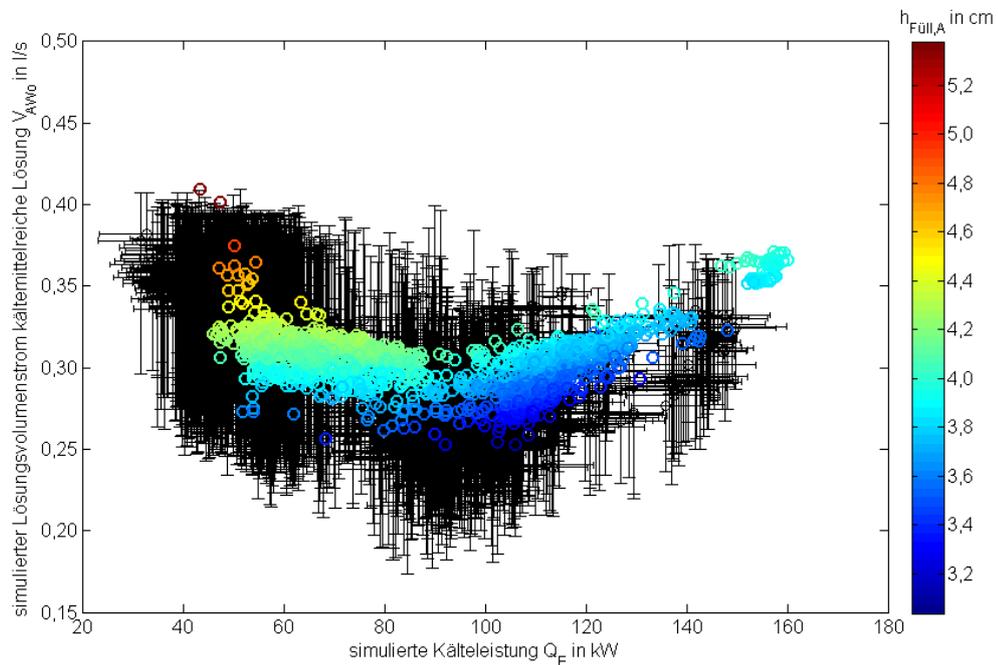


Abbildung 9.9: Simulierter Lösungsvolumenströmen über gemessener Kälteleistung (Farbskala Absorberfüllstand)

Die Druckverlustbeiwerte wurden folgendermaßen berechnet:

$$\zeta_D = \frac{160}{\frac{p_{AWs} - p_{EV0}}{9,81 \cdot \frac{\rho}{10000}} - 6}; \quad (9.1)$$

In Abbildung 9.9 sind die Ergebnisse der Simulation mit vom Absorberfüllstand abhängigen Druckverlustbeiwerten aufgetragen. Für die Berechnung des Füllstandes wurde zusätzlich die simulierte Dichte der kältemittelreichen Lösung berücksichtigt. Die Wolke der simulierten Werte bildet den durch die Bandbreite der Messdaten gegebenen Bereich gut ab.

Teil III

Zusammenfassung und Ausblick

Kapitel 10

Zusammenfassung

Wie die ganze Arbeit, ist auch die Zusammenfassung in die Bereiche Vorhersage der Kälteleistung bei gegebenem Lösungsvolumenstrom, Zusammenspiel zwischen Betriebspunkt der AKA und dem Lösungsvolumenstrom sowie der Limitierung des Lösungsvolumenstroms durch einen leeren Absorbersumpf und eine Anstauung im Desorbersumpf gegliedert. Es ist sinnvoll, den Lösungsvolumenstrom zu regeln, um verschiedene Betriebszielstellungen wie gute thermische Wirkungsgrade oder die höchstmögliche Kälteleistung zu erreichen. Dies ist jedoch nicht trivial, da sich die Variation der externen Eintrittstemperaturen unterschiedlich bei konstanter Pumpenkennlinie auf den Lösungsvolumenstrom auswirken. Hinzu kommen weitere Effekte, so dass sich eine vom Betriebszustand abhängige obere Grenze für den Lösungsvolumenstrom ergibt.

10.1 Kälteleistung bei gegebenem Lösungsvolumenstrom

Die Variation des Lösungsvolumenstroms der kältemittelreichen Lösung führt über die Änderung des Lösungsmassenstroms zu einer entgegengesetzten Änderung der Ausgasungsbreite. Diese ist nach oben begrenzt. Außerdem steigt die zu übertragende Leistung im Lösungswärmeübertrager mit steigendem Lösungsvolumenstrom. Dies ist bei gegebenen Wärmedurchlässigkeiten nur durch steigende treibende

Temperaturdifferenzen zu erreichen, die dann im De- bzw. Absorber durch externe Wärmeezu- bzw. -abfuhr ausgeglichen werden müssen. Außerdem nimmt bei geringen Lösungsvolumenströmen die Benetzung der Wärmeübertragerbündel ab.

Es wurde ein auf der Methode der charakteristischen Gleichungen beruhendes AKA Modell mit konsistenten Näherungen - beruhend auf der Darstellung des internen Prozesses im Dühring'schen Diagramm als Doppeltrapez - hergeleitet. Dieses berücksichtigt sowohl den Einfluss des Lösungsmassenstroms auf die Ausgasungsbreite als auch dessen Einfluss auf den Lösungswärmeübertrager. Für die Benetzung des Rohrbündels wurde ein neues Modell entwickelt, welches ein plausibles Verhalten in den Randbereichen (bei gegen unendlich und gegen null gehendem Lösungsvolumenstrom) zeigt.

Die auf Konstruktionsdaten der Wärmeübertragerbündel beruhende Korrelation für den Anteil der benetzten Fläche führt zu einer deutlich verbesserten Vorhersage der Kälteleistung, wenn der Lösungsvolumenstrom vom Auslegungslösungsvolumenstrom abweicht. Hier ist mit dem Auslegungslösungsvolumenstrom, derjenige gemeint, bei dem die Wärmeübertragungskoeffizienten bestimmt wurden.

Bei geringen Lösungsvolumenströmen steigt die Ausgasungsbreite. Das Verhältnis zwischen internen und externen Wärmekapazitätsströmen sinkt und führt zu einer Begrenzung der Übertragungsfähigkeit der externen Wärmeübertrager. Bei hohen Lösungsvolumenströmen wird ein größerer Wärmestrom für die sensible Vorwärmung und Vorkühlung benötigt, der nicht in De- bzw. Absorption umgesetzt werden kann. Ein Teil davon kann bei kleiner Ausgasungsbreite nicht im Lösungswärmeübertrager übertragen werden und muss über De- und Absorber extern zu- bzw. abgeführt werden. Die dort umsetzbare Wärmemenge ist begrenzt, so dass bei sehr hohen Lösungsvolumenströmen die gesamte zu- bzw. abführbare Wärme für die sensible Lösungsvorwärmung bzw. -kühlung benötigt wird. Es findet keine Änderung der LiBr-Massenanteile und damit kein Umsatz von Kältemittel - und somit keine Kälteerzeugung - mehr statt. Es existiert ein Lösungsvolumenstrom, bei dem die Kälteleistung ein Maximum erreicht. Die thermische Effizienz ist hingegen bei gegen null gehender Kälteleistung am höchsten und nimmt stetig mit zunehmendem Lösungsvolumenstrom ab.

Der Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung, bei dem die maximale Kälteleistung erreicht wird, sinkt mit Betriebsbedingungen, die zu einer Absenkung der Kälteleistung führen. Eine Nachführung des Lösungsvolumenstroms hinsichtlich der optimalen Kälteleistung führt insbesondere bei hohen Kühlwasser- oder geringen verfügbaren Heißwassertemperaturen zu höheren Kälteleistungen bei gleichzeitig gestiegener Effizienz. Dadurch lassen sich positive Rückwirkungen auf den elektrischen Stromverbrauch z.B. des Rückkühlwerks erreichen (geringere thermische Leistung und gleichzeitig höherer Sollwert). Durch eine Absenkung des Lösungsvolumenstroms wird ggf. ein Betrieb (d.h. eine Erzeugung von Kälteleistung) der Anlage bei diesen externen Bedingungen überhaupt erst möglich.

10.2 Zusammenspiel der hydraulischen und der thermischen Kennlinien der AKA

Die theoretischen Überlegungen zu den Rückwirkungen zwischen thermischer und hydraulischer Kennlinie zeigen, dass sich bei gleich großen Sumpfflächen die Füllstände im Absorber- und Desorbersumpf ausgleichen und somit zu einem stabilen Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung führen, sofern die dafür notwendigen Lösungsvolumina zur Verfügung stehen. Bei gegenüber der Absorbergrundfläche deutlich größerer Desorbergrundfläche führt eine Heißwassertemperaturabsenkung zu niedrigeren Lösungsvolumenströmen, wohingegen eine Erhöhung der Kühlwassereintrittstemperatur zu steigenden Lösungsvolumenströmen führt. Bei einer gegenüber der Desorbergrundfläche deutlich größeren Absorbergrundfläche ist es andersherum: Eine Heißwassertemperaturabsenkung führt zu höheren Lösungsvolumenströmen. Im Kontrast dazu führt eine Anhebung der Kühlwassertemperatur zu sinkenden Lösungsvolumenströmen.

Dies bedingt, dass sich unter bestimmten Betriebsbedingungen der Lösungsvolumenstrom selbständig reduziert, sich in anderen aber erhöht. Eine Abhängigkeit von den sich ergebenden Füllständen besteht. Dadurch ist eine Vorhersage des sich einstellenden Volumenstroms unmöglich, wenn nicht die genaue Geometrie sowie die aktuellen Füllstände in beiden Sümpfen bekannt sind. Eine Regelung auf einen fixen Füllstand in einem der beiden Sümpfe wird daher tendenziell zum

Schwingen neigen. Eine Konstruktion bei der die beiden Lösungssümpfe gleich groß sind und in der Höhe konstanten Querschnitten aufweisen, wird in den stabilsten Lösungsvolumenströme resultieren.

Das gekoppelte Modell liefert im Rahmen der recht großen Messunsicherheit und Modellunschärfe gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten, wenn der Füllstand im Absorbersumpf als konstant leer angenommen werden kann.

10.3 Begrenzung des Lösungsvolumenstroms

Der erreichbare Lösungsvolumenstrom ist zum einen durch die hydraulischen Kennlinien begrenzt, wobei es bei der Einordnung der Ursachen hilfreich ist, zu unterscheiden durch welche der Kennlinien die Begrenzung verursacht wird.

Wenn die Lösung im Absorber einen geringen Füllstand aufweist und gleichzeitig die Druckdifferenz zwischen den beiden Behältern hoch ist, begrenzt die Förderhöhe einer Strömungspumpe den möglichen Lösungsvolumenstrom.

Fällt der Lösungsfüllstand im Absorber unter einen kritischen Wert, wird der durch die Förderung der Pumpe mögliche Volumenstrom durch auftretende Zweiphasenströmung weiter begrenzt. Ursache für die Zweiphasenströmung kann zum einen Kavitation sein, wenn die notwendige Nettosaughöhe der Pumpe unterschritten wird. Hierzu wurde gezeigt, dass die geänderten Stoffwerte von LiBr gegenüber Wasser in erster Näherung zu keiner Änderung des Kavitationsbeginns führen sollten. Die Vorhersagbarkeit des Kavitationsbeginns ist allerdings nur bedingt möglich, da wichtige Daten zur Keimgrößenverteilung selbst für Wasser kaum verfügbar sind und auch je nach genutztem Betriebsmittel (Quelle des Wassers) und dessen Behandlung neu ermittelt werden müssten. Messungen zum Kavitationsbeginn mit reinem Wasser an einem Teststand haben gezeigt, dass für die in den AKA eingesetzten Pumpen der Kavitationsbeginn teilweise bei deutlich geringeren Nettosaughöhen lag als von den Herstellern angegeben. Für die Nettosaughöhe, ab der Kavitation auftrat, wurde dabei bei für die betrachteten Pumpen ein Wert in der Größenordnung von 0,3 m ermittelt - allerdings war der dabei mögliche Volumenstrom deutlich unterschiedlich. Dies führt bei den Absorptionskälteanlagen,

die untersucht wurden, zu einem Füllstand in der Verrohrung, da die Pumpe etwas mehr als 30 cm unterhalb der Sumpfunterkante angeordnet ist.

Wenn aus einem Behälter mit freier Wasseroberfläche gefördert wird, so existiert eine kritische Überdeckung. Bei deren Unterschreitung tritt Wirbelbildung ein. Damit ist ggf. ein Ansaugen von gasförmigem Medium verbunden, das in der Pumpe ebenfalls zu einer Beeinträchtigung des Betriebs führt.

Bei der zurücklaufenden Lösung ist der Lösungsvolumenstrom begrenzt, wenn die vorhandene totale¹ Druckdifferenz klein wird. Hier ist es besonders kritisch, wenn der Kondensatordruck gering ist. Dies senkt die verfügbare Druckdifferenz, was durch einen höheren Füllstand im Desobersumpf ausgeglichen werden muss. Außerdem bedingt ein niedriger Kondensatordruck relativ höhere Massenanteile LiBr an der Lösung. Als Rückwirkung steht im Absorbersumpf wenig Lösung zur Verfügung, was die im vorangegangenen Absatz erläuterten Probleme nach sich ziehen kann. Auch sind in diesem Zustand die Diffusionskoeffizienten der Lösung besonders gering, die damit eine hohe Überhitzung (vgl. auch Abschnitt 1.4) aufweisen dürfte. Dies begünstigt nach den für die Kavitation hergeleiteten Zusammenhängen eine erhöhte Tendenz zur Blasenbildung. Die damit einhergehende Zweiphasenströmung sorgt für höhere Druckverluste sowie eine geringere mittlere Dichte, so dass weniger Lösungsmasse zurückfließen kann und eine Anstauung im Desobersumpf begünstigt wird. Dies bewirkt wiederum einen geringen Füllstand im Absorbersumpf und die damit ggf. einhergehenden Probleme. Eine weitere Möglichkeit zur Entstehung einer 2-phasigen Strömung im Desorberrücklauf könnte in einer instabilen Filmströmung begründet liegen.

10.4 Ausblick

Zur weiteren Untersuchung und Verifizierung der aufgestellten Hypothesen wird vorgeschlagen in der AKA in HENK ² die Menge der eingefüllten Betriebsmittel (insbesondere der Lösung) zu erhöhen, um trotz der Anstauung von Lösung im

¹Summe aus Druckdifferenz und Höhenunterschied zwischen den Füllständen

²und ggf. auch in anderen AKA mit ähnlicher Betriebscharakteristik d.h. niedrigen Drücken im Kondensator

Desorber genügend Lösung im Absorbersumpf zur Verfügung zu haben, um eine Limitierung des geförderten Lösungsvolumenstroms zu vermeiden.

Das hydraulische Modell ist bisher rudimentär. Eine detailliertere Betrachtung unter Abgleich mit Messungen hinsichtlich Druckverlusten und tatsächlichen Füllständen sollte durchgeführt werden. Hierbei ist erschwerend zu beachten, dass die auftretenden Reynoldszahlen für die Strömung der Lösung im Rohr ³ im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung liegen. Gleichzeitig wird teilweise eine Zweiphasenströmung vermutet.

Für die weitere Verfeinerung des hydraulischen Modells sollten kontrollierte Versuche mit LiBr-Lösung durchgeführt werden. Dabei wären zum einen Kavitationsversuche zu nennen, als auch Versuche zur Druckverlustbestimmung insbesondere auch unter kontrollierter Beimischung von Dampfanteilen. Dafür sollten Anhaltspunkte für den Dampf- bzw. Gasgehalt in der Strömung vorhanden sein. Evtl. könnten dafür die vorhandenen Volumenstrommessgeräte genutzt werden. Dafür wären aber entsprechende Validierungsversuche und vermutlich auch eine Kooperation mit dem Messgerätehersteller hinsichtlich des Verhaltens der Ultraschallmesstechnik bei Gasanteilen an der Strömung notwendig. Für die Bestimmung der Druckverluste selber wäre genauere Messtechnik, z.B. ein Differenzdrucksensor, sinnvoll.

Die zur Vorhersage aufgestellte Korrelation sollte an Hand einer Messung bei ähnlicher Geometrie und Volumenströmen geprüft werden. Hilfreich wären auch Messungen mit unterschiedlichen Pumpen(-drehzahlen), um einen Einfluss der durch die Pumpe erzeugten Prerotation auf die Wirbelbildung zu untersuchen.

Eine weitere Möglichkeit zur Entstehung einer 2-phasigen Strömung im Desorberrücklauf könnte in einer instabilen Filmströmung begründet liegen. Um hierzu eine definitive Aussage treffen zu können, wären entsprechende experimentelle und theoretische Untersuchungen notwendig.

Die hydraulischen Kennlinien für die Aufgabesysteme wurden in dieser Arbeit nicht betrachtet. Diese könnten jedoch auch limitierend wirken und durch ein Überlaufen den Betrieb der Absorptionskälteanlage beeinträchtigen.

³Filmströmung und auch normale Rohrströmung

Kapitel 10 Zusammenfassung

Die in dieser Arbeit vorgestellten Zusammenhänge wurden für einen spezifischen Typ Absorptionskälteanlage hergeleitet. Das Vorgehen sollte sich aber auch auf andere Anlagen übertragen lassen.

Die eingeführte Benetzungskorrelation könnte auch für andere Anwendungen von Wärmeübertragern mit Horizontalrohrbündeln von Interesse sein.

Die Zusammenhänge für das Blasenwachstum bei Kavitation könnten auch auf die Anwendung beim Pool-Boiling von Lösungen übertragen werden bzw. auf das Pumpen von Zweistoffgemischen, insbesondere von anderen Salzlösungen.

Teil IV

Anhang

Anhang A

Thermodynamische Grundlagen

A.1 Berechnung von Wärmeübertragern

Im Folgenden wird gezeigt, wie mit Hilfe eines Korrekturfaktors (z) eine Umrechnung aus der mittleren arithmetischen in die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz möglich ist. Da die Austrittstemperaturen aus den Wärmeübertragern bei den vorliegenden Betrachtungen nicht von vornherein bekannt sind, wird die dimensionslose Betrachtung aus dem VDI Wärmeatlas (VDI, 2006, Abschnitt Ca7) verwendet, da dort die Austrittstemperaturen durch bekannte dimensionslose Kennzahlen ersetzt werden können. Um dies zu quantifizieren wird ein Korrekturfaktor eingeführt, in dem die Gleichung für die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz unter Einführung eines Faktors mit der mittleren arithmetischen Temperaturdifferenz verglichen wird. Die Betrachtung wurde in leicht abgewandelter Form von Albers, 2018, übernommen, der sich auf Ziegler, 1997, bezieht. In Ziegler, 1997, wird allerdings argumentiert, dass diese Faktoren häufig zu 1 gesetzt werden können. Weitere Quellen für die Diskussion von z -Faktoren sind Hellmann, Schweigler und Ziegler, 1999, mit Verweis auf Riesch, 1991, und Ziegler, 1999.

Korrekturfaktor für die mittlere arithmetische Temperaturdifferenz

Die mittlere Temperaturdifferenz wird entdimensioniert, indem diese auf die maximal mögliche Temperaturänderung (Differenz aus den beiden Eintrittstemperaturen) bezogen wird.

$$\theta = \frac{\Delta\vartheta_m}{\vartheta'_i - \vartheta''_i} \quad (\text{A.1})$$

Es werden analog die dimensionslosen Temperaturänderungen der Stoffströme (Index i , entweder 1 oder 2) definiert:

$$P_i = \frac{|\vartheta'_i - \vartheta''_i|}{\vartheta'_i - \vartheta''_i}. \quad (\text{A.2})$$

Außerdem wird die Größen NTU (Anzahl der Übertragungseinheiten, engl. Number of Transfer Units)

$$NTU_i = \frac{Y}{\dot{W}_i} \quad (\text{A.3})$$

als Verhältnis von Wärmedurchlässigkeit ($Y = kA$) zu Wärmekapazitätsstrom ($\dot{W} = c_p \cdot \dot{m}$) und das Verhältnis R aus den Wärmekapazitätsströmen

$$R_1 = \frac{\dot{W}_1}{\dot{W}_2} \quad (\text{A.4})$$

$$R_2 = \frac{\dot{W}_2}{\dot{W}_1} \quad (\text{A.5})$$

definiert. Auf Grund der Bilanzgleichungen sind zwischen den Kennzahlen die

folgenden Zusammenhänge gültig:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{NTU_1}{NTU_2} = \frac{1}{R_1} = R_2 \quad (\text{A.6})$$

$$\theta = \frac{P_1}{NTU_1} = \frac{P_2}{NTU_2}. \quad (\text{A.7})$$

Für den hier betrachteten Fall eines reinen Gegenstromwärmeübertragers können die beim Nachrechnen eines Wärmeübertragers im Vorhinein allgemein nicht bekannten (dimensionslosen) Temperaturänderungen analytisch auf die zugänglichen Größen Wärmekapazitätsstromverhältnisse R_i und NTU_i in folgender Form zurückgeführt werden:

$$P_i = \frac{1 - e^{(R_i-1)NTU_i}}{R_i(R_i - 1)NTU_i}. \quad (\text{A.8})$$

Die arithmetisch gemittelte Temperaturdifferenz in dimensionsloser Formulierung wird im VDI-Wärmeatlas (VDI, 2006) lediglich für den Sonderfall definiert, dass die beiden Wärmekapazitätsströme gleich groß sind. In diesem Fall kann die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz mit der Definitionsgleichung nicht mehr berechnet werden. Die Temperaturdifferenz ist an jeder Stelle im Lösungswärmeübertrager gleich hoch. Zusätzlich lässt sich mittels einer Grenzwertbetrachtung zeigen, wie die logarithmisch in die arithmetisch gemittelte Temperaturdifferenz überführt werden kann.

Die mittlere arithmetische Temperaturdifferenz ist gegeben mit:

$$\theta_{arith} = 1 - \frac{1}{2}(P_1 + P_2) \quad (\text{A.9})$$

$$\theta_{arith} = 1 - \frac{1}{2}(P_i + R_i P_i). \quad (\text{A.10})$$

Für den Umrechnungsfaktor zwischen mittlerer logarithmischer und arithmetischer Temperaturdifferenz ergibt sich dann unter der Definition $\theta_{log} = \frac{P_i}{NTU_i} = z\theta_{arith}$ der Zusammenhang

$$z = \frac{P_i}{NTU_i \left(1 - \frac{1}{2}P_i(1 - R_i)\right)}. \quad (\text{A.11})$$

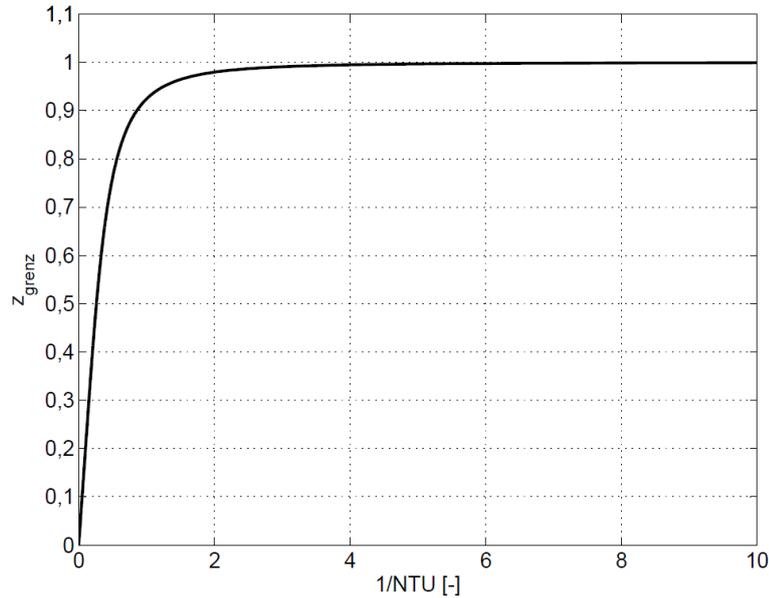


Abbildung A.1: Verlauf für Korrekturfaktor z für einen unendlichen Wärmekapazitätsstrom auf einer Seite

Für den Fall eines unendlich großen Wärmekapazitätsstroms, d.h. wenn Verdampfung oder Kondensation auf Seite i auftritt, geht auch R_i gegen unendlich. Dann kann z nur bestimmt werden, wenn zunächst eine Grenzwertbetrachtung für die Bestimmungsgleichung, dann z_{grenz} , durchgeführt wird. Damit ergibt sich

$$z_{grenz} = \frac{2 (e^{NTU_i} - 1)}{NTU_i (e^{NTU_i} + 1)}. \quad (\text{A.12})$$

In Abbildung A.1 ist der Verlauf von z_{grenz} über dem Kehrwert der NTU aufgetragen. Der Kehrwert wurde gewählt, da dieser bei konstanten Wärmedurchlässigkeiten $Y = kA$ proportional ist zu dem Wärmekapazitätsstrom, der nicht unendlich ist.

In Abbildung A.2 ist der Umrechnungsfaktor z zwischen arithmetischer und logarithmischer Temperaturdifferenz für verschiedene Wärmeübertragungseinheiten über das reziproke Wärmekapazitätsstromverhältnis R aufgetragen, da $1/R$ proportional ist zu dem Wärmekapazitätsstrom, der nicht in NTU eingeht. Wird von konstanten externen Volumenströmen und konstanten Wärmedurchlässigkeiten ausgegangen,

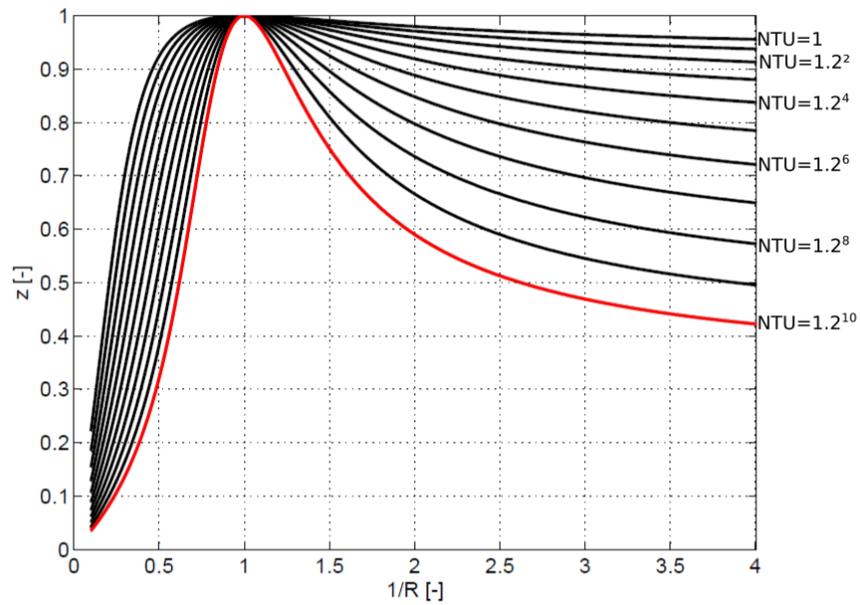


Abbildung A.2: Umrechenfaktor zwischen mittlerer arithmetischer und logarithmischer Temperaturdifferenz in Abhängigkeit von Wärmeübertragungseinheiten und Wärmekapazitätstromverhältnis

so folgt eine Proportionalität von $1/R$ zum internen Wärmekapazitätsstrom.

A.2 Herleitung der Komponentenbilanzen für die Absorptionskälteanlage

Es werden die spezifischen Wärmemengen, die in den Wärmeübertragern mit externen Kreisen zu- bzw. abgeführt werden müssen, bezogen auf den Kältemittel-massenstrom \dot{m}_R , der im Desorber angetrieben wird, hergeleitet. Die umgesetzten Wärmemengen werden bezogen auf die Verdampferwärmemenge ausgedrückt.

Die Drosseln werden isenthalp betrachtet. Die technische Arbeit der Pumpen wird vernachlässigt. Die Druck- und Temperaturänderungen in den Pumpen bleiben unbeachtet. Sie werden somit ebenfalls als isenthalp betrachtet.

Zunächst wird die Teilbilanz für die Kältemittelseite aufgestellt. Diese besteht aus den Komponenten Kondensator (C), Kältemitteldrossel (T) und dem Verdampfer (E). Anschließend wird die Lösungsseite bestehend aus Absorber (A), den beiden Lösungswärmeübertragerhälften (H) und dem Desorber (D) betrachtet.

Folgende Effekte werden in den Bilanzen berücksichtigt: Das Kältemittel tritt in überhitztem Zustand in den Kondensator ein, wird dort bis zur Siedelinie kondensiert. In der Drossel bleibt die Enthalpie gleich - ein Teil des Kondensats verdampft jedoch als Ausgleich für die mit dem Druck gesunkene Enthalpie der Flüssigkeit. In den Verdampfer gelangt somit eine Mischung aus Kondensat und einem kleinen Dampfanteil. Dort wird die gesamte Flüssigkeit bis zur Taulinie verdampft. Der Dampf hat Verdampfer-Temperatur und ist damit unterkühlt in Bezug auf die Bedingungen im Absorber. Die Lösung läuft mit dem Ausgangszustand der kältemittelarmen Lösung aus dem Lösungswärmeübertrager in den Absorber ein. Die Lösung tritt mit thermischem Gleichgewicht aus dem Absorber aus. Anschließend wird sie im Lösungswärmeübertrager aufgewärmt und wird von dort in den Desorber gefördert, wo Dampf auf Desorberaustrittstemperatur angetrieben wird. Die kältemittelarme Lösung wird dann im Lösungswärmeübertrager vorgekühlt. Zur Berechnung von Desorber und Absorber werden diese Komponenten in weitere Teilbereiche untergliedert. Dies wird in Abschnitt A.2 erläutert.

Verdampfer und Kondensator

Die Enthalpiebilanz des Kondensators ist gegeben durch

$$\dot{Q}_C = \dot{m}_R (\Delta h_C^{LV} + c''_{p,R}(T_D - T_C)), \quad (\text{A.13})$$

wobei \dot{m}_R der am Desorber ausgetriebene Kältemittelmassenstrom ist, h_C^{LV} die Verdampfungsenthalpie bei Kondensationsdruck und -temperatur, $c''_{p,R}$ die isobare Wärmekapazität des Kältemitteldampfes und T_C die Kondensationstemperatur und T_D die mittlere Desorbtemperatur. Die Kondensatortemperatur wird unter Vernachlässigung der sensiblen Anteile mit derjenigen Temperatur angenähert, bei der die eigentliche Kondensation stattfindet. Für T_D ist eine mittlere Desorbtemperatur zu bilden, da sich bei der Desorption die Temperatur ändert. Diese wird mit dem arithmetischen Mittelwert aus der Desorberein- und der Desorberaustrittstemperatur angenähert, also

$$T_D = 1/2 (T_{Do} + T_{Di}). \quad (\text{A.14})$$

Auf dem Weg vom Kondensator in den Verdampfer strömt das Kältemittel durch eine Drossel, mit der die Druckdifferenz zwischen den beiden Komponenten aufrecht gehalten wird. Die Zustandsänderung in der Drossel wird als isenthalp angenommen. Damit gilt

$$\dot{m}_R h'_{R,C} = \dot{m}'_R h'_{R,E} + \dot{m}''_R h''_{R,E} \quad (\text{A.15})$$

für die Enthalpie am Verdampfereintritt. Am Verdampferaustritt wird davon ausgegangen, dass alles Kältemittel verdampft ist, aber nicht überhitzt wird - d.h. es befindet sich auf der Dampfdruckkurve. Es gilt somit

$$\dot{H}_{Eo} = \dot{m}_R h''_{R,E} \quad (\text{A.16})$$

und für die Enthalpiebilanz um Verdampfer und Drossel

$$\dot{Q}_E = \dot{m}_R (h''_{R,E} - h'_{R,C}). \quad (\text{A.17})$$

Die spezifische Enthalpie am Verdampferaustritt kann unter Annahme eines Ideal-

gasverhaltens für den Dampf (d.h. $\Delta h = c_p \Delta T$) geschrieben werden als

$$h''_{R,E} = h''_{R,C} - c'_{p,R}(T_C - T_E). \quad (\text{A.18})$$

Dies ist mit der Planck'sche Formulierung (vgl. Stephan und Mayinger, 1999) verwandt. Wird der Zusammenhang in die Bilanz für den Verdampfer eingesetzt ergibt sich

$$\dot{Q}_E = \dot{m}_R(h''_{R,C} - c'_{p,R}(T_C - T_E) - h'_{R,C}), \quad (\text{A.19})$$

was zu

$$\dot{Q}_E = \dot{m}_R(\Delta h_{R,C}^{LV} - c'_{p,R}(T_C - T_E)) \quad (\text{A.20})$$

umgeformt werden kann.

Damit können die gesuchten Gleichungen für die spezifische Wärme, die dem Verdampfer zugeführt wird

$$q_E = \Delta h_C^{LV} - c''_{p,R}(T_C - T_E) \quad (\text{A.21})$$

und die spezifische Wärme, die im Kondensator abgeführt wird

$$q_C = \Delta h_C^{LV} + c''_{p,R}(T_G - T_C) \quad (\text{A.22})$$

aufgeschrieben werden.

Diese Darstellung setzt voraus, dass die (isobaren) Wärmekapazitäten von flüssigem Wasser und Wasserdampf konstant sind. Dies ist in dem bei einstufigen Wasser/LiBr-Absorptionskälteanlagen relevanten Temperaturbereich in guter Näherung gegeben.

De- und Absorber

Das Ziel der Neuaufstellung der Bilanzen ist die Bestimmung der Enthalpiekoeffizienten für die Methode der charakteristischen Gleichungen mit konsistenten Näherungen. Dafür wird die Zustandsänderung gedanklich in mehrere Teilzustands-

änderungen zerlegt. Dies wird im Folgenden am Beispiel für die Zustandsänderung im Absorber erläutert und kann dann analog auf den Desorber übertragen werden.

1. Die Lösung wird auf die Absorberaustrittstemperatur (mit Annahme von thermodynamischem Gleichgewicht) vorgekühlt. Im Absorber muss nur der Anteil Wärme abgeführt werden, der nicht vom Lösungswärmeübertrager umgesetzt werden konnte.
2. Das Wasser wird im flüssigen Zustand in die Lösung gemischt: Der Dampf aus dem Verdampfer wird auf Absorbereintrittstemperatur aufgewärmt. Anschließend wird der Dampf kondensiert, wobei die Temperatur durch den Druck gegeben ist.
3. Die spezifische Enthalpie der kältemittelarmen sowie der -reichen Lösung wird ausgehend von der Enthalpie des flüssigen Wassers bei Absorberaustrittstemperatur bestimmt.
4. Die Enthalpieänderung beim Mischungsvorgang, also bei der Zustandsänderung von der reichen zur armen Lösung, muss berücksichtigt werden.

zu 1.: Wärmeübertragerrechnung für den Lösungswärmeübertrager

Nach der NTU-Methode (vgl. Anhang A.1) kann der Term $f (c_{p,w} (T_{Do} - T_{Di}) - q_{LWÜ})$ über die dimensionslose Temperaturänderung P , die als Wärmeübertragereffektivität aufgefasst werden kann, folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$q_{sol,ext,w} = f (c_{p,w} (T_{Do} - T_{Ao}) - q_{LWÜ}) = f c_{p,w} (1 - P_w) (T_{Do} - T_{Ao}). \quad (\text{A.23})$$

Außerdem ist

$$q_{sol,ext,S} = (f - 1) (c_{p,s} (T_{Do} - T_{Ao}) - \dot{q}_{LWÜ}) = (f - 1) c_{p,s} (1 - P_S) (T_{Do} - T_{Ao}). \quad (\text{A.24})$$

Mit der „kaufmännischen Mischungsregel“ für die spezifische Wärmekapazität der Lösung für unterschiedliche Konzentration¹ gilt

$$c_S = \frac{f c_w - c_R}{f - 1}. \quad (\text{A.25})$$

Wird Gleichung A.25 in Gleichung A.24 eingesetzt, so folgt

$$q_{sol,ext,S} = (f_w - c_R) \left(1 - P_w \left(\frac{f c_w}{f c_w - c_R} \right) \right) (T_{Do} - T_{Ao}) \quad (\text{A.26})$$

$$= (f c_w - c_R) (T_{Do} - T_{Ao}) - P_w f c_w (T_{Do} - T_{Ao}) \quad (\text{A.27})$$

$$= f c_w (1 - P) (T_{Do} - T_{Ao}) - c_R (T_{Do} - T_{Ao}) \quad (\text{A.28})$$

$$= q_{sol,ext,w} - c_R (T_{Do} - T_{Ao}). \quad (\text{A.29})$$

Wird der Term $-c_{p,s} (T_{Do} - T_{Ao})$ separat betrachtet, bleibt ein spezifischer Wärmestrom $q_{Lsg,sen,ext}$ übrig, der dann in Absorber und Desorber gleich groß ist. Dieser ist gegeben mit

$$q_{Lsg,sen,ext} = f c_{p,Lsg,w} (1 - P_w) (T_{Do} - T_{Ao}). \quad (\text{A.30})$$

Durch diese Art der Betrachtung wird ein Teil der im Desorber übertragenen Wärme zusammen mit dem Lösungswärmeübertrager berechnet. Die Modellvorstellung hierfür ist wie folgt: Bei einem idealen Wärmeübertrager mit gleich großen Wärmekapazitätsströmen könnte der Lösungswärmeübertrager die Lösung soweit vorwärmen, dass diese bereits die Desorberaustrittstemperatur annehmen würde und auf der anderen Seite die kältemittelarme Lösung auf Absorberaustrittstemperatur abkühlen. Die übertragene Energie würde aber auch im idealen Fall nicht dafür ausreichen die Sorption vollständig zu ermöglichen. Im realen Fall kann nur ein Teil davon intern übertragen werden. Der restliche Anteil muss im Ab-/ bzw. Desorber nach bzw. von extern übertragen werden. Der Anteil $q_{Lsg,sen,ext}$ beinhaltet also die komplette Aufwärmung im Desorber. Im Absorber muss eine um $c_{p,R} (T_{Do} - T_{Ao})$ kleinere spez. Wärmemenge als $q_{Lsg,sen,ext}$ abgeführt werden, da der Wärmekapazitätstrom um den Anteil an im Desorber ausgetrieben Kältemittel

¹Die Mischungsregel für zwei Stoffe bei gleicher Temperatur. Dies ist hier nicht erfüllt. Allerdings sollten die mittleren Temperaturen unter typischen Betriebsbedingungen nicht all zu weit auseinander liegen.

reduziert wurde. Die im Lösungswärmeübertrager übertragenen Wärmemengen müssen in der Gesamtbilanz nicht weiter berücksichtigt werden, da sie intern übertragen werden.

Integrale Bilanz um den Absorber

Für den Absorber gilt somit die folgende Bilanzgleichung:

$$\dot{Q}_A = \dot{m}_W [q_{Lsg, sen, ext} - \dot{m}_R (c''_{p,R}(T_A - T_E) + r)] - c_R(T_{Do} - T_{Ao}) + Q_{A, T=T_{Ao}}^{GG} \quad (\text{A.31})$$

Die Terme für die technische Arbeit in der Flüssigphase (vdp) werden vernachlässigt, da sowohl das spezifische Volumen als auch die auftretenden Druckdifferenzen klein sind. In der Gasphase wird dieser Term zu null, da in Übereinstimmung mit den zuvor getroffenen Annahmen diese als Idealgas angenähert wird.

Für die Bilanz um den Absorber nach der Vorkühlung (d.h. die Lösung tritt im thermodynamischen Gleichgewicht mit Absorberaustrittstemperatur in den Kontrollraum ein) und unter Annahme von thermodynamischem Gleichgewicht am Austritt (Superskript GG für Gleichgewicht, isotherme Absorption) gilt:

$$\frac{\dot{Q}_{A, T=T_{Ao}}^{GG}}{\dot{m}_R} = q_{A, isoT} = h_R|_{T_{AWo}} + (f - 1)h_s|_{T_{AWo}} - fh_W|_{T_{AWo}}. \quad (\text{A.32})$$

Damit wird

$$q_{A, isoT} = \frac{x_W}{\Delta x} h_S|_{T_{AWo}} + h_R|_{T_{AWo}} - \frac{x_S}{\Delta x} h_W|_{T_{AWo}}. \quad (\text{A.33})$$

Für die ideale Mischung zweier Flüssigkeiten mit unterschiedlichen Enthalpien gilt die sog. „kaufmännische“ Mischungsregel, bei der die jeweilige Enthalpie mit der anteiligen Masse gewichtet wird. Aus den gewichteten Enthalpien wird dann die Summe gebildet. Die spezifische isotherme Absorptionswärme ist dann null ($q_{A, isoT, ideal} = 0$). Bei nicht idealen Mischungen (wie im Fall von Wasser/LiBr-Lösungen) muss zusätzlich die jeweilige Exzessenthalpie berücksichtigt werden.

Exzessenthalpie für LiBr-Lösung

Die Exzessenthalpie wird für eine isotherme Zustandsänderung definiert: Wird eine Menge an Stoff mit einer anderen Menge des selben Stoffes gleicher Temperatur (und gleichen Drucks) gemischt, so ändert sich die spezifische Enthalpie bei der Mischung nicht. Bei idealem Mischungsverhalten von zwei unterschiedlichen Stoffen der gleichen Temperatur ändert sich die Enthalpie der Mischung gemäß der gewichteten Anteile der beiden Stoffe (kaufmännische Mischungsregel). Bei realen Mischungen kann jedoch beim Mischvorgang auch Wärme frei werden bzw. verbraucht werden. Diese Energiemenge wird als Exzessenthalpie bezeichnet und muss, um ein isothermes Verhalten zu gewährleisten, je nach Vorzeichen zu- oder abgeführt werden.

Unterschiedliche Flüssigkeiten haben nur zufällig bzw. je nach gewähltem Referenzpunkt bei der gleichen Temperatur die gleiche spezifische Enthalpie. Damit ändert sich durch Mischung ggf. die spezifische Enthalpie der Mischung auch für den Fall einer idealen Mischung. Diese Enthalpieänderung ist aber mit keiner Änderung einer Prozessgröße wie Wärme oder Arbeit verbunden.

Um die Anteile der Enthalpieänderung nach idealem und Exzessanteil aufteilen zu können, wird ein Referenzzustand benötigt, bei dem die Exzessenthalpie zu null definiert wird. Die entsprechende Aufteilung wird vorgenommen, um die Enthalpieänderungen auf Konstanten sowie Wärmekapazitäten bzw. Wärmekapazitätsströme und Temperaturdifferenzen zurück zu führen. Die vorgenommene Aufteilung wird mit Hilfe von Abbildung A.3 erläutert. Gezeigt sind in der Abbildung Isothermen (Strich-Punkt-Linien) in einem Diagramm mit der spezifischen Enthalpie auf der Ordinate über dem Salzmassenanteil der Lösung auf der Abszisse. Die Isothermen enden bei hohen Massenanteilen (rechts) an der Kristallisationsgrenze (schwarze durchgezogene Linie). Die grauen gepunkteten Hilfslinien dienen der Orientierung.

Bei Wasser/LiBr-Lösung werden die genannten Referenzzustände z.B. bei einem LiBr-Massenanteil an der Lösung von 50% und einer Temperatur von 0 °C festgelegt (Pátek und Klomfar, 2006, und Feuerecker, 1994). Reines Wasser und 50% LiBr-Lösung weisen jedoch unterschiedliche Wärmekapazitäten auf - Wasser hat eine

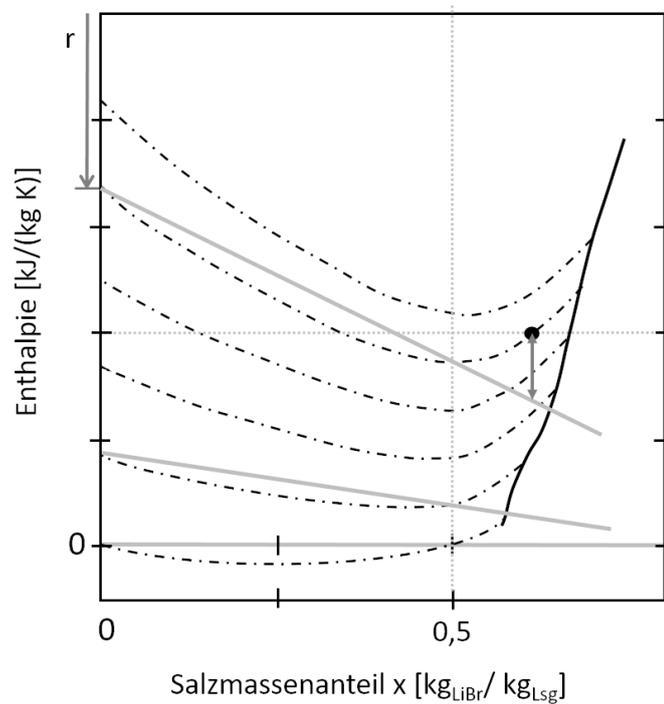


Abbildung A.3: Berechnung Enthalpieänderung der Lösung bei isothermer Zustandsänderung

fast zweimal so große Wärmekapazität wie LiBr-Lösung. Damit ändert sich die Enthalpie von reinem Wasser bei einer Temperaturänderung proportional stärker als diejenige der Lösung. Dies hat zur Folge, dass die Mischungsgeraden (graue Linien in Abbildung A.3), welche die kaufmännische Mischungsregel für die ideale Mischung repräsentieren, mit zunehmender Temperatur steiler werden. Der Abstand von der idealen Mischungsgeraden zur Isothermen bleibt aber näherungsweise konstant und repräsentiert die Exzessenthalpie. Diese ist für einen beispielhaften Zustandspunkt mit einem Doppelpfeil gekennzeichnet. Bei Benutzung dieser Definition ist zu beachten, dass bei Salzmassenanteilen unterhalb von 50% eine Entmischung von Wasser und Lösung gemäß der eingezeichneten Mischungsgeraden betrachtet werden müsste. Die Exzessenthalpie ändert ihr Vorzeichen - bei Zumischung von Wasser zur Lösung wird aber dennoch in jedem Fall Wärme frei. Für die Bestimmung der Zustandsgröße Enthalpie ist der Vorzeichenwechsel der Exzessenthalpie zu berücksichtigen.

Damit gelten die folgenden Gleichungen, wobei die ersten beiden Terme jeweils die

ideale Mischungsgerade beschreiben, zu der im letzten Term die Exzessenthalpie addiert wird (bei Massenanteilen Salz unter 50 % ist ein negativer Wert für die Exzessenthalpie einzusetzen):

$$h_{S,isoT} = h_{ref,T} + (h_{R,T} - h_{ref,T}) \left(1 - \frac{x_S}{x_{ref}}\right) + \Delta h_S^E \quad (\text{A.34})$$

$$h_{W,isoT} = h_{ref,T} + (h_{R,T} - h_{ref,T}) \left(1 - \frac{x_W}{x_{ref}}\right) + \Delta h_W^E \quad (\text{A.35})$$

Für die Abschätzung der Veränderlichkeit wird davon ausgegangen, dass die Exzessenthalpie nicht temperaturabhängig ist, sondern dass diese Größe, wie in Abbildung A.3 gezeigt, lediglich von der Zusammensetzung der Lösung abhängt. Die Exzessenthalpie kann damit an Hand der Isotherme für $T = 0^\circ \text{C}$ bestimmt werden, da bei dieser Temperatur die Nullpunkte der Enthalpien bzw. Referenzzustände für Wasser und 50 %-LiBr-Lösung liegen und somit für die ideale Mischung keine Enthalpieänderung auftritt - eine dennoch auftretende Enthalpieänderung ist dann definitionsgemäß auf eine existierende Exzessenthalpie zurück zu führen.

Damit folgt:

$$\begin{aligned} q_{A,isoT} &= \frac{x_W}{\Delta x} \left(h_{ref,T} + (h_{R,T} - h_{ref,T}) \left(1 - \frac{x_S}{x_{ref}}\right) + \Delta h_S^E \right) \\ &+ h_R \\ &- \frac{x_S}{\Delta x} \left(h_{ref,T} + (h_{R,T} - h_{ref,T}) \left(1 - \frac{x_W}{x_{ref}}\right) + \Delta h_W^E \right). \end{aligned} \quad (\text{A.36})$$

Werden die Klammern ausmultipliziert und der Zusammenhang $\frac{x_W}{\Delta x} - \frac{x_S}{\Delta x} = -1$ angewendet, dann entfallen viele Terme - übrig bleibt:

$$q_{A,isoT} = \Delta h_S^E \frac{x_W}{\Delta x} - \Delta h_W^E \frac{x_S}{\Delta x}. \quad (\text{A.37})$$

Werden diese Terme wieder in die ursprüngliche Absorberbilanz eingesetzt folgt:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_A &= \dot{m}_W \dot{q}_{sol,ext} + \dot{m}_R (r|_{T_{AWo}} - c_{p,R}''(T_{Ao} - T_E) - c_R(T_{Do} - T_{Ao})) \\ &- \dot{m}_W \Delta h_W^E + \dot{m}_s \Delta h_S^E \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

bzw. nach dem der kältemittelarme Massenstrom durch die Massenbilanz ersetzt wird:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_A = \dot{m}_R (r|_{T_{AWo}} - c''_{p,R}(T_{Ao} - T_E) - c_R(T_{Do} - T_{Ao}) - \Delta h_S^E) \\ + \dot{m}_W (\Delta h_S^E - \Delta h_W^E + \dot{q}_{sol,ext}). \end{aligned} \quad (\text{A.39})$$

Integrale Bilanz um den Desorber

Für den Desorber gilt analog:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_D = \dot{m}_R (r|_{T_{Do}} - \Delta h_S^E) \\ + \dot{m}_W ((\Delta h_S^E - \Delta h_W^E) + \dot{q}_{sol,ext}). \end{aligned} \quad (\text{A.40})$$

Dabei fehlen die Terme für die Aufwärmung des Dampfes und die Terme für die Unterschiede der Wärmekapazitätsströme im Lösungswärmeübertrager.

Um die Größen im Desorber und Absorber zu einander in Beziehung setzen zu können, wird unter Anderem eine Beziehung für die Änderung der Verdampfungsenthalpie mit der Temperatur benötigt.

Planck'sche Formulierung für die Temperaturabhängigkeit der Verdampfungsenthalpie

Es wird die Verdampfung von Wasser bei zwei unterschiedlichen Temperaturen und Drücken ($T_2 > T_1$ und $p_2 > p_1$) betrachtet. Die eigentlichen isobaren und gleichzeitig isothermen Verdampfungs- bzw. Kondensationsvorgänge werden so miteinander verbunden, dass sich ein Kreisprozess mit je zwei isobaren und isenthalpen Zustandsänderungen ergibt. Die betrachteten Zusammenhänge sind in Abbildung A.4 verdeutlicht.

Unter der Annahme, dass der Wasserdampf als ideales Gas beschrieben werden kann, gilt $\Delta h = c_p'' \Delta T$, d.h. keine Enthalpieänderung bei isothermer Zustandsänderung. Für den Weg 1'-1''-2'' folgt:

$$h_2'' - h_1' = c_p''(T_2 - T_1) + \Delta h_1^{LV}. \quad (\text{A.41})$$

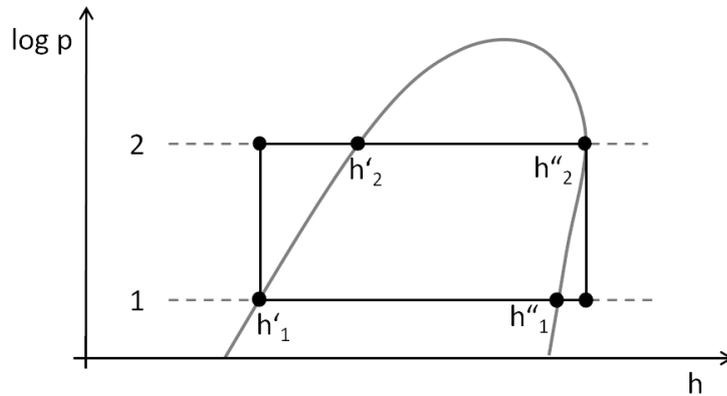


Abbildung A.4: Schema für die Bestimmung der Verdampfungsenthalpieänderung bei unterschiedlichen Temperaturen

Analog kann für den Weg $1'-2'-2''$ mit idealer Flüssigkeit $dh' = c'dT + v'dp$ angesetzt werden

$$h''_2 - h'_1 = \Delta h_2^{LV} + c'_p(T_2 - T_1) + v'(p_2 - p_1). \quad (\text{A.42})$$

Nach Gleichsetzen der beiden Gleichungen für $h''_2 - h'_1$ kann nach der Differenz der beiden Verdampfungsenthalpien aufgelöst werden:

$$\Delta h_2^{LV} - \Delta h_1^{LV} = r_2 - r_1 = (c'_p - c''_p)(T_2 - T_1) + v'(p_2 - p_1). \quad (\text{A.43})$$

Dies wird nach Stephan und Mayinger, 1999, auch als Planck'sche Formulierung bezeichnet. Ist die Druckdifferenz klein, so kann der Term $v'(p_2 - p_1)$ vernachlässigt werden, da bei Flüssigkeiten das spezifische Volumen klein ist. Mit dieser Annahme wird

$$\Delta h_2^{LV} - \Delta h_1^{LV} = r_2 - r_1 = (c'_p - c''_p)(T_2 - T_1). \quad (\text{A.44})$$

Prüfung der Bilanzsumme

Beim
kein Wärmeaustausch stattfindet. Dann muss

$$\dot{Q}_C - \dot{Q}_E = \dot{Q}_D - \dot{Q}_A \quad (\text{A.45})$$

Anhang A Thermodynamische Grundlagen

gelten, damit die Energiebilanz erfüllt wird.

Für den Verdampfer und den Kondensator ergibt sich aus den Gleichungen A.13 und A.20 eine Differenz von

$$\dot{Q}_C - \dot{Q}_E = \dot{m}_R c''_{p,R}(T_{Do} - T_E). \quad (\text{A.46})$$

Für den Absorber und den Desorber wurde bereits gezeigt, dass $\dot{Q}_{\text{LWÜ}}$ für Absorber und Desorber den gleichen Wert annimmt. Außerdem gilt $\dot{Q}_{D,isoT}^{GG} = \dot{Q}_{A,isoT}^{GG}$, wenn die Exzessenthalpie der Lösung nicht temperaturabhängig ist.

Dann bleibt aus Gleichung A.39 und A.40 die Differenz

$$\dot{Q}_D - \dot{Q}_A = \dot{m}_R (c''_R(T_{Ao} - T_E) + c_s(T_{Do} - T_{Ao}) + (r_D - r_A)). \quad (\text{A.47})$$

Nach Einsetzen der Planck'schen Formulierung ergibt sich:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_D - \dot{Q}_A &= \dot{m}_R (c''_{p,R}(T_{Ao} - T_E) + c_s(T_{Do} - T_{Ao}) + (c''_{p,R} - c_R)(T_{Do} - T_{Ao})) \\ &= \dot{m}_R c''_{p,R}(T_{Do} - T_{Ao}) \\ &= \dot{Q}_C - \dot{Q}_E \end{aligned} \quad (\text{A.48})$$

Damit geht die interne Bilanz für die AKA auf.

Berechnung der Enthalpiekoeffizienten

Als Enthalpiekoeffizienten (K_X) wird in dieser Arbeit der Teil an dem umgesetzten Wärmestrom betrachtet, der proportional zur Kälteleistung bzw. zum ausgetriebenen Massenstrom Kältemittel \dot{m}_R ist. Aus den zuvor aufgestellten Bilanzgleichungen ergeben sich damit die folgenden Enthalpiekoeffizienten:

$$K_E = 1 \quad (\text{A.49})$$

$$K_C = \frac{\Delta h_C^{LV} + c''_{p,R}(T_{Do} - T_C)}{\Delta h_C^{LV} - c''_{p,R}(T_C - T_E)} \quad (\text{A.50})$$

$$K_D = \frac{\Delta h_C^{LV} + (c''_{p,R} - c_R)(T_{Do} - T_C) - \Delta h_S^E}{\Delta h_C^{LV} - c''_{p,R}(T_C - T_E)} \quad (\text{A.51})$$

und

$$\begin{aligned} K_A &= \frac{\Delta h_C^{LV} + (c''_{p,R} - c_R)(T_{Ao} - T_C) - c''_{p,R}(T_{Ao} - T_E)}{\Delta h_C^{LV} - c''_{p,R}(T_C - T_E)} \\ &\quad - \frac{c_R(T_{Do} - T_{Ao}) - \Delta h_S^E}{\Delta h_C^{LV} - c''_{p,R}(T_C - T_E)} \\ &= \frac{\Delta h_C^{LV} - c_R(T_{Do} - T_C) - c''_{p,R}(T_C - T_E) - \Delta h_S^E}{\Delta h_C^{LV} - c''_{p,R}(T_C - T_E)}. \end{aligned} \quad (\text{A.52})$$

Anhang B

Grundlagen der Hydrodynamik, dimensionslose Kennzahlen und der Einfluss von Stoffdaten

Zu beachtende grundlegende Erhaltungssätze in der Hydrodynamik sind die Massen-, die Energie- und die Impulserhaltung. Um die Erhaltungssätze für ein Volumenelement lösen zu können, werden neben Anfangs- und Randbedingungen ggf. auch Zustands- und Transportgesetze benötigt, um das sich ergebende Differentialgleichungssystem lösen zu können. Dieses Gleichungssystem ist nicht linear, so dass sich analytische Lösungen nur für vereinfachte Spezialfälle finden lassen, wobei die dann gefundenen Lösungen nur unter bestimmten Umständen eindeutig sind. Dies spiegelt sich in der Realität in Strömungsinstabilitäten wider.

Hier werden einige Spezialfälle diskutiert und der Einfluss von Stoffdaten über die Ähnlichkeitstheorie an Hand von dimensionslosen Kennzahlen diskutiert.

Für isotrope und newtonsche Fluide, bei denen die Stoffeigenschaften richtungsunabhängig sind und die Viskosität nicht von dem auf das Fluid wirkenden Spannungszustand abhängt, wird die Impulsbilanz durch die sog. Navier-Stokes-Gleichung wiedergegeben.

Unter Vernachlässigung der Viskosität, also von Reibungsdruckverlusten bzw. Irreversibilitäten, sowie für stationäre Fälle kann als Sonderfall aus den Navier-Stokes-

Gleichungen die Euler-Gleichung hergeleitet werden. Bei zusätzlicher Annahme von Inkompressibilität ergibt sich die Bernoulli-Gleichung.

Die Navier-Stokes-Gleichung wird entdimensioniert, indem die darin vorkommenden Größen auf eine -- für das betrachte Problem charakteristische Länge -- bezogen werden. Bei Problemen, in denen Höhenunterschiede und damit die Änderung der Lageenergie vernachlässigbar ist, bleibt neben den dimensionslos gemachten Feldgrößen¹ bei reversibler Betrachtung² kein Proportionalitätsterm stehen.

Wird Reibung berücksichtigt, so kommt als Proportionalitätsfaktor die so genannte Reynolds-Zahl hinzu, die das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften abbildet. In der dimensionslosen Formulierung kommt der Kehrwert der Reynolds-Zahl vor, so dass der Einfluss der Viskosität auf den Impuls relativ zur Trägheit klein wird, wenn die Reynolds-Zahl groß wird. Die Reynolds-Zahl wird unendlich, wenn die Viskosität gegen null geht.

Sind die aus den auftretenden Höhenunterschieden resultierenden Energien im Vergleich zu den anderen Änderungen relevant, tritt außerdem die Froude-Zahl auf, die das Verhältnis von Trägheits- zu Schwerekräften wiedergibt.

Wenn freie, potenziell gekrümmte Oberflächen vorhanden sind, so spielt der Einfluss der Oberflächenspannung auf das Kräftegleichgewicht an der Oberfläche eine Rolle. In diesem Fall wird zusätzlich die Weber-Zahl (Verhältnis aus Trägheitskraft und Oberflächenkraft) relevant.

Die vierte dimensionslose Kennzahl (Strouhal-Zahl) spielt hauptsächlich bei instationären Vorgängen, wie der Wirbelablösung, eine Rolle und wird hier nicht weiter betrachtet.

Je nach Fragestellung, werden im Folgenden die unterschiedliche Modellvorstellungen und damit unterschiedliche Vereinfachungen für die in Absorptionskälteanlagen vorkommenden Strömungen getroffen:

¹wie z.B. Druckdifferenzen)

²d.h. reibungsloser oder Reibung gegenüber anderen Kräften klein)

Anhang B Grundlagen der Hydrodynamik, dimensionslose Kennzahlen und der Einfluss von Stoffdaten

- (erweiterte) Bernoulli-Gleichung (in Höhenform)
 - Abhängigkeit von der Dichte lässt sich heraus kürzen, die Viskosität wäre ggf. in der Druckverlustrechnung zu berücksichtigen
 - aber Daten zeigen in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit nur eine sehr geringe Streuung (auch wenn der Druckverlustbeiwert nicht konstant ist)
 - andere Einflussgrößen scheinen zu überwiegen und die Vernachlässigung der Viskosität erscheint zulässig, auch wenn sich Strömung im Übergangsbereich von laminar zu turbulent befindet
- Euler-Gleichung bzw. Turbinenhauptgleichung für reversible spezifische technische Arbeit der Pumpe bzw. theoretische Untermauerung der Pumpenkennlinie
 - weder Dichte noch Viskositätseinfluss auf Minderleistung werden berücksichtigt
 - für eingesetzte Pumpe stimmen Messdaten für reines Wasser und Lösung mit unterschiedlichen Zusammensetzungen für störungsfreien Normalbetrieb (dh. z.B. keine Kavitation oder Wirbel im Einlauf) hinreichend genau überein
- Nusselt-Film
 - ähnliche Strömungen auf berieselten Horizontalrohren und bei Füllstandsbildung im Fallrohr
 - Diskussion zu Benetzung notwendig
 - Stabilitätsprobleme (Oberflächenspannungphänomene, Fortpflanzung von Instabilitäten), Filmdicken spielen indirekte Rolle
 - wichtiger sind Benetzung bzw. Stabilität
- Rayleigh-Gleichung für Beschreibung von Kavitation
 - Stoffwerte können eliminiert werden

- Rayleigh-Plesset-Gleichung
 - Für kleine Blasendurchmesser am Anfang und am Ende des Blasenwachstums und des Blasenkollapses werden Reynolds- und Weber-Zahl-Einfluss in dimensionsloser Betrachtung relevant.
 - In diesen Phasen der Blasenhistorie gelten aber andere fundamentale Annahmen der Rayleigh-Plesset-Gleichung nicht mehr.

Fazit zur Stoffdatenabhängigkeit in der Hydrodynamik

Zu dem derzeitigen Stand des Wissens scheint es erstmal hinnehmbar den Einfluss der Stoffdatenänderungen mit der Lösungszusammensetzung auf die Hydrodynamik zu vernachlässigen, da in allen Fällen große Unsicherheiten in den Modellvorstellungen und notwendigen starken Vereinfachungen zur Vermeidung numerischer Löser liegen. Außerdem scheinen viele grundlegende Fragen noch nicht hinreichend theoretisch beschrieben zu sein oder sind statistischer Natur, ohne dass entsprechende Messdaten von hinreichender Güte vorhanden sind. Eine Beschreibung der konkreten Problemstellungen und der gesichteten Literatur erfolgt in den jeweiligen Abschnitten. Wenn es sinnvoll oder notwendig erscheint, werden mittlere Werte für die Dichte und die Viskosität für Größenordnungsabschätzungen eingesetzt, Parametervariationen der Dichte werden durchgeführt. Teilweise wird die Dichte benötigt, um zwischen Volumen- und Massenstrom bezogener Betrachtung konsistent zu bleiben.

B.1 Werte dimensionsloser Strömungskennzahlen in der AKA

In der AKA treten verschiedene Strömungsformen auf, deren Verständnis für die Beschreibung der Benetzung der Rohrregister und die Modellierung der Anlagenkennlinie entscheidend ist.

Anhang B Grundlagen der Hydrodynamik, dimensionslose Kennzahlen und der Einfluss von Stoffdaten

Tabelle B.1: Reynolds-Zahlen für Rohrströmung von LiBr mit hoher und niedriger Viskosität

Vol.str. [l/s]	kinematische Viskosität ν	
	$0,7 \cdot 10^{-6} m^2/s$ Re [-]	$3,5 \cdot 10^{-6} m^2/s$ Re [-]
0,1	4916	983
0,2	9832	1966
0,3	14748	2950
0,4	19664	3933
0,5	24580	4916

Betrachtet werden hier folgende Strömungsarten:

- Rohrströmung in der Lösungsverrohrung
- Filmströmung auf den Horizontalrohren der Rohrregister
- Filmströmung im Fallrohr, wenn ein Füllstand im Rohr vorhanden sind.

Folgende Strömungsarten kommen mindestens auch im Lösungskreis der AKA vor, werden aber in diesem Abschnitt nicht näher betrachtet:

- Strömung durch die Röhrchen und in den Aufgabewannen
- Strömung durch Einbauten in den Rohrleitungen (Krümmer, T-Stücke, ggf. Drosselblenden, Kugelhähne)
- Strömung in den Kanälen des Lösungswärmeübertragers.

Für Stabilität, Wirbelbildung, und Strömungsregime, Filmdicken etc. spielen in den in der Literatur zu findenden beschreibenden Gleichungen verschiedene Kennzahlen eine Rolle, die sich aus der dimensionslosen Formulierung der Navier-Stokes-Gleichungen herleiten lassen.

**Anhang B Grundlagen der Hydrodynamik, dimensionslose
Kennzahlen und der Einfluss von Stoffdaten**

Tabelle B.2: Reynolds-Zahlen für Strömung von LiBr auf Horizontalrohren mit hoher und niedriger Viskosität

		Rohrumfang (Vertikalrohr)		Horizontalrohre (Hummel)		Horizontalrohre (Biene)	
		kin. Viskosität ν [$10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$]		kin. Viskosität ν [$10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$]		kin. Viskosität ν [$10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$]	
		0,7	3,5	0,7	3,5	0,7	3,5
Vol.str. [l/s]	Re [-]	Re [-]	Re [-]	Re [-]	Re [-]	Re [-]	Re [-]
0,1	1229	246	4	1	10	2	
0,2	2458	492	8	2	20	4	
0,3	3687	737	11	2	31	6	
0,4	4916	983	15	3	41	8	
0,5	6145	1229	19	4	51	10	

Tabelle B.3: Nusselt-Filmdicken für Strömung von LiBr mit hoher und niedriger Viskosität

		Rohrumfang (Vertikalrohr)		Horizontalrohre (Hummel)		Horizontalrohre (Biene)	
		kin. Viskosität ν [$10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$]		kin. Viskosität ν [$10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$]		kin. Viskosität ν [$10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$]	
		0,7	3,5	0,7	3,5	0,7	3,5
Vol.str. [l/s]	$\delta[mm]$	$\delta[mm]$	$\delta[mm]$	$\delta[mm]$	$\delta[mm]$	$\delta[mm]$	$\delta[mm]$
0,1	0,57	0,97	0,08	0,14	0,12	0,20	
0,2	0,72	1,23	0,10	0,18	0,15	0,25	
0,3	0,82	1,40	0,12	0,20	0,17	0,28	
0,4	0,90	1,54	0,13	0,22	0,18	0,31	
0,5	0,97	1,66	0,14	0,24	0,20	0,34	

Anhang B Grundlagen der Hydrodynamik, dimensionslose Kennzahlen und der Einfluss von Stoffdaten

Tabelle B.4: Weberzahlen für Filmströmung von LiBr auf Horizontalrohren (Hummel)

		ρ/σ [kg/(m ² N)] 17000	ρ/σ [kg/(m ² N)] 22700			ρ/σ [kg/(m ² N)] 17000	ρ/σ [kg/(m ² N)] 22700
Vol.str. [l/s]	u_0 [m/s]	We [-]	We [-]	u_0 [m/s]	We [-]	We [-]	We [-]
0,1	0,06	0,01	0,01	0,04	0,00	0,01	0,01
0,2	0,10	0,02	0,03	0,06	0,01	0,02	0,02
0,3	0,13	0,04	0,07	0,08	0,02	0,04	0,04
0,4	0,16	0,06	0,11	0,09	0,03	0,06	0,06
0,5	0,19	0,08	0,16	0,11	0,05	0,09	0,09

Tabelle B.5: Weberzahlen für Filmströmung von LiBr im Vertikalrohr

		ρ/σ [kg/(m ² N)] 17000	ρ/σ [kg/(m ² N)] 22700			ρ/σ [kg/(m ² N)] 17000	ρ/σ [kg/(m ² N)] 22700
Vol.str. [l/s]	u_0 [m/s]	We [-]	We [-]	u_0 [m/s]	We [-]	We [-]	We [-]
0,1	1,5	22	50	0,9	13	17	17
0,2	2,4	70	160	1,4	41	55	55
0,3	3,1	138	315	1,8	81	108	108
0,4	3,8	223	509	2,2	130	174	174
0,5	4,4	323	738	2,6	189	252	252

B.2 Absorbersumpfbilanz

Die Bilanz des Absorbersumpfes dient der Abschätzung, ab wann eine Dichteänderung am Eintritt des Absorbersumpfes zu einer ähnlichen Dichte am Austritt des Absorbersumpfes führt.

Dafür werden die folgenden Annahmen getroffen:

- konstantes Volumen im Absorbersumpf
- konstante und gleich große Volumeströme \dot{V}_{AWi} und \dot{V}_{AWo} am Absorberein- und -austritt
- Exzessvolumen von Wasser/LiBr-Lösung kann vernachlässigt werden
- ständige und vollständige Durchmischung des Absorbersumpfes - die Lösung am Austritt aus dem Absorbersumpf tritt mit der Dichte des Sumpfes aus
- Der gesamte Absorbersumpf besitzt zum Anfangszeitpunkt $t = 0$ die Dichte $\rho_{AWo,0}$

Das betrachtete Kontrollvolumen und die auftretenden Strömen sind in Abbildung B.1 dargestellt.

Die Änderung der Dichte am Austritt aus dem Absorbersumpf kann damit folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\frac{d\rho_{AWo}}{dt} = \frac{\dot{V}}{V} (\rho_{AWi} - \rho_{AWo}) \quad (\text{B.1})$$

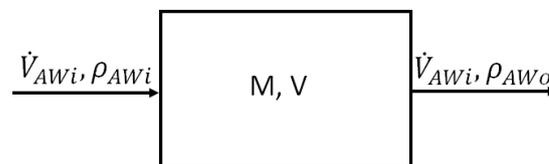


Abbildung B.1: Absorbersumpfbilanz

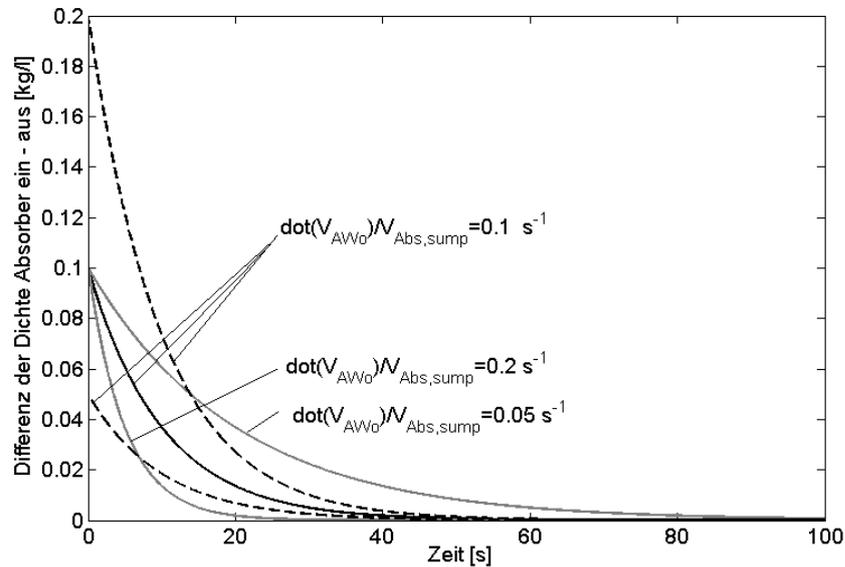


Abbildung B.2: Differenz zwischen der Dichte am Absorberein- und -austritt in Abhängigkeit von der Zeit seit Änderung der Dichte am Absorbereintritt

Diese Differentialgleichung ergibt aufgelöst nach der Zeit folgende Gleichung:

$$t = \frac{V}{\dot{V}} \ln \left(\frac{\rho_{AWi} - \rho_{AWo,0}}{\rho_{AWi} - \rho_{AWo}(t)} \right). \quad (\text{B.2})$$

Wird stattdessen nach der verbleibenden Dichtedifferenz $\rho_{AWi} - \rho_{AWo}(t)$ aufgelöst folgt:

$$\rho_{AWi} - \rho_{AWo}(t) = \frac{\rho_{AWi} - \rho_{AWo,0}}{e^{t \frac{\dot{V}}{V}}}. \quad (\text{B.3})$$

Die sich für verschiedene Annahmen ergebenden Verläufe für die Dichtedifferenz zwischen Ein- und Austritt aus dem Absorbereinsatz $\rho_{AWi} - \rho_{AWo}(t)$ sind in Abbildung B.2 dargestellt. Die schwarze durchgezogene Linie stellt dabei die Ausgangsvariante dar. Dafür wurden folgende Parameter vorgegeben:

- $\rho_{AWi} - \rho_{AWo,0} = 0,1 \text{ kg/l}$
- $\dot{V}/V = 0,1 \text{ s}^{-1}$.

Ausgehend von der Basisvariante wurden die beiden Parameter jeweils halbiert und verdoppelt und die sich ergebenden Verläufe ebenfalls in Abbildung B.2 dargestellt.

B.3 Literaturüberblick zur Benetzung horizontale Rohre

Tabelle B.6: Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren

Quelle	Untersuchungsziel/ untersuchte Stoffe/ Messmethode	Anmerkungen
Tomforde und Luke, 2012	<u>Ziel:</u> Korrelation für Benetzung	<u>Variationsparameter:</u> Anzahl Rohre untereinander in Register
Tomforde und Luke, 2013	<u>untersuchte Stoffe:</u> 54% LiBr-Lösung <u>Messmethode:</u> Auswertung von Fotos	Oberflächenrauigkeit/-beschichtung Anzahl Rohre untereinander Oberflächenrauigkeit/-beschichtung <u>Ergebnisse:</u> nie vollständige Benetzung Zunahme der Benetzung mit Rauheit (bei höchster Rauheit ggf. wieder Abnahme) linearer Zusammenhang mit Anzahl untereinander liegender Rohrreihen

Tabelle B.6: Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren

Quelle	Untersuchungsziel/ untersuchte Stoffe/ Messmethode	Anmerkungen
Kim, Park und Kang, 2003	<u>Ziel:</u> Korrelation für Benetzung <u>untersuchte Stoffe:</u> H ₂ O/LiBr <u>Messmethode:</u> abschnittsweises Auffangen (20 Teilungen), keine Benetzung eines Ab- schnittes, wenn Massenstrom kleiner als minimaler Massen- strom eines Anschnittes auf er- ster Rohrreihe erste Reihe ist per Definition zu 100% benetzt	<u>Variationsparameter:</u> Temperatur Berieselungsdichte Massenanteil LiBr Rohranzahl Reynoldzahl (30 - 120) relative Rohrrauhigkeit <u>Ergebnisse:</u> je eine Korrelation für mikrostrukturiertes Rohr und glattes Rohr in Abhängigkeit von Weberzahl, Reynoldszahl und Verhältnis aus Höhe des betrachteten Rohres zur Gesamthöhe (vgl. Gleichungen 2.53)

Tabelle B.6: Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren

Quelle	Untersuchungsziel/ untersuchte Stoffe/ Messmethode	Anmerkungen
Armbruster und Mitrovic, 1994	<u>Ziel:</u> Strömungskarten	<u>Einflussgrößen:</u> Abstand der Rohre zueinander
Armbruster 1997	kritischste Wellenlänge nach Taylor-Instabilität zur Vorher- sage Abtropf- bzw. Abflussab- stand <u>untersuchte Stoffe</u> destilliertes Wasser Isoproyl-Alkohol	Reynoldszahl in Abhängigkeit der Kapiza-Zahl Berieselungsdichte Temperatur Wärmestromdichte <u>Ergebnisse:</u> Mindestberieselungsdichte für vollständige Benetzung Einzelrohr: 0,02 kg/(ms) bzw. 0,01 kg/(ms) Korrelationen für Übergang zwischen Strömungsformen destilliertes Wasser: zunächst Berieselung von 3 Tagen notwendig, damit vollständige Benetzung gesichert, dann aber unempfindlicher gegen Austrocknen Isoproyl-Alkohol: kurze Zeit bis vollständige Benetzung, dann aber anfälliger für Störungen, vermutlich wegen geringerer Verdamp- fungsenthalpie

Tabelle B.6: Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren

Quelle	Untersuchungsziel/ untersuchte Stoffe/ Messmethode	Anmerkungen
Ganic und Roppo, 1980	<u>Ziele:</u> Austrocknung in Abhängigkeit von Berieselungsdichte und Wärmestromdichte	<u>Einflussgrößen:</u> Rohrabstand Thermokapillar-Effekt
Ganic und Getachew, 1986	<u>untersuchte Stoffe:</u> Wasser Ethyl-Alkohol	<u>Ergebnisse:</u> Wasser: manuelle Benetzung notwendig Ethyl-Alkohol: selbsständige Benetzung

Tabelle B.6: Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren

Quelle	Untersuchungsziel/ untersuchte Stoffe/ Messmethode	Anmerkungen
Ribatski und Thome, 2007	Korrelation für Wärmedurchgang/ Wärmeübergang	<p><u>Variationsparameter:</u> Sättigungstemperaturen von 5, 10 und 20 °C Rohrabstand von 22.25 mm Wärmestromdichten von 15 bis 70 kW/m^2 Film-Reynolds-Zahlen bis 3000 glatte Rohre mit 19 mm Außendurchmesser</p> <p><u>Ergebnisse:</u> Modell sollte folgende Größen beinhalten: Wärmeübergangskoeffizient, Oberflächenrauigkeit, reduzierter Druck, Wärmestrom und Filmfließgeschwindigkeit Effekte durch die Rohranordnung und die Rohrreihe sind vernachlässigbar Untersuchungen vorgeschlagen für die Art der Flüssigkeit, die Oberflächenrauigkeit und den Rohrdurchmesser Bedingung für "dryout" war ein starker Abfall des Wärmedurchgangskoeffizienten bei reduzierter Filmfließgeschwindigkeit bei fester Wärmestromdichte Wärmestrom und Filmfließgeschwindigkeit wurden als Haupteinflussgrößen identifiziert</p>

Tabelle B.6: Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren

Quelle	Untersuchungsziel/ untersuchte Stoffe/ Messmethode	Anmerkungen
Ribatski und Jacobic, 2005	umfassender Review	Korrelationen und experimentelle Daten
Lorenz und Yung, 1978	<u>Ziel:</u> Einzelrohr (Experimente),	<u>Variationsparameter:</u> Berieselungsdichte
Lorenz und Yung, 1979	Vorhersagen und Vergleich auch für Rohrbänke	Reynoldszahl
Lorenz und Yung, 1982	Wärmeübergangskorrelation, die Einlaufbereich und Verdampfung zwischen Rohren sowie ggf. Sieden berücksichtigt <u>untersuchte Stoffe</u> Ammoniak/H ₂ O	<u>Ergebnisse:</u> Verweis auf Ganic für Erklärungen/ weitere Einflussparameter Re<300 führt zu abnehmendem Wärmeübergangskoeffizient (Beginn von Trockenstellen auf unterster Rohrreihe) Reynoldszahl als Maß für Übergang zu Turbulenz, Weberzahl aber evtl. besser geeignet Benetzung auf weiter unten liegenden Rohrreihen deutlich schlechter
Ruan, Jacobi und Li, 2009	<u>Ziel</u> Einfluss von Gas-Gegenstrom auf Übergang zwischen Strömungsformen	dryout in Einführung, wird dann aber nicht wirklich weiter behandelt

Tabelle B.6: Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren

Quelle	Untersuchungsziel/ untersuchte Stoffe/ Messmethode	Anmerkungen
Ruan und Jacobi, 2011	Einfluss von Aluminium- Nanopartikeln auf Wärmeüber- gang in Fallfilmverdampfern	<u>Ergebnisse:</u> kein Einfluss von Nanopartikeln auf Wärmeübergang, aber Einfluss auf Übergang zwischen Strömungsregimen
Mitrovic, 2005	<u>Ziele:</u> Strömungsstrukturen (Über- sicht Korrelationen für Übergänge)	gute Zusammenstellung unterschiedliche Definitionen der Reynolds- zahl und für die Berieselungsdichte Appendix zu relevanten Kennzahlen

Tabelle B.6: Literaturüberblick Benetzung von horizontalen Rohren

Quelle	Untersuchungsziel/ untersuchte Stoffe/ Messmethode	Anmerkungen
Killion und Gari- mella, 2003	<u>Ziele:</u> phänomenologische Betrachtung an Hand von Fotos <u>untersuchte Stoffe:</u> destilliertes Wasser	<u>Variationsparameter:</u> Berieselungsdichte <u>Ergebnisse:</u> Fließgeschwindigkeiten konnten soweit erhöht werden, dass sich Säulen geformt haben, aber in den überwiegenden Fällen ist die Strömung in Tropfen erfolgt „Thus, one way of viewing the overall fluid flow would be to consider much of the total liquid flow rate to flow as droplets that are in effect sliced and slowed by the tubes but never fully formed into a film.“ Rohre wurden auf den unteren Reihen (6 untereinander liegenden Rohrreihen) erst benetzt, nachdem Rohre gesandstrahlt wurden

B.4 Modell für den Füllstand im Rohr

Die Beobachtung einer funktionierenden Drucktrennung zwischen den Behältern und die Tatsache, dass sich gemäß kommunizierender Röhren im Ruhezustand ein Füllstand im U-Rohr einstellt, deutet auf einen vorhandenen Füllstand hin. Dieser kann aber nach der Bernoulli-Gleichung zumindest in vielen Fällen nicht so hoch sein, dass der Füllstand in der Sumpfwanne des Desorbers steht. Wenn die Füllstände nicht mehr im Sumpf liegen, sondern soweit absinken, dass die Füllstandspiegel im Rohr liegen, kann nicht davon ausgegangen werden, dass die Geschwindigkeit an der Oberfläche auf Grund der großen Querschnittsfläche gegen null geht.

Für den genannten Fall wird von folgender Modellvorstellung ausgegangen:

1. Das Fluid läuft als freier Film an der Rohrwand entlang aus dem Sumpf ab.
2. Dort, wo sich der Füllstand bildet, wird ein Teil der aufgebauten kinetischen Energie dissipiert. Durch das Auftreffen auf die bereits gebildete Flüssigkeitssäule erfolgt eine teilweise Abbremsung der Filmströmung. Es entsteht ein Drall in der Strömung.
3. Nach Ausbildung des Flüssigkeitsmeniskus füllt das Fluid anschließend den gesamten Strömungsquerschnitt des Rohres aus und fließt mit einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit, die sich aus dem Volumenstrom und dem Rohrquerschnitt berechnen lässt.
4. Die Bernoulli-Gleichung kann ab der Meniskusoberfläche angesetzt werden, mit der Annahme, dass dort der Kondensator bzw. der Verdampferdruck anliegt und wegen dem darüber frei strömenden Film keine Wassersäule wirksam ist. Im Gegensatz zu der Beschleunigung des Fluides ausgehend von einer ruhenden Flüssigkeitsoberfläche bei großem Strömungsquerschnitt ist für diesen Fall daher keine Beschleunigung der Strömung zu berücksichtigen.

Zusammengefasst bedeutet dies eine etwas flachere Kennlinie, die ab dem Flüssigkeitsmeniskus beginnt, da wegen der Kontinuität keine Beschleunigung der Flüssigkeit bei gleichbleibendem Strömungsquerschnitt möglich ist. Dies wird im hydraulischen Modell in Form einer Fallunterscheidung in den Gleichungen berücksichtigt.

Anhang C

Theoretische Grundlagen der Kavitation

Die Beschreibung des dynamischen Blasenverhaltens erfolgt in der Literatur im einfachsten Fall an Hand der Rayleigh-Gleichung bzw. der Rayleigh-Plesset-Gleichung, die um Krümmungs- und Viskositätseffekte erweitert ist.

C.1 Herleitung der Rayleigh-Gleichung

Für die Rayleigh-Gleichung werden folgende vereinfachende Annahmen getroffen:

- vollständige Symmetrie der Blase (Kugelform)
- Einzelblase
- homogene Flüssigkeit um die Blase
- kein Schlupf zwischen Blase und strömender Flüssigkeit
- keine Konvektion im Inneren der Gasblase

In Abbildung C.1 ist das betrachtete Problem dargestellt: Das System wird ein-dimensional in Abhängigkeit des Ortes in radialer Richtung r ausgehend vom Mittelpunkt des Gasvolumens betrachtet, wobei sich die Phasengrenze an der Stelle R befindet. Im Bereich $r < R$ befindet sich also die mit Gas oder Dampf gefüllte

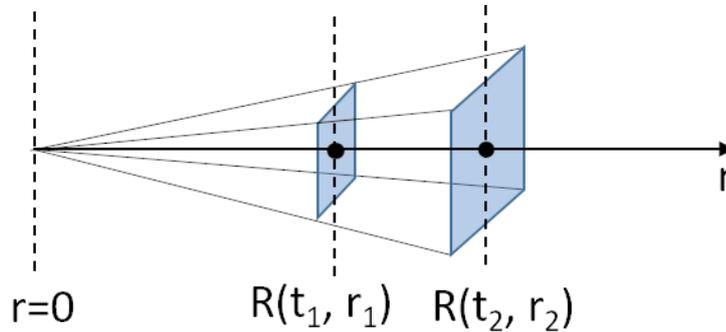


Abbildung C.1: Erklärung Koordinatensystem für die Rayleigh-Gleichung

Blase und im Bereich $r > R$ Flüssigkeit. Im Folgenden wird der Vorgang des Blasenwachstums betrachtet. Der resultierende Massenstrom \dot{m}_{ges} wird dann durch die Verdrängung der Flüssigkeit auf Grund der Zunahme des Blasenvolumens bestimmt.

Massenerhaltung

Zur Beschreibung des Problems werden Kugelkoordinaten mit dem Blasenmittelpunkt als Ursprung des Koordinatensystems gewählt. Die Phasengrenzfläche wird durch den Radius $R(t)$ der Blase zum jeweiligen Zeitpunkt bestimmt. Außerhalb der Blase (d.h. bei $r > R(t)$) muss der Massenstrom durch die jeweilige Kugelschale wegen der Kontinuitätsgleichung konstant sein ($\dot{m}(r, t) = \dot{m}(t)$).

Außerhalb der Blase ($r > R$) muss für den Massenstrom durch jede Kugelschale $\dot{m}(r, t) = \dot{m}(t)$ gelten. An der Blasenoberfläche ist

$$-\dot{m}_{ges} = \frac{dm}{dt} = \frac{dm_l}{dt} + \frac{dm_g}{dt} \quad (C.1)$$

$$= \rho_l \frac{dV_l}{dt} + \rho_g \frac{dV_g}{dt}. \quad (C.2)$$

Der auftretende Massenstrom wird durch das Blasenwachstum bestimmt: Das Volumen, um das die Blase zunimmt, verdrängt das gleiche Volumen an Flüssigkeit

aus einem Volumen mit $r > R$, d.h.

$$dV_l = -dV_g \quad (\text{C.3})$$

und mit der Annahme einer Kugelform der Blase

$$dV_g = A(R(t))dR = 4\Pi R^2 dR. \quad (\text{C.4})$$

Damit ergibt sich mit V_g als Bilanzvolumen

$$\dot{m}_{ges} = 4\Pi R^2 (\rho_l - \rho_g) \frac{dR}{dt}. \quad (\text{C.5})$$

Also ist

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\dot{m}_{ges}}{4\Pi R^2 (\rho_l - \rho_g)} = f(R(t)) \quad (\text{C.6})$$

$$\neq f(r). \quad (\text{C.7})$$

Wenn die Dichte der Gasphase gegenüber der Dichte der flüssigen Phase als klein angenommen werden kann, ergibt sich

$$\dot{m}_{ges} = \Pi R^2 \rho_l \frac{dR}{dt}. \quad (\text{C.8})$$

Unter Annahme von Schlupffreiheit ist die Geschwindigkeit der Flüssigkeit u an der Phasengrenzfläche

$$u(R, t) = \frac{dR}{dt}. \quad (\text{C.9})$$

Überall in der Flüssigkeit $r > R$ gilt

$$\dot{m}_{ges} = \rho_l \dot{V} \quad (\text{C.10})$$

$$= \rho_l A(r)u(r) \quad (\text{C.11})$$

$$= \rho_l 4\Pi r^2 u(r), \quad (\text{C.12})$$

also ist

$$u(r) = \frac{\dot{m}_{ges}}{\rho_l 4\pi r^2} \quad (C.13)$$

$$= \frac{dR}{dt} \frac{AR(t)^2 \Pi \rho_l}{\rho_l 4\pi r^2} \quad (C.14)$$

$$= \frac{R^2}{r^2} \frac{dR}{dt} \quad (C.15)$$

Impulsbilanz

Ziel ist es die Bewegungsgleichung für die Blase herzuleiten, d.h. die räumliche und zeitliche Ausdehnung der Blase zu bestimmen. Dafür werden die jeweils örtlich und zeitlich wirksamen Kräfte (also die Änderung des Impulses) benötigt. In der Strömungsmechanik wird die Impulsbilanz durch die Navier-Stokes-Gleichung abgebildet. Die eindimensionale Form für die radiale Komponente einer Kugelschale in der Flüssigkeit lautet in Kugelkoordinaten:

$$\rho_l \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \mu_l \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{2u}{r^2} \right]. \quad (C.16)$$

Wird die dynamische Viskosität μ über die Flüssigkeitsdichte in die kinematische Viskosität $\nu = \mu/\rho_l$ umgerechnet, kann auch geschrieben werden:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) = -\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu_l \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{2u}{r^2} \right]. \quad (C.17)$$

Für u wird der Ausdruck aus Gleichung C.15 eingesetzt und die verschiedenen Ableitungen werden wie folgt gebildet:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{2R}{r^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{R^2}{r^2} \frac{d^2 R}{dt^2}, \quad (C.18)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} = -2 \frac{R^2}{r^3} \frac{dR}{dt} \quad (C.19)$$

und

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) = -\frac{\partial}{\partial r} \left(2 \frac{R^2}{r} \frac{dR}{dt} \right) = \frac{2R^2}{r^2} \frac{dR}{dt}. \quad (C.20)$$

Werden diese Ergebnisse in Gleichung C.17 eingesetzt, so ergibt sich die Differenz im Viskositätsterm zu null und es folgt:

$$-\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{2R}{r^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{R^2}{r^2} \frac{d^2 R}{dt^2} - \frac{2R^4}{r^5} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2. \quad (\text{C.21})$$

Um das gesamte Flüssigkeitsvolumen zu berücksichtigen, muss die Gleichung noch von der Phasengrenze bis $r \rightarrow \infty$ integriert werden. Dazu erfolgt zunächst eine Trennung der Variablen:

$$-\frac{1}{\rho_l} \int_{P(R)}^{P_\infty} dP = \int_R^\infty \left[\frac{1}{r^2} \left(2R \frac{dR}{dt} + R^2 \frac{d^2 R}{dt^2} \right) - \frac{2R^4}{r^5} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right] dr. \quad (\text{C.22})$$

Das Ergebnis der Integration ergibt sich dann zu

$$\begin{aligned} \frac{P(R) - P(\infty)}{\rho_l} &= \left[-\frac{1}{r} \left(2R \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + R^2 \frac{d^2 R}{dt^2} \right) + \frac{R^4}{2r^4} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right]_R^\infty \\ &= R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2. \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

Kräftegleichgewicht an der Phasengrenzfläche

Nach den Axiomen der Mechanik herrscht an der Phasengrenzfläche Kräftegleichgewicht, so dass an der Phasengrenzfläche die resultierende Kraft oder Spannung Null sein muss. Dies entspricht einer Gleichheit der effektiven Drücke in beiden Phasen. Wird im einfachsten Fall von einer vernachlässigbaren Krümmung (makroskopische Blasen, $R \gg 0$) gegenüber den anderen Termen ausgegangen, so kann der Effekt durch die Oberflächenspannung vernachlässigt werden. Wird auch der Einfluss durch Viskosität außer Acht gelassen, folgt daraus für die Grenzfläche an der Stelle $r = R$:

$$p(R) = p_B. \quad (\text{C.24})$$

Wird dies eingesetzt, so ergibt sich die sogenannte Rayleigh-Gleichung (erstmal veröffentlicht durch Rayleigh, 1917):

$$\frac{p_B(t) - p_\infty}{\rho_l} = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2. \quad (\text{C.25})$$

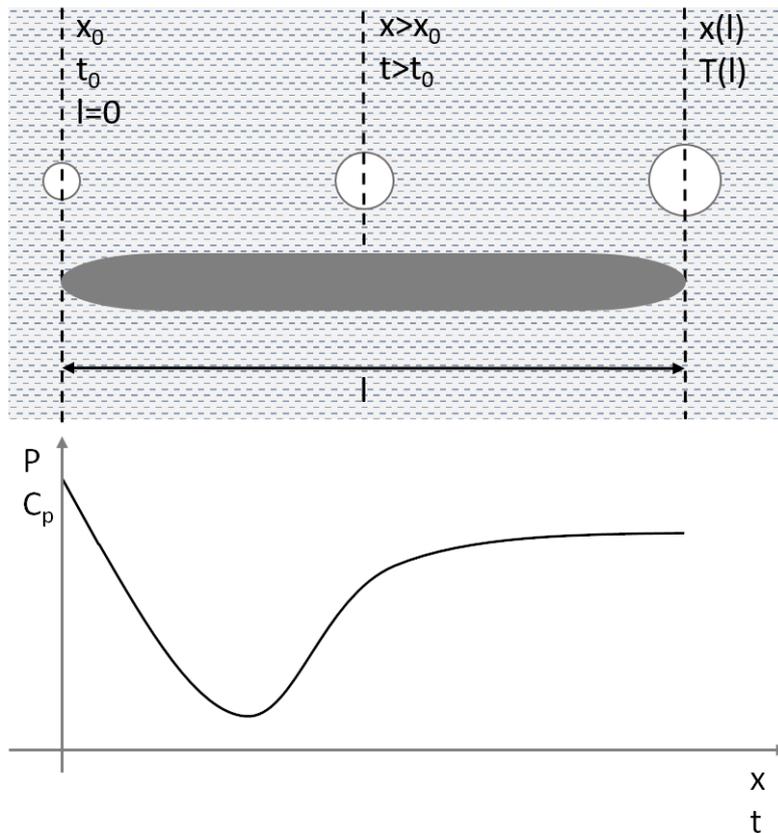


Abbildung C.2: Modellvorstellung und Bezugsgrößen für die dimensionslose Rayleigh-Gleichung

Dimensionslose Rayleigh-Gleichung

Für die folgende Betrachtung wird von einer Blase ausgegangen, die sich mit der sie umgebenden Flüssigkeit entlang eines Profils bewegt. Die Blase und die umgebende Flüssigkeit bewegen sich mit der gleichen Geschwindigkeit und befinden sich daher relativ zu einander in Ruhe. Die Flüssigkeit mit der Blase ist dabei einem charakteristischen Druckverlauf ausgesetzt, der vom Ort abhängt, an dem sie sich befindet. Je nach Strömungsgeschwindigkeit kann ein Zeitpunkt einem Ort eindeutig zugeordnet werden. Die zugrunde liegende Modellvorstellung wird in Abbildung C.2 veranschaulicht.

In Franc, 2007, wird gezeigt, wie die Rayleigh-Gleichung entdimensioniert werden kann, indem die Gleichung aus dem Zeit- in den Ortsbereich übertragen wird und

der Blasenradius auf ein für das Blasenwachstum relevantes Längenmaß l bezogen wird. Mit der Ersetzung

$$t = \frac{x}{v} \quad (\text{C.26})$$

der Definition für den dimensionslosen Druckverlauf

$$C_p(x) = \frac{p_\infty(x) - p_{ref}}{1/2\rho_l v^2} \quad (\text{C.27})$$

und der Kavitationszahl

$$\sigma = \frac{p_{ref} - p_B}{1/2\rho_l v^2} \quad (\text{C.28})$$

kann die Rayleigh-Gleichung folgendermaßen umgeformt werden, so dass sich eine dimensionslose Formulierung ergibt:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{p_B - p_\infty}{\rho_l} \quad (\text{C.29})$$

$$R \frac{d^2 R}{dx^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dx} \right)^2 = \frac{p_B - p_\infty}{\rho_l v^2} \quad (\text{C.30})$$

$$\bar{R} \frac{d^2 \bar{R}}{d\bar{x}^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{d\bar{R}}{d\bar{x}} \right)^2 = -\frac{1}{2} (C_p + \sigma). \quad (\text{C.31})$$

In Abschnitt 4.2.1 sind hierzu einige weitere Erklärungen zu finden.

Gelten die getroffenen Annahmen, dann ist die Entwicklung des Blasenradius nur noch vom Druckverlauf über dem Strömungsweg und von der Kavitationszahl abhängig. In Abschnitt 4.1.4 wird gezeigt, dass die Kavitationszahl in dem hier betrachten Fall nur durch den Füllstand im Behältersumpf beeinflusst wird. Der Druckkoeffizient C_p ist dimensionslos, d.h. stoffunabhängig. Damit folgt für diesen Fall, dass die Blasen in Wasser und LiBr/Wasser-Lösung bei gleichem Sumpffüllstand den gleichen Wachstumsverlauf aufweisen.

Außerdem existiert für eine Strömungsstrecke ein charakteristischer minimaler Druckkoeffizient (definitionsgemäß als negativer Wert mit $p_\infty(x) = p_{min}$ und $p_{ref} = p_\infty(x = 0)$):

$$C_{p,min} = \frac{p_{min} - p_\infty(x = 0)}{\frac{1}{2}\rho_l c^2}. \quad (\text{C.32})$$

Um einen kaviationsfreien Betrieb der Pumpe zu gewährleisten, muss p_{min} (unter Vernachlässigung weiterer Effekte) oberhalb des Dampfdrucks liegen. Als Grenze würde sich also in Abhängigkeit von der Referenzgeschwindigkeit ein minimal zulässiger Wert ergeben. Der Wert des minimalen Druckkoeffizienten kann entweder theoretisch oder experimentell bestimmt werden. Damit kann dann der Eintrittsdruck errechnet werden, ab dem Kavitation das erste Mal auftritt, wenn diese bei Erreichen des Dampfdruckes an der Stelle mit dem niedrigsten Druck beginnt.

Vereinfachte analytische Lösung für die radiale Wachstumsgeschwindigkeit der Blase

Wird vereinfacht von einem Drucksprung (sprunghafte Änderung von C_p auf einen konstanten Wert) zum Zeitpunkt 0 ausgegangen, so kann die Rayleigh-Gleichung analytisch gelöst werden (z.B. in Franc, 2007).

Dafür wird folgende Nebenrechnung benötigt:

$$\frac{d\bar{R}}{dx} = \bar{R}' \quad (C.33)$$

$$\frac{d(\bar{R}^3 \bar{R}'^2)}{d\bar{R}} = \bar{R}'^2 \frac{d\bar{R}^3}{d\bar{R}} + \bar{R}^3 \frac{d(\bar{R}')^2}{d\bar{R}} \quad (C.34)$$

$$\frac{d(\bar{R}')^2}{d\bar{R}} = 2\bar{R}' \frac{d(\bar{R}')}{dx} \frac{dx}{d\bar{R}} = 2\bar{R}'' \quad (C.35)$$

$$\frac{d\bar{R}^3 \bar{R}'^2}{d\bar{R}} = 2\bar{R}'' \bar{R}^3 + 3\bar{R}'^2 \bar{R}^2 \quad (C.36)$$

$$\frac{d\bar{R}^3 \bar{R}'^2}{d\bar{R}} = 2\bar{R}^2 \left(\bar{R}'' \bar{R} + \frac{3}{2} \bar{R}'^2 \right). \quad (C.37)$$

Dies entspricht bis auf den Faktor $2\bar{R}^2$ der linken Seite der dimensionslosen Rayleigh-Gleichung. Werden beide Seiten mit diesem Faktor multipliziert, dann ergibt sich:

$$\frac{d\bar{R}^3 \bar{R}'^2}{d\bar{R}} = -(C_p + \sigma) \bar{R}^2. \quad (C.38)$$

Diese Gleichung kann integriert werden, wobei zum Zeitpunkt $t = 0$

- der Radius $\bar{R}(t = 0) = \bar{R}_0$
- die Wachstumsgeschwindigkeit des Radius $\bar{R}'(t_0) = 0$

gesetzt werden. Damit wird

$$\int \frac{d\bar{R}^3(\bar{R}')^2}{d\bar{R}} d\bar{R} = \int \left(-(C_p + \sigma) \bar{R}^2 \right) d\bar{R} \quad (\text{C.39})$$

$$\left[\bar{R}^3(\bar{R}')^2 \right]_{\bar{R}_0}^{\bar{R}} = -\frac{1}{3} (C_p + \sigma) \left[\bar{R}^3 \right]_{\bar{R}_0}^{\bar{R}} \quad (\text{C.40})$$

$$\bar{R}^3(\bar{R}')^2 = -\frac{1}{3} (C_p + \sigma) \left[\bar{R}^3 - \bar{R}_0^3 \right] \quad (\text{C.41})$$

$$(\bar{R}')^2 = -\frac{1}{3} (C_p + \sigma) \left[1 - \left(\frac{\bar{R}_0}{\bar{R}} \right)^3 \right]. \quad (\text{C.42})$$

C.2 Herleitung der Rayleigh-Plesset-Gleichung

Bei der bisherigen Herleitung der Rayleigh-Gleichung wurde zwar von einer Kugel-Geometrie ausgegangen, aber es wurde vernachlässigt, dass bei gekrümmten Geometrien Oberflächenspannungen auftreten. Außerdem wurde beim Aufstellen des Kräftegleichgewichts an der Phasengrenzfläche bisher vernachlässigt, dass dort Scherkräfte auf Grund von Viskosität auftreten. Diese beiden Effekte werden kurz beleuchtet und in der Erweiterung der Rayleigh-Gleichung auf die Rayleigh-Plesset-Gleichung berücksichtigt.

Oberflächenspannung - Young-Laplace-Gleichung

Die Oberflächenspannung wird durch die intermolekularen Kräfte hervorgerufen, die sich an der Phasengrenzfläche im Mittel nicht aufheben. Die resultierende Kraft wirkt tangential an der Oberfläche. Dadurch wird die Grenzfläche versuchen, die kleinst mögliche Fläche einzunehmen. Bei Druckeinwirkung auf die Oberfläche resultiert eine gekrümmte Fläche. Der Zusammenhang zwischen Druckdifferenz

im Inneren einer Blase und deren Radius und dem Druck in der umgebenden Flüssigkeit wird durch die Young-Laplace-Gleichung beschrieben:

$$p_B = p_l + \frac{2S_{l,B}}{R_B} \quad (\text{C.43})$$

Nach der Young-Laplace-Gleichung muss der Druck in der Blase p_B also gegenüber dem Druck in der Flüssigkeit p_l einen Überdruck aufweisen, der mit der Oberflächenspannung zwischen dem gasförmigen Inhalt der Blase und der umgebenden Flüssigkeit steigt, und mit steigendem Radius und damit fallender Krümmung sinkt. Aus diesem Zusammenhang folgt auch, dass bei einem Radius der gegen null geht, der Blaseninnendruck gegen Unendlich gehen müsste. Aus der Young-Laplace-Gleichung ergibt sich für Dampfblasen, dass diese nur in überhitzter Flüssigkeit existieren können, da zu dem höheren Innendruck gemäß des thermischen Gleichgewichts zwischen Dampf- und der zugehörigen Flüssigkeit auch eine höhere Temperatur gehört.

Scherspannung durch Viskosität

Die Kraft pro Fläche auf Grund von Viskosität kann nach z.B. nach Polifke und Kopitz, 2009, S.375, und Brennen, 1995, S. 49, ausgedrückt werden durch

$$\tau = \frac{F}{A} = 4\nu\rho \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}. \quad (\text{C.44})$$

Dieser Term erhöht - wie die Oberflächenspannung auch - den notwendigen Blaseninnendruck.

Blaseninnendruck mit Oberflächenspannung und Viskosität

Unter Berücksichtigung der Oberflächenspannung und der Viskosität ergibt sich für den Blaseninnendruck

$$p_B = p_\infty + \frac{2S_{l,B}}{R} + 4\nu_l\rho_l \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}. \quad (\text{C.45})$$

Rayleigh-Plesset-Gleichung

Wird der um Viskosität und Oberflächenspannung erweiterte Ausdruck für den Blaseninnendruck in die Rayleigh-Gleichung eingesetzt und die Gleichung so umgeformt, dass auf der linken Seite der Druckunterschied zwischen Blaseninnendruck und der umgebenden Flüssigkeit bezogen auf die Flüssigkeitsdichte steht, so ergibt sich:

$$\frac{p_B - p_\infty}{\rho_l} = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_l}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2S}{\rho_l R}. \quad (\text{C.46})$$

Die Erweiterung der Rayleigh-Gleichung auf diese Weise geht auf Plesset, 1949, zurück. Daher wird diese Gleichung als Rayleigh-Plesset-Gleichung bezeichnet.

Dimensionslose Rayleigh-Plesset-Gleichung

Nach Franc, 2007, wird wie schon in Abschnitt C.1 die Gleichung aus dem Zeit- in den Ortsbereich übertragen. Der Blasenradius wird auf ein für das Blasenwachstum relevantes Längenmaß l bezogen. Mit den dimensionslosen Kennzahlen Reynoldszahl (Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften)

$$Re = \frac{\rho v l}{\eta} \quad (\text{C.47})$$

sowie Weberzahl (Trägheitskraft im Verhältnis zur Oberflächenkraft)

$$We = \frac{\rho v^2 l}{S} \quad (\text{C.48})$$

kann die Rayleigh-Plesset-Gleichung folgendermaßen dimensionslos umgeformt werden:

$$\bar{R} \frac{d^2 \bar{R}}{d\bar{x}^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{d\bar{R}}{d\bar{x}} \right)^2 = -\frac{1}{2} (C_p + \sigma) - \frac{2}{We} \frac{1}{\bar{R}} - \frac{4}{Re} \frac{1}{\bar{R}} \frac{d\bar{R}}{d\bar{x}}. \quad (\text{C.49})$$

Aus der dimensionslosen Form kann abgelesen werden, dass die Oberflächenspannung und die Viskosität mit zunehmendem Radius an Einfluss verlieren. Können

diese beiden Terme vernachlässigt werden, dann ist die Entwicklung des Blasenradius nur noch vom Druckverlauf über dem Strömungsweg und von der Kavitationszahl abhängig, wie im Abschnitt C.1 für die Rayleigh-Gleichung gezeigt. Inwieweit die Einflüsse von Viskosität und Oberflächenspannung dieses Ergebnis unter typischen Bedingungen beeinflussen, wird in Abschnitt C.8 untersucht.

C.3 Mechanisches Blasengleichgewicht und Keime

In Flüssigkeiten können normalerweise keine Drücke erreicht werden, die unterhalb des Dampfdrucks bei gegebener Temperatur liegen, da soviel Wasser verdampfen würde, dass durch die Volumenzunahme bei Wechsel in den dampfförmigen Aggregatzustand der Druck auf Dampfdruckniveau stabil gehalten werden würde. Ist in dem betrachteten Kontrollvolumen keine Wärmequelle vorhanden, so wird im Inneren der Blase im thermischen Gleichgewicht die gleiche Temperatur vorliegen, wie in der Flüssigkeit. Dem entsprechend müsste die Flüssigkeit eine unendlich hohe Temperatur besitzen, damit eine unendlich kleine Dampfblase entstehen könnte. In der Realität bewegen sich die Moleküle in einer Flüssigkeit, so dass sich die Abstände zwischen den Molekülen ändern und sich endlich kleine Lücken ergeben. Diese Abstände sind sehr klein, so dass in reiner Flüssigkeit ohne bestehende Oberflächen tatsächlich negative Drücke bzw. große Überhitzung (vgl. auch Abschnitt 1.4) nötig sind, um Verdampfung bzw. ein Aufreißen der Flüssigkeit zu erreichen. In technischen Anwendungen sind aber üblicherweise bereits makroskopische Keimstellen vorhanden, die durch die Absenkung von Druck oder die Erhöhung der Temperatur aktiviert werden können.

Der Druck in der Flüssigkeit, um ein Aufreißen der Flüssigkeit zu erreichen bzw. einen existierenden Keim zum Wachsen zu bringen, kann mit Hilfe der so genannten Young-Laplace-Gleichung oder einer Betrachtung der Rayleigh-Plesset-Gleichung unter Annahme von mechanischem Gleichgewicht, d.h. einer ruhenden Blase, betrachtet werden. Beide Betrachtungsweisen werden vorgestellt und diskutiert, bevor auf die Mechanismen für das Vorhandensein von Keimen eingegangen wird.

Mindestblasenradius gemäß Young-Laplace-Gleichung

Der Druck in einer Blase kann mit der Young-Laplace-Gleichung (Gleichung C.43) ausgedrückt werden (vgl. z.B. Polifke und Kopitz, 2009). Der Gleichgewichtsdruck bzw. der notwendige Unterdruck entspricht gemäß dem Phasengleichgewicht einer Gleichgewichtstemperatur bzw. einer Überhitzung. Für die kritische Temperatur T_c gilt also im mechanischen und thermischen Gleichgewicht in Abhängigkeit der Oberflächenspannung S und dem Blasenradius R :

$$T_{sat}(p_\infty + \frac{2S}{R}) = T_c. \quad (\text{C.50})$$

Der kritische Druck p_c in der Flüssigkeit ist derjenige, bei dem eine Blase mit Radius R bei der Temperatur T_∞ der umgebenden Flüssigkeit (und damit auch der Blase) zu wachsen beginnt.

$$p_c = p_{sat}(T_\infty) - \frac{2S}{R} \quad (\text{C.51})$$

Daraus ergibt sich im Umkehrschluss ein Mindestradius R_c , ab dem eine Dampfblase existieren kann:

$$R_c = \frac{2S}{(p_{sat}(T_\infty) - p_\infty)}. \quad (\text{C.52})$$

Wäre die Blase kleiner als R_c , so würde sich nach den Gleichungen C.50 bzw. C.51 eine Blaseninnentemperatur ergeben, die höher liegt als Temperatur des umgebenden Fluids bzw. der Dampfdruck in der Blase würde überschritten. In Folge würde der Dampf kondensieren und die Blase würde verschwinden.

Diese Zusammenhänge sind in Abbildung C.3 in Anlehnung an die Darstellung in Polifke und Kopitz, 2009, aufgezeigt. Der kritischen Blasenradius (R_C), bei dem sich die Blase gerade im Gleichgewicht mit der umgebenden Flüssigkeit befindet, ergibt sich also, wenn der Druck ($p_{sat}(T_\infty)$) in der Blase so groß ist, dass die Sättigungstemperatur in der Blase ($T(R)$) gleich der Temperatur der umgebenden Flüssigkeit (T_∞ , gestrichelte Linie) ist. In der Abbildung C.3 entspricht die entsprechende Gleichgewichtstemperatur der gestrichelten Linie in der unteren Grafik.

Auch Blasen mit einem größeren als dem kritischen Radius sind in einer Flüssigkeit

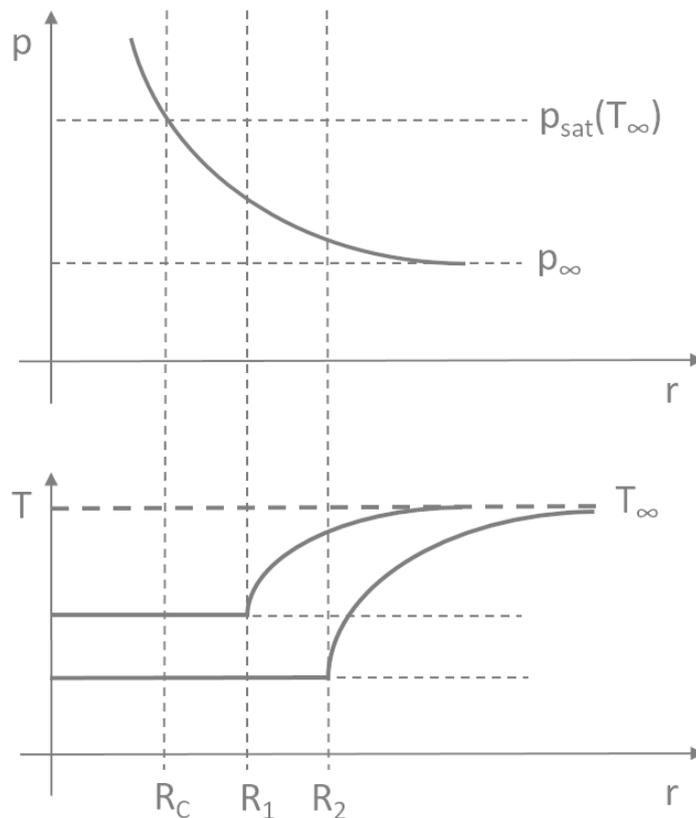


Abbildung C.3: Zusammenhang zwischen Dampfdruck, -temperatur und Blasenradius

mit der Temperatur T_∞ möglich, wenn der Druck in der Flüssigkeit weiter absinkt. Die Temperatur in der Blase liegt dann unterhalb der Temperatur der umgebenden Flüssigkeit weit außerhalb der Blase. Flüssigkeit verdampft, sorgt für eine Zunahme der Dampfmasse in der Blase und beschleunigt damit das Blasenwachstum.

Für die Verdampfung der Flüssigkeit wird Energie benötigt. Auf Grund des möglichen Temperaturgefälles zwischen Flüssigkeit und Blaseninnentemperatur entsteht ein Wärmestrom Richtung Phasengrenzfläche. In Abschnitt C.5 wird diskutiert wie die Wärmezufuhr für die Verdampfung das Blasenwachstum beeinflusst - in den fluiddynamischen Betrachtungen wird dies zunächst nicht weiter betrachtet.

Blasengleichgewicht gemäß Rayleigh-Plesset-Gleichung

Eine weitere Möglichkeit den Mindestblasenradius zu bestimmen, besteht darin die Rayleigh-Plesset-Gleichung auf das mechanische Blasengleichgewicht anzuwenden. Bedingung für mechanisches Gleichgewicht ist, dass sich die Blase in Ruhe befindet. Dies ist der Fall, wenn sich der Radius der Blase mit der Zeit nicht ändert. Die folgenden Überlegungen sind aus Franc, 2007, entnommen. Zunächst wird von der Annahme Abstand genommen, dass sich in der Blase nur Dampf befinden kann, sondern es wird von Idealgasverhalten für den Blaseninhalt ausgegangen. Außerdem werden verallgemeinert polytrope Zustandsänderungen aus

$$pV^k = konst \quad (\text{C.53})$$

und

$$V \sim R^3 \quad (\text{C.54})$$

gemäß

$$p_B = p_{B,0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} \quad (\text{C.55})$$

angesetzt. Dabei ist $p_{B,0}$ der Blaseninnendruck zum Startzeitpunkt $t = 0$. Die sich ergebenden Relationen werden für den Druck in der Blase in die Rayleigh-Plesset-Gleichung (Gleichung C.46) eingesetzt.

$$\rho_l \left[R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right] = [p_B - p_\infty(t)] + p_{B,0} \frac{R_0^{3k}}{R} - \frac{2S}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} \quad (\text{C.56})$$

Um aus dieser Gleichung den Gleichgewichtszustand einer Blase abzuleiten, werden die Zeitableitungen null gesetzt und es werden folgende zusätzliche Annahmen getroffen:

- isothermes Blasenverhalten ($k = 1$)
- konstanter externer Druck p_∞ .

Damit ergibt sich aus Gleichung C.56 als Zusammenhang zwischen Druck in der umgebenden Flüssigkeit und dem Blaseninnendruck

$$p_\infty = p_B + p_{B,0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 - \frac{2S}{R}, \quad (\text{C.57})$$

woraus für den kritischen Radius

$$R_c = \sqrt{\frac{3p_{B,0}R_0^3}{2S}} \quad (\text{C.58})$$

und den kritischen Druck

$$p_c = p_B - \frac{4S}{3R_c} \quad (\text{C.59})$$

folgt.

Dieses Ergebnis zeigt gegenüber der Ableitung aus der Young-Laplace-Gleichung C.51 unter der Voraussetzung $p_B = p_{sat}$ einen geringeren Wert für den kritischen Druck auf, wenn in einem existierenden Blasenkeim nichtkondensierbares Gas vorhanden ist - wovon in technische Anwendungen auszugehen ist, wie im Folgenden diskutiert wird.

Durch die Trägheitsterme ist es möglich, dass in der Blase höhere oder niedrigere Drücke als bei einer ruhenden Blase im mechanischen Gleichgewicht vorliegen.

Blasenkeime

Blasenkeime sind kleine Gas- oder Dampfvolumina, die in der Flüssigkeit überdauern. Beispiele für solche Keime sind

- Blasen, die z.B. durch Turbulenzen in die Flüssigkeit gezogen wurden,
- Gasbläschen, die an rauen Oberflächen anhaften,
- Mikrobbläschen aus nicht gelösten Gasen.

Auf Turbulenzen bei freien Oberflächen wird in Abschnitt 4.5 eingegangen. Die Existenz von Gasbläschen an festen Oberflächen, entweder von Rohr- oder Behälteroberflächen oder an in der Flüssigkeit suspendierten Teilen, ist relativ einfach zu verstehen: Auf Grund der Geometrie von Vertiefungen können dort größere Radien auftreten, so dass Gasbläschen mit geringem Überdruck existieren können.

Bader u. a., 2010, verweisen auf Literatur, die zeigt, dass der Druck weitaus weniger abgesenkt werden muss, um Kavitation zu erreichen, als es laut der

theoretischen Vorhersagen der Fall wäre. Die dort präsentierten Messungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem implementierten Modell für Mikroblasen in Spalten, während das Modell für bestehende Blasen zu kleineren benötigten Druckabsenkungen als gemessen führt und die berechneten Werte für homogene Blasenbildung um eine Größenordnung zu hoch liegen.

Borkent u. a., 2009, fanden, dass ein Modell zur Kavitation aus Vertiefungen zu Messdaten von in präzise hergestellten Vertiefungen gefangenen Gasblasen und deren Aktivierung passt. Auch wurde dort festgestellt, dass Einzelblasen, die einmal aktiviert wurden, nur weitere Male aktiviert werden konnten, wenn der Kollaps durch andere Blasen beeinflusst wurde. Dies wurde in Zusammenhang mit dem bei Kollaps entstehenden Jet gebracht. Dies erklärt, warum z.B. Blasen in Schaumwein oder auch beim Sieden hunderte Male an der gleichen Stelle entstehen, da hier der Strahl infolge des Kollapses fehlt.

Weniger gut geklärt ist, wieso Mikrogasbläschen existieren können. Eigentlich müsste sich das Gas zumindest bei hohen Drücken vollständig in der Flüssigkeit lösen. Dies scheint insbesondere bei Wasser nicht der Fall zu sein. Es gibt verschiedene Theorien dazu, wie dies möglich ist. Es gibt Hinweise auf oberflächenaktive Substanzen, die dafür sorgen, dass die Mikroblasen keine Kugelform mehr aufweisen und die Drücke im Inneren auf Grund der verringerten Oberflächenkräfte entsprechend niedriger sind.

Epstein und Plesset, 1950, geben Näherungslösungen für die Diffusion von Gas in oder aus einer Blase in mit Gas über- oder untersättigtem Wasser an. Auch eine Untersuchung des Einflusses von Oberflächenspannung findet statt. Die theoretischen Überlegungen werden aber nicht mit Messdaten abgeglichen.

In Mørch, 2015, werden Hinweise darauf präsentiert, dass kollabierende Mikroblasen von einer Haut umgeben sind. Vermutet wird, dass die Haut aus Amphiphilen¹ besteht und die Diffusion von Gas aus der Blase verhindert. Eine weitere mögliche Erklärung, die dort genannt wird, ist die Ausbildung von einer eisähnlichen Schicht auf Metallen wie Platin in den ersten paar Atomlagen Wasser. Diese Kristallstrukturen bieten größere Hohlräume als in flüssigem Wasser, in denen sich Gasblasen

¹Dies sind oberflächenaktive Substanzen, die sowohl polare als auch unpolare Gruppen aufweisen und damit sowohl hydrophile als auch hydrophobe Eigenschaften besitzen.

stabil anlagern können. Die Größe und Aktivierbarkeit der Gasblase hängt von der Druck-Zeit-Historie der Blase ab. Einmal aktivierte Keime vermindern den Keimvorrat.

Andersen und Mørch, 2015, haben zusätzlich die These aufgestellt, dass die Blasenkeime unter hohem Druck die stabilisierende Haut verlieren und eine Kugelform annehmen. Die Diffusion gewinnt an Bedeutung, die Blasen schrumpfen bei unter-sättigter Flüssigkeit und der benötigte Unterdruck für ein Wachstum steigt. Sie haben auch beobachtet, dass zunächst kleinere Blasen nach Kavitation der größeren Blasen durch Wachstum und assoziierter Gasdiffusion in die Blase ebenfalls eine kritische Größe erreichen. In Folge werden auch diese Blasen aktiviert.

Neben dem Absenken der Oberflächenkraft durch die schon vorhandene Oberfläche führt das Vorhandensein von Gasblasen dazu, dass Wasser gemäß dem Henry'schen Gesetz bereits bei höheren Gesamtdrücken als dem Gleichgewichtsdampfdruck verdampft, da für das Verdampfen lediglich der Partialdruck des Wasserdampfes relevant ist.

In der Absorptionskälte werden zur Verbesserung der Benetzung häufig oberflächenaktive Substanzen eingesetzt, um die Oberflächenspannung herab zu setzen und so die Benetzung der Wärmeübertragerrohre bei Fallfilm-Rohrbündel-Wärmeübertragern sowie die Wärme- und Stoffübertragung durch Marangoni-Konvektion zu verbessern. Dies würde die eigentlich höhere Oberflächenspannung von LiBr-Wasserlösung auf einen Wert unterhalb dessen von reinem Wasser reduzieren. Der oben beschriebene Mechanismus legt nahe, dass die Ausbildung der Additivwirkung auf einer Oberfläche eine gewisse Zeit benötigt. Der Vorgang der Oberflächenbildung läuft vermutlich deutlich schneller ab als die Diffusion der oberflächenaktiven Substanzen. Es wird daher davon ausgegangen, dass die Oberflächenspannung der Lösung in der Flüssigphase auch bei Zugabe von oberflächenaktiven Substanzen den Wert von LiBr-Lösung ohne dessen Zusätze annimmt.

Als Schlussfolgerung bleibt festzuhalten: Effekte in realen Flüssigkeiten können sowohl zu Unterdrücken gegenüber dem Gleichgewichtsdampfdruck in der Flüssigkeit (kleine oder keine Keime und hohe Oberflächenspannung), als auch zu Verdampfung vor Erreichen des Dampfdruckes in der Flüssigkeit führen (bei Keimen mit hohen Partialdrücken nicht kondensierbarer Gase), wenn die Blase wächst. Abhängig ist

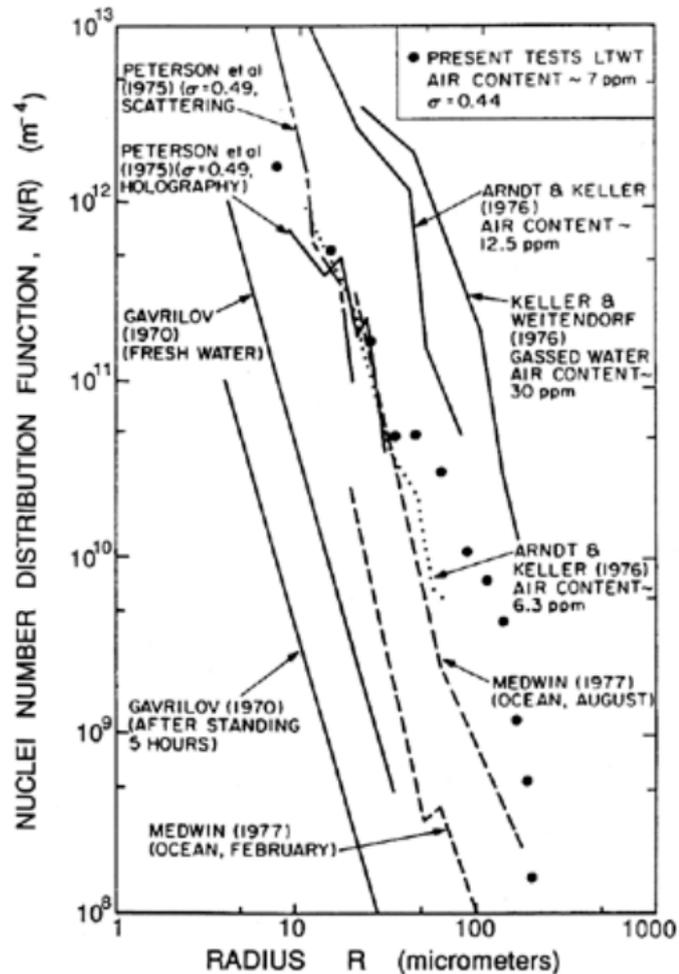


Abbildung C.4: Nukleusgrößenverteilungen in Wasser aus Brennen (1994)

dies von der Größe, Verteilung und Zusammensetzung des Gases in der Blase. In aller Regel sind diese Informationen aber nicht vorhanden. Brennen, 1994, sind keine Keimgrößen-Anzahl-Verteilungsmessungen für andere Medien als Wasser bekannt. In Fischer, 2001, finden sich Messungen zu Partikelgrößen in Hopfenextrakt und Gushing-Bier (Bier, dass beim Öffnen der Flasche stark aufschäumt). In Schaad, 2010, wurden effektive Zerreißdrücke für in Heizkreisläufen relevante Flüssigkeiten in Abhängigkeit vom Gasgehalt gemessen. Dort wurden - außer für kaltes Wasser mit geringem Gasgehalt - stets Zerreißdrücke gemessen, die oberhalb der Literaturwerte für den Dampfdruck lagen.

C.4 Blasen kollaps

Der Blasen kollaps resultiert in Abweichungen der Geometrie der Blase von einer Kugel, wie sie als Annahme in die Rayleigh- bzw. in die Rayleigh-Plesset-Gleichung eingeht. Diese Aussage beruht auf Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von kollabierenden Blasen, bei denen Jets beobachtet wurden, die durch die Blase hindurch schießen, wie beispielsweise in Abbildung C.5 zu erkennen ist. Dies wurde nach Brennen, 1994, z.B. durch Plesset und Chapman, 1971, auch theoretisch bestätigt (vgl. Abbildung C.6). Weitere Formen sind z.B. der Zerfall einer großen Einzelblase in eine Blasenwolke (vgl. Tomita und Shima, 1990, nach Brennen, 1994) oder das sogenannte „Pancaking“ (Benjamin und Ellis, 1966, nach Brennen, 1994).

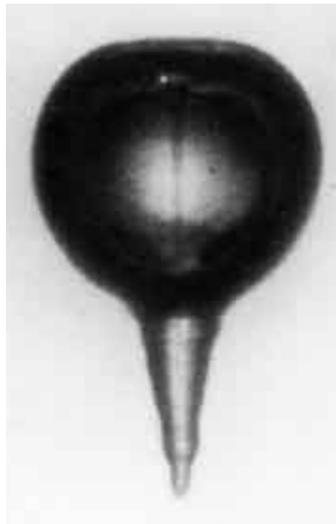


Abbildung C.5: Foto Blasen kollaps, Quelle: Brennen, 1994

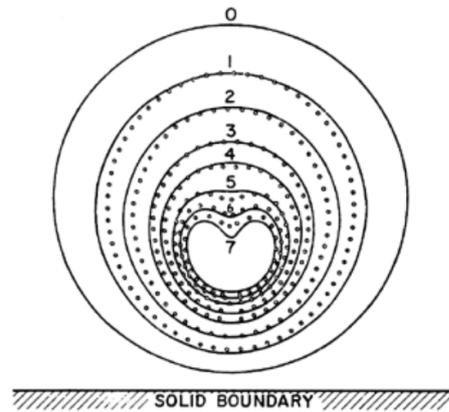


Figure 6.7: The collapse of a cavitation bubble close to a solid boundary. The theoretical shapes of Plesset and Chapman (1971) (solid lines) are compared with the experimental observations of Lauterborn and Bolle (1975) (points) (adapted from Plesset and Prosperetti 1977).

Abbildung C.6: Schematische Darstellung des Blasenkolleapse aus Brennen, 1994

C.5 Thermischer Effekt und Hemmung durch Stofftransport

Entgegen der Intuition bricht bei steigender Temperatur die Förderhöhe der Pumpe auf Grund von Kavitation erst bei niedrigeren Kavitationszahlen (bzw. NPSH-Werten) zusammen, als bei niedrigen Temperaturen.

Dieser als thermischer bzw. thermodynamischer bezeichnete Effekt kann mit Hilfe folgender Modellvorstellung erklärt werden: Betrachtet wird eine Einzelblase, die zu wachsen beginnt, wenn sie in eine Region mit niedrigerem Druck eintritt. Durch den in der Blase absinkenden Druck verdampft Flüssigkeit an der Blasenoberfläche. Für die Phasenumwandlung wird thermische Energie benötigt, die der umgebenden Flüssigkeit entzogen wird.

Bei niedriger Temperatur ist die Dichte des Dampfes auf Grund des niedrigen Dampfdruckes gering. Es wird nur ein geringer verdampfender Massenstrom benötigt. Daher ist auch die dafür benötigte Wärmemenge gering und somit ist auch der assoziierte Wärmetransport aus der Hauptmasse hin zur Grenzfläche gering. Damit fällt der Dampfdruck im Inneren der Blase nur geringfügig unter den Dampfdruck

der Flüssigkeitstemperatur, da die Temperatur an der Blasenoberfläche nur wenig unterhalb der Temperatur der umgebenden Flüssigkeit liegt.

Bei hoher Temperatur ist auf Grund des dann höheren Druckes die Dampfdichte höher. Grob kann bei einer Änderung des Drucks um eine Größenordnung von einer Änderung der Dichte um eine Größenordnung ausgegangen werden. Mit steigender Dampfdichte steigt der zu verdampfende Massenstrom, um das gleiche Volumen mit Dampf zu füllen. Dadurch wird ein höherer Wärmestrom für die Verdampfung benötigt, der aus der Flüssigkeit um die Blase herum abgezogen wird. Der Wärmestrom kann nur mit Hilfe eines entsprechenden Temperaturgefälles zur Blase hin transportiert werden. Dadurch baut sich um die Blase herum eine dickere Temperaturgrenzschicht auf. Die Temperatur in der Blase sinkt mit der Temperatur der umgebenden Flüssigkeit. Der Dampfdruck in der Blase wird dadurch geringer, die treibende Kraft für das Blasenwachstum wird somit reduziert. Diese thermodynamischen Eigenschaften werden in der Literatur (Stepanoff, 1964, Polifke und Kopitz, 2009 und Brennen, 1994) genutzt, um Kavitationsdaten von einem Stoff auf einen anderen Stoff zu übertragen.

Wenn - wie in der Lösungspumpe von Absorptionskälteanlage - nicht ein Reinstoff, sondern eine Lösung zum Einsatz kommt, bei der nicht beide Stoffe gleichermaßen verdampfen, so ist neben einer Temperaturgrenzschicht auch eine Konzentrationsgrenzschicht zu erwarten.

Betrachtet wird hierfür ein mit der Phasengrenzfläche mitbewegtes eindimensionales Koordinatensystem mit der Laufvariablen r^* in radialer Richtung ausgehend von der Oberfläche der Blase auf der Flüssigkeitsseite, wie es in Abbildung C.7 dargestellt ist. Gegenüber dem Inertialsystem bewegt es sich mit der Geschwindigkeit u . Im ruhenden Referenzsystem bewegt sich die Flüssigkeit mit der Geschwindigkeit c_l . Als resultierende Geschwindigkeit der Flüssigkeit im mitbewegten Koordinatensystem ergibt sich dann die Relativgeschwindigkeit w_l , die in Richtung Blasenmittelpunkt gerichtet ist, also für einen zusätzlichen konvektiven Transport von Wärme oder Stoff in Richtung Blase sorgt.

In Kucera, 1985, wird eine analytische Lösung für den konvektiven Wärmetransport bei thermisch getriebenem Blasenwachstum (ohne Druckdifferenz bzw. unter der Vernachlässigung von Trägheitseffekten) in Form eines Reihenansatzes präsentiert.

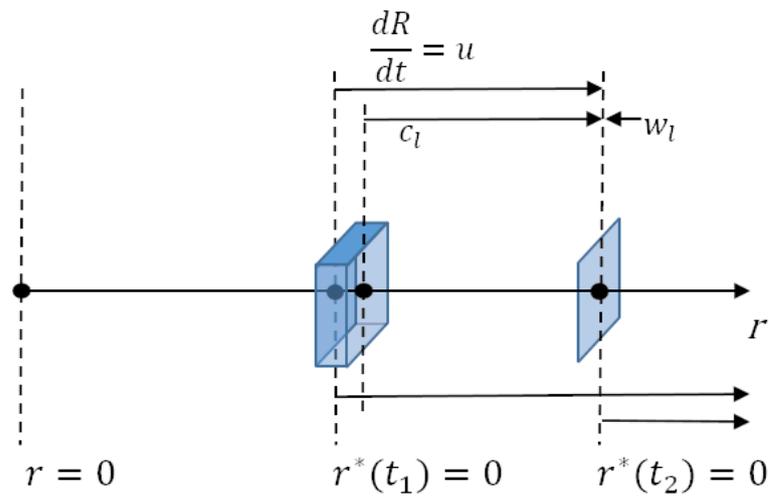


Abbildung C.7: Dampf-, Flüssigkeits- und resultierender Volumenstrom über die Kontrollfläche

Anhand der angeführten Begründung scheint es für die vorliegende Arbeit nicht notwendig, diesen Ansatz für den Wärmetransport mit der Beschreibung des Blasenwachstums aus der Impulsbilanz (Rayleigh-Plesset-Gleichung) zu verknüpfen. Bei der Betrachtung der Grenzschichten im Folgenden wird von reiner Diffusion bzw. Wärmeleitung ausgegangen. Die so berechnete Hemmung des Blasenwachstums durch die Grenzschicht stellt gegenüber der zusätzlichen Berücksichtigung von Konvektion den oberen Grenzfall dar - d.h. wenn im Fall der rein diffusiven Betrachtung keine Hemmung des Transportes durch die Grenzschicht auftritt, wird dies unter Berücksichtigung eines konvektiven Anteils erst recht nicht eintreten.

Hinzu kommt die Stauchung der Grenzschicht, indem sie in radialer Richtung nach außen geschoben wird. Dadurch wird die Oberfläche für den Wärme- bzw. Stoffübergang bei einer Kugelgeometrie größer und die Dicke der Grenzschicht nimmt ab. Beide Effekte führen zusätzlich zu einer Verbesserung der Übertragung.

Alle diskutierten Effekte weisen in die Richtung eines verbesserten Übergangs. Somit muss Konvektion nur zusätzlich betrachtet werden, wenn die vereinfachte Betrachtung der reinen Diffusion bzw. Wärmeleitung nahelegt, dass möglicherweise eine Hemmung durch die Ausbildung einer Grenzschicht vorliegt.

Wenn in der Blase gleichzeitig Dampf und nichtkondensierbare Gase (modelliert als

ideales Gas) vorhanden sind, ergibt sich der Gesamtdruck in der Blase als Summe der Partialdrücke zu

$$p_B = p(T_B) + \frac{3m_g R_{s,g} T_B}{4\pi R^3}, \quad (\text{C.60})$$

wobei der Sättigungsdampfdruck bei der Temperatur in der Flüssigkeit (weit weg von der Blase) abgesenkt wird durch die abgesenkte Temperatur auf Grund einer Temperaturgrenzschicht (Brennen, 1994). Hier wird analog außerdem eine Dampfdruckerniedrigung Δp durch die Absenkung des Wasseranteils der Lösung an der Phasengrenzfläche berücksichtigt. Unter Einführung des Zusammenhangs $\theta = \Delta p / \rho_l$ ergibt sich

$$p_B = p^{sat}(T_\infty) - \rho_l(\theta_T + \theta_\xi) + \frac{3m_g R_{s,g} T_B}{4\pi R^3}. \quad (\text{C.61})$$

Aus der Clausius-Clayperon-Gleichung kann entnommen werden, wie sich die Änderung des Gleichgewichtsdrucks bei Änderung der zu berücksichtigenden Temperatur berechnen lässt :

$$\Delta p_T \approx \frac{\rho_v \Delta h^{LV}}{T_\infty} (T_\infty - T_B(t)). \quad (\text{C.62})$$

Die Konzentrationsänderung wird mit einigen Abschätzungen ebenfalls in eine Temperaturänderung umgerechnet, die wiederum mit Hilfe der Clausius-Clayperon-Gleichung in eine Druckdifferenz übersetzt wird. Mit einem mittleren Dühring-Parameter $B = 1.15$ (vgl. Kapitel 2) und einer mittleren Temperaturänderung der Lösung von $\frac{\Delta T}{\Delta \xi} = -2K/\%$ je Prozentpunkt Zunahme des Wasseranteils (vgl. Abbildung C.8) ergibt sich:

$$\Delta p_\xi = \frac{\rho_v \Delta h^{LV}}{T_\infty} \left(B \frac{\Delta T}{\Delta \xi} \right) \Delta \xi. \quad (\text{C.63})$$

Die Temperatur bzw. Massenanteilsdifferenz muss noch durch bekannte Größen ersetzt werden. Dieser Zusammenhang wird im folgenden anhand der Transportgleichungen und der Randbedingung eines aufgeprägten Wärme- bzw. Stoffstroms an der Phasengrenze hergeleitet.

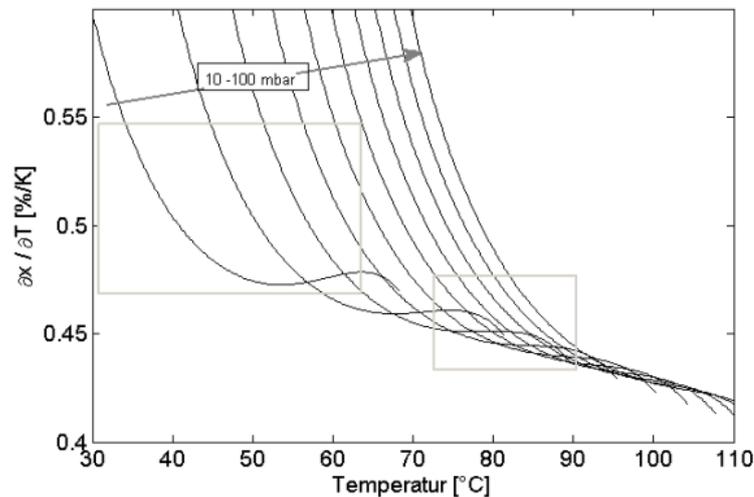


Abbildung C.8: Isothermendiagramme von Wasser/LiBr-Lösung aus Hunt, 2012

Abschätzung der Konzentrations- und Temperaturgradienten an der Phasengrenze sowie der Temperatur- und der Massenanteilsdifferenz

Um eine Einschätzung des Einflusses einer Konzentrationsgrenzschicht zu bekommen, wird der Massentransport zur Phasengrenzfläche am äußeren Rand der Blase bzw. der Gradient am Blasenrand abgeschätzt.

Folgende Annahmen (die ähnlich sind, wie Annahmen in der Literatur für die Temperaturgrenzschicht bzw. für die Gültigkeit der Rayleigh-Plesset-Gleichung) werden als Anfangs- und Randbedingungen getroffen:

- In der Flüssigkeit und in der Blase im Ausgangszustand sind Druck, Temperatur und Konzentration konstant. Diese Werte bleiben in der Flüssigkeit außerhalb einer ggf. auftretenden Grenzschicht konstant.
- Die Blase hat zu jedem Zeitpunkt eine perfekte Kugelform, so dass das System allein durch die radiale Richtung mit dem Blasenmittelpunkt im Koordinatenursprung beschrieben werden kann.

- Wenn die Blase entsteht, stellt sich an der Phasengrenzfläche die Gleichgewichtskonzentration der Lösung gemäß des Drucks und der Temperatur des Ausgangszustandes der Lösung ein.

Vorerst wird davon ausgegangen, dass Druck und Temperatur in der Blase konstant bleiben. Dies ist der Fall, wenn sich die Kräfte durch Oberflächenspannung nicht zu stark ändern, was ab einer gewissen Blasengröße angenommen werden darf. In dem Fall darf auch die Gleichgewichtskonzentration in der Lösung an der Blasenoberfläche als konstant angenommen werden.

Diese Annahmen ermöglichen die Nutzung eines Ansatzes für einen halbunendlichen Körper bzw. für die Penetrationstheorie mit konstanten Konzentrationen als Randbedingung für eine Lösung des instationären Stofftransports in konzentrischen Kugelschalen um die Blase herum. Die Lösung der Differentialgleichung wird für einen festen Blasenradius ($\dot{R} = 0$) bestimmt. Noch einfachere vereinfachte Lösungen zur Abschätzung der Grenzschichtdicke bzw. der Hemmung des Blasenwachstums durch die Bildung einer Temperaturgrenzschicht sind z.B. in Brennen, 1994, und Brennen, 1995, bzw. in Polifke und Kopitz, 2009, zu finden.

Das im Folgenden betrachtete Diffusions-Problem ist in Abbildung C.9 dargestellt. Die Lösung der entsprechenden Differentialgleichung, die auch als zweites Fick'sches Gesetz bezeichnet wird, ist in Crank, 1979, Mathematics of Diffusion als Kapitel 6, „Region bound internally by a sphere“ zu finden.

Die für eine Kugel relevante Ausgangsgleichung lautet:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial C}{\partial r} \right) \quad (\text{C.64})$$

Dabei ist C die Stoffmengenkonzentration oder auch Molarität (in dem hier betrachteten Fall des Wassers in Lithium-Bromid-Lösung), t die Zeit seit Herstellung der Ausgangsbedingungen und r die Koordinate in radialer Richtung. Der Diffusionskoeffizient (von Wasser in LiBr) ist mit D bezeichnet.

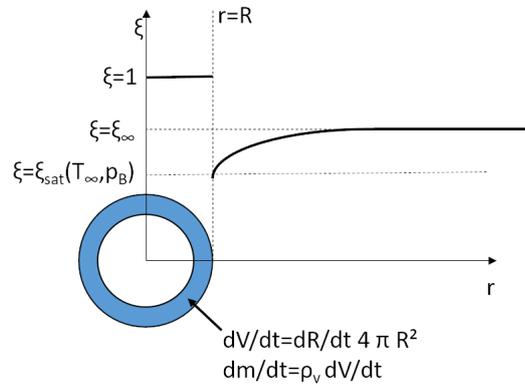


Abbildung C.9: Diffusion an von Wasserdampf an die Phasengrenzfläche

Mit der Substitution $u = C \cdot r$ ergibt sich ein ähnlicher Ausdruck wie die für die ebene Geometrie bekannte Form des Fick'schen Gesetzes

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right), \quad (\text{C.65})$$

so dass die Lösung aus der für eine Platte und der entsprechenden Rücksubstitution abgeleitet werden kann. Unter Annahme von Gleichgewicht zwischen Dampf in der Blase und der Flüssigkeit an der Phasengrenzfläche bei $r = R$) mit

- der Anfangsbedingung $C(r) = C_\infty$ für $t < 0$ und $r > R(t)$
- den Randbedingungen $C(R) = C_R$ und $C(r = \infty) = C_\infty$ konstant für $t > 0$
- und einem Konzentrationsprung an der Phasengrenze $C(R)$ zum Zeitpunkt $t = 0$ von der Konzentration in der Flüssigkeit C_∞ auf C_R , der Gleichgewichtskonzentration zu Flüssigkeitstemperatur und dem Druck in der Blase

ergibt sich:

$$\frac{C(r) - C_\infty}{C_R - C_\infty} = \frac{R}{r} \operatorname{erfc} \frac{r - R}{2\sqrt{Dt}} \quad (\text{C.66})$$

als Lösung.

Für den Massenstrom \dot{m} mit den Massenanteilen ξ ergibt sich:

$$\frac{\dot{m}}{A} = D\rho \frac{\partial \xi}{\partial r} \quad (\text{C.67})$$

wobei die Massenbilanz

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \xi}{\partial r} \right) \quad (\text{C.68})$$

gilt. Somit ist das Massenanteils-Profil

$$\frac{\xi(r = R + \delta) - \xi_\infty}{\xi_R - \xi_\infty} = \frac{R}{R + \delta} \operatorname{erfc} \frac{\delta}{2\sqrt{Dt}}. \quad (\text{C.69})$$

Nach ξ aufgelöst ergibt sich:

$$\xi = \frac{R}{r} \operatorname{erfc} \left(\frac{r - R}{2\sqrt{Dt}} \right) (\xi_R - \xi_\infty) + \xi_\infty. \quad (\text{C.70})$$

Wird Gleichung C.70 nach r abgeleitet ergibt der benötigte Differentialquotient $\frac{\partial \xi}{\partial r}$ unter Anwendung der Produkt- und Kettenregeln für das Ableiten und unter Anwendung der Definitionsgleichung für das Komplement des Fehlerintegrals $\operatorname{erfc}(\Psi) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\Psi e^{-w^2} dw$ nach (Baehr und Stephan, 2008):

$$\frac{\partial \xi}{\partial r} = -\frac{R}{r^2} (\xi_R - \xi_\infty) \operatorname{erfc} \left(\frac{r - R}{2\sqrt{Dt}} \right) - \frac{R(\xi_R - \xi_\infty)}{r} e^{-\frac{r-R}{2\sqrt{Dt}}} \frac{1}{2\sqrt{Dt}} \frac{2}{\sqrt{\pi}}. \quad (\text{C.71})$$

Der Gradient an der Phasengrenze $r = R$ ergibt sich folglich zu

$$\left. \frac{\partial \xi}{\partial r} \right|_{r=R} = -\frac{(\xi_R - \xi_\infty)}{\sqrt{\pi Dt}}, \quad (\text{C.72})$$

der an die Phasengrenze transportierte Massenstrom bestimmt sich zu

$$\dot{m} = D\rho_l 4\pi R^2 \frac{(\xi_R - \xi_\infty)}{\sqrt{\pi Dt}} \quad (\text{C.73})$$

und die flächenspezifische Massenstromdichte zu

$$\frac{\dot{m}}{A} = D\rho_l \frac{(\xi_R - \xi_\infty)}{\sqrt{\pi Dt}}. \quad (\text{C.74})$$

Der Massenstrom, der per Diffusion zu der Phasengrenze transportiert werden kann, ist unter den genannten Annahmen und Bedingungen also proportional zu $\frac{(R)^2}{\sqrt{t}}$. Mit der Kontinuitätsgleichung kann der Massenstrom durch bekannte Größen abgeschätzt werden, wenn zur Abschätzung der Größenordnung wieder von einer wachsenden Blase ausgegangen wird:

$$\frac{\dot{m}}{\rho_v A} = c = \frac{dR}{dt} = D \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{\xi_R - \xi_\infty}{\sqrt{\Pi D t}}. \quad (\text{C.75})$$

Daraus folgt für die Massenanteilsdifferenz

$$\xi_R - \xi_\infty = \sqrt{\frac{\Pi t}{D}} \frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{dR}{dt}. \quad (\text{C.76})$$

Unter Anwendung der in Baehr und Stephan, 2008, dargestellten Analogie zwischen Wärme- und Stoffübergang ergibt sich für den Temperaturgradienten an der Phasengrenze

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} = - \frac{T_R - T_\infty}{\sqrt{\Pi a_l t}}. \quad (\text{C.77})$$

Damit ergibt sich für den Wärmestrom über die Grenzfläche der Blase:

$$\frac{\dot{Q}}{A} = \Delta h^{LV} \frac{dR}{dt} \rho_v = -\lambda \frac{(T_R - T_\infty)}{\sqrt{\Pi a_l t}} = -a_l \rho_l c_{p,l} \frac{(T_R - T_\infty)}{\sqrt{\Pi a_l t}}, \quad (\text{C.78})$$

wobei \dot{Q} der Wärmestrom, λ die Wärmestromdichte und T die Temperatur sowie $c_{p,l}$ die Wärmekapazität und a_l die Temperaturleitfähigkeit in der Flüssigkeit ist.

Damit ergibt sich

$$T_\infty - T_R = \sqrt{\frac{\Pi t}{a_l}} \frac{\Delta h^{LV}}{c_{p,l}} \frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{dR}{dt}. \quad (\text{C.79})$$

Berechnung des kombinierten thermischen und stofflichen Effektparameters

Die beiden in Gleichung C.61 definierten θ_T und θ_{xi} können wie folgt berechnet werden:

$$\theta_T = \frac{\rho_v^2 \Delta h^{LV^2}}{\underbrace{\rho_l^2 c_{p,l} T_\infty a_l^{\frac{1}{2}}}_{\Sigma_T}} \Pi^{\frac{1}{2}} t^{\frac{1}{2}} \frac{dR}{dt} \quad (\text{C.80})$$

und

$$\theta_\xi = \frac{\rho_v^2 \Delta h^{LV}}{\underbrace{\rho_l^2 t T_\infty D^{\frac{1}{2}}}_{\Sigma_\xi}} \Pi^{\frac{1}{2}} t^{\frac{1}{2}} \frac{dR}{dt}. \quad (\text{C.81})$$

Damit ergibt sich für den kombinierten Effektparameter auf Basis von Grenzschichtausbildung durch Hemmung auf Grund von Diffusion und Wärmeleitung:

$$\Sigma_{ges} = \Sigma_\xi + \Sigma_T \quad (\text{C.82})$$

und

$$\theta_T + \theta_\xi = \Sigma_{ges} \Pi^{\frac{1}{2}} t^{\frac{1}{2}} \frac{dR}{dt}. \quad (\text{C.83})$$

Aus Gleichung C.61 für den Blaseninnendruck wird ersichtlich, dass die Hemmung größenordnungsmäßig relevant wird, wenn

$$\frac{p_{sat}(T_\infty)}{\rho_l} \approx \Sigma_{ges} \Pi^{\frac{1}{2}} t^{\frac{1}{2}} \frac{dR}{dt} \quad (\text{C.84})$$

ist. Dies kann umgeformt werden zu

$$t_c = \left(\frac{p_{sat}(T_\infty)}{\rho_l \frac{dR}{dt} \Sigma_{ges} \Pi^{\frac{1}{2}}} \right)^2. \quad (\text{C.85})$$

Ist diese kritische Zeit größer als die Zeit, die für das Blasenwachstum zur Verfügung steht ($t_c \gg t_{Blasenwachstum}$) dann wird keine Hemmung auftreten. Die Blase wird ähnlich schnell wachsen wie in kaltem Wasser. Aus der Gleichung ist ersichtlich, dass die kritische Zeit kleiner wird, je größer Σ wird. Um einschätzen

zu können, in welcher Größenordnung t_C liegt, wird ein Wert für die Blasenwachstumsgeschwindigkeit $\frac{dR}{dt}$ benötigt. Ein Ausdruck für die vereinfachte Abschätzung wurde in Abschnitt 4.2.2 hergeleitet.

C.6 Vergleich zwischen Gas- und Dampfblasen

Ein weiterer Bereich der Betrachtung des Blasenwachstums in dem unterschiedliche Annahmen getroffen werden können, ist die Modellierung des Blaseninhalts. Dieser wird üblicherweise entweder als ideales Gas, als Dampf oder als Mischung aus beidem modelliert. Weitere komplizierte Annahmen sind denkbar, aber nicht üblich. Daher werden hier kurz die unterschiedlichen Verhaltensweisen der beiden Basisannahmen „ideales Gas“ und „Dampf“ beschrieben.

Um den Blaseninhalt als ideales Gas zu beschreiben, kann die Idealgas-Gleichung als Zusammenhang zwischen Volumen und Druck angesetzt werden. Dabei kann entweder polytropes Verhalten (unter Annahme eines Polytropenexponenten) angenommen werden oder es wird isothermes Verhalten vorausgesetzt. Die Masse der Blase wird üblicher Weise als konstant angenommen. Manchmal wird auch von einer Massenzu- oder -abnahme der Blase als Folge von Gasdiffusion in oder aus der Blase ausgegangen. Durch die Trägheit der umgebenden Wassermasse kann die Gasblase im Vergleich zum umgebenden Druck in einem über- oder unterkomprimierten Zustand vorliegen und es kommt zu einem oszillierenden Verhalten der Blase.

Bei Dampfblasen wird davon ausgegangen, dass die Blasen bei Erreichen des Dampfdrucks im Inneren der Blase durch Verdampfen von umliegender Flüssigkeit an Masse zunehmen oder durch Kondensieren Masse verlieren. Der Blaseninhalt verhält sich dadurch sowohl isotherm als auch isobar. Eine mit reinem Dampf gefüllte Blase kann kein oszillierendes Verhalten aufweisen, da bei Überschreitung des Dampfdrucks der komplette Blaseninhalt kondensiert. Bei Vorhandensein von Oberflächenspannung wird aber ein Blasenkeim (vgl. Abschnitt C.3) benötigt, damit eine Blase wachsen kann. Auf Grund der geringen Dichte des Dampfes ist die Masse, die verdampft um das größere Volumen zu füllen, sehr gering. Daher

wird auch in diesem Fall die Masse des Blaseninhalts näherungsweise als konstant angenommen.

C.7 Druckverlauf in der Pumpe

Wie groß die Blasen werden, hängt auch davon ab, wie viel Zeit diese zum Wachsen haben, bis sie in eine Region mit einem hohen Druck eintreten, der sie wieder zum Kollabieren bringt.

Der Druckverlauf wurde mit der Annahme von einem Sättigungsdruck von 35 mbar im Absorber bestimmt. Außerdem wurde als erste Annäherung eine Strömungsgeschwindigkeit von 3 m/s angenommen. Der Strömungsweg von Eintritt in die Pumpe bis zum Eintritt in die Schaufel wird mit 3 cm abgeschätzt. Damit würde sich eine Zeitdifferenz von dem Plateau bei hohem Druck bis zu dem niedrigsten Druck im Pumpenlaufrad von 100 ms ergeben.

Mit dem so erstellten Verlauf für den Druck im Saugrohr der Pumpe und der Annahme, dass sich die Blasen in dem konstanten Abschnitt des Druckverlaufes im mechanischen Gleichgewicht mit der umgebenden Flüssigkeit befinden, sowie unter Annahme von einer isothermen Zustandsänderung und Idealgasverhalten, wurde das Verhalten der Blasen simuliert.

C.8 Modellierung des Blasenwachstums

In diesem Abschnitt wird ein Modell für die Simulation des Blasenwachstums vorgestellt. Dazu wird zunächst auf die Wahl eines numerischen Löser für die Rayleigh-Plesset-Gleichung eingegangen. Anschließend wird der Aufbau der Experimente beschrieben, die schließlich mit den simulierten Verläufen für den Blasenradius und der radialen Blasenwachstumsgeschwindigkeit verglichen werden. Zunächst werden Ergebnisse für die dimensionslose Rayleigh-Plesset-Gleichung vorgestellt, die auf der Annahme beruht, dass es sich bei den Blasen um Dampfblasen handelt. Anschließend wird in dimensionsbehafteter Form das Blasenwachstum von Blasen mit idealem Gas als Inhalt verglichen.

Numerischer Löser für die Rayleigh-Plesset-Gleichung

Bei der Rayleigh-Plesset-Gleichung handelt es sich um eine nichtlineare, homogene, gewöhnliche Differentialgleichung 2. Ordnung. Die Gleichung hat außerdem steife Eigenschaften. Dies führt zu numerischen Problemen beim Lösen der Differentialgleichung, weshalb explizite Verfahren sehr kleine Schrittweiten erfordern, dadurch ineffizient werden und zu verminderter Genauigkeit führen. Es empfiehlt sich implizite Verfahren zu nutzen, die für steife Differentialgleichungen geeignet sind.

Zur Lösung wird die Simulationsumgebung MATLAB benutzt. In MATLAB werden mit der ode-Suite verschiedene Verfahren zur Lösung von Differentialgleichungen bereitgestellt. Da es sich bei der Rayleigh-Plesset-Gleichung um eine steife Differentialgleichung handelt, wurde das Verfahren ode15s gewählt, welches nach Shampine und Reichelt, 1997, für steife Differentialgleichungen geeignet ist. Dies hat positive Auswirkungen auf den benötigten Rechenaufwand und die Findung von Lösungsschritten.

Verwendung von experimentelle Daten zum Verlauf des Blasenradius

Schon 1948 wurden von Knapp und Hollander (Knapp und Hollander, 1948) die Entwicklungshistorien von Blasen bei Absenkung und anschließender Anhebung des Drucks in einer Wasserströmung mit einer hochauflösenden Filmkamera aufgenommen. Da das Öffnen und Schließen eines Objektivs zu langsam gewesen wäre, wurde der Film kontinuierlich bewegt und die Belichtung durch Lichtpulse diskretisiert. So wurden bis zu $5 \cdot 10^5$ Bilder („frames“) pro Sekunde aufgenommen.

Die von Knapp und Hollander, 1948, aufgenommenen Daten wurden von Plesset, 1949, der in der gleichen Arbeitsgruppe gearbeitet hat, genutzt, um theoretische Verläufe des Blasenwachstums mit ihnen zu vergleichen.

Die Druckabsenkung und anschließende Wiederanhebung wurde durch die Umströmung eines Projektilkörpers erreicht. Der resultierende Druckverlauf ähnelt

dem Druckverlauf am Eintritt in ein Kreiselpumpenlaufrad - daher eignen sich die Messwerte für eine Validierung des in dieser Arbeit erstellten Programm-Codes.

Um den Druckverlauf der Strömung über den Strömungskörper zu bestimmen, wurden in dessen Oberfläche Druckmessgeräte integriert und der Druckverlauf bei Umströmung ohne Blasenentstehung gemessen. Der so gemessene Druckverlauf wurde entdimensioniert und als Druckkoeffizient (wie bei Strömungsprofilen üblich) angegeben.

Anschließend wurden bei einer Wassertemperatur von ca. 20 °C verschiedene Vordrücke und Strömungsgeschwindigkeiten im Wassertunnel eingestellt. Diese sind als Strömungsgeschwindigkeit und Kavitationszahl in den jeweiligen Ergebnisgrafiken angegeben.

Mit den angegebenen Werten kann aus dem Verlauf des Druckkoeffizienten über der Profillänge und der Strömungsgeschwindigkeit der Druck zu einem bestimmten Zeitpunkt relativ zu einer Referenzzeit errechnet werden. Auch die angegebenen Bildanzahlen („frames“) lassen sich über die Bildrate in Zeitverläufe umrechnen. Außerdem sind die verwendeten amerikanischen Einheiten in SI-Einheiten umzurechnen.

Die Druckabsenkung über den Projektilkörper beträgt mehrere hundert Millibar. Der Dampfdruck von Wasser liegt bei 20°C jedoch nur bei 20 mbar. Der Druck in der Blase ist (im mechanischen Gleichgewicht bei ruhender Blase) zusätzlich durch den Effekt der Oberflächenspannung insbesondere bei sehr kleinen Blasen größer als der Druck in der umgebenden Flüssigkeit. Damit ein makroskopisch sichtbares Blasenwachstum entsteht, muss der Dampfdruck für eine gewisse Zeit unterschritten bleiben.

Validierung der dimensionslosen Formulierung

Die Validierung erfolgt mit den Daten von Plesset, 1949. Der dimensionslose Druckverlauf über den verwendeten Strömungskörper ist über den Strömungsweg angegeben. Für die dimensionslose Darstellung in Abbildung C.10 wird der Strömungsweg auf die Länge des Druckprofils bezogen (graue durchgezogene Linie).

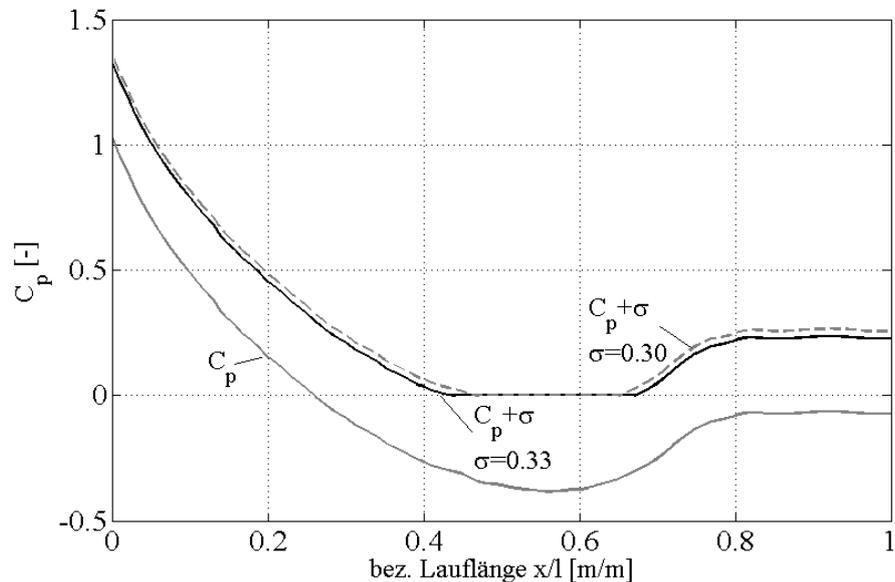


Abbildung C.10: Dimensionsloser Druckkoeffizient über bezogene Lauflänge und dimensionsloser Abstand zum Dampfdruck

Hierfür wurde der Wert gewählt, bei dem das Druckprofil auf einen konstanten Wert ausläuft. Dieser Wert wurde gemäß der gegebenen Abbildung mit 3,2 inch abgeschätzt. Die Werte wurden mit dem Matlab-Tool „grabit“ Jiro, 2016 aus Plesset, 1949, Abbildung 2, abgegriffen und die Punkte mit der „spline“-Funktion für vorgegebene Werte interpoliert.

Der gemessene Druckverlauf wurde bei kavitationsfreier Strömung vermessen. Wird der Druck im Strömungskanal immer weiter abgesenkt oder die Strömungsgeschwindigkeit weiter erhöht, dann wird an der Stelle mit der größten Druckabsenkung der berechnete Druck negativ. Negative Drücke treten in Flüssigkeiten üblicherweise nicht auf. Die umgebende Flüssigkeit wird bei Erreichen des Dampfdruckes verdampfen und den Druck nach unten auf den Dampfdruck der Flüssigkeit begrenzen. Um diesen Effekt in der Simulation zu berücksichtigen, wurde der Wert von $C_p + \sigma$ nach unten auf null begrenzt. Der sich so ergebende Verlauf für den Term $C_p + \sigma$ ist für die beiden verwendeten Kavitationszahlen σ ebenfalls in Abbildung C.10 abgebildet.

Für die Stoffwerte von Wasser bei ca. 20 °C wurden folgende Werte eingesetzt:

Anhang C Theoretische Grundlagen der Kavitation

Dichte	ρ	1000	kg/m^3
Oberflächenspannung	S	$70e^{-3}$	N/m
dynamische Viskosität	η	$1e^{-3}$	$Pa * s$

Mit den gegebenen Werten und den obigen Definitionen ergeben sich für die dimensionslosen Kennzahlen:

Reynoldszahl	Re	$1,68 \cdot 10^6$
Weberzahl	We	$5,04 \cdot 10^5$

Die Simulationsergebnisse für die bei Plesset, 1949, gegebenen Versuchsbedingungen für Strömungsgeschwindigkeiten v von 70 ft/s (1 ft entspricht gerundet 0,3 m) und der dazugehörigen Kavitationszahl σ von 0,3 für die Blasen #1, #2 und #5B sind in Abbildung C.11 abgebildet. Die Messwerte und die theoretischen Kurven nach Plesset, 1949, wurden mit „grabit“ aus den jeweils angegebenen Abbildungen abgegriffen. Die Messwerte für Blase #1 wurden zur Überprüfung der Wiederholgenauigkeit zweimal abgegriffen (dargestellt als nach oben und als nach unten zeigende Dreiecke - da die Werte recht ähnlich sind, sehen die kombinierten Symbole wie Sterne aus).

Für die durchgeführte Simulation wurde jeweils ein Anfangsblasenradius und eine Anfangswachstumsgeschwindigkeit als Randbedingung vorgegeben. Der auf die Lauflänge bezogene Blasenradius wurde dabei mit einem Wert von 4,8 bzw. $4,3 \cdot 10^{-4}$ und die Anfangswachstumsgeschwindigkeit mit 100m/s für eine dimensionslose Lauflänge von 0,55 vorgegeben. Die Werte wurden durch Ausprobieren so gewählt, dass der Maximalradius der Messdaten ungefähr getroffen wurde. Bei den Simulationsverläufen von Plesset wurde eine Blasenwachstumsgeschwindigkeit von null zum Zeitpunkt des maximalen Blasenradius angenommen und der maximale Blasenradius vorgegeben. Die vorgegebenen Werte sind in der Veröffentlichung (Plesset, 1949) jedoch nicht enthalten. Die hier dargestellten Verläufe wurden durch Abgreifen der Daten aus den Originalgrafiken mit der Matlab-Funktion „grabit“ reproduziert.

Die Messdaten aus Plesset, 1949, zeigen für die gleichen Versuchsbedingungen beim Wachstum sehr gute Übereinstimmungen für die Blasen #2 (Quadrate) und #5B (Kreise) für die Wachstumsphase und beim Maximalradius. In der Kollaps-Phase

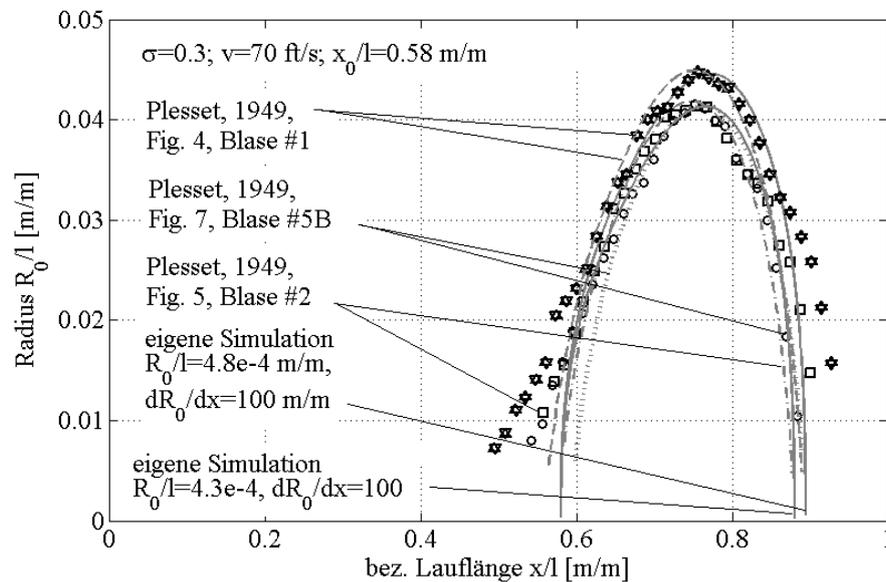


Abbildung C.11: Messwerte und Simulationsergebnisse für $v = 70 \text{ ft/s}$ und $\sigma = 0.3$

zeigen beide einen leicht abweichenden Verlauf. Die Blase #1 (Dreiecke bzw. Sternchen) zeigt dagegen überall einen etwas anderen Verlauf. Die Anfangswerte für die eigenen Simulationverläufe weisen darauf hin, dass diese Blase aus einem um ca. 10% größeren Keim entstanden sein könnte. Der Verlauf, der sich aus den Messwerten ergibt, ist für diese Blase zusätzlich weniger glatt. Die Vergleiche in Abbildung C.15 zeigen als mögliche Ursache verschiedene Blasen, die fälschlicherweise zu einem Verlauf zusammengefügt wurden.

Die Simulationsergebnisse für die eigenen Verläufe und die aus der Literatur übernommenen Verläufe treffen die Messdaten ähnlich gut. In beiden Fällen wird die mittlere Wachstumsphase gut abgebildet. Der Anfang des Blasenwachstums und die Endphase des Kollapses werden weniger gut getroffen. Begründen lässt sich dies mit dem hohen Gasanteil der Blasen im Anfangsstadium des Blasenwachstums und mit der nicht mehr kugeligen Form während des Kollapses (Abschnitt C.4). Insgesamt beschreibt die vereinfachte Betrachtungsweise der Rayleigh-Plesset-Gleichung das Blasenwachstum zufriedenstellend, insbesondere unter Berücksichtigung der zugrunde liegenden Komplexität.

Bei Plesset, 1949, finden sich bei anderen Versuchsbedingungen lediglich Werte für

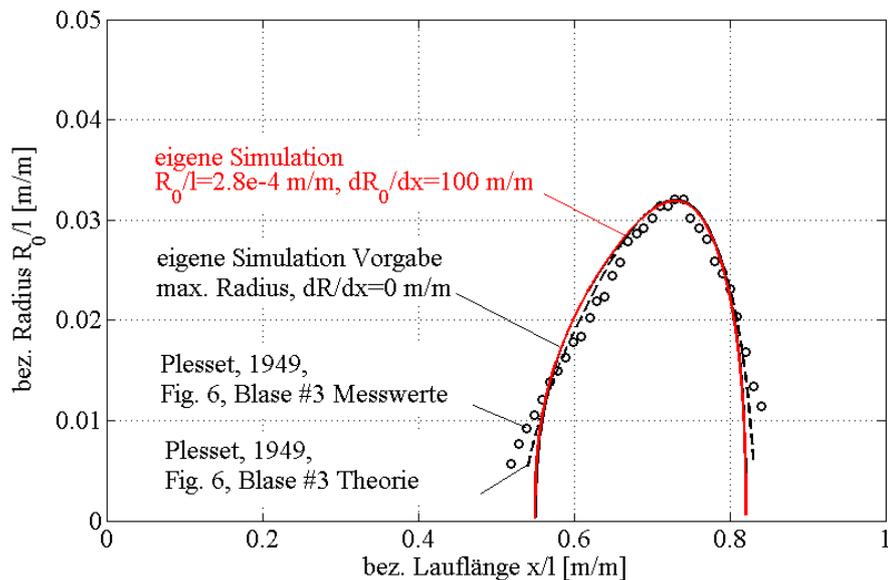


Abbildung C.12: Messwerte und Simulationsergebnisse für $v = 40\text{ft/s}$ und $\sigma = 0.33$

eine weitere Messreihe. Die Ergebnisse für die Blase #3 wurden bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 40 ft/s und einer Kavitationszahl von 0,33 gemessen. Diese Bedingungen wurden auch simuliert und zusammen mit den Literaturwerten in Abbildung C.12 dargestellt. Auch in diesem Fall wurde eine Anfangsgeschwindigkeit für die eigene Wachstumsgeschwindigkeit des Blasenradius vorgegeben.

Radiale Wachstumsgeschwindigkeit der Blase gemäß der dimensionslosen Rayleigh-Plesset-Gleichung

Die Ergebnisse aus der Simulation mit Hilfe der ODE-Suite in Matlab beinhalten inhärent auch die radiale Wachstumsgeschwindigkeit der Blase. Mit einigen zusätzlichen Vereinfachungen lässt sich die radiale Wachstumsgeschwindigkeit der Blase zusätzlich analytisch annähern. Dies wird im nächsten Abschnitt ausgeführt, bevor die Ergebnisse aus der Literatur, der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen und der analytischen Lösung gemeinsam präsentiert werden.

Blasenwachstum bei Idealgas und isothermer Zustandsänderung

Wenn sich in der Flüssigkeit Blasenkeime befinden, so müssten die Blasen bereits bei Druckabsenkung expandieren, auch wenn im Inneren der Blase noch ein Druck herrscht, der über dem Dampfdruck liegt.

Um das Verhalten der Blasen in diesem Fall modellieren zu können, werden folgende Annahmen getroffen:

- Die Annahmen der Rayleigh-Plesset-Gleichung sind erfüllt, so dass diese genutzt werden kann.
- Die Masse in der Blase ist konstant.
- Das Verhalten des Gases in der Blase kann mit dem Idealgasgesetz beschrieben werden.
- Das mechanische Gleichgewicht der Blase mit der umgebenden Flüssigkeit kann durch die Young-Laplace-Gleichung ausgedrückt werden.
- Die Zustandsänderung wird isotherm bei der homogenen Temperatur der Flüssig-Phase vollzogen.

Mit den gelisteten Annahmen kann die Masse des Gases in der Blase für einen gegebenen Anfangsdurchmesser berechnet werden:

$$m = \frac{\left(p_l + \frac{2S}{R_0}\right) \frac{4}{3}\pi R_0^3}{R_s T_l}. \quad (\text{C.86})$$

Mit der so bestimmten Masse kann der Druck in der Blase in Abhängigkeit des Radius der Blase angegeben und in die Rayleigh-Plesset-Gleichung eingesetzt

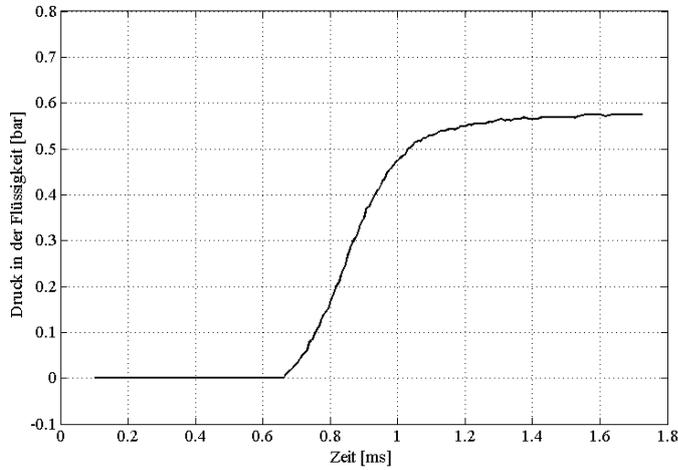


Abbildung C.13: Druckverlauf für Simulation

werden:

$$p_B(t) = \frac{R_s T_l m}{\frac{4}{3} \pi R(t)^3} \quad (C.87)$$

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \left[\frac{\frac{R_s T_l m}{\frac{4}{3} \pi R(t)^3} - p_l(t) - \frac{2S}{R}}{\rho_l} - \frac{3}{2} \frac{dR^2}{dt} - \frac{4\nu}{R} \frac{dR}{dt} \right] \frac{1}{R}. \quad (C.88)$$

In Abbildung C.13 ist der für die Simulationen genutzte Druckverlauf dargestellt. Dafür wurden die Werte des Druckverlaufs aus Abbildung 2 aus Plesset, 1949, abgegriffen, umgerechnet, auf null begrenzt und durch die „spline“-Funktion von Matlab interpoliert.

In der Veröffentlichung von Plesset, 1949, wird auch ein simulierter Verlauf für den Radius über den Druck gezeigt. Hierfür wurde die Rayleigh-Plesset-Gleichung ohne viskose Reibung ($\nu = 0$ in Gleichung 8.9) verwendet. Als Startwerte wurde der maximale Radius der Blase und damit auch eine Wachstumsgeschwindigkeit von null zum entsprechenden Zeitpunkt vorgegeben. Die Gleichung wurde einmal hin zu kleineren Zeiten und zum anderen hin zu größeren Zeiten gelöst. Die genauen Werte, die eingesetzt wurden, werden nicht angegeben. Auch werden die verwendeten Stoffwerte für den Dampfdruck, die Dichte und Oberflächenspannung nicht explizit genannt. Weiterhin fehlt eine Angabe darüber, welches numerische Verfahren

genutzt wurde, da sich die Rayleigh-Plesset-Gleichung in der angegebenen Form nicht explizit lösen lässt. Auch ist nicht klar dargestellt, wie Plesset die angegebenen negativen Drücke behandelt hat.

Die Messwerte (Kreise) und der von Plesset simulierte Verlauf (durchgezogene graue Linie) wurden aus Abbildung 4 (Plesset, 1949) für die Blase #1 mit dem Skript „grabit“ mit der Software Matlab abgegriffen und für die Darstellung in Abbildung C.14 in metrische Einheiten und die Bildraten in Zeiteinheiten umgerechnet. Außerdem sind in der Abbildung zwei im Rahmen dieser Arbeit simulierte Verläufe für den Radius über der Zeit dargestellt. Für den ersten Verlauf (schwarze durchgezogene Linie) wird aus den Messwerten der größte Radius, die entsprechende Zeit und eine Wachstumsgeschwindigkeit der Blase von 0 m/s vorgegeben. Für Zeiten zwischen 0,7 ms und 1,45 ms werden die Messwerte mit einer ähnlichen Güte wieder gegeben, wie durch die Simulation von Plesset. Zu größeren Zeiten treffen beide Verläufe die Messwerte ähnlich schlecht. Bei kleineren Zeiten bis zu ca. 0,55 ms werden die Messwerte besser durch den von Plesset angegebenen Verlauf getroffen.

Aus diesem Grund wurde eine weitere Simulation durchgeführt, bei der Blasenradius der experimentellen Daten zum Zeitpunkt 0,55 ms als Startwert vorgegeben wurde. Die Wachstumsgeschwindigkeit der Blase zum Startzeitpunkt wurde variiert, bis eine Geschwindigkeit gefunden wurde, bei der die erreichte maximale Blasengröße mit den Messdaten überein stimmt. Der so ermittelte Verlauf ist in Abbildung C.14 mit einer gestrichelten schwarzen Linie dargestellt. Bis zum Zeitpunkt der maximalen Blasengröße unterscheidet sich dieser Simulationslauf nur sehr wenig von dem durch Plesset berechneten Verlauf. Bei Zeiten größer dieser Zeit fällt dieser Verlauf etwas steiler ab, als die beiden anderen und trifft damit die Messdaten etwas schlechter. Diese Variation der Vorgabewerte zeigt, dass unterschiedliche Verläufe mit unterschiedlichen Startgeschwindigkeiten und -radien einer Blase zu sehr ähnlichen Maximalradien führen. Die Vorgabe der Zeit, zu der der Maximalradius vorliegt, hat also einen starken Einfluss auf den sich ergebenden Verlauf.

Als weitere Variation wurde das Verhalten des Gases in der Blase mit Idealgasverhalten modelliert. Die Zustandsänderung wurde dabei als isotherm angenommen. Der Blaseninnenndruck ergibt sich aus der Idealgasgleichung unter Annahme einer

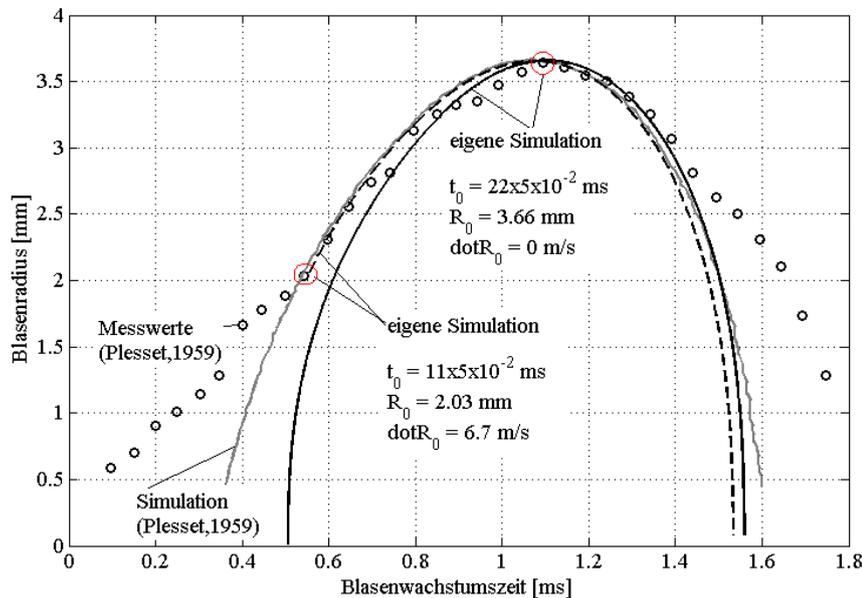


Abbildung C.14: Vergleich Startwerte für Blase #5B

konstanten Gasmasse in der Blase. Es wurde von einem Blasenkeim ausgegangen, der zum Zeitpunkt 0,55 ms aktiviert wird - zu diesem Zeitpunkt also eine Wachstumsgeschwindigkeit von 0 m/s besitzt. Der Radius des Keims wurde so angepasst, dass der Maximalradius der Blase ungefähr den Messwerten entspricht. Der so ermittelte Verlauf (grau gestrichelte Linie in Abbildung C.15) ist dem bereits vorgestellten Verlauf für Dampf mit Wachstumsgeschwindigkeit von null bei gemessenem maximalen Radius (durchgezogene schwarze Linie) sehr ähnlich. Außerdem in Abbildung C.15) dargestellt ist ein Verlauf für einen gleich großen Blasenkeim, der zum Zeitpunkt des maximalen Blasenradius aktiviert wird (gestrichelte schwarze Linie). Dieser Verlauf trifft die gemessenen Blasenradien bei Zeiten ab 1,5 ms sehr gut. Das Verhalten, dass die Blase noch einmal wächst, lässt sich an Hand der Messwerte nicht nachvollziehen, entspricht aber den Aussagen von Knapp und Hollander, 1948, dass dies bei der Durchführung der Experimente beobachtet wurde. Bei Vergleich der Abbildungen C.14 und C.15 ist zu beachten, dass Abbildung C.15 einen längeren Zeithorizont umfasst. Die Größe der aktivierten Blasenkeime von $0,5 \mu m$ entspricht Messungen verschiedener Autoren von mikroskopischen Keimen in Wasser oder wasserähnlichen Flüssigkeiten (vgl. Abbildung C.4) und korrespondiert mit einer erwartbaren Oberflächenrauigkeit.

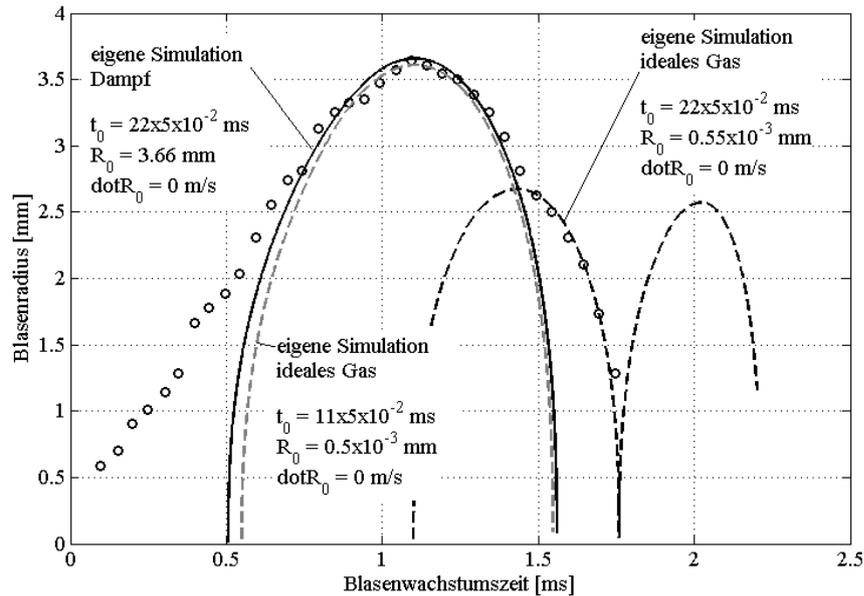


Abbildung C.15: Vergleich Annahmen für Blaseninhalt und anderer Startzeitpunkt für Blasenwachstum

Werden die Messwerte in C.15 unter dem Gesichtspunkt betrachtet, dass es sich bei den gezeigten Messpunkten auch um Daten unterschiedlicher Blasen handeln könnte, so lassen sich auch bei kleineren Zeiten (z.B. bei 0,9 ms und 0,7 ms) Anzeichen für abflachende Verläufe erkennen, die darauf hindeuten, dass es sich um mehrere Blasen handeln könnte. Dies würde bedeuten, dass ggf. ein anderer Verlauf des Blasenradius die Werte einer Blase treffender abbilden könnte, als ein zunächst scheinbar besser passender breiterer Verlauf.

Die Ähnlichkeit der Verläufe für Dampf (verdampfende Flüssigkeit, isobar und isothermer Verlauf) und isothermen idealen Gas bei konstanter Masse deutet darauf hin, dass das Trägheitsverhalten der Flüssigkeit überwiegt und nur sehr wenig Flüssigkeitsmasse verdampft. Dies unterstützt die Annahme, dass auch bei Verdampfung die Masse des Blaseninhaltes näherungsweise konstant angenommen werden kann.

Vergleich der Messwerte für den Blasenradius mit der analytischen Lösung für die Rayleigh-Gleichung

In Abbildung C.16 sind die Messwerte für die Blasen #1, #2, #3 und #5B zusammen mit jeweiligen analytischen Lösungen für die Rayleigh-Gleichung dargestellt. Die Verläufe der einzelnen Blasen wurden, wo nötig, um ein Offset an Frames verschoben, damit alle Verläufe einen gemeinsamen Startzeitpunkt aufweisen. Damit die Rayleigh-Gleichung analytisch lösbar wird, wurde ein Drucksprung auf den niedrigsten Wert des dimensionlosen Druckkoeffizienten angenommen. Für den Wiederanstieg des Druckes wurde von einem weiteren Sprung von dem niedrigsten Druckkoeffizienten auf den Wert, auf den das Druckprofil im Versuch ausläuft, ausgegangen. Folgende Eingangswerte für den dimensionslosen Druckkoeffizienten C_p wurden aus dem von Plesset angegebenen Verlauf für den Druckverlauf abgeschätzt und für die Berechnung vorgegeben:

$$C_{p,min} = -0,38$$

$$C_{p,konst.} = -0,08.$$

Aus der in Abschnitt 4.2.2 hergeleiteten konstanten Wachstumsgeschwindigkeit folgt eine Gerade als Verlauf für den Radius über der Wachstumszeit. In Konsistenz mit der Annahme bei der Herleitung wurde von einem vernachlässigbar kleinem Anfangsradius von $R_0 = 0$ ausgegangen.

Die Blasenradiusverläufe stimmen gut mit den ermittelten linearen Verläufen überein. Sollen auch die Geraden für den Blasen kollaps die Messwerten möglichst genau abbilden, so wird die maximale Blasengröße überschätzt. Die Überschätzung liegt unterhalb von 20%. Für Blase #5B liegt der Kollaps bei höheren Wachstumszeiten als für die unter gleichen Bedingungen beobachteten Blasen #1 und #2, wenn der Verlauf so verschoben wird, dass die Wachstumsverläufe übereinander liegen. Für Blase #5B gibt es Hinweise, dass die abgebildeten Messwerte mehrere Blasen repräsentieren, die aus unterschiedlichen Keimen an unterschiedlichen Stellen auf der Strömungskörperoberfläche entstanden sind.

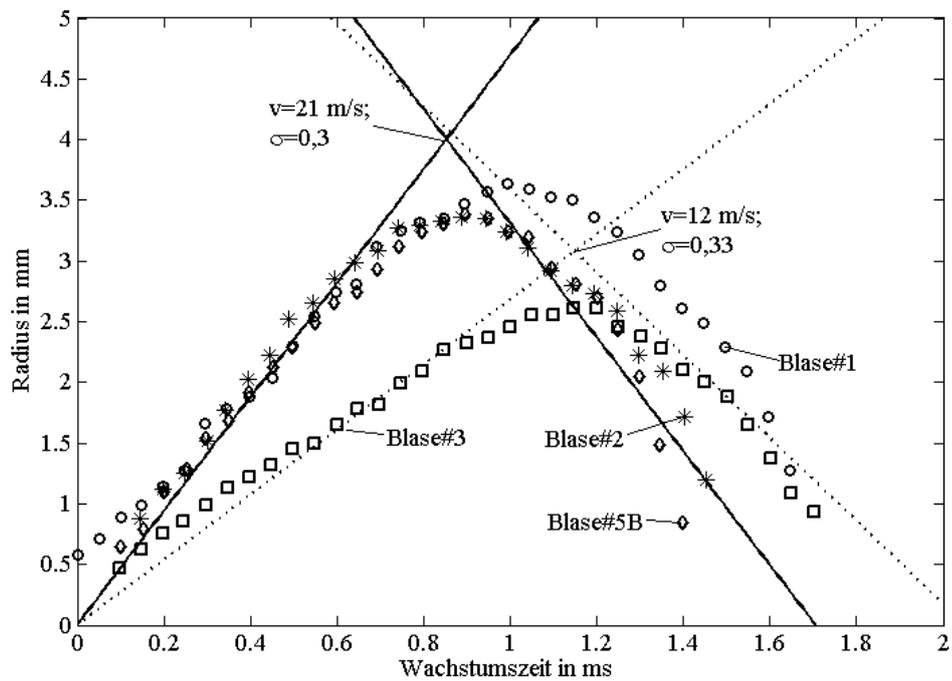


Abbildung C.16: Vergleich der Messwerte für den Blasenradius mit der analytischen Lösung für die Rayleigh-Gleichung

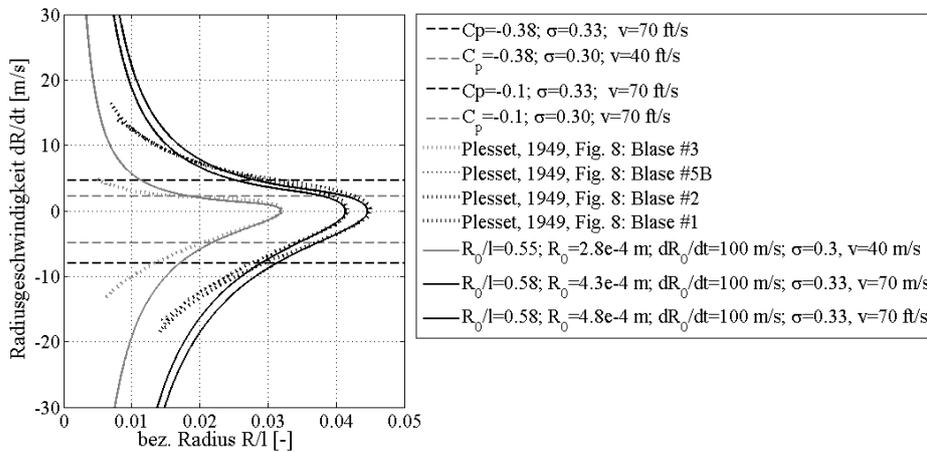


Abbildung C.17: Vergleich Blasenwachstumsgeschwindigkeit

Vergleich der Radiusgeschwindigkeiten nach den verschiedenen Modellen

In Abbildung C.17 sind die Wachstumsgeschwindigkeiten für die vier Blasen aus Plesset, 1949, gemäß der dort gezeigten Simulationsverläufe im Vergleich zu den Simulationsverläufen für Blasen gemäß Abschnitt C.8 und den konstanten Blasenwachstumsgeschwindigkeiten gemäß der analytischen Lösung der Rayleigh-Gleichung über dem bezogenen Radius gezeigt.

Bei maximalem Radius stimmen die beiden Simulationsergebnisse sehr gut überein. Bei kleinen bezogenen Radien führen die Simulationsergebnisse gemäß Abschnitt C.8 zu sehr hohen (asymptotisch gegen unendlich gehenden) Geschwindigkeiten. Die bestimmten konstanten Wachstumsgeschwindigkeiten liegen mittig in dem mittleren Bereich mit näherungsweise linearen Verläufen der Radiusgeschwindigkeit.

C.9 Schlussfolgerung

Die Vergleiche der verschiedenen Modelle hat gezeigt, dass die numerischen Lösungen für die Rayleigh-Plesset-Gleichung die Blasenverläufe von Plesset, 1949, bei

Vorgabe des Maximalradius, einem Blasenanzfangsradius oder einem Blasenkeim, der zu einer bestimmten Zeit aktiviert wird, im mittleren Bereich der Blasenhistorie gut abbildet. Im Anfangs- und im Endbereich der Blasenhistorie werden die Messwerte aber weniger gut abgebildet, da der Betrag der Geschwindigkeit, mit der sich der Blasenradius ändert, überschätzt wird.

Für den im Experiment vorliegenden Druckverlauf hat eine Annäherung des Druckverlaufs mit zwei Drucksprüngen und die sich daraus ergebende analytische Lösung für die Rayleigh-Gleichung zu einer größenordnungsmäßig mit den Versuchsergebnissen übereinstimmenden Lösung geführt. Insbesondere die Anfangs- und die Kollapsphase des Blasenwachstums konnten so abgebildet werden, dass die Messwerte bzw. die Drücke, die beim Kollaps gemessen wurden, repräsentiert werden, was durch die detaillierteren Modelle nicht möglich war. Es scheint daher sinnvoll insbesondere für größenordnungsmäßige Abschätzungen sich auf die Rayleigh-Gleichung zu stützen, bei der die Stoffeigenschaften eine untergeordnete Rolle spielen.

Für eine Betrachtung des Blasenverhaltens bei Kavitation, die weiter ins Detail geht, wird ein detaillierteres Modell als die Rayleigh-Plesset-Gleichung benötigt. Hierfür wären statistische Betrachtung (gestützt auf umfangreiche Messdaten) für die Keimverteilung und eine kleinteiligere Auflösung des Kollapses unter Berücksichtigung des entstehenden Strahles und des Einflusses der Abweichung von der Kugelform auf die Wirkung der Oberflächenspannung und die Scherkräfte nötig. Dies ist im Rahmen dieser Arbeit nicht zu leisten und eine größenordnungsmäßige Abschätzung des Blasenverhaltens ist für die zu treffenden Aussagen ausreichend.

C.10 Ursachen und Arten der Kavitation

Eine Druckabsenkung, die zu Kavitation führt, kann bedingt sein

1. durch eine direkte Druckabsenkung (Dissipation, Änderung der Höhenlage bei konstanter Geschwindigkeit)
2. durch eine Geschwindigkeitserhöhung, die mit einer Druckabsenkung einhergeht (Verengung, Umlenkung, Wirbelbildung).

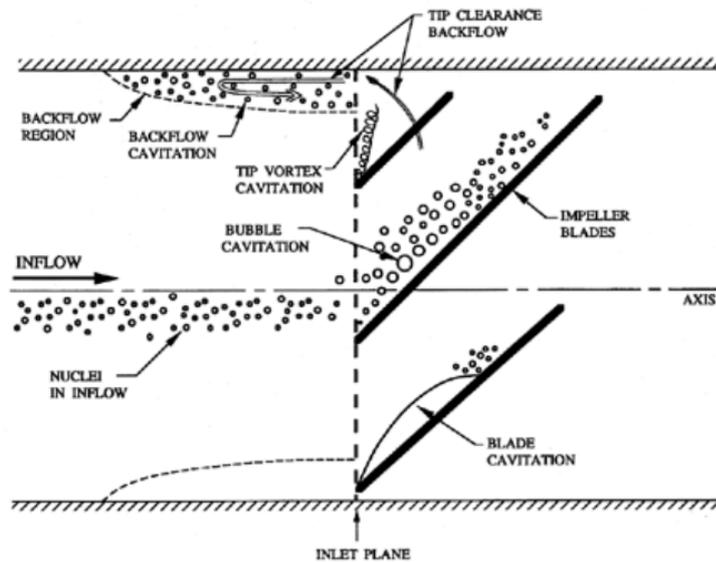


Figure 5.6: Types of cavitation in pumps.

Abbildung C.18: Kavitationsarten in Pumpen, Quelle: Brennen, 1994

Für Kreiselpumpen ist die Entstehung durch Druckabsenkung als Folge von Geschwindigkeitsänderungen häufiger. Unterschiedliche Gebiete in einem Pumpenlaufrad, in denen Kavitation auftritt, sind in Abbildung C.18 schematisch dargestellt. Bisher wurde die sogenannte Blaskavitation (bubble cavitation), die bei vorhandenen Keimen in der Strömung auf der Saugseite der Pumpenschaufeln entsteht, diskutiert. Insbesondere im Teillastbetrieb kann es auch zu Wirbelablösungen an der Schaufel und zu Rückströmungen im Eintritt in das Pumpenlaufrad kommen. Diese führt zu einer Wirbelbildung im Zulauf vor dem Pumpenlaufrad. Diese wird im Folgenden näher betrachtet. Eine weitere Form der Kavitation (blade cavitation) zeichnet sich durch große zusammenhängende Dampfgebiete aus, die sich an der Saugseite der Schaufel bilden. Diese entstehen bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten, wodurch eine größere Druckabsenkung bedingt ist.

In Abbildung C.19 sind die Geschwindigkeitsprofile vor Eintritt in die Pumpe gezeigt. Das Geschwindigkeitsprofil ändert sich mit dem Radius stärker, je kleiner der auf den Auslegungsvolumenstrom bezogene Volumenstromkoeffizient (ϕ) wird. In Stepanoff, 1959, wird von Wirbeln berichtet, die sich bis zu dem Zehnfachen des Laufraddurchmessers stromabwärts des Pumpenlaufrades ausbreiten. Die

4.5. PREROTATION

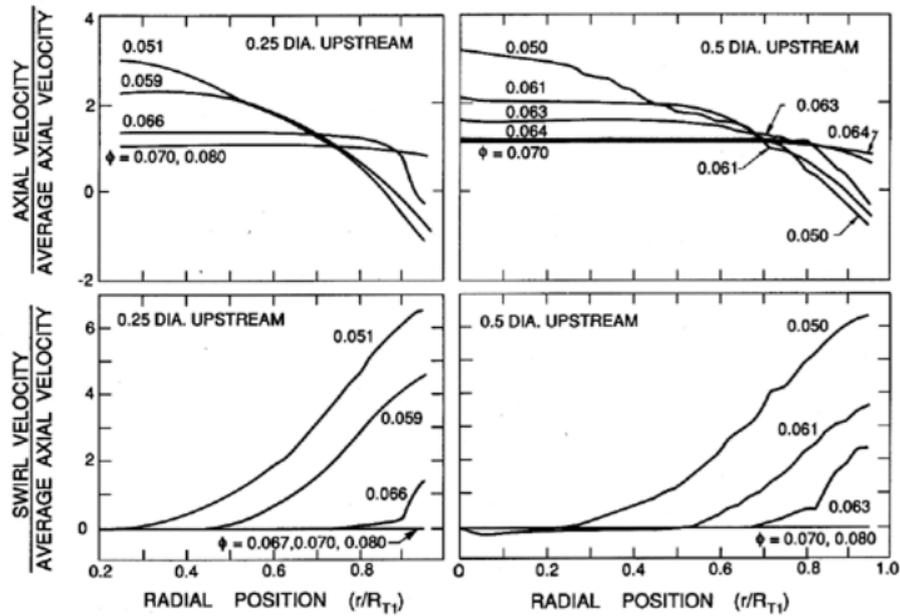


Figure 4.7: Axial and swirl velocity profiles in the inlet duct 0.25 diameters (left) and 0.5 diameters (right) upstream of the inlet plane of an inducer (Impeller VI) for various flow coefficients as shown (from del Valle, Braisted and Brennen 1992).

Abbildung C.19: Messdaten zur Axial- und Rotationsgeschwindigkeit stromaufwärts des Pumpenlaufrades, Quelle: Brennen, 1994

Folge ist Kavitation bei niedriger Teillast. Weiterhin kann es auf Grund des geänderten Geschwindigkeitsprofils evtl. zu einer verfälschten Druckmessung und damit Förderhöhenbestimmung für die Pumpe kommen.

Anhang D

Aufbau der AKA und Füllstandsmessung

D.1 Aufbau der AKA und Einbaulage der Pumpe

Der Abstand von der Unterkante des Behälters bis zur Mitte des Pumpenanschlusses bzw. der Verrohrung am Eintritt und Austritt in die Pumpe beträgt für eine AKA vom Typ Hummel ca. 270 cm. Die Genauigkeit der Messung mit einem Zollstock wird mit ca. ± 1 cm und damit als nicht sehr hoch eingeschätzt, da dieser ungefähr senkrecht gehalten werden muss. Außerdem muss z.B. die Mitte des Rohres abgeschätzt werden. Im Rahmen dieser Genauigkeit ist die Dicke des Behälterbleches enthalten.

Anhang D Aufbau der AKA und Füllstandsmessung

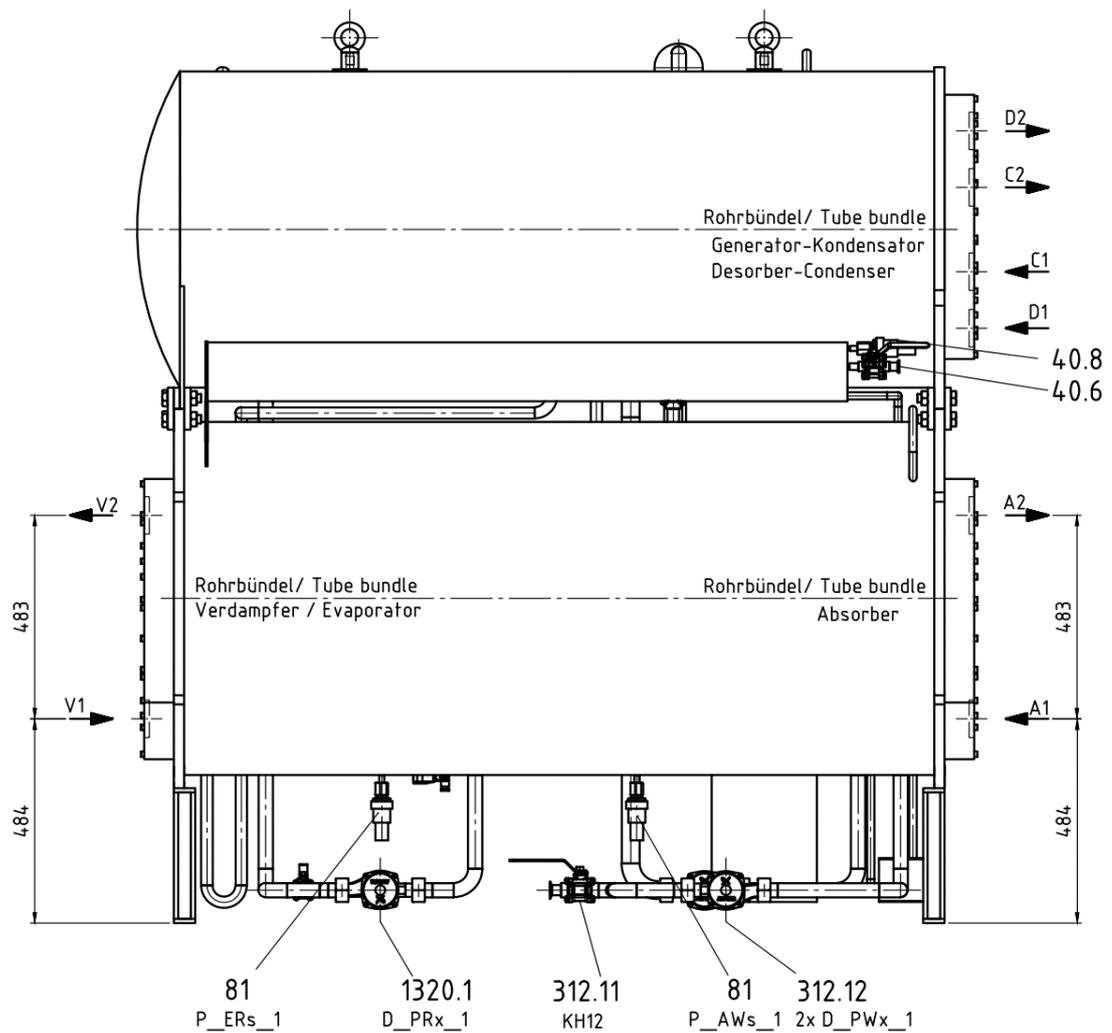


Abbildung D.1: Rückansicht AKA, Quelle: Konstruktionszeichnung der Firma BS Nova

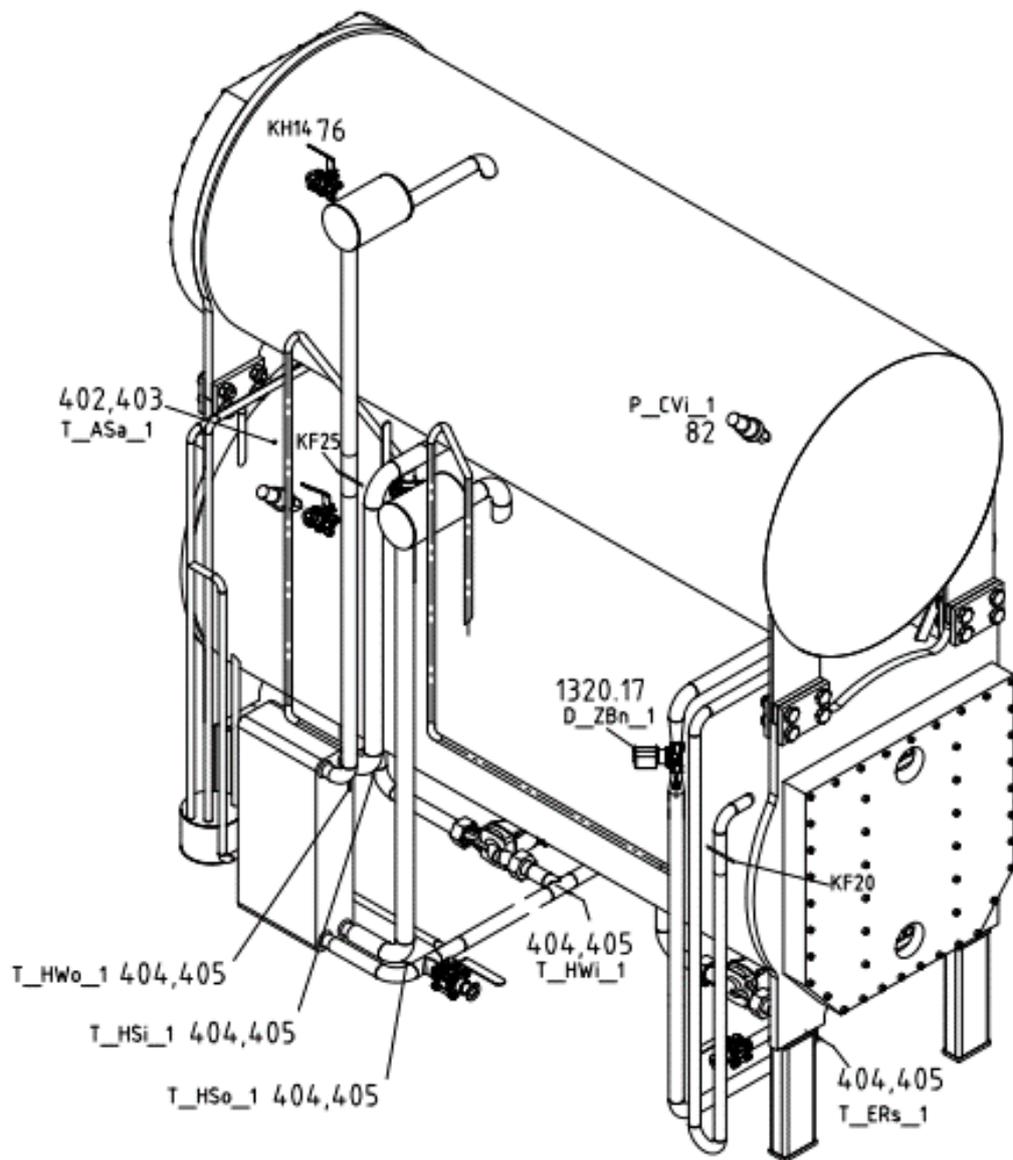


Abbildung D.2: Ansicht AKA von schräg vorne, Quelle: Konstruktionszeichnung der Firma BS Nova

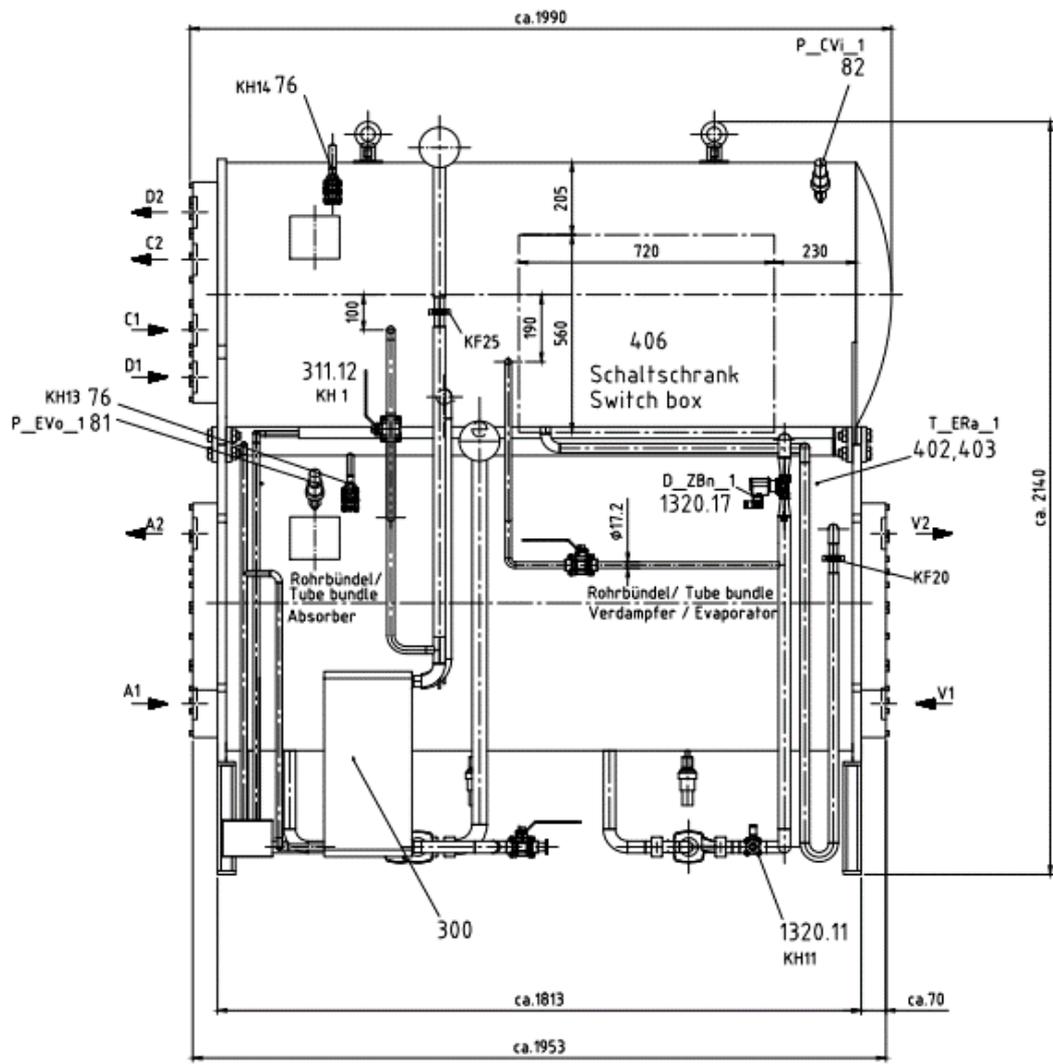


Abbildung D.3: Frontansicht AKA, Quelle: Konstruktionszeichnung der Firma BS Nova

D.2 Drucksensoren für die Füllstandsmessung

In Abbildung D.4 ist der Aufbau des verwendeten Drucksensors von Typ PMC 131 (Endress+Hauser, 2014) und dessen Einbaulage gezeigt. In Tabelle D.1 sind die einzelnen Höhenmaße kurz beschrieben und deren Werte angegeben.

Bei der Verwendung der Höhenmaße ist zu beachten, dass die Angaben nur auf ca. ± 5 mm erfolgen können. Zum einen sind die beiden Höhenmaße $z_{pAWs,1}$ und $z_{pAWs,2}$ separat zu ermitteln. Die Messunsicherheit durch Ablesen, Einhalten von rechten Winkeln etc. wird dabei mit jeweils ca. ± 1 mm abgeschätzt. Als weiterer Faktor kommt hinzu, dass die Mitte der Überwurfmutter abzuschätzen ist und angenommen wird, dass die oberste Kante des Drucksensors sich dort befindet. Dies kann aber je nach verwendetem Dichtring (flachdichtender Kupferring) leicht variieren. Weitere Unsicherheiten, wie die Dicke der Farbschicht auf dem Behälter, scheinen demgegenüber vernachlässigbar. Von der mit der Dichte der kältemittelreichen Lösung ρ_{AWo} in Höhenmeter umgerechneten Druckdifferenz $\frac{p_{AWS} - p_{EVo}}{\rho_{AWo} \cdot g}$ zwischen dem Druck im Absorbersumpf und dem Dampfdruck im unteren Behälter (Verdampfer-Dampfdruck) wird also noch ein durch die Einbaulage des Drucksensors bedingtes Offset von 65 mm abgezogen.

Für Hummel und Biene kommen die gleichen Drucksensoren zum Einsatz. Bei den Überwurfmuttern mit Anschweißenden handelt es sich um Zukaufteile. Es wird daher davon ausgegangen, dass die oben angegebenen Maße im Rahmen der Fertigungstoleranz und den diskutierten Unsicherheiten für alle AKA von Typ Hummel und Biene gleich sind.

Tabelle D.1: Höhen für die Bestimmung der Einbaulage des Absorbersumpfdrucksensors

Bezeichnung	Beschreibung	Höhenmaß [mm]
z_B	Blechstärke der Behälterwand	4
$z_{pAWs,1}$	Abstand Behälteraußenwand bis Mitte Überwurfmutter	≈ 35
$z_{pAWs,2}$	Abstand Mitte Überwurfmutter bis Membran	≈ 25

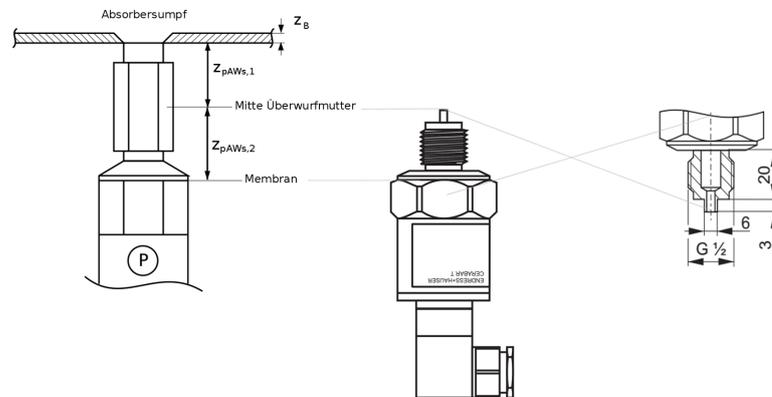


Abbildung D.4: Einbaulage Absorber- und Verdampfersumpfdrucksensor und relevante Höhendifferenzen, adaptiert aus Endress+Hauser, 2014 und einer Zeichnung von Michel Riese

D.3 Internes Fließbild zu den Absorptionskälteanlagen vom Typ Biene und Hummel

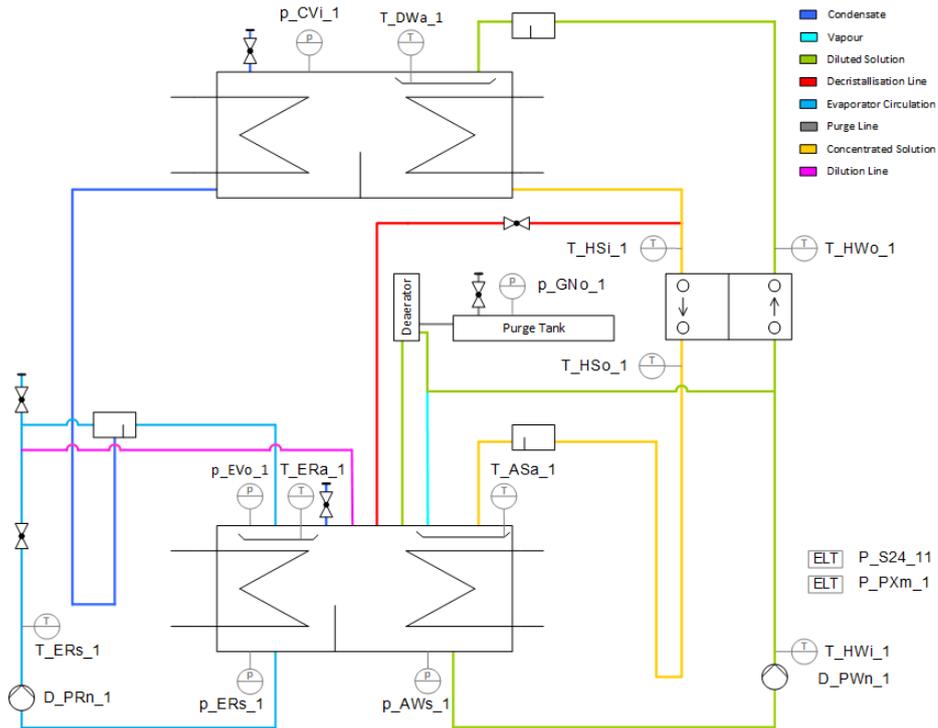


Abbildung D.5: Rohrleitungs- und Instrumentierungsdiagramm der AKA intern; Zeichnung aus dem FAKS-Projekt

Anhang E

Messunsicherheitsbestimmung

Die Betrachtung der Messunsicherheit im Folgenden ist in drei Abschnitte gegliedert:

- Messunsicherheit bei einzelnen Sensoren
- Messunsicherheit von Wärmemengenrechnern
- Unsicherheit bei Messgrößen, die mit Hilfe von Stoffwertfunktionen bestimmt werden

E.1 Messunsicherheitsbestimmung für direkt gemessene Werte

Das hier gewählte Vorgehen zur Unsicherheitsbestimmung orientiert sich an den Vorgaben des „JCGM 100:2008 Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement“, kurz GUM (JCGM, 2008). In Pesch, 2004, und Zegenhagen, 2015, können ergänzende Informationen, Beispiele und Erklärungen zu dem Vorgehen der GUM gefunden werden.

Die Nomenklatur und die Fortpflanzungsregeln z.B. für die Unsicherheiten in Quotienten (wie im Wirkungsgrad bzw. COP einer AKA) wurden aus Zegenhagen, 2015, entnommen. Hier wird auf eine detaillierte Darstellung verzichtet. Es werden

lediglich die verwendeten Größen und Gleichungen mit den getroffenen Annahmen eingeführt.

Die Bestimmung der Messunsicherheit erfolgt in Anlehnung an die GUM nach dem Typ-B-Verfahren, d.h. die Messunsicherheit wurde nicht auf Grundlage einer statistisch relevanten Anzahl an unabhängigen Messungen bestimmt (Typ-A-Verfahren), sondern an Hand verfügbarer Informationen von Herstellern und aus der Literatur.

Dabei wird davon ausgegangen, dass den vom Hersteller angegebenen Unsicherheiten eine Rechteckverteilung zu Grunde liegt. Dieses Vorgehen wird für den Fall, dass keine genaueren Angaben vorliegen (wie es hier der Fall ist), von Pesch, 2004, und JCGM, 2008, empfohlen.

Bei Annahme einer Rechteckverteilung wird die Standardabweichung s als Maß für die Messunsicherheit δ aus der Gerätegenauigkeit f mit

$$s_n = \frac{f_n}{\sqrt{3}} \quad (\text{E.1})$$

berechnet.

Durch die quasistatistische Betrachtung über eine Verteilungsfunktion kann die Fortpflanzung der Messunsicherheit wie bei statistischen Fehlern gemäß dem Gauß'schem „Fehlerfortpflanzungsgesetz“ erfolgen. Um ein Signifikanzniveau vom 95% zu erreichen wird ein Überdeckungsfaktor k von 2 gewählt. Die gesamte erweiterte halbseitige Messunsicherheit U für den jeweiligen Messwert ergibt sich somit zu

$$U_n = k \sqrt{\sum \frac{f_n}{\sqrt{3}}}. \quad (\text{E.2})$$

Die erweiterte Messunsicherheit berechnet sich zum einen aus der Messunsicherheit des Sensors selber, zum anderen werden die analog in Form von Widerständen und Strömen gemessenen Daten für die elektronische Datenspeicherung und Weiterverarbeitung in Analog/Digital-Wandlern (im Folgenden als Klemme bezeichnet) digitalisiert.

Unsicherheit der Analog/Digital-Wandler

Für die Klemmen werden vom Hersteller Wago Schalttechnik verschiedene Unsicherheiten angegeben (vgl. KG, 2019). Es wird eine Unsicherheit der Klemme als relative Größe in Bezug auf den Skalenendwert (SEW) angegeben. Hinzu kommt eine Unsicherheit, wenn die Temperatur im Schaltschrank von 25 °C abweicht. Auf Grund fehlender Temperaturüberwachung und -regulierung in den genutzten Schaltschränken wird von einer max. Temperaturabweichung von 20 K (also einer max. Temperatur von 45°C) ausgegangen. Weiterhin ist die Quantisierung durch die Digitalisierung zu berücksichtigen. Diese hängt von dem gewählten Datentyp ab. Bei den gewählten Datentypen WORD und INT stehen 16 bit (2 byte) zur Verfügung. Davon ist bei einem Vorzeichen behafteten Wert ein bit für das Vorzeichen abzuziehen. Außerdem beginnt die Zählung bei 2^0 , so dass entweder $2^{16} - 1$ (ohne Vorzeichen) oder $2^{15} - 1$ (mit Vorzeichen) Werte für die Abbildung des Skalierungsbereichs (*Skal*) zur Verfügung stehen. Die Unsicherheit in der Quantisierung f_4 wird somit zu

$$f_{4,WORD} = \frac{Skal}{2^{16} - 1} \quad (E.3)$$

bzw.

$$f_{4,INT} = \frac{Skal}{2^{15} - 1}. \quad (E.4)$$

Kalibrierung von Temperatursensoren

Die genutzten Temperatursensoren vom Typ Pt 100, die an Wago-Klemmen angeschlossen sind, wurden in der Regel im Rahmen des FAKS-Projektes inkl. der Datenerfassung kalibriert. Die Kalibrierkoeffizienten wurden auf Plausibilität und Konformität zu der erwarteten Messunsicherheit geprüft. Die Kalibriergleichungen sind im Controller hinterlegt. Es ist allerdings unbekannt inwieweit ggf. aus dem Kalibrierblock ragende, aber thermisch isolierte Sensorteile die Messung und zeitweise vorhandene Abweichungen des Referenzsensors des Kalibrators die Messungen beeinflusst haben. Außerdem sind teilweise Beschädigungen der Anschlusskabel durch die Klemmen mit geänderten Widerstand an der Verbindungsstelle aufgetreten, so dass die Messkabel nachträglich mit Aderendhülsen versehen wurden. Auch müssen die Sensoren zur Kalibration aus den Tauchhülsen gezogen werden,

mit denen sie in den Prozess eingebunden sind. Die Kalibration wird daher nicht zur Reduktion der Messunsicherheit herangezogen.

Verarbeitung der Messdaten

Die digitalisierten Daten werden durch einen Controller via Modbus TCP/IP zur Verfügung gestellt und in Intervallen von fünf Sekunden in einer SQL-Datenbank gespeichert. Von dort werden die Daten mit dem Programm PyScada zur Visualisierung in Echtzeit abgerufen und täglich im hdf5-Format exportiert. Die Tagesdaten (oder allgemeiner: Quelldaten) werden in Matlab mit einer am Fachgebiet programmierten Toolbox zu größeren Datensätzen (Jahresdatensätze bzw. Datensätze ohne größere Änderung) zusammengefügt. Die hdf5-Datensätze können dann direkt in Matlab mit weiteren Skripten verarbeitet werden oder mit einem Python-Skript auf Stationarität geprüft und über den stationären Bereichen gemittelt werden. Die stationären Werte stehen ebenfalls im hdf5-Format zur Verfügung und können damit wiederum in Matlab ausgewertet werden.

Unsicherheit in der Datenerfassung und Weiterverarbeitung

Es wird davon ausgegangen, dass mögliche Fehler bei der Verarbeitung der digitalen Signale (z.B. falsche Adressen oder Skalierungen, Benennung der Datenpunkte) erkannt und beseitigt wurden. Bei Fehlern in einzelnen Operationen oder zu einzelnen Zeitpunkten wird davon ausgegangen, dass diese in einem Fehlerwert resultieren und somit erkannt und entsprechend behandelt werden können.

Erweiterte Messunsicherheit der eingesetzten Einzelsensoren

Die Angaben zu den verwendeten Sensortypen, den aus den Herstellerdatenblättern bzw. -informationen entnommenen Sensorgenauigkeiten, die eingestellten Skalierungen und die getroffenen Annahmen zur Bestimmung der erweiterten Messunsi-

Anhang E Messunsicherheitsbestimmung

cherheit so wie die bestimmten erweiterten Messunsicherheiten sind in Tabelle E.1 zu finden.

Tabelle E.1: Verwendete Messtechnik und assoziierte Messunsicherheit

Messtelle	Temperaturen [°C]	Drücke [mbar]	Drücke [mbar]
Unsicherheit Sensors			
Bezeichnung	Pt 100, 1/3 Klasse B	E+H Cerebar PCM 131	E+H Cerebar PCM 131
Bereich	0...196,62°C *	0...100 mbar	0...200 mbar
Sensorgenauigkeit f,1	±1/3(0,3°C + 0,005 ν _i)	0,5 % SEW	0,5 % SEW
ν _i _{max}	100	100	200
f _{1,max}	0,267	0,500	1,000
s _{R,1,max}	0,15	0,29	0,58
Unsicherheit Datenerfassung			
Bezeichnung WAGO Klemme	750-461/00-003	750-455	750-455
Unsicherheit Klemme (25°C), f ₂	±0,2% von SEW	±0,1% von SEW	±0,1% von SEW
sR,2	0,4	0,1	0,2
Temp.abweichung	±0,01%	±0,01%	±0,01%
f,3 ^a			
sR,3	0,002	0,002	0,002
Quantisierung f,4	6,00E-03	1,53E-03	3,05E-03
sR,4	3,46E-03	8,81E-04	1,762E-03
Überdeckungsfaktor k	2	2	2
U _{nn,min} ^b	0,845	0,611	1,222
*) hier 196,6°C aus Skalierungsfunktion FkS, Vorzeichen wird extra gespeichert			
**) Hier ist der Bereich der Temperaturschwankungen gemeint.			

^afür ±20K Schwankung der Temp.

^bmax. einseitige Messabweichung

Tabelle E.2: Verwendete Messtechnik und assoziierte Messunsicherheit

Messstelle	<i>Volumenstrom</i> [l/s]	
Unsicherheit des Sensors		
Bezeichnung	Flexim Fluxus F601	
Bereich	0,01...25 m/s	
Sensorgenauigkeit f,1	$(\pm 1,6\% \nu_i + 0,01m/s) \cdot A_R$	
$ \nu_i _{max}$	0,5	
$f_{1,max}$	0,011	0,020
$s_{R,1,max}$	0,007	0,011
Unsicherheit Datenerfassung		
Bezeichnung WAGO Klemme	750-454	
Unsicherheit Klemme (25°C), f ₂	±0,2% von SEW	
sR,2	0,002	
Temp.abweichung	0,002	
f,3 ¹		
Quantisierung f,4	1,762E-05	
Überdeckungsfaktor k	2	2
$U_{xn,min}$ ²	0,014	0,023
Angabe für Standardrohr	33,7 mm x 2,6 mm	42,4 mm x 2,6 mm
Durchmesser in m	0,0285	0,0372
Fläche in m ²	6,38E-04	1,09E-03

E.2 Messunsicherheit von Messwerten aus Wärmemengenrechnern

Messwerte (Temperaturen, Volumenstrom und Wärmeströme), die zu einem Wärmemengenrechner (WMR) gehören, werden bereits durch den WMR digitalisiert und über einen Pegelwandler auf dem Datenbus zur Verfügung gestellt. Hier erfolgt die Unsicherheitsbetrachtung von Messwert und Digitalisierung gemäß DIN 1434, 2007.

Die „Fehlergrenze“ für die Gesamteinheit wird als arithmetische Summe der Unsicherheiten der Teilgeräte gebildet:

Rechenwerk

$$f_C = \pm \left(0,5 + \frac{\Delta\theta_{min}}{\Delta\theta} \right) \quad (\text{E.5})$$

Temperatursensorpaar

$$f_{\Delta\theta} = \pm \left(0,5 + \frac{\Delta\theta_{min}}{\Delta\theta} \right) \quad (\text{E.6})$$

Durchflussmessgerät Klasse 2

$$f_q = \pm \left(2 \pm \frac{q_p}{q} \right) \quad (\text{E.7})$$

Die „Fehler“grenze für ein Durchflussmessgerät der Klasse 2 liegt außerdem bei max. 5%.

Fortpflanzung der Messunsicherheit bei Quotienten (thermische Effizienz, COP)

Zegenhagen, 2015, hat gezeigt, dass sich die Messunsicherheit von zwei Messgrößen, die über einen Quotienten verknüpft sind, aus den relativen Messunsicherheiten (u) der beiden Größen wie folgt berechnet:

$$u_{COP} = \sqrt{u_{Q_0}^2 + u_{Q_2}^2}. \quad (\text{E.8})$$

Gesamtunsicherheit Bestimmung Wärmemenge bzw. Leistung

Die in DIN 1434, 2007, angegebenen Korrelationen beziehen sich auf die Wärmemenge. Es wird davon ausgegangen, dass diese Angaben auch für Leistungen (also Wärmemengen bezogen auf ein Zeitintervall) gelten.

Tabelle E.3: Messunsicherheit für Wärmemengen/-strömen und COP

Messtelle	WMR Kaltwasser Q_{0Ex}	WMR Heißwasser Q_{2Dx}	WMR Kühlwasser Q_{1Qx}
Hersteller	Landis + Gyr	Landis + Gyr	Landis + Gyr
Bezeichnung	Ultracold UH50	Ultraheat UH50	Ultraheat UH50
min. zul. Temp.diff. [K]	3	3	3
min. Temp.diff. [K]	1,2	7,3	2,5
Nennvolumenstr. [m^3/h]	25	25	60
Volumenstrom [m^3/h]	25	6	30
Leistung [kW]	45	53	92
rel. Messuns. Rechenwerk [%]	0,9	2,93	1,33
rel. Messuns. Temperturdiff. [%]	8,00	1,73	4,10
rel. Messuns. Durchflussmess. Klasse 2 [%]	2,02	2,08	2,04
rel. Gesamtunsicherheit WMR [%]	10,92	6,75	7,47
Gesamtunsicherheit bzw. Leistung [kW]	4,91	3,58	6,88
rel. Gesamtunsicherheit COP [%]	12,84		
Gesamtunsicherheit (bei COP von 0,6)	0,08		

E.3 Unsicherheit in aus Stoffwertfunktionen bestimmten Größen

Als Stoffwertfunktionen für Wasser/LiBr werden von Jan Albers (und anderen) programmierte und am Fachgebiet bestehende Funktionen für das Programm Matlab genutzt, die auf den Stoffwertkorrelationen nach Patek und Klomfar beruhen. Die Funktionen von Pátek und Klomfar, 2006, wurden gewählt, da diese einen großen Wertebereich für die LiBr-Massenanteile (0-70%) abdecken und auf der Evaluation einer Vielzahl von Messwerten unterschiedlicher Quellen beruhen. Die Autoren schließen dabei Datenreihen aus, wo systematische Abweichungen erkannt wurden, sowie Datenpunkte, die von den anderen Messwerten zu weit abweichen.

Es werden aus den in Pátek und Klomfar, 2006, gezeigten Grafiken zu Standardabweichungen zwischen Messung und Korrelation die Werte zur Unsicherheit der Korrelationsgleichung abgeschätzt. Über die Unsicherheiten in den dort zitierten Messwerten ist nichts bekannt. Zusätzlich kommen teilweise Unsicherheiten durch die Nutzung von Umkehrfunktionen hinzu. Die dafür getroffenen Annahmen werden in dem jeweiligen Abschnitt erläutert.

Unsicherheit in der Bestimmung der Massenanteile

In Abbildung E.1 sind die berücksichtigten Unsicherheitsanteile für die Berechnung der LiBr-Massenanteile unter Annahme von Gleichgewichtsbedingungen am Austritt von De- und Absorber gezeigt. Bei der Bestimmung der Unsicherheit bei der Berechnung der Massenanteile ist zu berücksichtigen, dass diese unter Annahme von thermodynamischem Gleichgewicht aus Druck und Temperatur bestimmt werden. Die Messung von Druck und Temperatur ist bereits mit einer Messunsicherheit behaftet (schwarze „Fehlerbalken“). Bei Pátek und Klomfar, 2006 wird eine Funktion für den Druck $p(x, T)$ hergeleitet. Diese Funktion zeigt Abweichungen gegenüber Literaturmesswerten, die als Unsicherheit auf den Druck aufgeschlagen werden. Zusätzlich ist bekannt, dass ein weiteres Abfließen des Prozesses eine Unterkühlung bzw. eine Überhitzung der Lösung im Absorber- bzw. Desorbersumpf benötigt. In Abbildung E.1 ist exemplarisch der Fall unterkühlter

Lösung im Absorbersumpf dargestellt. Zusätzlich ist noch die Unsicherheit in der benutzten Umkehrfunktion $x(p, T)$ zu betrachten. Um den gesamten Bereich der möglichen Massenanteil abzudecken wird dieser Unsicherheitsanteil jeweils mit der niedrigsten wahrscheinlichen Temperatur und dem höchsten Druck sowie mit der höchsten Temperatur und dem niedrigsten Druck gebildet. Auf Grund der Berücksichtigung der Abweichung vom thermodynamischen Gleichgewicht ergibt sich eine unsymmetrische Gesamtunsicherheit in der Bestimmung der Massenanteile.

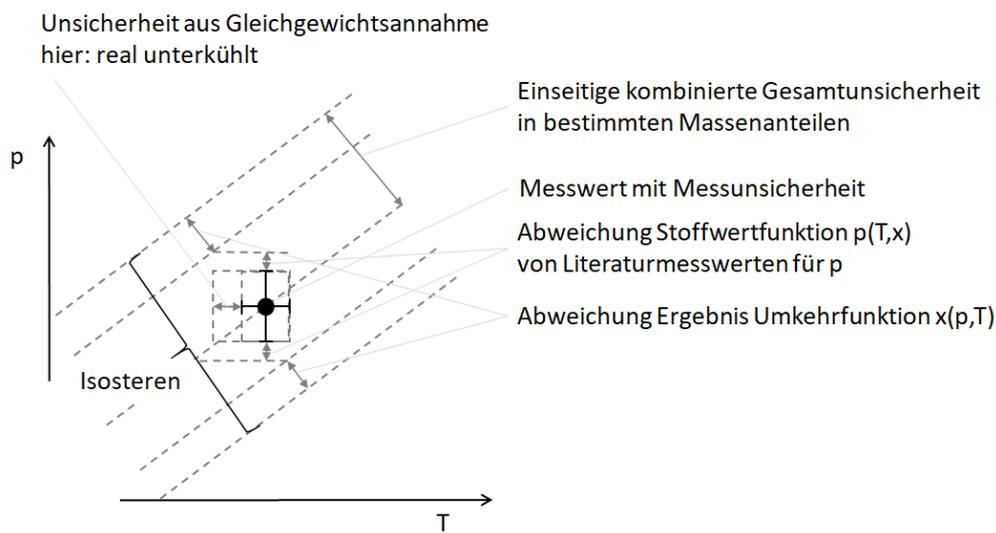


Abbildung E.1: Kombinierte Unsicherheit in den bestimmten Massenanteilen

Um den Anteil aus der Unsicherheit durch die Nutzung der Stoffdatenkorrelationen nach Pátek und Klomfar, 2006, zu quantifizieren wird je ein exemplarischer Betriebspunkt für Ab- und Desorber vorgegeben. Von diesem Betriebspunkt aus werden die beiden Eingangsgrößen variiert, um die Sensitivität der Korrelation auf die jeweilige Eingangsgröße zu ermitteln. Die Ergebnisse dieser Sensitivitätsanalyse sind in Tabelle E.4 zusammengefasst. Die aus der Sensitivitätsanalyse abgeschätzten Unsicherheiten werden in Tabelle E.6 für die Bestimmung der Gesamtunsicherheit der Massenanteil genutzt.

Tabelle E.4: Sensitivitätsanalyse Stoffdatenfunktion für Sättigungszusammensetzung nach Patek und Klomfar

Bestimmungspunkt 1 (Absorber)							
Druck [mbar]	Δp [mbar]	Temp. [$^{\circ}C$]	ΔT [K]	x [$\frac{kg}{kg_{Lsg}}$]	abs. Abw. pro K	rel. Abw. pro K	
Ausgangszustand							
7,5	-	25	-	51,34%	-	-	-
Temperaturvariation							
7,5	-	24	-1K	50,66%	0,68%	1,32%	
7,5	-	20	-5K	47,65%	0,74%	1,44%	
7,5	-	15	-10K	42,84%	0,85%	1,66%	
Druckvariation							
7,6	0,1	25	-	51,20%	1,40%	2,73%	
7,8	0,2	25	-	51,05%	1,45%	2,86%	
8,5	1,0	25	-	49,96%	1,38%	2,90%	
10,5	3,0	25	-	47,37%	1,32%	3,09%	
7,4	-0,1	25	-	51,48%	-1,40%	-2,73%	
7,3	-0,2	25	-	51,62%	-1,40%	-2,74%	
6,5	-1,0	25	-	52,81%	-1,47%	-2,94%	
10,5	-3,0	25	-	-2	-	-	

Tabelle E.5: Sensitivitätsanalyse Stoffdatenfunktion für Sättigungszusammensetzung nach Patek und Klomfar

Bestimmungspunkt 1 (Absorber)						
Druck [mbar]	Δp [mbar]	Temp. [$^{\circ}C$]	ΔT [K]	x [$\frac{kg_LiBr}{kg_Lsg}$]	abs. Abw. pro K	rel. Abw. pro K
Ausgangszustand						
55		80		60,58%		
Bestimmungspunkt 2 (Desorber)						
Temperaturvariation						
55		81	+1	61,02%	0,44%	0,73%
55		85	+5	62,73%	0,43%	0,71%
55		90	+10	64,84%	0,43%	0,70%
Druckvariation						
55,1	0,1	80		60,57%	0,10%	0,17%
55,2	0,2	80		60,55%	0,15%	0,25%
56,0	1,0	80		60,41%	0,17%	0,28%
58,0	3,0	80		60,08%	0,17%	0,28%
54,9	-0,1	80		60,60%	0,20%	0,33%
54,8	-0,2	80		60,62%	0,20%	0,33%
54,0	-1,0	80		60,76%	0,18%	0,30%
52,0	-3,0	80		61,11%	0,18%	0,29%

Anhang E Messunsicherheitsbestimmung

Tabelle E.6: Kombinierte Unsicherheit in der Bestimmung der Massenanteile

	Absorber	Desorber
Absolute Abweichung Δx [$kg/(kg K)$]	0,007	0,0044
Absolute Abweichung Δx [$kg/(kg mbar)$]	0,014	0,0017
Unsicherheit aus Druck		
Messwert [$mbar$]	7,5	55
Messabweichung (FAkS) [$mbar$]	1,22	1,22
Messabweichung (PK) (5% von Messwert) [$mbar$]	0,38	2,75
kombiniert (zufällig) [$mbar$]	1,48	3,47
systematisch [$mbar$]	2,70	3,97
Umrechnung in Massenanteile		
zufällig [kg/kg]	0,02	0,006
systematisch [kg/kg]	0,04	0,007
Unsicherheit aus Temperatur		
Messwert [$^{\circ}C$]	25,00	80,00
Messabweichung (FAkS) [K]	0,85	0,85
Messabweichung (PK) [K]	NA	NA
Unterkühlung/Überhitzung [K]	-5,00	5,00
kombiniert (zufällig) [K]	0,85	0,85
kombiniert (systematisch) max. [K]	-5,42	5,85
Umrechnung in Massenanteile		
zufällig, ohne Unterkühlung/Überhitzung [kg/kg]	0,006	0,004
systematisch, mit Unterkühlung/Überhitzung [kg/kg]	-0,041	0,026
kombinierte Temp.- und Druckunsicherheit		
zufällig	0,025	0,004
systematisch (mit Unterkühlung/Überhitzung)	-0,079	0,032
kombinierte Gesamtunsicherheit		
Unsicherheit der Umkehrfunktion [kg/kg]	0,008	0,008
zufällig	0,043	0,013
systematisch (mit Unterkühlung/Überhitzung)	-0,087	0,040

Unsicherheit in der Bestimmung der Dichte der Lösung

Das Vorgehen zur Bestimmung der Unsicherheit der Dichte der Lösung ist ähnlich zu dem Vorgehen bei den Massenanteilen. Die genutzte Funktion ist allerdings direkt bei Pátek und Klomfar, 2006, angegeben. Die Sensitivität der Dichte in Abhängigkeit von Massenanteilen und Temperatur wird in Tabelle E.8 aufgezeigt. In Tabelle E.9 sind die sich ergebenden Unsicherheiten in der Bestimmung der Dichten dargestellt.

Tabelle E.7: Sensitivitätsanalyse Stoffdatenfunktion für die Dichte von Wasser/LiBr-Lösung nach Pátek und Klomfar, 2006

Bestimmungspunkt 1 (Absorber)									
	Temp.	ΔT	x	Δx	Dichte	Abs. Abw. pro K	rel. Abw pro K		
	[°C]	K	[kgLiBr/kgSalz]	[kgLiBr/kgSalz]	[kg/m ³]	[kg/(m ³ K)]	[-]		
Ausgangszustand									
	25	-	0,00	-	1531,90	-	-		-
Temperaturvariation									
	26	+1K	0,50	-	1531,60	0,30	0,02%		
	24	-1K	0,50	-	1532,10	0,20	0,01%		
	20	-5K	0,50	-	1533,00	0,22	0,01%		
	15	-10K	0,50	-	1534,40	0,25	0,02%		
Massenanteilsvariation									
	25	-	0,45	-0,05	1454,90	-15,4	-1,06%	Abs. Abw. pro 0,01	rel. Abw pro 0,01
	25	-	0,51	0,01	1548,20	-16,3	-1,05%		
	25	-	0,55	0,05	1616,80	-16,98	-1,05%		
	25	-	0,60	0,10	1710,80	-17,89	-1,05%		

Tabelle E.8: Sensitivitätsanalyse Stoffdatenfunktion für die Dichte von Wasser/LiBr-Lösung nach Pátek und Klomfar, 2006

Bestimmungspunkt 1 (Absorber)						
Temp [°C]	ΔT K	x [kg _{LiBr} /kg _{Salz}]	Δx [kg _{LiBr} /kg _{Salz}]	Dichte [kg/m ³]	Abs. Abw. pro K [kg/(m ³ K)]	rel. Abw pro K [-]
Bestimmungspunkt 2 (Desorber)						
Ausgangszustand						
80	-	0,60	-	1685,70		
Temperaturvariation						
81	+1K	0,60	-	1685,10	0,60	0,04%
79	-1K	0,60	-	1686,30	0,60	0,04%
75	-5K	0,60	-	1688,70	0,60	0,04%
70	-10K	0,60	-	1691,50	0,58	0,03%
Druckvariation						
				Abs. Abw. pro 0,01 rel. Abw pro 0,01		
80	-	0,65	0,05	1792,40	-21,34	-1,19%
80	-	0,59	-0,01	1665,80	-19,90	-1,19%
80	-	0,55	-0,05	1590,30	-19,08	-1,20%
80	-	0,50	-0,1	1504,50	-18,12	-1,20%

Anhang E Messunsicherheitsbestimmung

Tabelle E.9: Kombinierte erweiterte Messunsicherheit für die Bestimmung der Dichte der Lösung

	Absorber	Desorber
Absolute Abweichung Δx pro K [$kg/(m^3)$]	0,22	0,60
Absolute Abweichung Δx pro 0,01 kg/kg in [$kg/(m^3)$]	-17,00	-19,00
Unsicherheit aus Temperatur		
Messwert Temp. [$^{\circ}C$]	55	80
Messabweichung (FAkS) [K]	0,85	0,85
Umrechnung [kg/m^3]	0,19	0,510
Unsicherheit aus Massenanteilen		
berechneter Wert für Massenanteile LiBr [kg/kg]	0,50	0,60
Unsicherheit nach oben	0,087	0,013
Unsicherheit nach unten	0,043	0,040
Umrechnung Obergrenze in kg/m^3	147,37	24,37
Umrechnung Untergrenze in kg/m^3	73,08	76,89
kombinierte Temp.- und Massenanteilsunsicherheit		
Unsicherheit Obergrenze	85,1	14,1
Unsicherheit Untergrenze	42,2	44,4
Unsicherheit in Stoffdatenfunktion		
berechneter Wert [kg/m^3]	1531,9	1685,7
Unsicherheit Obergrenze in kg/m^3	99,8	25,4
Unsicherheit Untergrenze in kg/m^3	51,8	54,8

E.4 Statistische Werte für die Übereinstimmung zwischen Modell und Messwerten

Bei der Auswertung von Messwerten in Kapitel F werden statistische Werte angegeben, die mit der MATLAB-Funktion „gfit2“ (Crozier, 2009) berechnet wurden. Diese Funktion wurde eigentlich die Bestimmung von Abweichungen zwischen einem Regressionsmodell und zugehörigen Messwerten erstellt. Die Berechnung und Definition der einzelnen Größen aus der genannten Funktion werden im Folgenden vorgestellt.

Die Abweichung e wird als Differenz aus den Zielwerten (in diesem Fall die gemessenen Werte) und den simulierten Werten gebildet:

$$e = t - y. \quad (\text{E.9})$$

Der Mittelwert (*mean*) wird mit folgender Anweisung berechnet, wobei X für die Variable steht, über die gemittelt wird und n die Anzahl der zu mittelnden Werte angibt:

$$\text{mean}(X) = \frac{\sum_1^n X}{n} \quad (\text{E.10})$$

die mittlere quadratische Abweichung (*MSE*)

$$MSE = \text{mean}(e^2) \quad (\text{E.11})$$

die normalisierte mittlere quadratische Abweichung (*NMSE*)

$$NMSE = \text{mean}\left(\frac{e^2}{\text{var}(t)}\right) \quad (\text{E.12})$$

mit der Varianz (*VAR*), den Residuen (*RESID*) und der komplexen Konjugierten (*CONJ*)

$$\text{VAR}(X) = \frac{\sum_1^n \text{RESID} \cdot \text{CONJ}(\text{RESID})}{N - 1} \quad (\text{E.13})$$

$$\text{RESID} = X - \text{mean}(X) \quad (\text{E.14})$$

die Wurzel der mittleren quadratische Abweichung

$$RMSE = \sqrt{\text{mean}(e^2)} \quad (\text{E.15})$$

die mit der Varianz normalisierte quadratische Abweichung (NRMSE)

$$NRMSE = \sqrt{\frac{\text{mean}(e^2)}{\text{var}(t)}} \quad (\text{E.16})$$

der mittlere absolute Fehler

$$MAE = \text{mean}(|e|) \quad (\text{E.17})$$

der Absolutwert des mittleren relativen Fehlers (MARE)

$$MARE = \text{mean}\left(\left|\frac{e}{t}\right|\right) \quad (\text{E.18})$$

der Korrelationskoeffizient

$$R = \text{CORRCOEF}(i, j) = \frac{\text{COV}(t(i), v(i))}{\sqrt{\text{COV}(t(i), t(i)) \cdot \text{COV}(v(i), v(i))}} \quad (\text{E.19})$$

mit der Kovarianz

$$\text{COV}(t(i), v(i)) = \frac{1}{1-n} \sum_{i=1}^n (t_i - \text{mean}(t)) (y_i - \text{mean}(y)) \quad (\text{E.20})$$

das Bestimmtheitsmaß D , auch Determinationskoeffizient genannt

$$D = R^2 \quad (\text{E.21})$$

die statistische Effizienz Eff

$$Eff = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n (e^2)}{\sum_{i=1}^n (t - \text{mean}(t))^2} \quad (\text{E.22})$$

maximaler absoluter Fehler MAE_{max}

$$MAE_{max} = \max(|e|) \quad (\text{E.23})$$

maximaler absoluter relativer Fehler $MARE_{max}$

$$MARE_{max} = \max\left(\left|\frac{e}{t}\right|\right). \quad (\text{E.24})$$

Anhang F

Anhang zur Validierung des thermischen Modells

In den folgenden Abschnitten werden die Simulationsergebnisse des thermischen Modells mit den jeweils zugehörigen Messdaten für die drei Anlagen vom Typ Hummel (TUEW und HENK) bzw. Biene (TUKT) (vgl. Abschnitt 1.2) verglichen.

F.1 Vergleich der Simulation mit Messdaten - Kälteleistung

Als Erstes werden die vermessenen Werte für die Kälteleistung mit den berechneten Werten der Kälteleistung verglichen.

Vergleich zwischen Simulation und Messwerten - TUKT

In Abbildung F.1 und F.2 sind die simulierten Werte für die Kälteleistung über den Messwerten für die Biene auf dem Teststand am Fachgebiet Maschinen- und Energieanlagentechnik aufgetragen. In Abbildung F.2 ist eine Auswahl an Messdaten aus der gesamten Datenbasis aus Abbildung F.1 gezeigt: Ausgewählt wurde eine Heißwassereintrittstemperaturvariation und eine Variation der Drehzahl

der Pumpe bei externen Nennbedingungen. Diese beiden Messreihen werden im Folgenden genauer analysiert.

Die diagonalen Linien in den beiden Abbildungen F.1 und F.2 repräsentieren folgende Werte: Die dunkelgraue Winkelhalbierende gibt die Werte an, bei denen eine exakte Übereinstimmung zwischen Simulations- und Messwerten bestehen würde. Die beiden anderen dunkelgrauen Geraden geben relative Abweichungen von $\pm 10\%$ bezogen auf den Messwert an. Die beiden zur Winkelhalbierenden parallel verschobenen hellgrauen Linien geben jeweils absolute Abweichungen ± 5 kW bzw. ± 10 kW an.

Unter der Annahme, dass die Wärmemengenzähler in TUKT ähnliche Messunsicherheiten aufweisen, wie diejenigen in HENK (vgl. Tabelle E.3 im Anhang E), liegt die erwartete Messabweichung bei ca. 10% bezogen auf den aktuellen Messwert. Diese wird also durch die dunkelgrauen Geraden repräsentiert. Es ist jedoch zu beachten, dass die Norm für die Messunsicherheit von Wärmemengenrechnern eine minimale Temperaturdifferenz von 3 K vorschreibt. Dies ist für die betrachteten Messwerte der Biene erst bei Kälteleistungen oberhalb von 30 kW gegeben. Eine geringere Temperaturabweichung als 3 K ist für Wärmemengenzähler für Abrechnungszwecke nicht zulässig, da dann die gesamte Messunsicherheit aufgrund der Unsicherheit in der Temperaturdifferenz zunimmt (vgl. Abschnitt E.2, DIN 1434, 2007).

Die blauen Kreuze markieren jeweils den ermittelten Simulationswert auf der Ordinate über dem vermessenen stationären Mittelwert (steady state operation point, SSOP) auf der Abszisse. Die horizontalen Fehlerbalken geben an, wie groß der minimale bzw. maximale Messwert war, der in die Mittlung des stationären Wertes eingegangen ist.

Insgesamt wirkt die Übereinstimmung zufriedenstellend. Wird die Gesamtheit der Messwerte betrachtet (Abbildung F.1), so erscheinen die Simulationswerte um zwischen 5 kW bis 10 kW systematisch hin zu höheren Leistungen verschoben. Werden die gefilterten Messwerte in Abbildung F.2 betrachtet, so wird die Leistung bei kleinen Leistungen etwas zu gering und bei hohen Leistungen etwas zu hoch abgeschätzt.

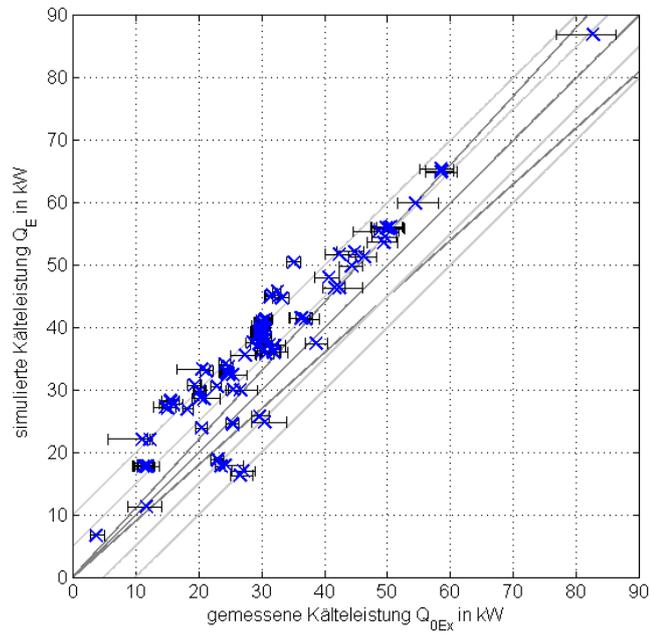


Abbildung F.1: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Kälteleistung - alle Datenpunkte TUKT

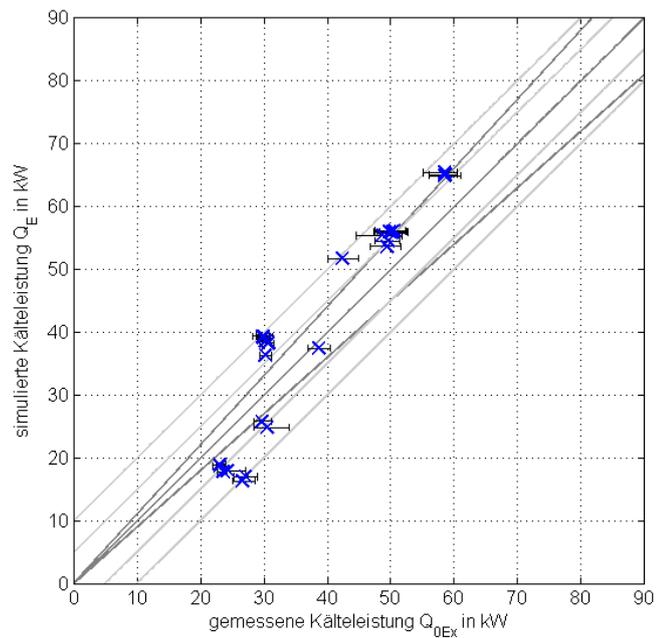


Abbildung F.2: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte TUKT - Heißwasservariation und Drehzahlvariation Lösungspumpe (HWV) TUKT

Vergleich zwischen Simulation und Messwerten - HENK

In Abbildung F.3 sind die simulierten Werte (blaue Kreuze) über den Messwerten für die Liegenschaft HENK aufgetragen. Die Messwerte wurden im regulären Betrieb ohne manuelle Eingriffe aufgenommen.

Die Winkelhalbierende zeigt eine Übereinstimmung zwischen simuliertem und gemessenem Wert an. Die dunkelgrauen Linien zeigen eine relative Abweichung der Simulation um $\pm 10\%$ an. Die hellgrauen, zur Winkelhalbierenden parallel verlaufenden Geraden, entsprechen einer absoluten Abweichung von Simulation und Messwerten von 15 kW.

Die schwarzen Fehlerbalken zeigen die Streubreite der in die stationären Werte gemittelten Messwerte. Die Schwankungsbreite liegt bei den Messwerten unterhalb von 80 kW in der Größenordnung von 20 kW. Bei höheren Leistungen treten in Abbildung F.4 teilweise größere Streubreiten auf.

Die Simulationen liegen bei Leistungen unterhalb von 70 kW konstant um ca. 20 kW oberhalb der Messwerte, bei höheren Kälteleistungen als 80 kW weichen die Simulationen bis auf einzelne Ausreißer weniger als 10% von den Messwerten ab.

Bei der Interpretation der Messwerte ist zu beachten, dass bei Kälteleistungen unterhalb von 86 kW die Temperaturdifferenz im externen Verdampferkreis zwischen Verdampfer- und -austrittstemperatur unterhalb von 3 K liegt (siehe Abbildung F.4). Bei der Bilanzprüfung für HENK im Anhang geht in Abbildung H.1 die Energiebilanz unterhalb von ca. 86 kW schlechter auf, die zu beachtende Unsicherheit der Prüfung ist jedoch auch größer.

Vergleich zwischen Simulation und Messwerten - TUEW

Die Messdaten aus der Liegenschaft TUEW wurden ebenfalls mit einer von den Verbrauchern aufgeprägten Kältelast aufgenommen, die in dem betrachteten Zeitraum für eine Hummel sehr gering war (max. ca. 35 kW). Es wurde die Heißwassereintrittstemperatur manuell vorgegeben. Die Kühlwassereintrittstemperatur wurde

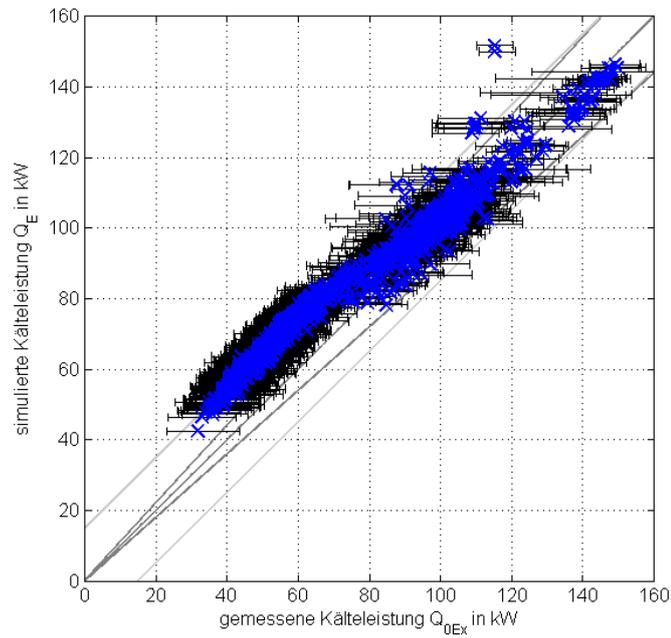


Abbildung F.3: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Kälteleistung - alle Datenpunkte HENK

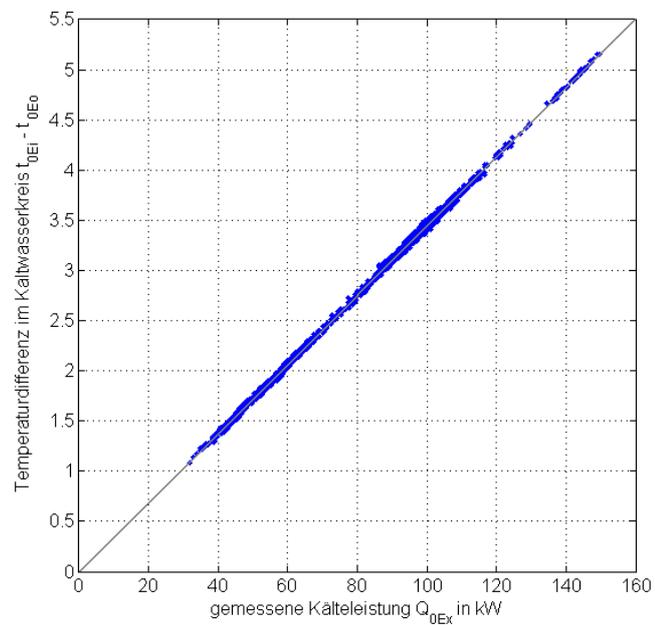


Abbildung F.4: Temperaturdifferenz im externen Verdampferkreis in Abhängigkeit von der Kälteleistung

entsprechend der anliegenden Kältelast von der Leistungsregelung der AKA berechnet. Außerdem wurde die Drehzahl der Lösungsmittelpumpe gezielt variiert (eine Auswertung der Drehzahlvariation erfolgt in Abschnitt 8.1).

Wie für die anderen beiden Liegenschaften wird auch für TUEW die simulierte Kälteleistung über dem entsprechenden Messwert in Abbildung F.5 aufgetragen. Die Fehlerbalken zeigen wiederum die Schwankungsbreite der zu einem Punkt gemittelten Messpunkt auf. Die Geraden zeigen die Übereinstimmung zwischen Simulation und Messwert, sowie eine relative Abweichung von $\pm 10\%$ sowie absolute Abweichungen von ± 15 kW.

Viele der Messpunkte weisen Schwankungsbreiten von 5-10 kW auf. Es gibt jedoch auch einzelne Messpunkte mit doppelt so hohen Schwankungsbreiten. Die meisten Simulationswerte liegen zwischen 0-10 kW zu hoch. Einzelne simulierte Werte befinden sich auch unterhalb von den zugehörigen Messwerten. Insgesamt kommen simulierte Werte im Bereich der Messwerte ± 10 kW vor. Innerhalb der Datenwolke sind einzelne Strukturen (in Form von Geradenabschnitten) erkennbar. Dies deutet auf von der Simulation noch nicht erfasste Systematiken hin.

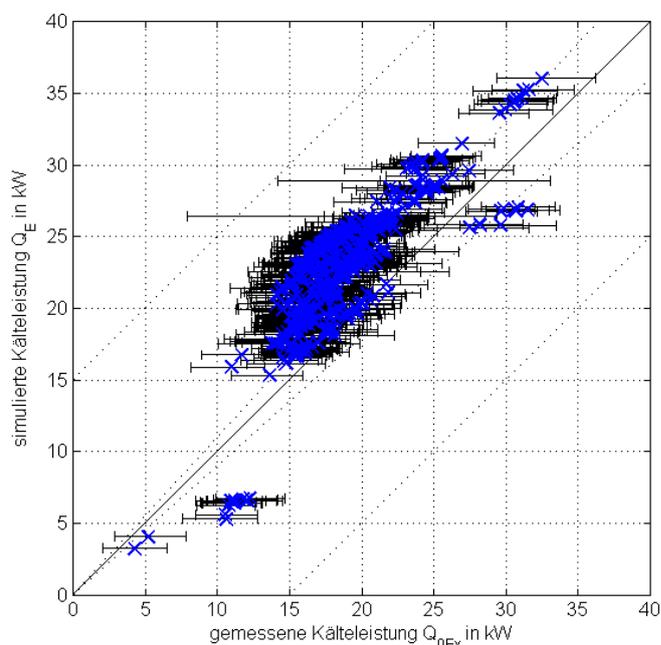


Abbildung F.5: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Kälteleistung - alle Datenpunkte TUEW

F.1.1 Statistische Werte für die Übereinstimmung zwischen Messwerten und Simulation

In Tabelle F.1 sind statistische Kenngrößen für die Übereinstimmung von simuliertem und stationärem Wert angegeben.

Die Werte wurden für TUKT für drei Fälle bestimmt: alle Datenpunkte, Datenpunkte mit einer gemessenen stationären Kälteleistung von über 30 kW und für die Messwerte der Heißwassereintrittstemperatur und Drehzahlvariation der Lösungsmittelpumpe (Werte aus Abbildung F.2, Kürzel HWV in den Tabellen).

Für HENK wurden die statistischen Kenngrößen ebenfalls für drei Fälle ermittelt: Zum einen wurden die Kenngrößen für zwei unterschiedliche Entnetzungs konstanten und zum anderen separat für Kälteleistungen oberhalb von 86 kW berechnet.

Die statistischen Werte für TUEW wurden nur einmal für die Gesamtheit der betrachteten Messwerte berechnet.

Die Übereinstimmung in TUKT ist für die gefilterten Werte (HWV) höher als in den anderen beiden Fällen. Die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung beträgt für alle Messdaten 8,43 kW, für die gefilterten Werte 7,22 kW. Die mittlere absolute Abweichung liegt bei 7,94 kW bzw. 6,87 kW respektive. Die mittlere relative Abweichung beträgt 33 % bzw. 20 %. Die maximale absolute Abweichung beträgt 15,35 kW bzw. 10,28 kW. Das Maximum der relativen Abweichung beträgt 100 % bzw. 40 %.

Die statistischen Werte für HENK zeigen eine leicht bessere Übereinstimmung von Messwerten und Simulation, wenn die Entnetzungs konstante zu 0,004 kg/(s m) gesetzt wird anstatt zu 0,002 kg/(s m). Die absoluten Abweichungen (mittlere absolute Abweichung und mittlere Wurzel der quadratischen Abweichung) bewegen sich in der Größenordnung von 10-14 kW. Der Unterschied zwischen beiden Fällen ist nicht nennenswert, schlägt sich aber in leicht geringeren Werten für die Abweichungen für den Fall 0,004 kg/(s m) nieder. Für Werte oberhalb von 86 kW sind die absoluten Abweichungen nur halb so groß, wie bei den kleineren Kälteleistungen - die relativen Abweichungen sind entsprechend noch kleiner (Größenordnung 5%).

Tabelle F.1: Statistische Größen für die Übereinstimmung simulierter Kälteleistung und den zugehörigen Messwerten

	TUKT		HENV		TUEW
	alle	$> 30kW$	HWV	$\dot{Q}_E > 86$	
mittlere quadratische Abweichung (RMSE) [kW]	8,43	7,81	7,22	13,76	4,84
norm. mittlere quadr. Abweichung (NRMSE)	0,72	0,69	0,61	0,53	1,29
mittlere absolute Abweichung (MAE) [kW]	7,94	7,18	6,87	12,87	4,46
normierte mittlere absolute Abweichung (MARE)	0,33	0,20	0,20	0,20	0,25
maximale absolute Abweichung [kW]	15,35	15,35	10,28	40,32	7,73
maximale relative Abweichung	1,00	0,44	0,39	0,48	0,50

Im Vergleich zu den Messwerten aus TUEW zeigen die Simulationenwerte eine Abweichung von etwas unter 5 kW. Hier sind im Vergleich zu den betrachteten Messdaten aus HENK die Kälteleistungen jedoch deutlich geringer. Es ergibt sich eine relative Abweichung in der Größenordnung von 25 %. Die ermittelte Abweichung liegt in der Größenordnung der ermittelten Messunsicherheit, sodass hier eine sehr gute Übereinstimmung vorliegt. Für eine genauere Auflösung bzw. Abbildung der Messdaten, z.B. um in Abbildung F.5 erkennbare Strukturen interpretierbar zu machen, ist präzisere Messtechnik notwendig. Weitere Informationen, durch die sich die Strukturen zuordnen lassen, in diesem Fall z.B. unterschiedliche Drehzahlen der Lösungsmittelpumpe (s.h. Abschnitt 9.1), werden für eine Interpretation benötigt.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass die Messdaten von den Simulationsergebnissen zumindest qualitativ richtig abgebildet werden. Ob die Abbildung quantitativ ausreichend gut ist, muss für den jeweiligen Fall entschieden werden.

F.2 Vergleich zwischen Simulation und Messdaten - Desorberleistung

In den Abbildungen F.6 bis F.9 wurden die simulierten Werte für die Desorberleistung wiederum über der gemessenen Desorberleistung für die drei Liegenschaften aufgetragen. Für TUKT wurden zum Einen alle stationären Punkte aufgetragen, zum Anderen wurden die gefilterten Heißwasser- und Lösungsmittelvolumenstromvariationen separat aufgetragen. Die grauen Linien dienen der Orientierung für die Abweichung der simulierten Werten von den Messwerten (hellgraue Linien: absolute Abweichung von 5 kW bzw. 10 kW, relative Abweichung von 10 %). Die Fehlerbalken zeigen wiederum die Streuung in den Messwerten, die in die jeweiligen stationären Punkte gemittelt werden.

Bis auf eine Gruppe bei 30 kW für TUKT (die Datengruppe ist auch Teil der gefilterten Daten, vgl. Abbildungen F.6 und F.7) wird die Desorberleistung für TUKT und HENK mit einer relativen Abweichung in der Größenordnung 10 % getroffen. Für HENK befinden sich die simulierten Werte bei Desorberleistungen

unterhalb von 100 kW tendenziell oberhalb der Messwerte (vgl. Abbildung F.8). Für Leistungen oberhalb von 100 kW wird die Desorberleistung eher unterschätzt.

Für TUEW befinden sich die simulierten Desorberleistungen deutlich unterhalb der gemessenen Werte (vgl. Abbildung F.9). Die simulierten Werte, die am dichtesten an den Messwerten sind, liegen immer noch um 10 % zu niedrig. Die absolute Abweichung liegt für die überwiegenden Datenpunkte zwischen -5 kW bis -15 kW. Innerhalb der Datenwolke sind auch in diesem Fall Strukturen in Form unterschiedlicher Geraden zu erkennen.

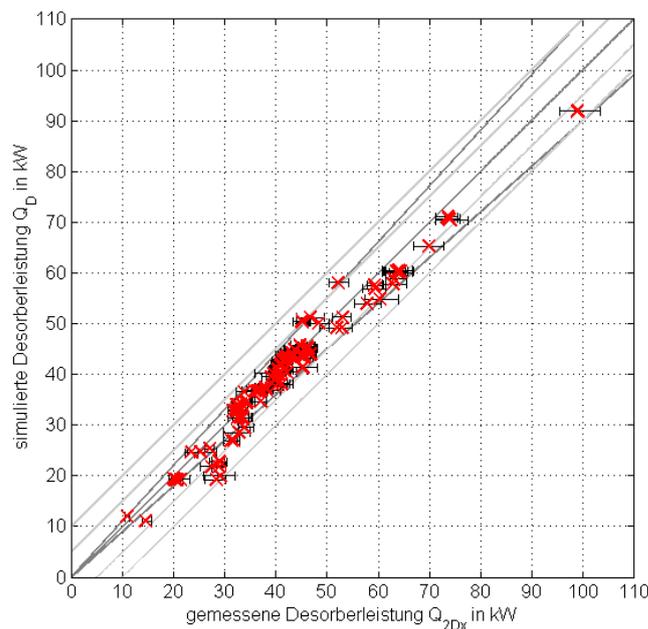


Abbildung F.6: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Desorberleistung - alle Datenpunkte TUKT

In Tabelle F.2 sind die statistischen Kenngrößen für die Übereinstimmung von simulierter Desorberleistung und den entsprechenden aus Messdaten gemittelten stationären Punkten angegeben. Werden alle Datenpunkte berücksichtigt, so liegt die relative Abweichung zwischen Messwerten und simulierten Werten sowohl für TUKT als auch für HENK bei ungefähr 5 % .

Für TUKT ist die Abweichung zwischen simuliertem und gemessenem Wert etwas weniger als doppelt so hoch, wenn nur die Heißwasser- und Lösungspumpendrehzahlvariation berücksichtigt wird, als wenn alle Messpunkte mit einbezogen werden. Hier

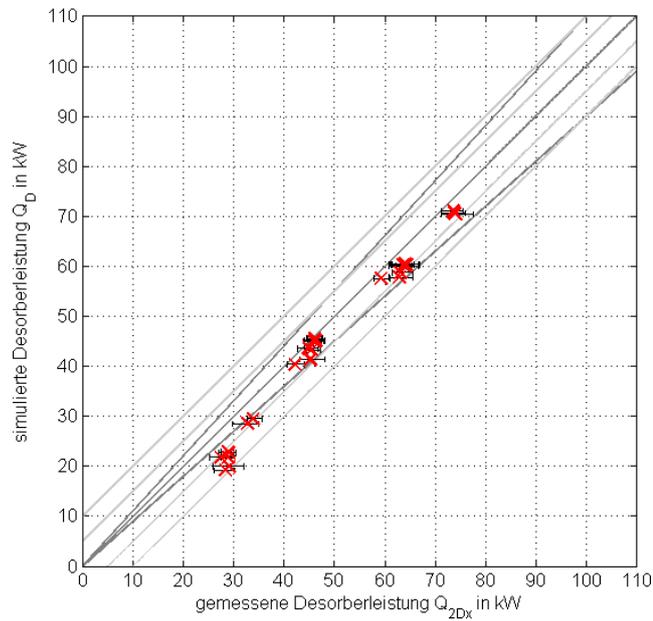


Abbildung F.7: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Desorberleistung - Heißwasservariation und Drehzahlvariation der Lösungsmittelpumpe TUKT

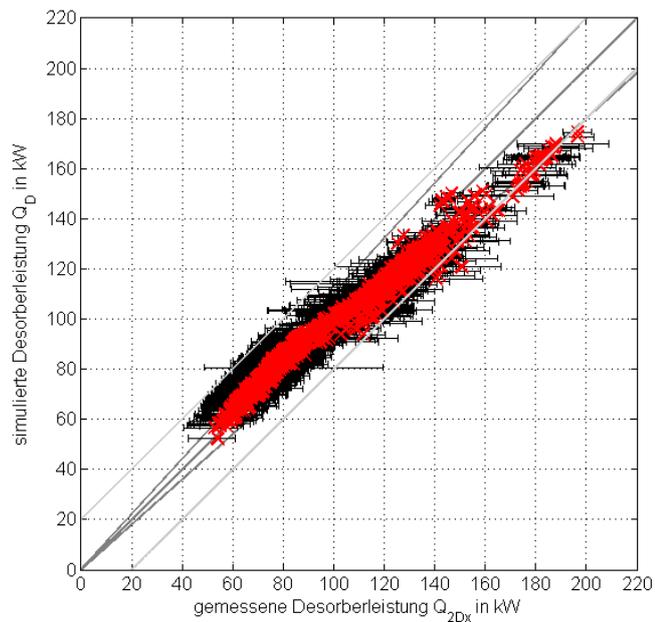


Abbildung F.8: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Desorberleistung - alle Datenpunkte HENK

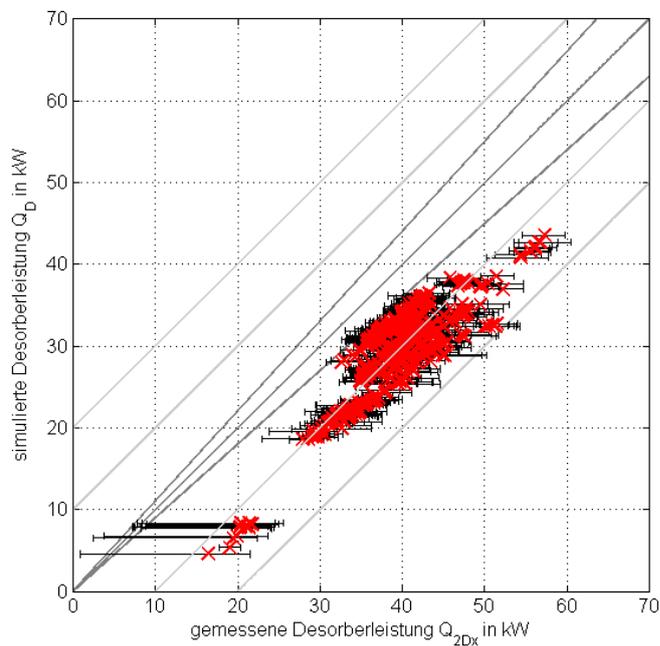


Abbildung F.9: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Desorberleistung - alle Datenpunkte TUEW

wäre zu erwarten gewesen, dass das Modell besser passt, als wenn z.B. noch externe Volumenströme variiert werden. Für diejenigen Messpunkte, wo die Kälteleistung gut getroffen wird, stimmen die simulierte und die gemessene Desorberleistung schlechter überein.

Bei den Messdaten in TUEW ist die absolute relative Abweichung ca. fünfmal so hoch wie für die anderen beiden Liegenschaften und liegt bei 25 %. Auch der absolute Fehler liegt mit gerundet 20 kW doppelt so hoch wie für TUKT, wobei die gemessenen Leistungen im Mittel geringer waren.

F.2.1 Vergleich zwischen Simulation und Messdaten - thermische Effizienz (COP)

Im Folgenden (Abbildungen F.10 bis F.12) wurden für die drei Liegenschaften die simulierte über der aus den Messwerten bestimmten thermischen Effizienz (COP) aufgetragen. Die Spannweite der in die stationären Werte gemittelten einzelnen Messwerte wird für TUKT in Abbildung F.10 über die Fehlerbalken angegeben.

Tabelle F.2: Statistische Größen für die Übereinstimmung simulierter Desorberleistung und den zugehörigen Messwerten

	TUKT		HENK	TUEW
	alle	HWV		
mittl. quadr. Abweichung (RMSE) [kW]	2,74	4,20	7,44	10,35
norm. mittl. quadr. Abweichung (NRMSE)	0,21	0,28	0,25	1,78
mittl. abs. Abweichung (MAE) [kW]	1,99	3,51	6,22	9,92
norm. mittl. abs. Abweichung (MARE)	0,05	0,09	0,06	0,26
max. abs. Abweichung [kW]	9,11	9,11	29,99	18,86
max. rel. Abweichung	0,32	0,32	0,20	0,72

In Abbildung F.11 sind für die Liegenschaft HENK ebenfalls die simulierten Werte über der aus den Messwerten ermittelten thermischen Effizienz aufgetragen. Auf die Fehlerbalken wurde hier verzichtet, da diese so lang wären, dass sie von den gemittelten Werten ablenken würden. Angesichts der Übereinstimmung sowohl zwischen gemessener und simulierter Kälte- und Desorberleistung ist es überraschend wie schlecht der simulierte COP mit dem aus den Messwerten bestimmten Werten insbesondere für kleinere Werte übereinstimmt und darüber hinaus ziemlich konstant ist. Dies ist zum einen darin begründet, dass viele Werte in die Berechnung eingehen und zusätzlich ein Quotient gebildet wird. Zum anderen deutet dies darauf hin, dass ein real auftretender konstanter Verlustterm in der Simulation nicht berücksichtigt wird. Diese Vermutung stützt sich auf die Lage der simulierten Werte oberhalb der Messwerte.

Die simulierten Werte für den COP sind deutlich höher als die gemessenen Werte, insbesondere bei gemessenen Effizienzen unterhalb von 70 %. Für TUKT und HENK sind die simulierten Werte für den COP im betrachteten Bereich deutlich konstanter als die Messwerte. Für TUEW streuen die simulierten Werte für den COP deutlich stärker als die gemessenen Werte.

Bei der Interpretation der Übereinstimmung von gemessenem und simuliertem COP ist zu beachten, dass die Streubreite innerhalb der in einen Punkt gemittelten Werte sehr hoch ist. In Abbildung F.10 ist die Streubreite innerhalb der gemittelten stationären Punkte zum Teil in der Größenordnung 40-50 Prozentpunkte, also teilweise halb so groß wie der Bereich der erwarteten Messwerte. Dies ist u.a. dadurch

begründet, dass zwei Messgrößen mit ihren assoziierten Messunsicherheiten aufeinander bezogen werden, sodass die resultierende Messunsicherheit entsprechend groß ist (Messunsicherheit für HENK Abschnitt E, vgl. Tabelle E.3).

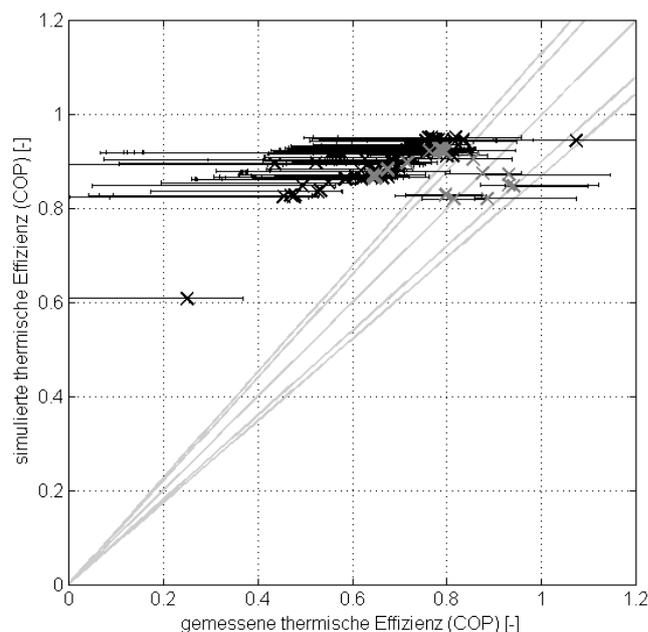


Abbildung F.10: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den COP - alle Datenpunkte TUKT

Die statistischen Werte in Tabelle F.3 für den COP für die Liegenschaft TUKT bestätigen den Eindruck - die Übereinstimmung zwischen den simulierten Werten und den Messwerten ist im Vergleich zu der Kälte- und der Desorberleistung gering. Die absolute mittlere Abweichung liegt bei 34 Prozentpunkten und die mittlere relative Abweichung liegt ebenfalls bei 34 %.

Insgesamt kann festgestellt werden, dass der COP auf Grund der Schwankungsbreite und der geringen Übereinstimmung zwischen Messwerten und Simulation kaum eine Aussagekraft hat, da die Werte mit großen Unsicherheiten behaftet sind. Außerdem deutet die bessere Übereinstimmung bei hohen Kälteleistungen darauf hin, dass ein nicht oder nur schwach von der umgesetzten Kälteleistung abhängiger Verlustmechanismus nicht in der Simulation berücksichtigt wird. Insgesamt tritt die Abweichung in der passenden Richtung auf, da die Simulation einige Idealisierungen beinhaltet, so dass zu erwarten wäre, dass die Simulationswerte höher liegen als die Messwerte.

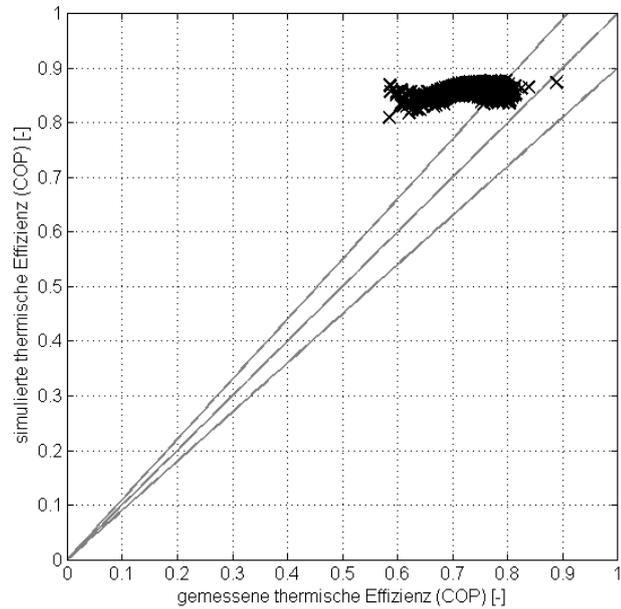


Abbildung F.11: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Desorberleistung - alle Datenpunkte HENK

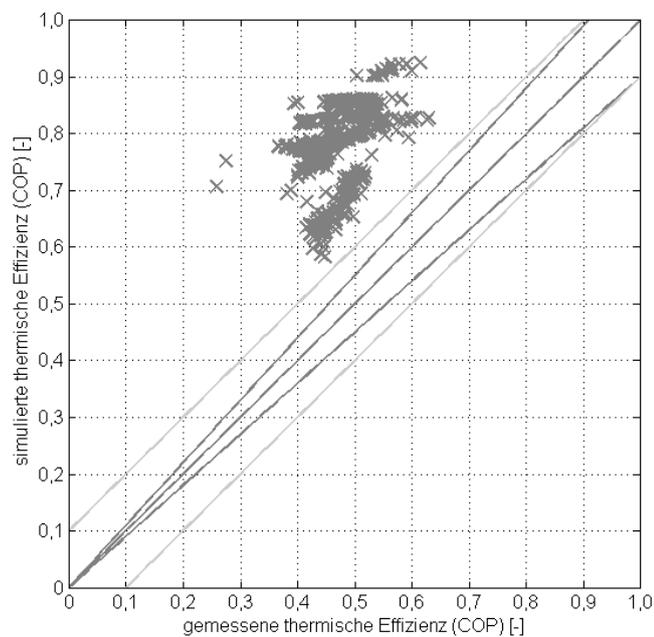


Abbildung F.12: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die Desorberleistung - alle Datenpunkte TUEW

Tabelle F.3: Statistische Werte für Übereinstimmung zwischen simulierten und Messwerten für den COP -TUKT

	alle	HWV
mittlere quadratische Abweichung (RMSE)	0,23	0,15
normierte mittlere quadratische Abweichung (NRMSE)	0,21	0,14
mittlere absolute Abweichung (MAE)	0,34	0,19
normierte mittlere absolute Abweichung (MARE)	0,34	0,19
maximale absolute Abweichung	9,11	9,11
maximale relative Abweichung	1,43	0,35

F.2.2 Vergleich zwischen Simulation und Messdaten - Verdampfdruck

Auch für den Verdampfdruck wurde eine ähnliche Art der Auftragung gewählt, wie in den vorangegangenen Abschnitten: Aufgetragen wurde wieder der simulierte Wert über den gemittelten stationären Werten. Die Fehlerbalken zeigen die Schwankungsbreite der in die SSOP gemittelten Messwerte an. Die Winkelhalbierende, Linien für konstante Offsets und für eine Abweichung von $\pm 10\%$ wurden jeweils zur Orientierung ergänzt.

Zu beachten ist, dass die Skala für die Grafiken unterschiedlich gewählt wurde. Insbesondere ist zu beachten, dass für die Grafik für HENK (Abbildung F.14) der Nullpunkt unterdrückt wurde, um mehr Details innerhalb der Datenwolke auflösen zu können.

Die Schwankungsbreiten in den gemittelten Messdaten sind sehr gering und liegen bei 1 mbar oder sogar darunter. Auch die mittleren absoluten Abweichungen zwischen simulierten Werten und den stationären Mittelwerten sind gering und liegen zwischen 0,6 mbar und 1,6 mbar, was im Vergleich zu der ermittelten Messunsicherheit von 1 mbar für die Drucksensoren in HENK (vgl. Tabelle E.1) eine sehr gute Übereinstimmung bedeutet, da die Abweichung weniger als das Doppelte der ermittelten Messunsicherheit beträgt.

Bei den Messdaten für HENK in Abbildung F.14 wurden die einzelnen Datenpunkte farbig gemäß der Kälteleistung des jeweiligen SSOP eingefärbt. Es ist zu erkennen,

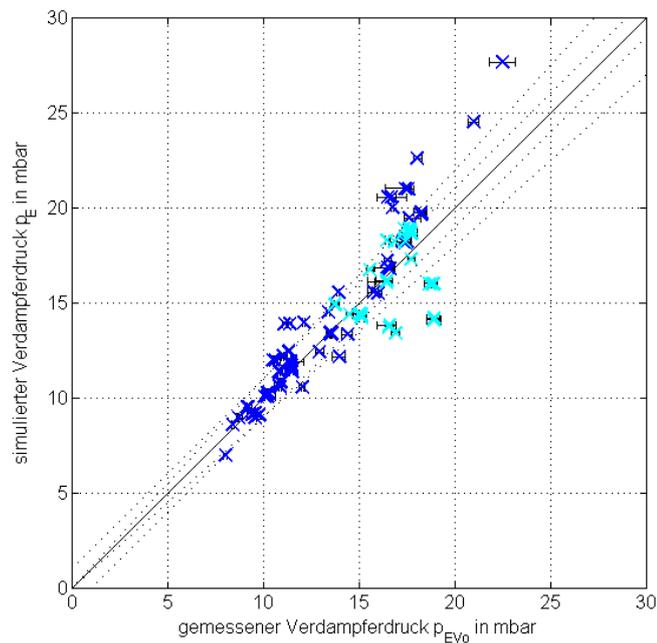


Abbildung F.13: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den Verdampfdruck - alle Datenpunkte TUKT

dass die Datenpunkte mit einer Kälteleistung unterhalb von 70 kW um den Wert der jeweiligen SSOP schwanken. Bei höheren Kälteleistungen als ca. 100 kW scheint sich ein konstanter Offset von ca. 1 K zu ergeben.

In der Abbildung F.15 für TUEW sind wiederum annähernd lineare Strukturen zu erahnen.

Die maximale Abweichung zwischen gemessenem und berechnetem Druck (vgl. Tabelle F.4) liegt in HENK bei knapp 2 mbar, in TUKT bei ca. 5 mbar (sowohl bei der Gesamtheit der Messdaten als auch bei den gefilterten Messreihen). Bei TUEW liegt die max. absolute Abweichung bei 3,6 mbar. Die relativen Fehler liegen bei 21 % (HENK), 25 % (TUKT) und 35 % (TUEW).

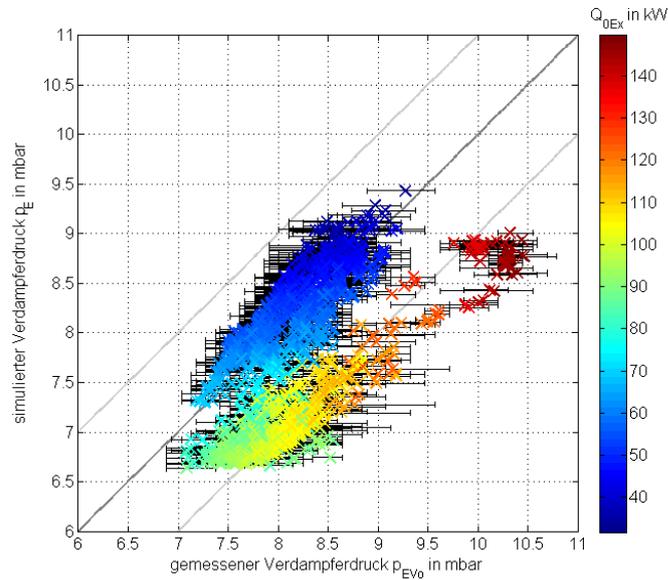


Abbildung F.14: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den Verdampfdruck - alle Datenpunkte HENK

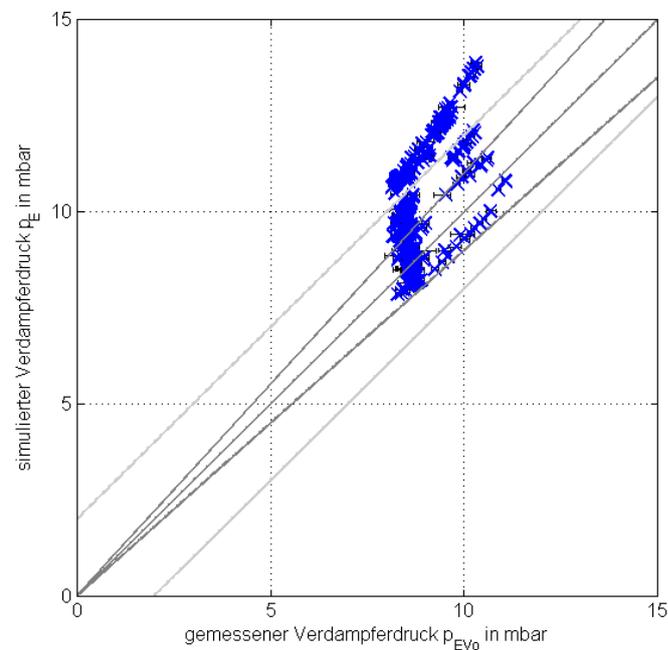


Abbildung F.15: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den Verdampfdruck - alle Datenpunkte TUEW

Tabelle F.4: Statistische Werte für Übereinstimmung zwischen simulierten und Messwerten für den Verdampfdruck

	TUKT	HENK	TUEW	
	ind			
mittlere quadratische Abweichung (RMSE) [mbar]	1,54	2,01	0,74	1,59
norm. mittl. quadr. Abweichung (NRMSE)	0,49	1,36	1,35	3,04
mittl. abs. Abweichung (MAE) [mbar]	0,98	1,58	0,60	1,26
norm. mittl. abs. Abweichung (MARE)	0,06	0,09	0,07	0,14
max. abs. Abweichung [mbar]	5,20	4,79	1,79	3,59
max. rel. Abweichung	0,25	0,25	0,21	0,35

F.2.3 Vergleich zwischen Simulation zwischen Messdaten - Kondensatordruck

Auch für den Kondensatordruck wurden wieder die simulierten Werte über den Messwerten aufgetragen. Die Grenzen der einzelnen Diagramme für die jeweilige Liegenschaft wurden individuell gewählt, da die verschiedenen Betriebspunkte zu unterschiedlichen Ausschnitten führen. Bei allen drei Diagrammen in diesem Abschnitt ist die Nullpunktunterdrückung zu berücksichtigen.

In der Liegenschaft TUKT (Abbildung F.16) ist die Schwankungsbreite in den gemittelten SSOP (Fehlerbalken) gering und liegt im Bereich 2-5 mbar. Die Abweichungen liegen in der Größenordnung zwischen ± 1 mbar, wobei es mehr Ausreißergruppen in Richtung zu niedriger Kondensatordrücke gibt.

Die einzelnen in die Mittlung eingehenden Messwerte schwanken in HENK mit 5-7 mbar etwas stärker, die Abweichung der simulierten Werte von den gemittelten stationären Messwerten ist jedoch sehr gering und liegt mit ± 1 mbar für die meisten Messwerte bei lediglich der Hälfte der berechneten Messunsicherheit (vgl. Tabelle E.1). Die Ausreißergruppen, die vorhanden sind, liegen alle bei simulierten Werten unterhalb der entsprechenden Messwerte. Die Einfärbung der Datenpunkte gemäß der gemessenen Kälteleistung lässt Strukturen innerhalb der Datenwolke erkennen.

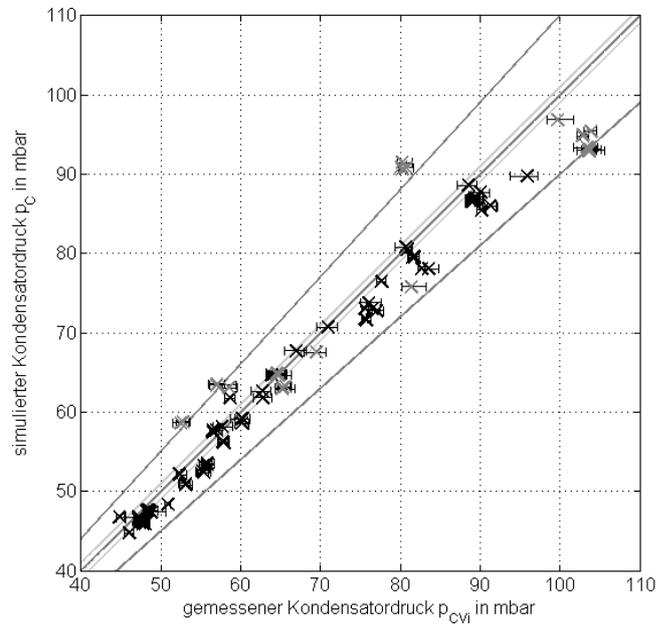


Abbildung F.16: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den Kondensatordruck - alle Datenpunkte TUKT

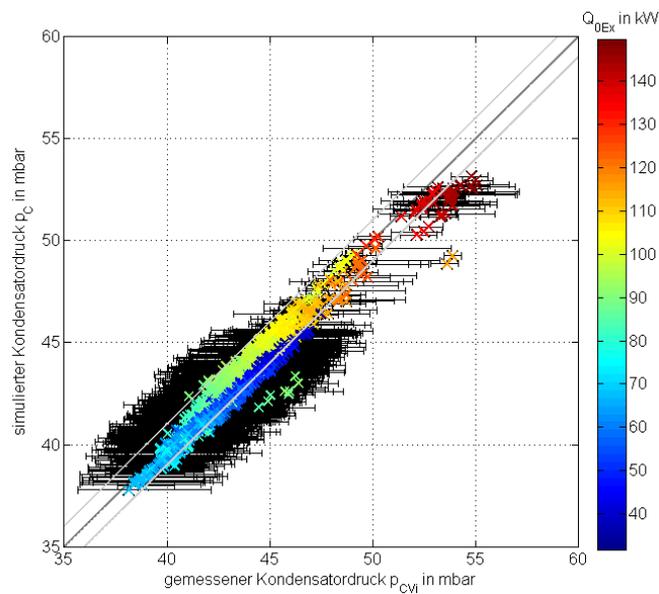


Abbildung F.17: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den Kondensatordruck - alle Datenpunkte HENK

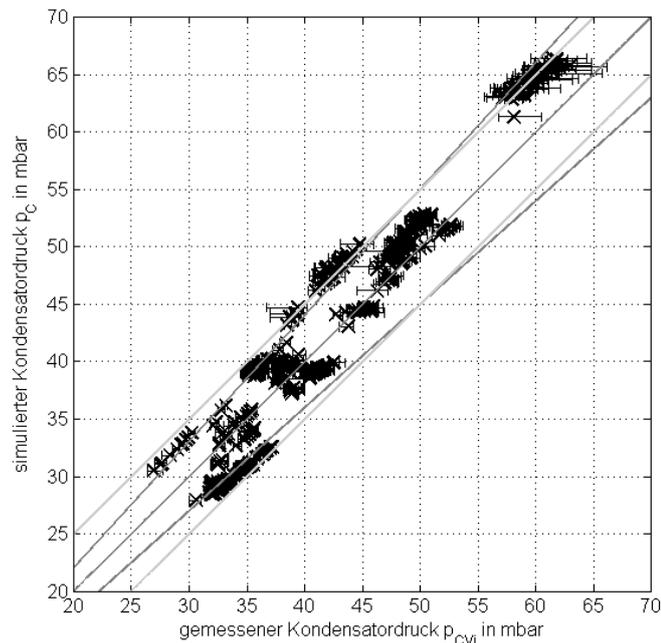


Abbildung F.18: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für den Kondensatordruck - alle Datenpunkte TUEW

Die Messdaten aus TUEW weisen, wie auch die anderen Messdaten, eine geringe Schwankungsbreite auf, die bei kleinen Kondensatordrücken (unterhalb von 40 mbar) nur in der Größenordnung 1 mbar liegt. Bei höheren Drücken ist die Schwankungsbreite mit 5-7 mbar ähnlich hoch wie in HENK. Auch hier liegt die Abweichung in der Größenordnung von relativ betrachtet $\pm 10\%$, was bei absoluter Betrachtung etwa 5 mbar für den vorliegenden Druckbereich bedeutet. Im Gegensatz zu den anderen beiden Liegenschaften liegen hier die Abweichung eher in Richtung einer Überschätzung der simulierten Werte gegenüber den SSOP. Die Datengruppen, bei denen der Kondensatordruck deutlich unterschätzt wird, liegen alle bei gemessenen Drücken unterhalb von 40 mbar.

Auch die berechneten statistischen Werte in Tabelle F.5 zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen den simulierten Werten für den Kondensatordruck und den zugehörigen stationären Werten auf. Am geringsten sind die Abweichungen in HENK, wo die absolute Abweichung und auch die mittlere quadratische Abweichung bei unter 1 mbar liegen. Die mittlere relative Abweichung beträgt damit lediglich 1 %. Die maximale Abweichung ist mit 5 mbar absolut und mit 10 % relativ ebenfalls klein.

Tabelle F.5: Statistische Werte für Übereinstimmung zwischen simulierten Werten und Messwerten für den Kondensatordruck

	TUKT		HENK	TUEW
	ind			
mittl. quadr. Abweichung (RMSE) [mbar]	3,96	7,08	0,75	3,24
norm. mittl. quadr. Abweichung (NRMSE)	0,21	0,37	0,28	0,40
mittl. abs. Abweichung (MAE) [mbar]	2,79	5,75	0,61	2,81
norm. mittl. abs. Abweichung (MARE)	0,04	0,07	0,01	0,07
max. abs. Abweichung [mbar]	11,27	11,27	4,76	6,38
max. rel. Abweichung	0,14	0,14	0,09	0,16

Für die anderen beiden Liegenschaften liegen die mittleren Abweichungen in der Größenordnung der max. Abweichung von HENK (5 mbar absolut und 10 % relativ). Die maximale relative Abweichung beträgt hier 15 %. Der Kondensatordruck wird damit absolut betrachtet ähnlich genau wieder gegeben, wie der Verdampfdruck. Die relative Abweichung ist aufgrund des höheren Druckniveaus im Kondensator jedoch geringer (vgl. auch statistische Werte in Tabelle F.5).

F.2.4 Vergleich zwischen Simulation und Messdaten - Massenanteile der kältemittelreichen Lösung

Die simulierten Massenanteile wurden wiederum über den aus den Messwerten bestimmten Massenanteilen aufgetragen (vgl. Abbildungen F.19 bis F.21). Als Orientierung wurde die Winkelhalbierende (keine Abweichung zwischen Simulation und Messwert) und die absoluten Abweichungen von 1 und 2 Prozentpunkten ergänzt.

Die Abbildung F.19 zeigt alle betrachteten Datenpunkte aus TUKT als dunkelgrüne Kreuze, die Messwerte für die gefilterten Messwerte sind in Hellgrün markiert.

In Abbildung F.20 für HENK sind die Datenpunkte farbig markiert, je nach der zum gleichen Zeitpunkt vorliegenden Kälteleistung.

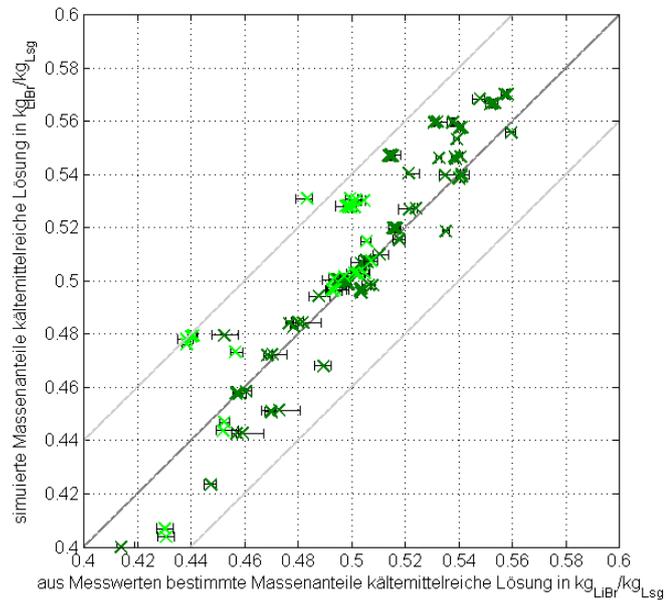


Abbildung F.19: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die kältemittelreiche Lösung - alle Datenpunkte TUKT

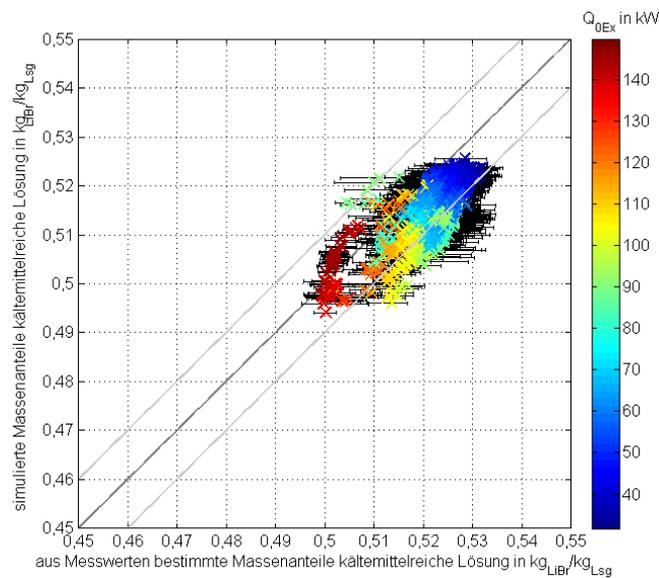


Abbildung F.20: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die kältemittelreiche Lösung - alle Datenpunkte HENK

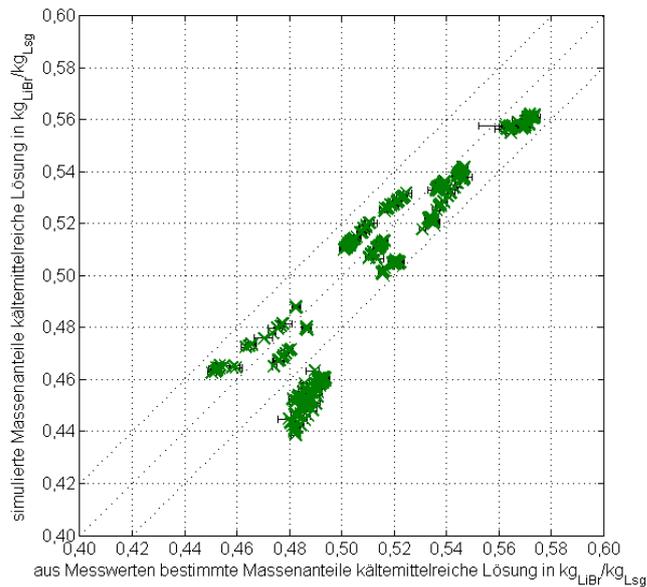


Abbildung F.21: Übereinstimmungsdiagramm Simulation und Messwerte für die kältemittelreiche Lösung - alle Datenpunkte TUEW

Für alle drei Liegenschaften ist die Schwankungsbreite der in die SSOP gemittelten Messwerte gering und befindet sich in der Größenordnung von ein bis zwei Prozentpunkten. Die meisten Datenpunkte für alle drei Liegenschaften liegen für den Vergleich zwischen Simulation und Messwert ebenfalls im Bereich ± 1 bis ± 2 Prozentpunkten. Bei TUEW (Abbildung F.21) gibt es eine Datenpunktgruppe mit einer Abweichung der simulierten Werte von den SSOP von 4 %.

Für TUKT liegen die Massenanteile überwiegend sehr nahe beieinander. Optisch scheinen die Datenpunkte zu überwiegen, bei denen die Simulationswerte sehr nahe oder oberhalb den gemessenen Werten liegen. In HENK liegen die simulierten Werte tendenziell eher unterhalb der SSOP-Werte. Für TUEW sind Strukturen in der Datenwolke zu erkennen. Die Lage der Kreuze ist relativ gleichmäßig oberhalb, auf und unterhalb der Winkelhalbierenden angeordnet.

Die statistischen Kennwerte sind in Tabelle F.6 dargestellt. Die absolute mittlere Abweichung liegt zwischen 1-2,5 Prozentpunkten und die absolute maximale Abweichung bei 2 bis 5 Prozentpunkten.

Die Abweichungen sind gering. Auf Grund der in der Realität vorliegenden Unterkühlung im Absorbersumpf werden die Massenanteile basierend auf den Messwerten

Tabelle F.6: Statistische Werte für Übereinstimmung zwischen simulierten Werten und Messwerten für die kältemittelreichen Massenanteile

	TUKT		HENK	TUEW
	ind			
mittl. quadr. Abweichung (RMSE)	1,9%	2,4%	0,8%	1,9%
norm. mittl. quadr. Abweichung (NRMSE)	64,9%	88,0%	155,3%	65,4%
mittl. abs. Abweichung (MAE)	1,5%	1,9%	0,8%	1,5%
norm. mittl. abs. Abweichung (MARE)	2,9%	4,0%	1,4%	3,0%
max. abs. Abweichung	4,8%	4,8%	1,8%	4,4%
max. rel. Abweichung	9,8%	9,8%	3,4%	9,1%

unter Gleichgewichtsannahme eher zu niedrig berechnet. Daher war erwartet worden, dass die simulieren Massenanteile eher oberhalb der Messwerte liegen (vgl. Betrachtungen im Anhang E.3).

Anhang G

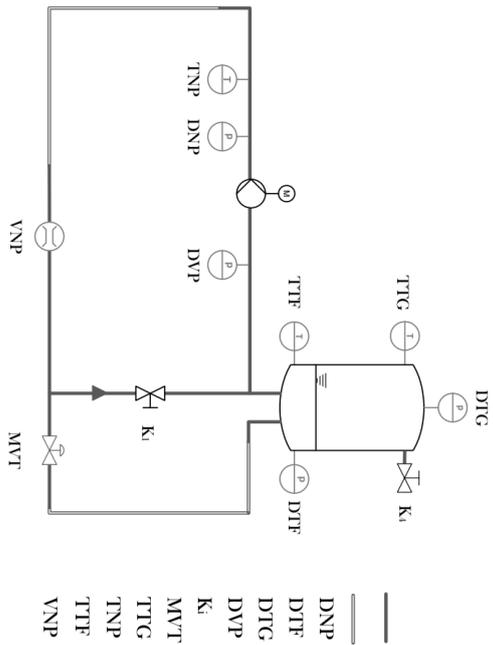
Vermessung von Lösungsmittelpumpen

Das Kavitationsverhalten von in Absorptionskälteanlagen vom Typ Hummel und Biene eingesetzten Pumpen wurde an Hand von Messungen mit Wasser an einem dafür konzipierten Teststand untersucht. Der Teststand ist in Abbildung G.1 als Rohrleitungs- und Instrumentierungsdiagramm und in den Abbildungen G.2 und G.3 als Fotos gezeigt.

In Abbildung G.4 (Foto von Oliver Buchin) sind die drei vermessenen Pumpen gezeigt.

Im Folgenden sind die Messwerte der vermessenen Pumpen (in der Reihenfolge von links nach rechts in Abbildung G.4) jeweils im Vergleich zu den vom Hersteller angegebenen Kennlinien gezeigt.

Die Messwerte wurden von Buchin und Blum, 2015, sowie von Becker-Hardt, 2017, aufgenommen. Der ursprüngliche Aufbau des Versuchsstandes erfolgte von Romanski, 2015.



- Rohrleitung
- Vakuumstschlauch
- DNP Druck am Pumpenausstritt
- DTP Druck in der Flüssigphase des Vorlagebehälters
- DTG Druck in der Gasphase des Tanks
- DVP Druck am Pumpeneintritt
- Ki Kugelbahn i
- MWT Membranventil im Rücklauf zum Vorlagebehälter
- TTG Temperatur in der Gasphase im Vorlagebehälter
- TNP Temperatur am Pumpenausstritt
- TTF Temperatur in der Flüssigphase des Vorlagebehälters
- VNP Volumenstrom am Pumpenausstritt

Abbildung G.1: Schematischer Aufbau des Pumpenteststandes, Quelle: Becker-Hardt, 2017



Abbildung G.2: Foto des Pumpenteststands, Quelle: Romanski, 2015



Abbildung G.3: Foto des Pumpenteststands



Abbildung G.4: Foto der vermessenen Lösungsmittelpumpen

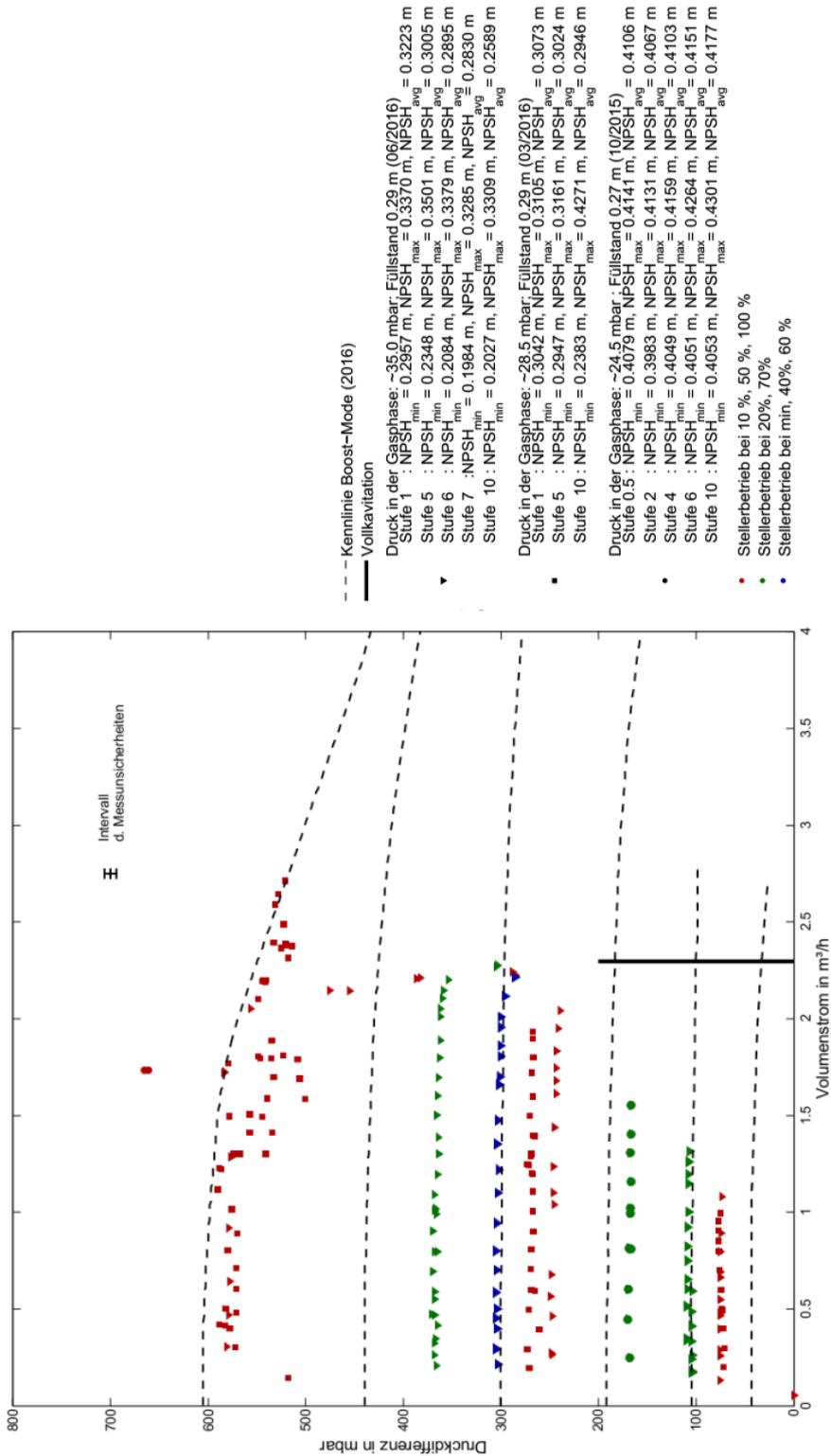


Abbildung G.5: Messwerte Pumpe 1

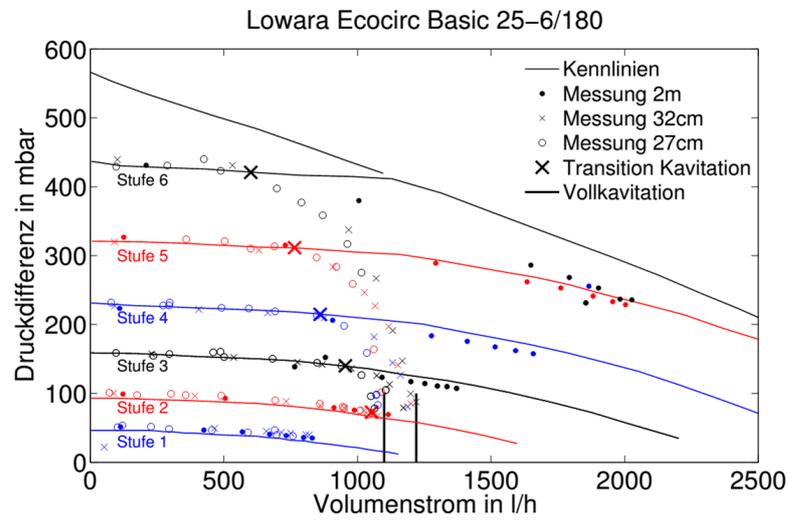


Abbildung G.6: Messwerte Pumpe 2

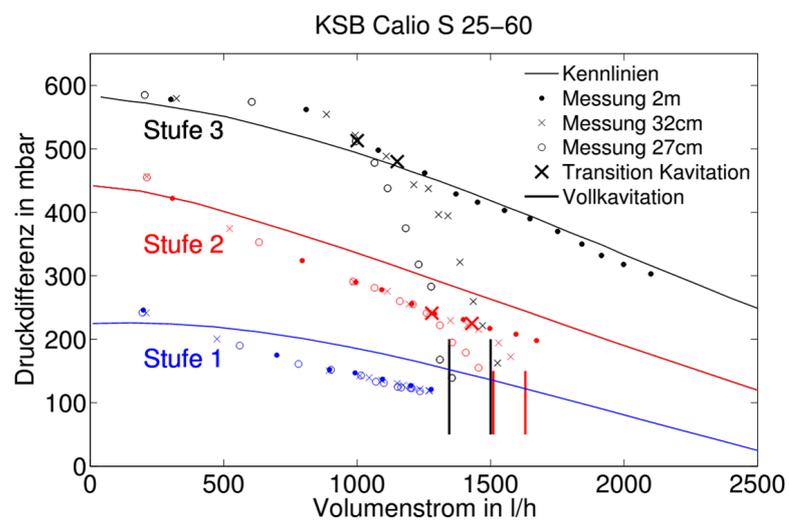


Abbildung G.7: Messwerte Pumpe 3

Anhang H

Ergänzungen zur Auswertung der Messdaten

H.1 Bestimmung von stationären Werten

Für die Prüfung der Stationarität wurde eine von Martin Schröder im Rahmen des FAKS-Projektes programmierte die Python-Klasse genutzt. Die stationären Mittelwerte und Auswertungen hierzu wurden von Walther Hüls erstellt.

Die Messdaten werden über fortlaufende Bereiche hinsichtlich des auftretenden Rauschens analysiert und bei Zutreffen der gewählten Kriterien zu einzelnen stationären Punkten zusammen gefasst. Daraus wurden für die jeweilige Messgröße Bänder definiert, in denen alle in die Mittlung eingehenden Werte liegen müssen. Außerdem werden die Drift, der Abstand vom Mittelwert und der max. Abstand zwischen den Zeitstempeln geprüft.

Für die Prüfung der Stationarität wurden die externen Volumenströme und die Eingangstemperaturen in die Anlage in den drei externen Versorgungskreisen berücksichtigt.

Vorgehen und Eingabewerte in die CE-Methode

Als Übergabeparameter in die CE-Methode wurden die im vorangegangenen Abschnitt gezeigten Eintrittstemperaturen in die AKA und die zugehörigen Volumenströme für jeden stationären Messpunkt angegeben.

Für den Vergleich zwischen CE-Methode und Messwerten werden der CE-Methode als Eingangsgrößen die entsprechenden stationären Messwerte übergeben. Die Konstanten (Wärmedurchlässigkeiten etc.) werden wie in den nachfolgenden Tabelle angegeben eingesetzt. Die Werte für die Konstanten wurden aus Vormessungen bzw. aus den Auslegungsdaten übernommen. Allerdings wurden diese mit einem Faktor von 0,7 (HENK, TUKT) bzw. 0,6 (TUEW) skaliert, um bei den simulierten Werten auf dem Niveau der Messdaten zu liegen.

Als Übergabeparameter in die CE-Methode wurden die gemessenen Eintrittstemperaturen in die AKA und die zugehörigen Volumenströme für jeden stationären Messpunkt übergeben, um eine Vergleichbarkeit zwischen Simulation und Messwerten sicher zu stellen. Die verwendeten Wärmedurchlässigkeiten und Auslegungsvolumenströme sind den Tabelle H.1 (TUKT), H.2 (HENK) und H.3 (TUEW) zu entnehmen.

Außerdem wurden die Wärmedurchlässigkeiten in Ab- und Desorber mit der in Abschnitt 2.2.2 hergeleiteten Korrelation für die Benetzung in Abhängigkeit des Lösungsmassenstromes skaliert. Für das Benetzungsmodell wurden die in Tabelle H.4 bzw. in Tabelle H.5 vorgegebenen Werte verwendet. Absorber und Desorber sind in den AKA vom Typ Hummel und Biene zwar unterschiedlich aufgebaut - die entscheidenden Parameter Berieselungslänge und die Anzahl der untereinanderliegenden Rohrreihen sind jedoch sehr ähnlich, so dass für beide Wärmeübertrager die gleichen Werte verwendet werden.

Tabelle H.1: Eingangsparameter für die CE-Methode für die AKA in TUKT

Eingangsparameter		Wert	Einheit
Nominalwerte für die internen Volumenströme			
Volumenstrom der gepumpten, kältemittelreichen Lösung	$\dot{V}_{w,des}$	0,12	l/s
Nominalwerte für die externen Volumenströme			
Volumenstrom im Heißwasserkreis (externer Desorberkreis)	$\dot{V}_{D,des}$	3,2	m^3/h
Volumenstrom im Kaltwasserkreis (externer Verdampferkreis)	$\dot{V}_{E,des}$	8,6	m^3/h
Volumenstrom im Kühlwasserkreis (externer Absorberkreis)	$\dot{V}_{A,des}$	14,4	m^3/h
Volumenstrom im Kühlwasserkreis (externer Kondensatorkreis)	$\dot{V}_{C,des}$	14,4	m^3/h
Wärmedurchlässigkeiten (Produkt aus Wärmedurchgangskoeffizient und Fläche)			
Wärmedurchlässigkeit des Desorbers	Y_D	$F_A \cdot 7,4 \cdot 0,7$	kJ/K
Wärmedurchlässigkeit des Verdampfers	Y_E	$10,0 \cdot 0,7$	kJ/K
Wärmedurchlässigkeit des Kondensators	Y_C	$28,9 \cdot 0,7$	kJ/K
Wärmedurchlässigkeit des Absorbers	Y_A	$F_A \cdot 8,2 \cdot 0,7$	kJ/K
Wärmedurchlässigkeit des Lösungswärmeübertragers	Y_H	$1,5 \cdot 0,7$	kJ/K

Tabelle H.2: Eingangsparameter für die CE-Methode für die AKA in HENK

Eingangsparameter		Wert	Einheit
Nominalwerte für die internen Volumenströme			
Volumenstrom der gepumpten, kältemittelreichen Lösung	$\dot{V}_{w,des}$	0,38	l/s
Volumenstrom des Kältemittelumlaufs im Verdampfer	$\dot{V}_{R,des}$	0,60	l/s
Nominalwerte für die externen Volumenströme			
Volumenstrom im Heißwasserkreis (externer Desorberkreis)	$\dot{V}_{D,des}$	10,4	m^3/h
Volumenstrom im Kaltwasserkreis (externer Verdampferkreis)	$\dot{V}_{E,des}$	27,7	m^3/h
Volumenstrom im Kühlwasserkreis (externer Absorberkreis)	$\dot{V}_{A,des}$	46,1	m^3/h
Volumenstrom im Kühlwasserkreis (externer Kondensatorkreis)	$\dot{V}_{C,des}$	46,1	m^3/h
Wärmedurchlässigkeiten (Produkt aus Wärmedurchgangskoeffizient und Fläche)			
Wärmedurchlässigkeit des Desorbers	Y_D	$F_A \cdot 17,0$	kJ/K
Wärmedurchlässigkeit des Verdampfers	Y_E	27,1	kJ/K
Wärmedurchlässigkeit des Kondensators	Y_C	65,6	kJ/K
Wärmedurchlässigkeit des Absorbers	Y_A	$F_A \cdot 16,8$	kJ/K
Wärmedurchlässigkeit des Lösungswärmeübertragers	Y_H	3,3	kJ/K

Tabelle H.3: Eingangsparameter für die CE-Methode für die AKA in TUEW

Eingangsparameter		Wert	Einheit
Nominalwerte für die internen Volumenströme			
Volumenstrom der gepumpten, kältemittelreichen Lösung	$\dot{V}_{w,des}$	0,38	l/s
Volumenstrom des Kältemittelumlaufs im Verdampfer	$\dot{V}_{R,des}$	0,60	l/s
Nominalwerte für die externen Volumenströme			
Volumenstrom im Heißwasserkreis (externer Desorberkreis)	$\dot{V}_{D,des}$	10,4	m^3/h
Volumenstrom im Kaltwasserkreis (externer Verdampferkreis)	$\dot{V}_{E,des}$	27,7	m^3/h
Volumenstrom im Kühlwasserkreis (externer Absorberkreis)	$\dot{V}_{A,des}$	46,1	m^3/h
Volumenstrom im Kühlwasserkreis (externer Kondensatorkreis)	$\dot{V}_{C,des}$	46,1	m^3/h
Wärmedurchlässigkeiten (Produkt aus Wärmedurchgangskoeffizient und Fläche)			
Wärmedurchlässigkeit des Desorbers	Y_D	$F_A \cdot 17,0$	kJ/K
Wärmedurchlässigkeit des Verdampfers	Y_E	16,86	kJ/K
Wärmedurchlässigkeit des Kondensators	Y_C	13,62	kJ/K
Wärmedurchlässigkeit des Absorbers	Y_A	$F_A \cdot 5,1$	kJ/K
Wärmedurchlässigkeit des Lösungswärmeübertragers	Y_H	2,94	kJ/K

Tabelle H.4: Eingangsparameter in Benetzungsmodell (Biene im TUKT)

Eingangsparameter		Wert	Einheit
Berieselungslänge	l	7	m
Anzahl untereinander liegender Rohrreihen	n	15	-
Entnetzungskonstante	$\dot{\Gamma}_e$	0,004	$kg/(ms)$

Tabelle H.5: Eingangsparmeter in das Benetzungsmodell
(Hummel in HENK bzw. TUEW)

Eingangsparmeter	Formelzeichen	Wert	Einheit
Berieselungslänge	l	19	m
Anzahl untereinander liegender Rohrreihen	n	19	-
Entnetzungs-konstante	$\dot{\Gamma}_e$	0,004	kg/(ms)

H.2 Validierung des CE-Modells an Hand von Messwerten der Liegenschaft HENK

Prüfung der Bilanz und Korrektur der mit dem Kühlwasser abgeführten Wärmemenge

Zur Überprüfung der Stationaritätsbestimmung (da keine internen Werte geprüft wurden), wird die Gesamtbilanz um die AKA gebildet um sicher zu stellen, dass keine Messpunkte enthalten sind, in denen die Bilanz der AKA auf Grund von transienten Zuständen im Inneren der AKA außerhalb der anzunehmenden Messunsicherheit liegt. Auf die Bestimmung der Messunsicherheiten wird im Anhang E eingegangen.

Im Rückkühlkreis der AKA befindet sich Monoethylenglykol (Handelsname z.B. Antifrogen N) als Frostschutzmittel. Der Wärmemengenzähler benutzt zur Rechnung allerdings die Stoffwerte von Wasser. Auf Grund der geringeren Wärmekapazität von Monoethylenglykol gegenüber Wasser wird damit der Wärmestrom überschätzt und die Bilanz wird somit stets negativ. Die Korrektur erfolgt über das Verhältnis der Wärmekapazitäten und der Dichten gemäß der folgenden Gleichung:

$$\dot{Q}_{1Qx,korr} = \dot{Q}_{1Qx,mess} \frac{\rho_{Glyk} c_{p,Glyk}}{\rho_{H2O} c_{p,H2O}}. \quad (H.1)$$

Die benötigten Stoffdaten für Monoethylenglykol stammen von Schweizer, 2018. In Tabelle H.6 sind die Stoffwerte für eine Temperatur von 20°C und 30% Glyolanteil angegeben. Diese Werte werden - wo benötigt - angenommen.

Tabelle H.6: Stoffwerte für Monoethylenglykol (Antifrogen N) (Glyk) im Kühlwasserkreis (ext. Kondensator und Absorberkreis)

Stoffwert		Wert	Einheit
Wärmekapazität	$c_{p,Glyk}$	3,7	$kJ/(kgK)$
Dichte	ρ_{Glyk}	1039,7	kg/m^3
dyn. Viskosität	η_{Glyk}	2,3	$10^{-3}Pa\ s$
Wärmeleitfähigkeit	λ_{Glyk}	0,474	$W/(mK)$

In Abbildung H.1 sind die Messwerte vor der Korrektur der Wärmemenge im Kühlwasser durch Umrechnung zwischen Wasserstoffwerte in dunkelblauen Rauten dargestellt, die Werte nach der Korrektur als hellblaue Kreise. Es ist zu erkennen, dass nach Korrektur die Gesamtbilanz deutlich weniger stark abweicht und sich im Rahmen der erwarteten Messunsicherheit bewegt, was vor der Korrektur nicht gegeben war.

Überblick über die verwendeten Messwerte aus HENK

Um einen Überblick über die Betriebsbedingungen der AKA vom Typ Hummel in Hannover zu erhalten, sind in Abbildung H.2 die von den externen Bedingungen her als stationär bestimmten Messwerte dargestellt.

In der Darstellung der Temperatur sind drei abgegrenzte Bereiche zu erkennen, die aus der Betriebsführung der Anlage resultieren:

1. Alle Zielstellungen werden erfüllt: die Kälteleistung wird gedeckt, die Kaltwasseraustrittstemperatur erreicht den Sollwert von 8 °C und das Heißwasser wird, wie im Regelungsprogramm vorgegeben, auf 65 °C ausgekühlt. Eine Erhöhung der Kälteleistung erfolgt durch ein Absenken der Kühlwasseraustrittstemperatur.
2. Die Kälteleistung wird gedeckt, der Kaltwassersollwert wird überwiegend gehalten, aber der Kühlwassereintrittswert kann nicht weiter abgesenkt werden (22 °C sind als minimal zulässige Kühlwassereintrittstemperatur festgelegt).

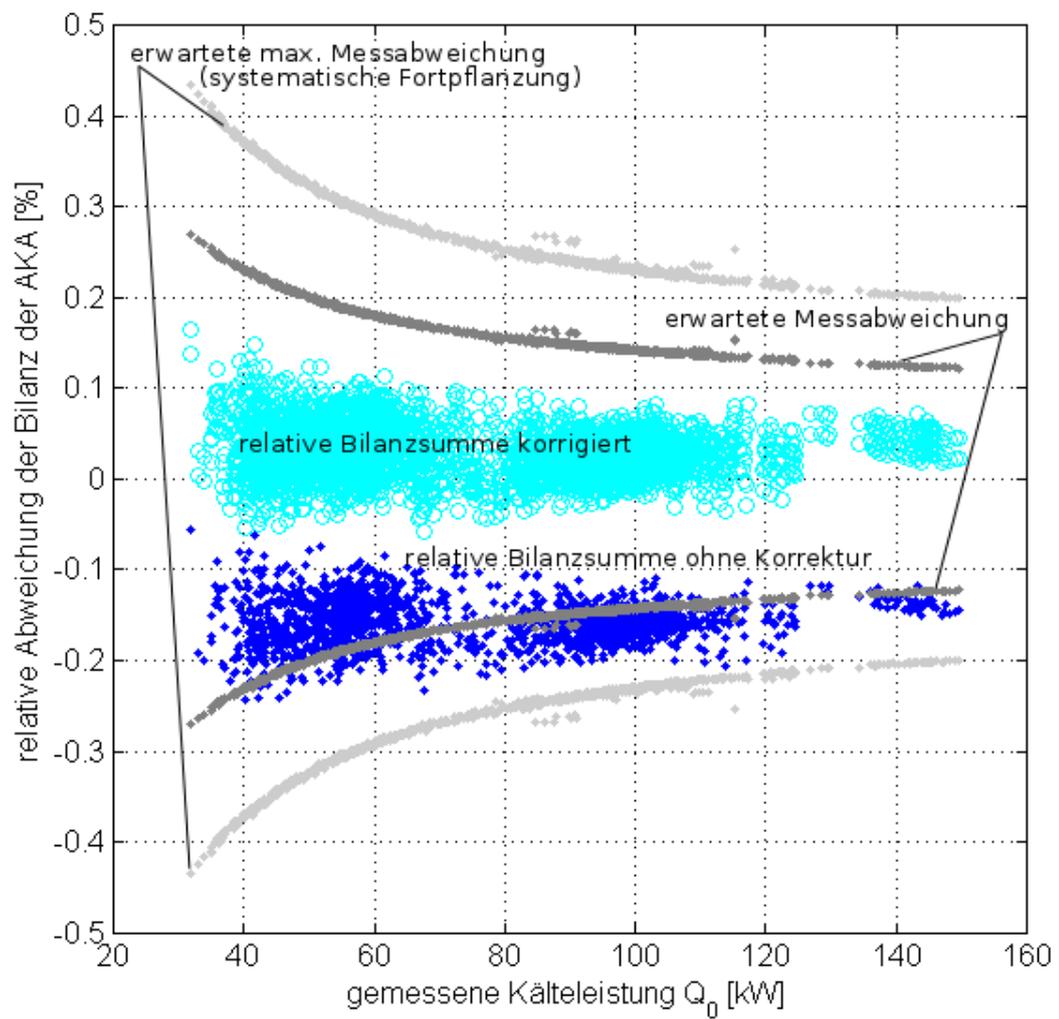


Abbildung H.1: Gesamtbilanz der AKA in HENK (Messwerte)

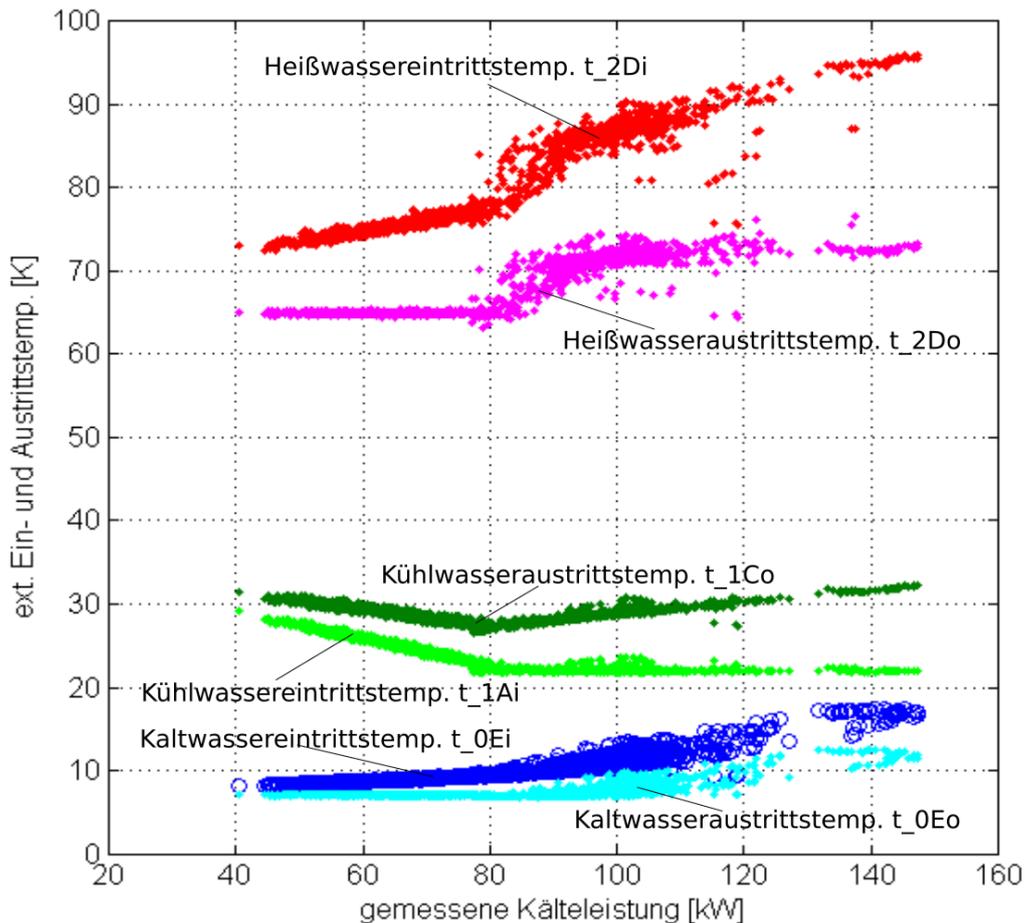


Abbildung H.2: Externe Ein- und Austrittstemperaturen in die AKA über der Kälteleistung

Eine Steigerung der Kälteleistung erfolgt durch ein Anheben der Desorbereintrittstemperatur, was aber dazu führt, dass die Desorbereintrittstemperatur ansteigt.

3. Die Kälteleistung wird überwiegend gedeckt, eine Laststeigerung erfolgt weiterhin über ein Anheben der Desorbereintrittstemperatur, die Desorbereintrittstemperatur bleibt jedoch konstant bei 75 °C. Der Sollwert für die Kaltwasseraustrittstemperatur aus der AKA wird jedoch nicht mehr gehalten.

Die Volumenströme in den externen Kreisen der AKA sind in Abbildung H.3 dargestellt. Der Kühlwasservolumenstrom (grün) wurde im betrachteten Zeitraum konstant bei 30 m^3/h eingeregelt. Der Kaltwasservolumenstrom (blau) lag, in

dem betrachteten Zeitraum ebenfalls relativ konstant, bei knapp $25 \text{ m}^3/\text{h}$. Der Heißwasservolumenstrom (rot) kann in HENK jedoch nicht unabhängig von der Heißwassereintrittstemperatur eingestellt werden, da dort die Regelung des Heißwasserkreises nicht über ein 3-Wege-Ventil sondern ein Drosselventil und einer im Bypass verbauten Pumpe erfolgt (vgl. Abbildung 1.2). In dem betrachteten Zeitraum hat der Druck im Fernwärmenetz stets ausgereicht, um bei minimaler Drehzahl der Pumpe mindestens den geforderten Volumenstrom zu erreichen, so dass der Volumenstrom mit steigender Heißwassereintrittstemperatur von $5 \text{ m}^3/\text{h}$ bis auf etwas über $7 \text{ m}^3/\text{h}$ ansteigt. Bei Druckspitzen im Fernwärmenetz treten auch Punkte mit höheren Heißwasservolumenströmen auf.

Diese drei Bereiche finden sich auch in den Verläufen der anderen Messwerte wieder.

Die CE-Methode benötigt als Eingangsparameter auch den Lösungsmittelvolumenstrom. Auch der Kältemittelvolumenstrom hat implizit einen Einfluss über die Wärmedurchlässigkeit des Verdampfers. In den Annahmen der CE-Methode steckt über die konstanten Wärmedurchlässigkeiten also auch die Annahme, dass der Kältemittelvolumenstrom, der umgewälzt wird, näherungsweise konstant sein muss. Beim Kältemittelumlauf wird davon ausgegangen, dass der während der Inbetriebnahme eingestellte Kältemittelmassenstrom auch im Betrieb erreicht wird. Beim Lösungsmittelmassenstrom ist bekannt, dass dieser im Betrieb in HENK variiert und im betrachteten Zeitraum stets unterhalb des Auslegungswertes lag. Daher wird bei der Validierung der CE-Methode der gemessene Lösungsvolumenstrom als Eingangsparameter übergeben. Die Messwerte sind in Abbildung H.4 zur Übersicht ebenfalls über der Kälteleistung dargestellt. Messpunkte mit Fehlerausgabe aus dem Volumenstrommessgerät (Fehlerwert -1) sind als rote Punkte auf der Nulllinie bei der entsprechenden Kälteleistung dargestellt, um zu verdeutlichen in welchem Bereich diese Punkte lagen. Eine Überprüfung hat ergeben, dass diese Messwerte am Ende des Auswertungszeitraums lagen und somit war vermutlich das Volumenstrommessgerät bereits abgebaut.

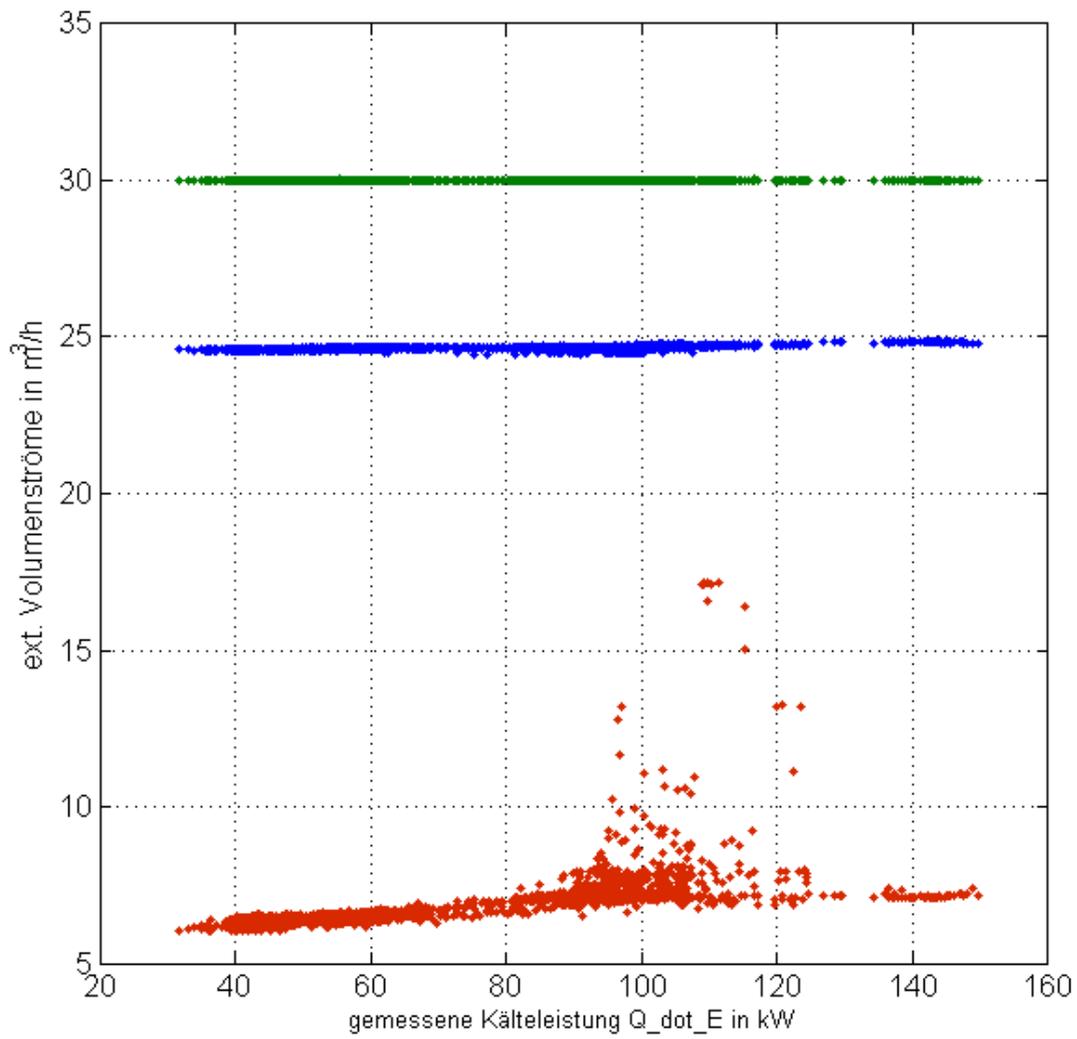


Abbildung H.3: Volumenströme in den externen Kreisen der AKA

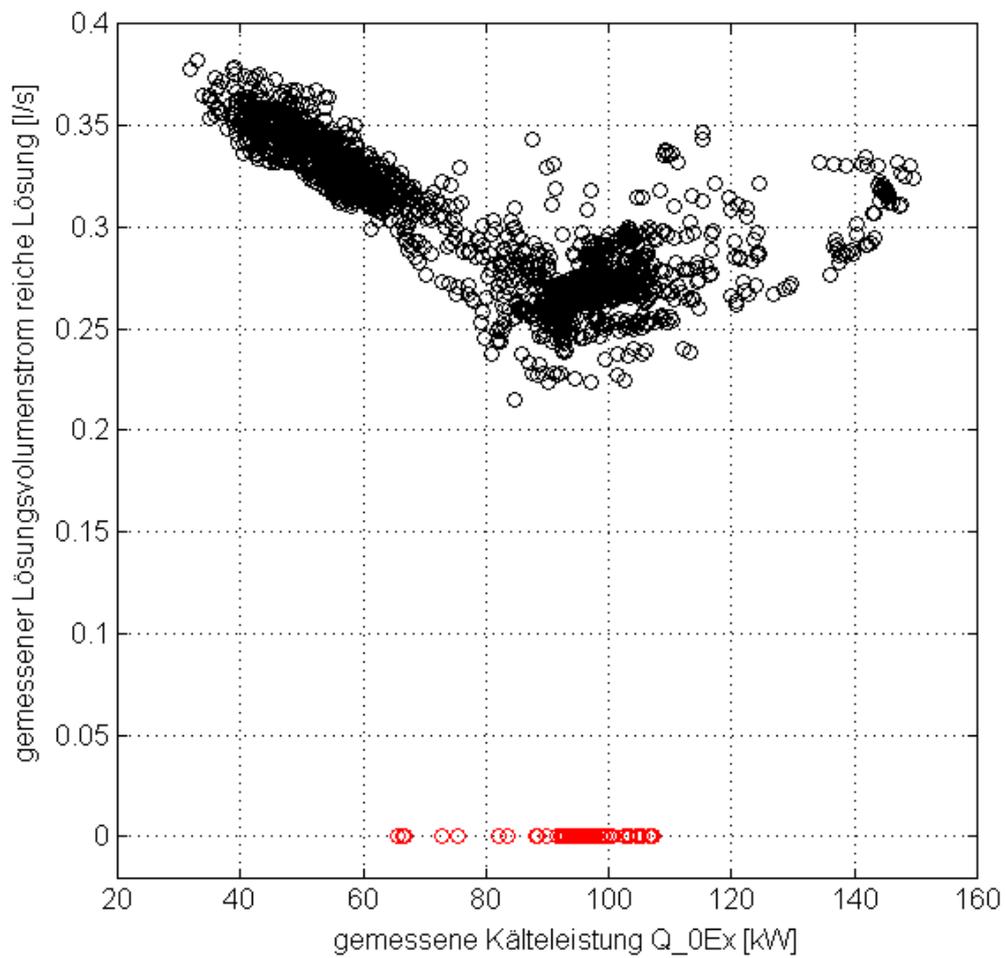


Abbildung H.4: Volumenstrom der kältemittelreichen Lösung über der Kälteleistung

Literatur

- Albers, Jan (2018). «Erweiterung einer Berechnungsmethode für die Regelung von Absorptionskälteanlagen». Dissertation. Technische Universität Berlin.
- Albers, Jan, Anett Kühn, Martin Mittermaier und Felix Ziegler (2009). «Messtechnische Überprüfung zum Einfluss variabler Volumenströme auf das Teillastverhalten von Absorptionsanlagen.» In: *Tagungsband Deutsche Klima-KälteTagung. Berlin, 18.–19. Nov. 2009.*
- Albers, Jan, Wolfgang Lanser, Christopher Paitazoglou und Stefan Petersen (2017). «Was können moderne Absorptionskälteanlagen leisten?» In: *BTGA Almanach*, S. 34–39.
- Albers, Jan, Stefan Petersen und Felix Ziegler (2012). *Einsatz einer neuen Absorptionskälteanlage im Umweltbundesamt Dessau - Auswertung des ersten Betriebsjahres.* Techn. Ber. FKZ 0327460B. TU Berlin, Inst. f. Energietechnik, FG Maschinen u. Energieanlagentechnik.
- Albers, Jan und Felix Ziegler (2009). «Einfluss variabler Volumenströme auf charakteristische Gleichungen für Absorptionskälteanlagen.» In: *KI Luft- und Kältetechnik* 45.4, S. 18–22. ISSN: 1865-5432.
- Albers, Jan und Felix Ziegler (Juni 2011). «Heat transfer calculation for absorption heat pumps under variable flow rate conditions.» In: *Proc. of the Int. Sorption Heat Pump Conference 2011*. I8. Italy, Padua, S. 813–822.
- Alehossein, H. und Z. Qin (2007). «Numerical analysis of Rayleigh–Plesset equation for cavitating water jet.» In: *International Journal for numerical methods in engineering* 72 (7), S. 780–807.
- Andersen, Anders und Knud Aage Mørch (2015). «Cavitation nuclei in water exposed to transient pressures.» In: *Journal of Fluid Mechanics* 771, S. 424–448.

- Armbruster, R. und J. Mitrovic (1994). «Patterns of Falling Film Flow over Horizontal Smooth Tubes». In: *International Heat Transfer Conference 10, Brighton, UK*.
- Arndt, Roger E. A. (1981). «Cavitation in Fluid Machinery and Hydraulic Structures». In: *Fluid Mechanics* 13, S. 273–326.
- Ayou, Dereje S., Joan Carles Bruno und Alberto Coronas (2012). «Steady-state operational degrees of freedom in absorption chillers and heat pumps: Methodology and case study». In: *International Journal of Refrigeration* 35, S. 1570–1582.
- Bader, Kenneth B., Jason L. Raymond, Joel Mobley, Charles C. Church und D. F. Gaitan (2010). «Inertial cavitation threshold dependence on static pressures». In: *Proceedings of Meetings on Acoustics* 9 (1).
- Baehr, Hans Dieter und Karl Stephan (2008). *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer.
- Becker-Hardt, Sonja (2017). «Untersuchung des Fördersverhaltens einer Kreiselpumpe im Unterdrucksystem». Protokoll EVT Wahlpflichtlabor.
- Benjamin, T.B. und A.T. Ellis (1966). «The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries.» In: *Phil. Trans. Roy. Soc., London, Ser. A* 260, S. 221–240.
- Borkent, Bram M., Stephan Gekle, Andrea Prosperetti und Detlef Lohse (2009). «Nucleation threshold and deactivation mechanisms of nanoscopic cavitation nuclei». In: *Physics of Fluids* 21.102003 (10). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3249602>.
- Brennen, Christopher E. (1994). *Hydrodynamics of Pumps*. Concepts ETI, Inc. Norwich, USA und Oxford University Press, Oxford, UK.
- Brennen, Christopher E. (1995). *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press.
- Buchin, Oliver, Jan Albers und Felix Ziegler (2016). «Review of regression Models for Absorption Heat Pumps». In: *Heat Powered Cycles*.
- Buchin, Oliver und Niklas Blum (2015). «20150115 Buchin Kavitation und Pumpentests». Powerpoint-Präsentation, Matlab-Skripte und .hdf5-Datenätze.
- Buffalopumps (27. Juni 2018). *Absorption Pumps*. URL: <http://www.buffalopumps.com/products/absorption-pumps/> (abgerufen am 27.06.2018).

- Chai, T. und R. R. Draxler (2014). «Root mean square error (RMSE) or mean absolute error (MAE)? –Arguments against avoiding RMSE in the literature». In: *Geoscientific Model Development* 7 (3), S. 1247–1250. DOI: 10.5194/gmd-7-1247-2014.
- Crank, John (1979). *The mathematics of diffusion*. Auflage: 2. Oxford University Press.
- Crozier, Richard (2009). *Goodness of Fit (Modified)*. URL: <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/22020-goodness-of-fit-modified>.
- 1434, DIN (2007). *Wärmezähler - Teil 1: Allgemeine Anforderungen*. Hrsg. von Berlin Normenausschuss Heiz- und Raumlufttechnik (NHRS) im DIN Deutsches Institut für Normung e.V. Beuth Verlag GmbH.
- Dühning, Eugen K. (1878). «Wirkliches Gesetz der correspondirenden Siedetemperaturen anstelle des Dalton'schen Versuchs zu einem solchen». In: *Neue Grundgesetze zur rationellen Physik und Chemie*. Bd. 1. Kap. 3, S. 70–98.
- ebara (27. Juni 2018). *Absorption Chillers Chiller/ Heaters - Outline of Overhaul*. Hrsg. von LTD EBARA REFRIGERATION EQUIPMENT SYSTEMS CO. URL: <http://www.ers.ebara.com/en/after/overhaul/overhaul-absorption-chillers-chillerheaters-1.html>.
- Endress+Hauser (2014). *Technische Information Cerabar T PMC131, PMP131, PMP135*. TI00415P/00/DE/16.12 Nr. 71197543. (Abgerufen am 14.07.2014).
- Epstein, P. S. und M. S. Plesset (1950). «On the Stability of Gas Bubbles in Liquid-Gas Solutions». In: *The Journal of Chemical Physics* 18 (11), S. 1505–1509. DOI: 10.1063/1.1747520.
- Fernández-Domene, R.M., E. Blasco-Tamarit, D.M. García-García und J. García-Antón (2010). «Repassivation of the damage generated by cavitation on UNS N08031 in a LiBr solution by means of electrochemical techniques and Confocal Laser Scanning Microscopy». In: *Corrosion Science* 52, S. 3453–3464. DOI: 10.1016/j.corsci.2010.06.018.
- Feuerecker, Günther (1994). «Entropieanalyse für Wärmepumpensysteme: Methoden und Stoffdaten». Diss. Technische Universität München, Institut E19 für Festkörperphysik und Technische Physik.
- Fischer, Sven (2001). «Blasenbildung von in Flüssigkeiten gelösten Gasen». Diss. Technische Universität München.

- Fleßner, Christian, Stefan Petersen und Felix Ziegler (2009). «Simulation of an absorption chiller based on a physical model». In: *Proceedings 7 Modelica Conference*.
- Franc, Jean-Pierre (2007). «The Rayleigh-Plesset equation: a simple and powerful tool to understand various aspects of cavitation. CISM Courses and Lectures». In: Agostino, Luca d und Maria Vittoria Salvetti. *Fluidynamics of Cavitation and Cavitating Turbo Pumps*. DOI: 10.1007/978-3-211-76669-9_1.
- Friedrich, Philipp (2018). «Vergleichende primärenergetische Bewertung der Kältebereitstellung mittels Kraft-Wärme-Kälte-Kopplung in ausgewählten Liegenschaften». Masterarbeit. TU Berlin.
- Furukawa, T. und T. Sonoda (1987). «Characteristics of H₂O/LiBr absorption heat pumps for the temperature change of external fluids». In: XVII Int. Kongress für Kältetechnik, Wien, Austria.
- Ganic, E. N. und D. Getachew (1986). «Effects of Surface Condition and Working Fluid on Film Breakdown During Heat Transfer». In: *International Heat Transfer Conference 8, 17-22 August, San Francisco, USA*.
- Ganic, E. N. und M. N. Roppo (1980). «An Experimental Study of Falling Liquid Film Breakdown on a Horizontal Cylinder During Heat Transfer». In: *Journal of Heat Transfer* 102 (2), S. 342–346. DOI: 10.1115/1.3244285.
- García-García, D.M., J. García-Antón und A. Igual-Muñoz (2008). «Influence of cavitation on the passive behaviour of duplex stainless steels in aqueous LiBr solutions». In: *Corrosion Science* 50, S. 2560–2571. DOI: 10.1016/j.corsci.2008.06.040.
- Guerra, Marco und Benito Guerra (8. Aug. 2000). «Absorption refrigeration system having a diaphragm pump and a hydraulic piston pump». US6099269A. URL: <https://patents.google.com/patent/US6099269A/en>.
- Guido, Walther Hüls (2009). «Ermittlung charakteristischer Kenngrößen von einstufigen Absorptionskälteanlagen durch Prozesssimulation». Masterarbeit. TU Berlin.
- Guido, Walther Hüls, Wolfgang Lanser, Stefan Petersen und Felix Ziegler (2018). «Performance of absorption chillers in field tests». In: *Applied Thermal Engineering* 134, S. 353–359. ISSN: 13594311. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2018.02.013.

- Gülich, Johann Friedrich (2013). *Kreiselpumpen. Handbuch für Entwicklung, Anlagenplanung und Betrieb*. 4., aktualisierte und erweiterte Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-642-40031-5. DOI: 10.1007/978-3-642-40032-2.
- Hellmann, H.-M., Christian Schweigler und Felix Ziegler (1999). «The characteristic equations of absorption chillers». In: *Proceedings of the International Sorption Heat Pump conference*.
- Hitachi (27. Juni 2018). *Enhanced efficiency absorption chiller-heaters*. Hrsg. von Johnson Controls–Hitachi Air Conditioning. URL: <http://www.jci-hitachi.com/products/absorption-centrifugal-chillers/absorption/enhanced-efficiency-absorption-chiller-heaters>.
- Holbrook, N. Michele und Maciej A. Zwieniecki (1999). «Embolism Repair and Xylem Tension: Do We Need a Miracle?» In: *Plant Physiology* 120 (1), S. 7–10. DOI: 10.1104/pp.120.1.7.
- Hunt, S., C. Paitazoglou und S. Petersen (2018). «Vergleichende Bewertung von Absorptionskälteanlagen und Kompressionskälteanlagen». In: *Euro Heat Power* 4-5 (2018).4-5, S. 40–44.
- Hunt, Sarah (2012). «Wärmetauscheranalysen zur Lösungsfeldverschiebung bei einstufigen Lithiumbromid-Absorptionskälteanlagen». TU Berlin.
- Jahnke, A., E. Thiele, M. Norden und F. Ziegler (2017). «Experimental investigation of the Honigmann-process for thermo-chemical energy storage and conversion,» in: International Sorption Heat Pump Conference, 7.-10. August 2017, Tokio, Japan, Vortrag und extended Abstract ISHPC2017-1049.
- Jakob, U., K. Spiegel und W. Pink (2008). «Development and Experimental Investigation of a Novel 10 kW Ammonia/Water Absorption Chiller - Chilli PSC- for Air-Conditioning and Refrigeration Systems». In: *9 International IEA Heat Pump Conference, Zürich, Schweiz*.
- Jayasekara, Saliya und Saman K. Halgamuge (2013). «Mathematical modeling and experimental verification of an absorption chiller including three dimensional temperature and concentration distributions». In: *Applied Energy* 106, S. 232–242. DOI: 10.1016/j.apenergy.2013.01.043.
- JCGM (2008). *JCGM 100:2008 Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement*. Hrsg. von Joint Committee for

- Guides in Metrology. URL: <https://www.bipm.org/en/publications/guides/gum.html>.
- Jeong, S., B. H. Kang und S. W. Karng (1998). «Dynamic Simulation of an Absorption Heat Pump for Recovering Low Grade Waste Heat». In: *Applied Thermal Engineering* 18 (1-2), S. 1–12. DOI: 10.1016/s1359-4311(97)00040-9.
- Jiro (2016). Hrsg. von Inc. The MathWorks. URL: <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/7173-grabit>.
- KG, WAGO Kontakttechnik GmbH Co. (2019). *Datenblatt der jeweiligen Schaltklemme*. URL: <https://www.wago.com/de/io-systeme/2-kanal-analogeingang/p/750-454%20https://www.wago.com/de/io-systeme/2-kanal-analogeingang/p/750-461>.
- Killion, Jesse D. und Srinivas Garimella (2003). «Gravity-driven flow of liquid films and droplets in horizontal tube banks». In: *International Journal of Refrigeration* 26 (5), S. 16–526. DOI: 10.1016/s0140-7007(03)00009-4.
- Killion, Jesse D. und Srinivas Garimella (2004). «Pendant droplet motion for absorption on horizontal tube banks». In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47, S. 4403–4414. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.04.032.
- Kim, Jin-Kyeong, Chan Woo Park und Yong Tae Kang (2003). «Wettability Correlation of Microscale Hatched Tubes for Falling Film Applications». In: *Journal of Enhanced Heat Transfer* 10 (4), S. 421–430. DOI: 10.1615/JEnhHeatTransf.v10.i4.60.
- Knapp, R. T. und A. Hollander (1948). «Laboratory Investigations of the Mechanism of Cavitation». In: *Reprinted from Transactions of the ASME for July 70*, S. 419–433.
- Kohlenbach, Paul und Felix Ziegler (2008a). «A dynamic simulation model for transient absorption chiller performance. Part I: The model». In: *International Journal of Refrigeration* 31, S. 217–225. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2007.06.009.
- Kohlenbach, Paul und Felix Ziegler (2008b). «A dynamic simulation model for transient absorption chiller performance. Part II: Numerical results and experimental verification». In: *International Journal of Refrigeration* 31, S. 226–233. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2007.06.010.

- Kraume, Matthias (2012). «Kapitel 11: Strömung von Flüssigkeitsfilmen». In: *Transportvorgänge in der Verfahrenstechnik*. Springer. Kap. 11, S. 357–386.
- Kucera, Adam (1985). «Mathematics of moving boundary problems in diffusion». Dissertation. University of Wollongong.
- Kühn, A. und F. Ziegler (2005). «Operational results of a 10 kW absorption chiller and adaptation of the characteristic equation». In: *Proc. 1 Int. Conf. Solar Air Conditioning, Bad-Staffelstein, Germany*.
- Kühn, Annett, Martin Mittermaier und Felix Ziegler (2007). «Operational results of a 10 kW absorption chiller with focus on external and internal volume flow rates». In: *2 International Conference on Solar Air-Conditioning, Tarragona*.
- Lee, H.-R., K.-K. Koo, S. Jeong, J.-S. Kim, H. Lee, Y.-S. Oh, D.-R. Park und Y.-S. Baek (2000). «Thermodynamic design data and performance evaluation of the water + lithium bromide + lithium iodide + lithium nitrate + lithium chloride system for absorption chiller». In: *Applied Thermal Engineering* 20 (8), S. 707–720.
- Leick, Philippe (2008). «Quantitative Untersuchungen zum Einfluss von Dusen-geometrie und Gasdichte auf den Primärzerfallsbereich von Dieselsprays». Dissertation. TU Darmstadt.
- Li, S., C.E. Brennen und Y. Matsumoto (2015). «Introduction for amazing (cavitation) bubbles». In: *Interface Focus* 5 (5), S. 20150059. DOI: 10.1098/rsfs.2015.0059.
- Lorenz, J.J. und D. Yung (1978). «Combined Boiling and Evaporation of Liquid Films on Horizontal Tubes». In: *Proc. 5 OTEC Conference*, S. 46–70.
- Lorenz, J.J. und D. Yung (1979). «A Note on Combined Boiling and Evaporation of Liquid Films on Horizontal Tubes». In: *Journal of Heat Transfer* 101 (1), S. 178–180. DOI: 10.1115/1.3450914.
- Lorenz, J.J. und D. Yung (1982). «Film Breakdown and Bundle-Depth Effects in Horizontal-Tube, Falling-Film Evaporators». In: *Journal of Heat Transfer* 104 (3), S. 569–571. DOI: 10.1115/1.3245135.
- Löwer, Harald (1960). «Thermodynamische und physikalische Eigenschaften der wässrigen Lithiumbromid-Lösung». Dissertation. Technischen Hochschule Karlsruhe.
- Martínez, José C., P.J. Martínez und Luis A. Bujedo (2016). «Development and experimental validation of a simulation model to reproduce the performance of a

- 17.6 kW LiBr-water absorption chiller». In: *Renewable Energy* 86, S. 473–482. DOI: 10.1016/j.renene.2015.08.049.
- Matsushima, H., T. Fujii, T. Komatsu und A. Nishiguchi (2010). «Dynamic simulation program with object-oriented formulation for absorption chillers (modelling, verification, and application to triple-effect absorption chiller)». In: *International Journal of Refrigeration* 33, S. 259–268. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2009.07.003.
- Meyer, T. und F. Ziegler (2014). «Analytical solution for combined heat and mass transfer in laminar falling film absorption using first type boundary conditions at the interface». In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 73, S. 141–151. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.01.074.
- Mitrovic, Jovan (2005). «Flow Structure of a Liquid Film Falling on Horizontal Tubes». In: *Chemical Engineering Technology* 28 (6), S. 684–694. DOI: 10.1002/ceat.200500064.
- Mørch, K. A. (2015). «Cavitation inception from bubble nuclei». In: *Interface Focus* 5, 20150006 (5), S. 20150006. DOI: 10.1098/rsfs.2015.0006.
- Opitz, Malte (2015). *Experimentelle Auswertung der Energie- und Exergiebilanzen von Kompressions- und Absorptionskältemaschinen mit KWKK zur Gebäudeklimatisierung*. Diplomarbeit.
- Paitazoglou, Christopher (2011). «Erstvermessung und Prozessoptimierung einer 50 kW Absorptionskälteanlage am Umweltbundesamt Dessau». Magisterarb. Technischen Universität Berlin.
- Paitazogou, C., S. Petersen, M. Schröder und J. Albers (2016). «Betriebsauswertung von Absorptionskälteanlagen im kleinen Leistungsbereich - Konzepte von zwei Feldtestinstallationen». In: *Euro Heat Power* 11.11, S. 16–21.
- Pátek, J. und J. Klomfar (2006). «A computationally effective formulation of the thermodynamic properties of LiBr-H₂O solution from 273 to 500 K over full composition range». In: *International Journal of Refrigeration* 29, S. 566–578. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2005.10.007.
- Pesch, Bernd (2004). *Bestimmung der Messunsicherheit nach GUM. Grundlagen der Metrologie*.
- Petersen, S., S. Caporal, A. Kühn, M. Mittermaier und F. Ziegler (2006). «Untersuchungsergebnisse einer 10 kW H₂O/LiBr Absorptionskälteanlage». In: *Ta-*

- gungsband 4. *Symposium Solares Kühlen in der Praxis*. Band 74. Fachhochschule Stuttgart - Hochschule für Technik, S. 151–171.
- Petersen, S., A. Hanßke, C. Hennrich, W. Hüls, J. Stangl, M. Mittermaier, M. Helm, P. Zachmeier, S. Natzer, W. Lanser und F. Ziegler (2011). «Development of a 50 kW Absorption Chiller». In: *ICR 2011, August 21 - 26 - Prague, Czech Republic*.
- Petersen, Stefan, Jan Albers, Christian Hennrich, Sarah Hunt, Walther Hüls, Wolfgang Lanser und Martin Schröder (2013). «Absorptionskälteanlagen für die Gebäudekühlung mit Fernwärme». In: *EuroHeatPower* 42. Jg.5, S. 42–49.
- Pfleiderer, Carl (1961). *Die Kreiselpumpen für Flüssigkeiten und Gase Autoren: Pfleiderer, Carl*. Springer.
- Plesset, M. S. (1949). «The Dynamics of Cavitation Bubbles». In: *Reprinted from the Journal of Applied Mechanics* 16, S. 277–282. URL: <https://resolver.caltech.edu/CaltechAUTHORS:20140808-114249321>.
- Plesset, Milton S. und Richard B. Chapman (1971). «Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary». In: *Journal of Fluid Mechanics* 47 (2), S. 283–290.
- Polifke, Wolfgang und Jan Kopitz (2009). *Wärmeübertragung. Grundlagen, analytische und numerische Methoden*. 2. aktualisierte Auflage. Pearson Studium München. Kap. Kapitel 16: Wärmeübertragung mit Phasenumwandlung.
- Rayleigh, Lord (1917). «On the Pressure developed in a Liquid during the Collapse of a Spherical Cavity». In: *Philosophical Magazine Series 6*, S. 94–98. DOI: 10.1080/14786440808635681. URL: <http://dx.doi.org/10.1080/14786440808635681>.
- Ribatski, Gherhardt und Anthony M. Jacobic (2005). «Falling-film evaporation on horizontal tubes—a critical review». In: *International Journal of Refrigeration* 28, S. 635–653. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2004.12.002.
- Ribatski, Gherhardt und John R. Thome (2007). «Experimental study on the onset of local dryout in an evaporating falling film on horizontal plain tubes». In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 31, S. 83–493. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2006.05.010.
- Riesch, P. (1991). *Absorptionswärmetransformator mit hohem Temperaturhub*. Stuttgart : Deutscher Kälte- und Klimatechnischer Verein e.V. (DKV) (Forschungsberichte des DKV Nr. 36).

- Rodríguez-Muñoz, J.L. und J.M. Belman-Flores (2014). «Review of diffusion–absorption refrigeration technologies». In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 30, S. 145–153. DOI: 10.1016/j.rser.2013.09.019.
- Romanski, Regina (2015). *Flüssigkeitspumpen für Unterdrucksysteme*. Bachelorarbeit.
- Ruan, Binglu und Anthony M. Jacobi (Mai 2011). «Investigation on Intertube Falling-Film Heat Transfer and Mode Transitions of Aqueous-Alumina Nanofluids». In: *Journal of Heat Transfer* 133. DOI: 10.1115/1.4002980.
- Ruan, Binglu, Anthony M. Jacobi und Liansheng Li (2009). «Effects of a counter-current gas flow on falling-film mode transitions between horizontal tubes». In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 33, S. 1216–1225. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2009.07.009.
- Schaad, Christian (2010). «Entwicklung und experimentelle Validierung eines Verfahrens zur Erweiterung der numerischen Kavitationsmodellierung». Diss. Technischen Universität Darmstadt.
- Schreiber, Heike (2017). «Experiments and Validated Models for Adsorption Thermal Energy Storage in Industrial and Residential Applications». Dissertation. RWTH Aachen.
- Schweizer, Anton (2018). *Wasser mit Frostschutzmittel in Abhängigkeit der Temperatur und Konzentration*. URL: https://www.schweizer-fn.de/stoff/kuehlwasser/kuehlw_start.php.
- Seo, Jeong Ah, Younggy Shin und Jae Dong Chung (2012). «Dynamics and control of solution levels in a high temperature generator for an absorption chiller». In: *International Journal of Refrigeration* 35.1-2, S. 1123–1129.
- Shampine, Lawrence F. und Mark W. Reichelt (1997). «The Matlab Ode Suite». In: *SIAM J. Sci. Comput.*, 18(1), 1–22. (22 pages).
- Sparks, R.S.J. (1978). «The Dynamics of Bubble Formation and Growth in Magmas: A review and Analysis». In: *Journal of Volcanology and Geothermal Research*.
- Srikhirin, Pongsid, Satha Aphornratana und Supachart Chungpaibulpatana (2001). «A review of absorption refrigeration technologies». In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 5, S. 343–372. DOI: 10.1016/s1364-0321(01)00003-x.
- Stepanoff, A. J. (1964). «Cavitation Properties of Liquids». In: *Journal of Engineering for Power* 86 (2), S. 195–199. DOI: <https://doi.org/10.1115/1.3677576>.

- Stepanoff, A.J. (1959). *Radial- und Axialpumpen - Theorie, Entwurf und Anwendung*. Hrsg. von Alexander Haltmeier. 2. Aufl. Springer-Verlag Berlin/ Göttingen/ Heidelberg.
- Stephan, K. und F. Mayinger (1999). «Mehrstoffsysteme und chemische Reaktionen». In: *Thermodynamik - Bd. 2.* . Berlin, Heidelberg und New York : Springer.
- Teikoku (27. Juni 2018). *Absorptionskühler Pumpe Typ L*. Hrsg. von Teikoku Electric GmbH. URL: <http://www.teikokupump.de/>.
- The MathWorks, Inc (2012). *MATLAB® Simulink® Release Notes for R2012a*. Techn. Ber. The MathWorks, Inc.
- Tomforde, Cord und Andrea Luke (2012). «Einfluss der Oberflächenstruktur auf die Benetzung von Rohrbündelabsorbern». In: *DKV-Tagung 2012, Würzburg*.
- Tomforde, Cord und Andrea Luke (2013). «Einfluss der Oberflächenstruktur auf die Benetzung von Rohrbündelabsorbern». In: *DKV-Tagung 2013, Hannover*.
- Tomita, Y. und A. Shima (1990). «High-speed photographic observations of laser-induced cavitation bubbles in water». In: *Acustica*. 71. Ser. No. 3, S. 161–171.
- VDI (2006). *VDI Wärmeatlas*. Hrsg. von Verein Deutscher Ingenieure Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC). Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.
- Venegas, M., M. de Vega und N. García-Hernando (2016). «Parametric study of operating and design variables on the performance of a membrane-based absorber». In: *Applied Thermal Engineering* 98, S. 409–419. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2015.12.074.
- Venegas, M., M. de Vega, N. García-Hernando und U. Ruiz-Rivas (2016). «A simple model to predict the performance of a H₂O/LiBr absorber operating with a microporous membrane». In: *Energy* 96, S. 383–393. DOI: 10.1016/j.energy.2015.12.059.
- Versluis, Michel, Anna von der Heydt, Detlef Lohse und Barbara Schmitz (2001). «On the Sound of Snapping Shrimp». In: *Physics of Fluids* 13 (9). DOI: 10.1063/1.4739187.
- Wang, Sheng, Xiaoyun Xie und Yi Jiang (2014). «Experimental investigation of two-phase flow characteristics of LiBr/H₂O solution through orifice plates in vacuum environment». In: *International Journal of Refrigeration* 38, S. 267–274. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2013.09.008.
- Wesche, Wolfgang (2012). *Radiale Kreiselpumpen*. Springer. Kap. 3.

- Willmott, Cort J. und Kenji Matsuura (2005). «Advantages of the mean absolute error (MAE) over the root mean square error (RMSE) in assessing average model performance». In: *CLIMATE RESEARCH* 30, S. 79–82. DOI: 10.3354/cr030079.
- Willmott, Cort J., Kenji Matsuura und Scott M. Robeson (2009). «Ambiguities inherent in sums-of-squares-based error statistics». In: *Atmospheric Environment* 43, S. 749–752. DOI: 10.1016/j.atmosenv.2008.10.005.
- Winterton, R. H. S. (1998). «Where did the Dittus and Boelter equation come from?» In: *Int J Heat Mass Transfer* 41, S. 809–810. DOI: 10.1016/s0017-9310(97)00177-4.
- Wohlfeil, Arnold (2008a). «A simple physical model for steam absorption into a falling film of aqueous lithium bromide solution on a horizontal tube». In: *Heat Mass Transfer* 44, 1529 ff. DOI: 10.1007/s00231-008-0386-4.
- Wohlfeil, Arnold (2008b). «Wärme- und Stoffübertragung bei der Absorption an Rieselfilmen in Absorptionskälteanlagen». Dissertation. Technische Universität Berlin.
- Xie, Guozhen, Guogang Sheng, Pradeep Kumar Bansal und Guang Li (2008). «Absorber performance of a water/lithium-bromide absorption chiller». In: *Applied Thermal Engineering* 28 (13), S. 1557–1562. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2007.09.014.
- Yoon, Jung-In et. al (2005). «Heat and mass transfer characteristics of a helical absorber using LiBr and LiBr + LiI + LiNO₃ + LiCl solutions». In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (10), S. 2102–2109. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.01.009.
- Zegenhagen, Mark Tobias (2015). «Untersuchung der Abgaswärmeübertragung und Dampfstrahlverdichtung zur Bewertung von Dampfstrahlkälteanlagen zur Ladeluftkühlung aufgeladener Ottomotoren». Dissertation. Technische Universität Berlin.
- Ziegler, Felix (1997). «Sorptionswärmepumpen». Habilitation. Technische Universität München.
- Ziegler, Felix (1999). «Relationships between temperature differences in heat exchangers of heat transformation devices». In: *Revue Générale Thermique* 37, S. 549–555.

Zinet, Matthieu, Romuald Rulliere und Philippe Haberschill (2012). «A numerical model for the dynamic simulation of a recirculation single-effect absorption chiller». In: *Energy Conversion and Management* 62, S. 51–63. DOI: 10.1016/j.enconman.2012.04.007.