

Messung und Modellierung der Siedekrise bei oszillierender Massenstromdichte

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)

von der KIT-Fakultät für Maschinenbau des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
angenommene

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Stelios Michaelides

Tag der mündlichen Prüfung: 12.12.2024

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Xu Cheng

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg

Danksagung

Diese Dissertation wurde im Rahmen meiner Arbeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Thermofluidik (IATF) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) durchgeführt.

Prof. Dr.-Ing. Xu Cheng, dem Leiter des IATF, bin ich sehr dankbar für seine Unterstützung, sein akademisches Wissen und Erfahrung und seine unschätzbare Betreuung. Sein Vertrauen in meine akademischen Fähigkeiten und seine Geduld während meiner wissenschaftlichen Entwicklung waren der entscheidende Antrieb bis zum Abschluss dieser Arbeit.

Besonders dankbar bin ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg für die Übernahme des Beisitzes als Korreferent, sowie die eingehende Begutachtung meiner Dissertation und die Arbeit fördernden wissenschaftlichen Diskussionen.

Ich möchte mich bei allen meinen Kollegen am IATF für die gute Zusammenarbeit, die angenehme Atmosphäre und die angenehmen Diskussionen während der Pausen bedanken. Moritz Schenk, Mei Zhongkai, Song Meiqi, Ludwig Köckert, Fabian Wiltschko möchte ich für die fruchtbaren Diskussionen über das Thema Wärmeübertragung in Zweiphasenströmungen danken. Bei Dr. Aurelian Florin Badea und Dr. Ivan Otic möchte ich mich für die zielführende konstruktive Kritik und Anreize zur Verbesserung bedanken.

Beim Bundesministerium für Wirtschaft und Klimaschutz (BMWK) möchte ich mich herzlich für die finanzielle Unterstützung des Projekts KEK-SIMA mit der Referenznummer 1501577 bedanken.

Bei dem Institut für thermische Energietechnik und Sicherheit (ITES) möchte ich mich für die Bereitstellung der erstklassigen Infrastruktur für den Aufbau und die Durchführung der Versuche bedanken. Besonders bedanken möchte ich mich bei der Arbeitsgruppe Mehrphasenströmung für die Unterstützung beim experimentellen Aufbau. An ihren Leiter, Dr.-Ing. Stephan Gabriel, geht besonderer Dank für die erstklassige Betreuung in allen technischen Aspekten sowie für die ergiebigen wissenschaftlichen Diskussionen. Bei Wilson Heiler, Giancarlo Albrecht, Heineken Felix möchte ich mich für die Unterstützung und ihre Geduld während der gesamten experimentellen Periode dieser Studie bedanken.

Besonderer Dank gebührt meiner Familie, und ganz besonders meiner lieben Mutter, der ich diese Arbeit widme. Ohne ihre Unterstützung und Ermutigung wäre meine gesamte akademische Laufbahn und diese Dissertation nicht möglich gewesen.

Kurzfassung

Die technische Sicherheit von Kernreaktoren ist von entscheidender Bedeutung, sowohl während dem normalen Betrieb als auch bei Störfällen. Nach dem Einsetzen eines schweren Kühlmittelverluststörfalls und der Durchführung der Reaktorschneidabschaltung, muss die Nachzerfallswärme abgeführt werden, um eine Zerstörung der Kraftwerksstrukturen und ein Austreten der Kernschmelze in die Umgebung zu verhindern. Während bei aktiven Sicherheitssystemen zur Nachzerfallswärmeabfuhr die Wahrscheinlichkeit besteht, dass die Energieversorgung ausfällt und das System seine Funktion nicht erfüllt, arbeiten passive Sicherheitssysteme autonom und erfüllen ihre Funktion unabhängig von der Energieversorgung. Der Antrieb von solchen passiven Sicherheitssystemen ist die Nachzerfallswärme selbst, da diese meist auf Naturkonvektion oder Wärmestrahlung basiert.

Ein Beispiel für ein passives Sicherheitssystem stellt das sogenannte „In Vessel Retention through External Reactor Vessel Cooling“ (IVR ERVC) dar. Im Gegensatz zum Kernfänger (Core-Catcher) wird beim IVR ERVC die Reaktorgrube mit Wasser aus einem höher liegenden Becken geflutet. Das Wasser tritt in einen Strömungspfad zwischen Reaktordruckbehälter (RDB) und Isolation ein, strömt am RDB entlang und verdampft. Durch den statischen Auftrieb steigt der Dampf auf, bis er im Containment kondensiert und sich wieder im Becken als Kondensat sammelt. Da die Nachzerfallswärme hierbei durch Verdampfung abgeführt wird, stellt das Eintreten der Siedekrise das Ausfallkriterium für dieses passive Sicherheitssystem dar.

Seitdem das IVR ERVC für den Einsatz in Leichtwasserreaktoren vorgeschlagen wurde, sind zahlreiche Studien durchgeführt worden, welche sowohl das Strömungsverhalten als auch die Siedekrise im IVR ERVC-Strömungspfad untersucht haben. Es stellte sich heraus, dass aufgrund von Zweiphaseninstabilitäten Massenstromoszillationen auftreten können. Wobei sich die Parameter der Massenstromoszillationen je nach geometrischer Konfiguration des Systems unterscheiden können. Somit ist die Kenntnis über den Einfluss von Massenstromoszillationen in Abhängigkeit der Parameter Oszillationsperiode und Amplitude auf die Siedekrise bei der Auslegung des IVR ERVC von hoher Bedeutung.

Da das Wissen über den Einfluss von Massenstromoszillationen auf die Siedekrise (1.er Art), wie sie im IVR ERVC auftritt, sehr begrenzt ist, liefert diese Arbeit durch die experimentelle Untersuchung des Einflusses der Oszillationsparameter auf die Siedekrise einen wichtigen Beitrag. Hierbei wurde die Messmatrix für die Experimente basierend auf früheren Studien zum Strömungsverhalten im IVR ERVC bestimmt. Um den Einfluss von Oszillationen zu untersuchen, wurden Versuche sowohl bei stationärer als auch bei oszillierender Massenstromdichte durchgeführt.

Basierend auf der Analyse und dem Vergleich der Messdaten aus dieser Studie mit früheren, wurde eine Korrelation aus der Literatur weiterentwickelt, welche in der Lage ist, die kritische Wärmestromdichte im IVR ERVC- Strömungspfad in Abhängigkeit der Massenstromdichte, Eintrittsunterkühlung und geometrischer Parameter des Strömungspfades am obersten zylindrischen Teil des RDB zu berechnen. Zudem wurde eine physikalische begründete Korrelation aufgestellt, welche die kritische Wärmestromdichte in Abhängigkeit des Kanalneigungswinkels berechnen kann.

Aus der Betrachtung der experimentellen Daten der Versuche bei oszillierender Massenstromdichte hat sich ergeben, dass Massenstromdichteoszillationen in Abhängigkeit von den restlichen Randbedingungen sowohl zu einer Herabsenkung als auch zu einem Anstieg der kritischen Wärmestromdichte führen können. Es wurde ein Ansatz zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte bei oszillierender Massenstromdichte ausgearbeitet, welcher auf einem Modell zur instationären Wärmeleitung bei oszillierender Temperaturrandbedingung basiert. Der Ansatz kann jedoch nur eine mögliche Herabsenkung der Siedekrise durch die Oszillationen berücksichtigen, womit dieser als konservativ betrachtet werden kann.

Abstract

The technical safety of nuclear power plants is of high importance as well as during normal operation and in the event of accidents. In the event of a severe loss-of-coolant accident (LOCA) and after the initiation of the reactor emergency shutdown, the decay heat must be dissipated in order to prevent the destruction of the power plant structures and the outflow of the core melt into the environment. While active safety systems for decay heat dissipation depend on the energy supply, passive safety systems work autonomously and fulfil their function independently of the energy supply. They are driven by the decay heat itself, as their function is usually based on natural convection or thermal radiation.

An example of such a passive safety system is the so-called “In Vessel Retention through External Reactor Vessel Cooling” (IVR ERVC). In contrast to the core catcher, in the IVR ERVC the reactor cavity is flooded with water from a tank, which is located at a higher level. The water enters the flow path between the reactor pressure vessel (RPV) and the insulation, flows along the RPV and evaporates. The buoyancy force causes the steam to rise until it condenses in the containment and is collected in the tank as condensate. Since the decay heat is dissipated through evaporation, the occurrence of the boiling crisis represents the failure criteria for this passive safety system.

Since the IVR ERVC was proposed for use in light water reactors, numerous studies have been conducted examining both the flow behaviour and the boiling crisis in the IVR ERVC flow path. It turned out that mass flow oscillations can occur due to two-phase instabilities. The parameters of the mass flow oscillations can differ depending on the geometric configuration of the system. Therefore, knowledge about the influence of mass flow oscillations in dependence of the parameters oscillation period and amplitude on the boiling crisis is of great importance when designing the IVR ERVC.

As the knowledge about the influence of mass flow oscillations on the boiling crisis (departure from nucleate boiling), as it occurs in the IVR ERVC, is very limited, this work makes an important contribution by experimentally investigating the influence of the oscillation parameters on the boiling crisis. The measurement matrix for the experiments was determined based on previous studies on flow behaviour in the IVR ERVC. In order to investigate the influence of oscillations, experiments were carried out at both, stationary and oscillating mass fluxes.

Based on the analysis and comparison of the measurement data from this study with previous ones, a correlation from the literature was further developed, which is able to calculate the critical heat flux in the IVR ERVC flow path depending on the mass flux, inlet subcooling and geometric parameters of the flow path at the upper cylindrical part of the RPV. In addition, a physically based correlation was established which can calculate the critical heat flux depending on the channel inclination angle.

The analysis of the experimental data from the tests with oscillating mass flow density showed, that mass flow oscillations can lead to both a decrease and an increase in the critical heat flux, depending on the remaining boundary conditions. An approach for calculating the critical heat flux with oscillating mass flux was developed, which is based on a model for unsteady heat conduction with oscillating temperature boundary conditions. However, the approach can only take into account a possible reduction of the critical heat flux due to the oscillations, which means it can be considered conservative.

Inhalt

Danksagung	ii
Kurzfassung	iii
Abstract	v
Nomenklatur	ix
1 Einleitung	1
1.1 IVR ERVC	1
1.2 Stand der Forschung	2
1.3 Motivation	3
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Motivation	5
2.1.1 Blasendynamik	5
2.1.2 Wärmetransport beim Strömungssieden	9
2.1.3 Die Siedekrise	12
2.1.4 Dimensionslose Kennzahlen des Strömungssiedens	15
2.2 Instabilitäten in siedenden Strömungen	16
2.2.1 Statische Zweiphaseninstabilität	16
2.2.2 Dynamische Zweiphaseninstabilität	17
2.3 Betrieb des IVR ERVC	19
2.3.1 Strömung und Siedekrise im IVR ERVC	19
2.3.2 Versuche zur Siedekrise bei oszillierender Massenstromdichte	40
2.3.3 Mechanistische Modelle der Siedekrise	44
2.4 Zielsetzung der Arbeit	51
3 Versuchsaufbau	53
3.1 COSMOS-L Anlagenaufbau	53
3.2 Versuchsteststrecke	55
3.2.1 Konstruktion der Teststrecke	55
3.2.2 Einbau in den COSMOS-L Strömungskanal	58
3.2.3 Elektrische Beheizung der Teststrecke	62
3.3 Messtechnik	64
3.3.1 Anlageninstrumentierung der COSMOS-L Anlage	64
3.3.2 Teststreckeninstrumentierung	66
3.3.3 Optische Messtechnik	67
3.3.4 Messunsicherheit	68
3.4 Versuchsablauf und Messmatrix	71
3.4.1 Messmatrix	71

3.4.2	Messsystemvalidierung	73
3.4.3	Reproduzierbarkeitsanalyse	76
4	Ergebnisse	80
4.1	Ergebnisse der stationären Versuche bei 90° Neigungswinkel	80
4.1.1	Einfluss der Massenstromdichte und der Eintrittsunterkühlung	80
4.1.2	Phänomenologische Betrachtung	83
4.1.3	Vergleich mit früheren Studien	87
4.1.4	Entwicklung der Korrelationserweiterung	95
4.2	Ergebnisse der stationären Versuche bei 45° Neigungswinkel	97
4.2.1	Einfluss der Massenstromdichte und der Eintrittsunterkühlung	98
4.2.2	Phänomenologische Betrachtung	101
4.2.3	Vergleich mit früheren Studien	103
4.3	Ergebnisse der stationären Versuche bei 0° Neigungswinkel	105
4.3.1	Einfluss der Massenstromdichte und der Eintrittsunterkühlung	105
4.3.2	Phänomenologische Betrachtung	107
4.3.3	Vergleich mit früheren Studien	108
4.4	Korrelationsentwicklung für die kritische Wärmestromdichte bei geneigter Teststrecke	
	110	
4.5	Siedekrise bei oszillierenden Massenstromdichten	112
4.5.1	Versuche bei 90° Neigungswinkel	113
4.5.2	Versuche bei 0° Neigungswinkel	114
4.5.3	Korrelationsentwicklung	116
5	Einfluss der thermischen Trägheit der Wand auf die Auswirkungen der Siedekrise	120
5.1	Aufbau der Simulation	120
5.2	Ergebnisse der Simulation	121
6	Zusammenfassung	124
Anhang	128
	Versuchsdaten der kritischen Wärmestromdichte	128
	Literaturverzeichnis	130
	Liste eigener Veröffentlichungen	141

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Symbol	Einheit	Erklärung
\hat{A}	-	Dimensionslose Amplitude
A	m^2	Fläche
A, a, b, c, d	-	Koeffizienten
$A_{0,1,2,3,4}$	-	Koeffizienten
B_0	-	Siede-Zahl
b_{0-16}	-	Koeffizienten
B, b	m	Breite
C_D	-	Widerstandskoeffizient
C	-	Koeffizient
c_p	J/kgK	Isobare Wärmekapazität
d/D	m	Durchmesser
d	m	Dicke
\vec{F}	N	Kraft
f	m^2	Strömungsquerschnitt
f	Hz	Frequenz
$f()$	-	Funktion von
f	-	Reibungsbeiwert
G	$\text{kg/m}^2\text{s}$	Massenstromdichte
g	m/s^2	Fallbeschleunigung
ΔG	-	Relative Amplitude
$\frac{G}{G}$		
h	J/kg	Spezifische Enthalpie
Δh_v	J/kg	Spezifische Verdampfungsenthalpie
h'	J/kg	Sättigungsenthalpie
h''	J/kg	Dampfenthalpie
I	A	Stromstärke
Ja	-	Jacobs- Zahl
l/L	m	Länge
$L_{Beheizt}$	m	Beheizte Länge
$L_{Beheizt}^*$	m	Modifizierte beheizte Länge
\dot{m}/m	kg/s	Massenstrom
Mo	-	Morton-Zahl
n	-	Anzahl
Nu	-	Nusselt- Zahl
p	bar	Druck
Pr	-	Prandtl-Zahl
P	W	Leistung
q	kW/m^2	Wärmestromdichte
Q	W	Wärmeleistung
R	m	Radius, radiale Koordinate
r	m	Radius
Re	-	Reynolds-Zahl
R	K/W	Wärmewiderstand
R	Ω	Elektrischer Widerstand
Sc		Schmidt- Zahl
s	m	Spaltbreite
ΔT_u	K	Eintrittsunterkühlung
T	$^\circ\text{C}$	Temperatur

Nomenklatur

t	s	Zeit
U	Volt	Spannung
\vec{u}	m/s	Geschwindigkeit
\vec{v}	m/s	Geschwindigkeit
W	-	Arbeit
We	-	Weber- Zahl
x	-	Thermodynamische Qualität (Dampfgehalt)
x, y, z	m	Weg, Koordinaten

Griechische Buchstaben

Symbol	Einheit	Erklärung
α	$W/(m^2 K)$	Wärmeübergangskoeffizient
θ, β	$^\circ$	Kontaktwinkel
Δ	-	Differenz
ε	-	Volumetrischer (Dampf)gehalt
η	$kg/(m s)$	Dynamische Viskosität
ϑ	$^\circ$	Neigungswinkel
δ	$^\circ$	Dicke der Flüssigkeitsunterschicht
λ	$W/(m K)$	Wärmeleitkoeffizient
ρ	kg/m^3	Dichte
σ	-	Standardabweichung
σ	kg/s^2	Oberflächenspannung/Grenzflächenspannung
τ	s	Periode
ν	m^2/s	Kinematische Viskosität
ρ_{el}	$\Omega mm/m$	Spezifischer elektrischer Widerstand

Subskripte

Symbol	Erklärung
2-Ph	Zwei Phasen
am	Virtuelle Massenkraft
Aus	Austritt
B	Blase
BS	Blasensieden
c	Kritisch
chf	Kritische Wärmestromsdichte
Dif, 2Ph	Grenzflächendiffusion
dyn	Dynamisch
Ein	Eintritt
el	elektrisch
fl	Flüssigkeit
g	Gas(förmig)
hyd	Hydraulisch
k	Keimstelle
L	Dynamischer Auftrieb
m(akro)	Makroflüssigkeitsfilm
max	maximal
Mess	Gemessen
mitt	Gemittelt
O	Oberfläche
Osz	Oszillierend
P	projiziert
rel	relativ

Nomenklatur

s(ät)	Sättigung
TD	Turbulente Dispersion
V	Volumen
W	Wand
WB	Wärmebilanz
WL	Wandbenetzung

Abkürzungen

Abkürzung	Erklärung
AP	Advanced Pressurized
CAP	Chinese Advanced Pressurized
CHF	Kritische Wärmestromdichte (Critical Heat Flux)
COSMOS-L	Critical-heat-flux On Smooth and MOdified Surface – Low pressure
DNB	Departure from Nucleate Boiling
IVR ERVC	In- Vessel Retention through E xternal R eactor V essel C ooling

1 Einleitung

Der Wärmeübergang erfolgt bei Dampfanlagen hauptsächlich durch Strömungssieden, daher ist das Verständnis zu dieser Art der Wärmeübertragung seit Beginn der industriellen Nutzung von Hochleistungsdampfanlagen für die Technik von zentraler Bedeutung. In erster Linie zeichnet sich das Strömungssieden, besonders in dem Regime des Blasensiedens, gegenüber anderen Arten der Wärmeübertragung, durch teilweise zehnfach höhere Wärmeübergangskoeffizienten aus, welche wiederum in mehrfach niedrigeren Temperaturgradienten bei gleicher Wärmestromdichte, und somit in einer schonenderen Nutzung der Anlagenstrukturen resultieren [1]. Begrenzt wird diese Art der Wärmeübertragung durch das Eintreten der Siedekrise erster und zweiter Art [2]. Die Siedekrise erster Art tritt schlagartig ein, wenn die Wärmestromdichte einen kritischen Wert überschreitet, die sogenannte „kritische Wärmestromdichte“. Hierbei geht das Regime des Strömungssiedens vom Blasensieden in das Filmsieden über, wobei sich lokal an einer Stelle der Heizfläche ein fest anhaftender unbeweglicher Dampffilm bildet. Dieser isoliert die Heizfläche gegenüber der flüssigen Phase und verhindert damit den Verdampfungsvorgang an dieser Stelle. Somit führt dieser Dampffilm durch seine, im Vergleich zur flüssigen Phase, sehr viel niedrigere Wärmeleitung bei einem leistungsgeführten Wärmeübergang zu einer plötzlichen und sehr starken Temperaturerhöhung, welcher die meisten technisch eingesetzten Werkstoffe nicht standhalten können. Somit stellt die kritische Wärmestromdichte die Betriebsgrenze für Dampfanlagen dar. Mit der Siedekrise zweiter Art bezeichnet man den Zustand, wenn der Dampfanteil der Strömung so hoch ist, dass die Oberfläche des Heizers nur noch mit Dampf benetzt wird. Im Unterschied zu der Siedekrise erster Art, strömt der Dampf weiter, somit wird die Wärme durch Konvektion von Dampf und teilweise nachfolgender Verdampfung der in der Dampfströmung noch verbliebener Flüssigkeitstropfen übertragen. Hierbei ist der Temperaturanstieg weniger dramatisch.

1.1 IVR ERVC

Das Sicherheitskonzept „In- Vessel Retention through External Reactor Vessel Cooling“ (IVR ERVC) ist ein passives Sicherheitskonzept, wie es bei den Generation III Sicherheitskernreaktoren (AP600, AP1000, CAP1400, VVER-440, KERENA u. w.) vorkommt [3]. Hierbei soll im Falle eines Kernschmelzunfalles die Reaktorgrube mit Wasser geflutet werden, sodass mindestens der Bereich des Reaktordruckbehälters, in dem die Kernschmelze ist, mit Wasser bedeckt ist. Das Wasser tritt in den Spalt zwischen Reaktordruckbehälter und Isolierung ein und kühlst den Reaktordruckbehälter, in dem es verdampft. Der entstehende Dampf steigt auf und kondensiert anschließend, im Falle des KERENA Siedewasserreaktors beispielsweise an den Containment- Wänden, um später die Reaktorgrube erneut zu fluten. Somit stellt sich eine passive Zwei-Phasen-Naturkonvektion Strömung ein, mit

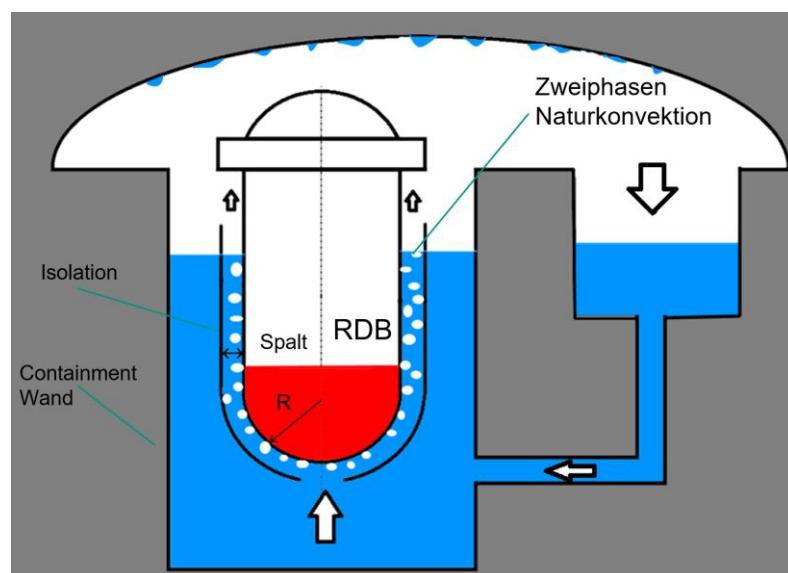


Abbildung 1-1: Schema IVR ERVC im Falle des KERENA Siedewasserreaktors.

Einleitung

der die Nachzerfallswärme der Kernschmelze ohne den Einsatz von externen Aktoen wie beispielsweise Pumpen abgeführt werden kann (Abbildung 1-1). Somit kann ein thermisches und mechanisches Versagen des Reaktordruckbehälters selbst im Falle des Ausfalls von Notstromaggregaten vermieden werden, und ein Austreten der Kernschmelze und radioaktiver Substanzen verhindert werden. Da hierbei, wie bereits erwähnt, die Wärme mit Verdampfungskühlung abgeführt wird, stellt die Siedekrise das Ausfallkriterium dieses passiven Sicherheitskonzepts dar.

1.2 Stand der Forschung

Im Gegensatz zur Siedekrise 2. Art, deren Mechanismus zum heutigen Zeitpunkt bereits gut verstanden ist und mit analytischen Modellen abgebildet werden kann [4,5,6], sind die phänomenologischen Zusammenhänge bei der Siedekrise 1. Art weiterhin Gegenstand der Forschung. Hierzu wurden bislang zahlreiche experimentelle sowie analytische Studien durchgeführt, sowohl zum Behälter- als auch Strömungssieden, vorwiegend in kreisrunden Rohr-Geometrien [7-18]. Als Einflussparameter wurden in der Regel die Massenstromdichte G , der Systemdruck p , die Eintrittsunterkühlung ΔT_U , die Kanalabmessungen sowie die beheizte Länge untersucht. Als Ergebnis dieser Studien entstand typischerweise eine empirische Gleichung, die aber nur in dem Wertebereich der durchgeföhrten Experimente anwendbar war und die physikalisch vorliegenden Mechanismen nur oberflächlich berücksichtigt hat. Dadurch waren diese Abschätzungsmethoden unbrauchbar für ein so kritisches Sicherheitskonzept wie das IVR, dessen Ausfall das Risiko des Auftretens der Kernschmelze und radioaktiver Substanzen bedeutet.

Das IVR-Sicherheitskonzept wurde erstmalig von Theofanous [19] als eine sicherheitstechnische Weiterentwicklung des russischen VVER-440 Kernreaktors im Loviisa Kernkraftwerk in Finnland vorgeschlagen. Die Idee des IVR-Konzepts wurde durch besondere Eigenschaften des VVER-440 Kernreaktors begünstigt. Hierzu gehören eine relativ niedrige Leistungsdichte, das Fehlen von Durchführungen im Reaktordruckbehälterboden und ein Eis-Kondensator, welcher eine Flutung der Reaktorgrube in allen risikorelevanten Sequenzen sicherstellt. Die Machbarkeit dieses Konzepts wurde daraufhin von Theofanous und seinen Kollegen an der Universität von Kalifornien und des Energieversorgers von Loviisa, heute bekannt als Fortum, überprüft. Hierzu wurde eine Reihe sowohl analytischer als auch experimenteller Studien durchgeführt, um im ersten Schritt die von der Kernschmelze ausgehende Wärmestromdichte zu bestimmen. Die COPO [20,21] und ACOPO [22] Experimente ergaben Korrelationen, mit denen die Wärmestromdichteverteilung entlang des Reaktordruckbehälterbodens vorhergesagt werden konnte. Die maximale Wärmestromdichte, durch die leichtere Metallschicht im oberen Teil der Kernschmelze, wurde dabei zu 680 kW/m^2 bestimmt. Diese ist am zylindrischen Teil des Reaktordruckbehälters zu erwarten. Die kritische Wärmestromdichte wurde in den Experimenten der ULPU-Anlage, in welcher vergleichbare Verhältnisse wie im VVER-440 Kernreaktor herrschten, zu 1200 kW/m^2 ermittelt. Da es bei den Experimenten im Gegensatz zur Realität eine Reihe von Abweichungen gab, wurde eine Risiko-Unfallanalyse eingesetzt, um die verschiedenen Faktoren zu berücksichtigen und die Einsetzbarkeit des IVR-Konzepts für den Fall des VVER-440 endgültig zu bestätigen [23]. Die Idee des IVR beim VVER-440 trug zu der Weiterentwicklung der Kernreaktoren der Generation III bei. Der Grundgedanke war das Erreichen einer passiven Sicherheitsfunktion, ohne den Einsatz extern angetriebener Aktoen oder der Notwendigkeit des menschlichen Eingreifens. Im Zuge dieser Bestrebungen entstand das Design des AP600. Im Gegensatz zu dem VVER-440 in Finnland, wo Nachrüstungen erforderlich waren, um den Einsatz von IVR zu ermöglichen, hatte der AP600, im Hinblick auf das IVR-Konzept, eine optimale Geometrie. Die Machbarkeitsstudie [22, 24] hierzu erfolgte ebenso von Theofanous und parallel zur IVR VVER-440 Machbarkeitsstudie. Laut dieser Studien war die höchste Wärmestromdichte beim AP600 ebenso im oberen zylindrischen Teil des Reaktordruckbehälterbodens zu erwarten, und die kritische Wärmestromdichte bei der optimierten IVR-Geometrie in diesem Bereich zu $1,5 \text{ MW/m}^2$ ermittelt. Analog zu den Untersuchungen des VVER-440 erfolgte auch in diesem Fall eine Risiko-Unfallanalyse, mit einem ebenso erfolgversprechenden Ergebnis. Daraufhin wurde das IVR-Konzept für den Westinghouse AP1000 übernommen, dieser stellt eine größere Version seines Vorgängers mit einer höheren Leistungsdichte dar. Um die Einsetzbarkeit des IVR-Konzeptes auch bei höherer Leistungsdichte sicherzustellen, wurde mit der ULPU-2400 Anlagenkonfiguration [25] die kritische Wärmestromdichte am zylindrischen Teil des Reaktordruckbehälters zu 2 MW/m^2 ermittelt. Diese war um einiges höher als die maximal erwartete Leistungsdichte von $1,3 \text{ MW/m}^2$ [26]. In diesem Zuge muss allerdings erwähnt werden, dass eine unabhängige Arbeit [27] gezeigt hat, dass die thermische Last in einigen extrem ungünstigen und sehr unwahrscheinlichen

Einleitung

Unfallszenarien die kritische Wärmestromdichte überschreiten kann. Nach einer Reihe weiterer Arbeiten [28,29] wurde die Machbarkeit des IVR-Konzepts für den Fall des AP1000 schließlich bestätigt, woraufhin das Gesamtsystem zertifiziert wurde und mit dem Bau mehrerer AP1000 in China begonnen wurde.

Vor allem nach dem Unfall in Fukushima, wurden passive Sicherheitssysteme zur Verhinderung des Auftretens von radioaktiven Substanzen von Zulassungsbehörden weltweit als bevorzugt angesehen. Somit sind diese in allen seit dem Unfall konzipierten Leistungsreaktoren unentbehrlich. Hierzu zählt auch der sich momentan im Bau befindende CAP1400. Zur Machbarkeitsprüfung der IVR-Kühlung wurde auch hierzu eine zur UPLU- Serie vergleichbare Versuchsanlage an der Shanghai Jiaotong Universität gebaut. Im Gegensatz zur ULP- Anlage, handelt es sich bei der REPEC- Anlage [30, 31, 103] allerdings um eine vollmaßstäbliche Nachbildung des IVR-Strömungspfades des CAP1400.

An dieser Stelle sollte erwähnt werden, dass bei den in den vorangegangenen beiden Absätzen aufgelisteten Experimenten zur Siedekrise im IVR-Strömungspfad sowohl die phänomenologische als auch die fluidparametrische Betrachtung außen vor blieb. Als Resultat der ULP-Experimente ist eine Korrelation zur Bestimmung der kritischen Wärmestromdichte in Abhängigkeit des Neigungswinkels die aber nur bei den in den Experimenten herrschenden Fluidparametern anzuwenden ist. Dennoch sind die Erkenntnisse zu den erwarteten Strömungsregimen, d. h Massenstromdichte, Druck und wie sich bei den vollmaßstäblichen REPEC- Versuchen erwiesen hat, Massenstromschwankungen von hoher Bedeutung für die genauere Untersuchung des Phänomens im Hinblick auf das IVR-Konzept.

Die erste Parameterstudie mit Bezug auf das IVR-Konzept stellen die Experimente an der SULTAN- Anlage dar [32]. Im Gegensatz zu den bisher erwähnten IVR-Siedekrise Experimenten, handelte es sich hierbei um einen einseitig beheizten Rechteckkanal. In den Versuchen wurden Systemdruck p , Massenstromdichte, Eintrittsunterkühlung ΔT_U , Spaltbreite und Neigungswinkel variiert. Als Ergebnis entstand eine empirische Korrelation [33] mit der die Siedekrise in Abhängigkeit dieser Parameter berechnet werden kann. Allerdings blieb in dieser Studie der parametrisierte Einfluss von Massenstromschwankung außer Betracht.

Eine Reihe von Studien hat sich bislang mit dem Einfluss von Massenstromschwankungen auf die kritische Wärmestromdichte sowohl bei der Siedekrise 1. als auch 2. Art befasst [34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44]. Obwohl in einzelnen Experimenten [44] mit der Strömung unterhalb der Heizfläche eine Erhöhung der kritischen Wärmestromdichte durch Massenstromschwankungen bei niedriger Eintrittsunterkühlung erreicht wurde, bestätigten die Experimente generell eine Herabsetzung der kritischen Wärmestromdichte bei höheren Perioden und Amplituden der Massenstromschwankungen. Dabei ergab sich, dass der Einfluss der Massenstromschwankungen bei höheren Eintrittsunterkühlungen erheblich größer wurde, mit der Begründung, dass bei höherer Eintrittsunterkühlung die Kondensationsprozesse an der Kernströmung an Bedeutung gewinnen, und somit der Prozess der Siedekrise stärker von der Massenstromdichte und somit der Schwankungen abhängt [44]. Eine grundlegende Erklärung zum Phänomen wurde bis zum heutigen Tag nicht gefunden.

1.3 Motivation

Obwohl mehrere Grundlagenstudien zum Phänomen der Siedekrise 1.er Art bei oszillierenden Massenströmen bereits durchgeführt wurden, gab es bis jetzt nur eine Arbeitsgruppe [44] welche dies in einem einseitig beheizten rechteckigen Kanal, welcher für die Abbildung der Reaktordruckbehälteraußenwand auf kurzer Strecke geeignet ist (Abbildung 1-2), tat. Dabei muss erwähnt werden, dass das Testfluid in dieser Studie PF-5060 war. Obwohl einige der Erkenntnisse aus dieser Studie auf die Siedekrise 1.er Art bei Wasser übernommen werden können, ist ausgehend aus den sehr unterschiedlichen Werten für kritischen Druck, Verdampfungsenthalpie, Oberflächenspannung u. s. w ein deutlich unterschiedliches Verhalten zu erwarten. Somit ist die Notwendigkeit der Durchführung einer Grundlagenstudie bei diesen Bedingungen mit Wasser als Testfluid für das IVR ERVC gegeben.

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung des Phänomens der Siedekrise 1.er Art bei oszillierender Massenstromdichte, wie sie beim erwähnten IVR ERVC passiven Sicherheitssystem auftritt. Hierbei wurden die Parameter der Strömung und der Massenstromoszillationen aus den früheren vollmaßstäblichen

Einleitung

Untersuchungen zum IVR ERVC Strömungsmuster [30] übernommen und in der COSMOS-L Versuchsanlage künstlich nachgebildet. Die kritische Wärmestromdichte wird dabei aufgenommen und der Einfluss der Versuchspараметer untersucht. Darüber hinaus wird mithilfe optischer Messtechnik die physikalische Erscheinung der Siedekrise erfasst und mit den korrespondierenden Messsignalen der eingebauten Messtechnik belegt. Basierend auf diesen Erkenntnissen wird ein Trigger-Mechanismus vorgeschlagen und anhand bisheriger Kenntnisse zu Benetzungsphänomenen erklärt. Des Weiteren wird der Einfluss, der sich einstellenden Strömungsregimen auf das Eintreten der Siedekrise betrachtet, die einzelnen wirkenden Prozesse identifiziert und deren Bedeutung erklärt. Mit den gewonnenen Daten und Erkenntnissen werden die existierenden Modelle zur Vorhersage der kritischen Wärmestromdichte bewertet und erweitert. Abschließend wird die Anwendbarkeit und die Übertragung, die in dieser Arbeit entstandenen Ergebnisse, auf den IVR ERVC Prototypen bezüglich geometrischer Unterschiede des Systems diskutiert.

Neben einer experimentellen Datenbasis für die Weiterentwicklung der nummerischen Modellierung des Phänomens der Siedekrise 1.er Art, liefert diese Doktorarbeit ein verbessertes Verständnis des physikalischen Prozesses.

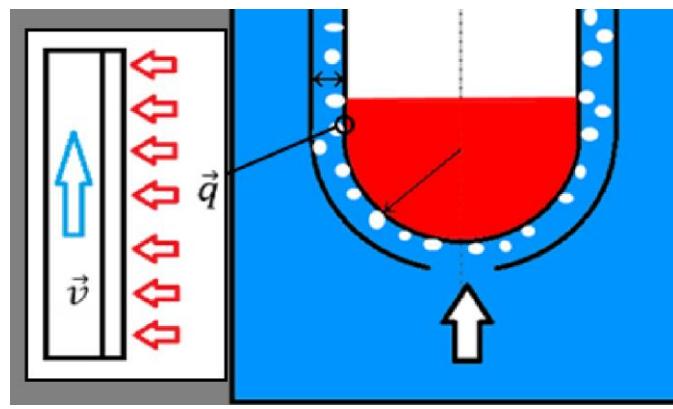


Abbildung 1-2: Nachbildung der Strömung an der RDB-Außenwand auf kurzer Länge in einem einseitig beheizten Rechteckkanal.

2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel dient zur Einführung in die Physik des Siedekrisenphänomens wie es beim IVR ERVC Sicherheitskonzept auftritt. Diese umfasst zum einen den Prozess der Dampfproduktion in einem mit Fluid durchströmten beheizten Kanal, dem sogenannten Strömungssieden, welches in dem ersten Unterkapitel beschrieben wird. Das zweite Unterkapitel gibt einen Einblick in die Zweiphaseninstabilitäten, welche für das Strömungsbild von entscheidender Bedeutung sind und zu den in Kapitel 1 erwähnten Massenstromdichteoszillationen führen. Im darauffolgenden Teil dieses Kapitels werden die wesentlichen Erkenntnisse zum IVR ERVC typischen Strömungsbild anhand bisheriger numerischer und experimenteller Arbeiten zum Strömungsverhalten im prototypischen IVR ERVC Strömungskanal vorgestellt. Zum Schluss dieses Kapitels erfolgt eine Einführung in einige der wichtigsten mechanistischen Modelle zur Beschreibung der Siedekrise.

2.1 Motivation

Der Wärmeübergang zeichnet sich beim Strömungssieden, im Gegensatz zu anderen Wärmeübergangsmechanismen, durch die Möglichkeit sehr hohe Wärmemengen bei relativ niedrigen Temperaturgradienten zu übertragen aus. Dies erlaubt einerseits bei technischen Anwendungen wie z. b Wärmeübertragern und Kälteanlagen die Wärmeübertragungsflächen kleiner zu dimensionieren und Material und Bauraum zu sparen, und andererseits bei Anwendungen der Hochleistungskühlung wie z. b dem IVR ERVC unter der thermischen Betriebsgrenze der Werkstoffe des technischen Systems zu bleiben.

Blasensieden

Beim Blasensieden findet der Verdampfungsvorgang kontinuierlich an der Heizfläche statt. Hierfür wird eine hinreichend hohe Überhitzung der Fluidgrenzschicht an der Heizfläche benötigt. Dabei werden an der Heizfläche Siedekeime aktiviert, an denen die Dampfblasenentstehung stattfindet. Weiterhin sollte erwähnt werden, dass die Anzahl der aktiven Siedekeime mit der Wandtemperatur und somit mit der Wärmestromdichte steigt.

Gegenstand dieser Arbeit ist das blasenbildende Strömungssieden, weswegen in den folgenden Unterabschnitten dessen grundlegende Prozesse und Aspekte näher erläutert werden. Im Zuge dessen werden die Blasendynamik, der Wärmetransport, das Phänomen der Siedekrise und die Prozesse quantisierende dimensionslose Kennzahlen betrachtet.

2.1.1 Blasendynamik

Aus bisherigen Studien [7, 8, 45] ist bekannt, dass die Strömungsformen einen entscheidenden Einfluss auf die Wärmeübertragung beim Blasensieden haben können. Die Strömungsformen sind wiederum das Ergebnis der Blasendynamik, welche aus Bedingungen wie Wärmestromdichte \dot{q} , Druck p , Massenstromdichte \vec{m} , Dampfgehalt x , geometrischer Abmessungen und der Neigung des Strömungskanals resultieren. Die Blasendynamik umfasst neben der Blasenentstehung durch Wärmeeintrag und der auf die Blasen wirkender Kräfte, die einzelnen Mechanismen, welche zur Zusammenschließung einzelner Blasen zu Clustern oder zum Zerfall bereits vorhandener größerer Dampfblasen in kleinere Blasen führen [46, 47, 48]. Weiterhin sind Zweiphasenströmungen oft von Druckschwankungen begleitet, welche ebenso zu Phasenwechsel führen können [9]. In diesem Abschnitt werden die erwähnten Prozesse, welche sich auf die Strömungsformen, den Wärmeübergang, und schließlich auf das Phänomen der Siedekrise auswirken, beschrieben.

2.1.1.1 Die Entstehung von Blasen

Wie bereits am Anfang von Kapitel 2.1 erwähnt, erfolgt die Bildung der Dampfphase beim Blasensieden an den sogenannten Keimstellen, wobei sich die Anzahl der Keimstellen mit steigender Wärmestromdichte und Wandüberhitzung erhöht. Die Blasen entstehen in mikroskopischen Vertiefungen an der beheizten Fläche (Abbildung 2-1). Der Wärmestrom fließt durch die Flüssigkeitsgrenzschicht in die Blase hinein. Der Druck

Theoretische Grundlagen

innerhalb der Blase p_g muss wegen der Oberflächenspannung σ größer als der Druck in der flüssigen Phase p_{fl} und im Gleichgewicht mit der durch die Oberflächenspannung erzeugten Kraft sein (Gleichung 2-1):

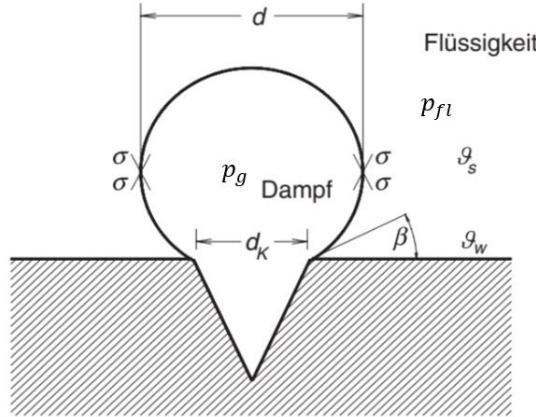


Abbildung 2-1: Entstehung der Dampfphase am Siedekeim [172].

$$p_g - p_{fl} = 4\sigma/d \quad 2-1$$

Somit lässt sich die für die Entstehung einer Blase mit dem Durchmesser d minimale Wandüberhitzung nach der Laplace-Kelvin Ableitung:

$$\frac{p_g - p_{fl}}{T_g - T_{fl}} = \frac{\rho_g \cdot \Delta h_v}{T_s} \quad 2-2$$

Mit folgender Gleichung ausdrücken:

$$\Delta T_{WÜ} = \frac{4\sigma \cdot T_s}{d_k \cdot \rho_g \cdot \Delta h_v} \quad 2-3$$

Wobei der Keimstellendurchmesser d_k der kleinstmögliche Blasendurchmesser ist [172]. Gleichung 2-3 veranschaulicht auch, dass mit zunehmender Wandüberhitzung die mögliche initiale Blasengröße und damit auch die Keimstellenanzahl wachsen. Nach der Entstehung fängt die Blase an zu Wachsen und löst sich bei Erreichen einer bestimmten Größe ab. Nach dem Ablösen der Blase wird die Heizfläche wieder mit der flüssigen Phase benetzt und der Prozess der Blasenentstehung und Ablösung wiederholt sich. Die Ablösung der Blase von der Heizfläche und die weitere Trajektorie der Blase in der Zweiphasenströmung werden durch die wirkenden Kräfte bestimmt, welche in dem folgenden Unterkapitel beschrieben werden.

2.1.1.2 Auf Blasen wirkende Kräfte

Die auf Blasen wirkende Kräfte in einer Zweiphasenströmung unterscheidet man grundsätzlich nach ihrer Wirkungsweise. Die Volumenkräfte wirken über das gesamte Volumen der Blase und umfassen die massengebundene Trägheitskraft, welche dem momentanen Bewegungsvektor beizubehalten versucht, also gegen den momentanen Beschleunigungsvektor gerichtet und vom selben Betrag ist, die ebenso massengebundene aus dem Gravitationsfeld der Erde resultierende Schwerkraft, und die bei Zweiphasenströmungen im Zusammenhang mit der Schwerkraft auftretende Auftriebskraft. Zu den Oberflächenkräften zählen in erster Linie die Druckkraft, welche aus dem Druckgradienten über der Blase resultiert, viskose Kräfte, die die Strömung vereinheitlichen, und die Kräfte, welche in Folge des Impulsaustauschs zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase entstehen. Ein für diese Arbeit bedeutendes Beispiel so einer Kraft stellt die Widerstandskraft dar [49-56]. Die letzte nach der Wirkungsweise auf Blasen zu unterscheidende Kraft ist die Linienkraft. Zur Linienkraft gehören die Grenzflächenkräfte, welche infolge intermolekularer Kräfte an der Phasengrenzfläche zwischen Gas, Flüssigkeit und Festkörper auftreten [57-59]. Im Folgenden werden die genannten Kräfte auf eine Blase näher erläutert und physikalisch formuliert.

Die Widerstandskraft

Die Widerstandskraft liefert den quantitativ größten Beitrag zur Blasendynamik und zum Siedeverhalten der Strömung. Sie ist das Resultat der an der Gasphase reibenden Flüssigkeitsströmung und des durch die Strömung resultierenden Druckabfalls über einer Blase und wird wie folgend formuliert:

$$\vec{F}_{Widerstand,Blase} = \frac{1}{2} \rho_{fl} A_p C_d |\vec{u}_{rel}| \vec{u}_{rel} \quad 2-4$$

Die Widerstandskraft resultiert durch die Übertragung der kinetischen Energie der flüssigen Phase auf die Dampfphase, wobei A_p die projizierte Flächennormale zur Strömungsrichtung ist. Der dimensionslose Widerstandskoeffizient C_d berücksichtigt hierbei den Einfluss der Form der Blase und der daraus resultierenden Umströmung auf den Strömungswiderstand. \vec{u}_{rel} beschreibt die relative Geschwindigkeit zwischen den zwei Phasen. Die Widerstandskraft über der gesamten dispersen Phase ergibt sich durch die Mittelung über das Volumen und wird wie folgt formuliert, wobei ε der Volumenanteil der Dampfphase ist:

$$\vec{F}_{Widerstand,Disperse\ Phase} = \frac{3}{4} \frac{\rho_{fl} C_d \varepsilon}{d_{Blase,mittel}} |\vec{u}_{rel}| \vec{u}_{rel} \quad 2-5$$

Grenzflächenkräfte

Eine weitere Art von Kräften, die in einer Mehrphasenströmung wirken, sind die Grenzflächenkräfte. In der Strömung selbst ist das die Oberflächenspannung, welche an der Gas-Flüssig-Phasengrenzfläche tangential zur Grenzfläche wirkt [57]. Die Oberflächenspannung stellt eine Linienkraft dar und ist als die Arbeit dW definiert, welche pro Fläche dA geleistet werden muss, um die Oberfläche der Flüssigkeit zu vergrößern. Das Verhältnis aus verrichteter Arbeit und daraus resultierender Oberflächenvergrößerung wird dann Oberflächenspannung oder auch Oberflächenarbeit genannt:

$$\sigma = \frac{dW}{dA} \quad 2-6$$

Die zu verrichtende Arbeit $dW = F \cdot dx$ ist somit proportional der Kraft F tangential zur Oberfläche, die aufgebracht werden muss, um die Fläche um den Betrag $dA = l \cdot dx$ zu vergrößern:

$$\sigma = \frac{dW}{dA} = \frac{F dx}{l dx} = \frac{F}{l} \quad 2-7$$

Die Oberflächenspannung resultiert aus den Kohäsionskräften zwischen den Molekülen der Flüssigkeit, welche sich im Flüssigkeitsinneren gegenseitig aufheben, während an der Oberfläche, die nach außen gerichteten Kräfte fehlen, und so eine resultierende Kraft ins Flüssigkeitsinnere entsteht. Hierbei soll erwähnt werden, dass es bei der Oberflächenspannung um den speziellen Fall einer Grenzflächenkraft an der Grenzfläche der flüssigen und der gasförmigen Phase desselben Fluides geht (im Falle des IVR ERVC Wasser).

Direkt an der Heizfläche wirken zwei weitere Grenzflächenkräfte (Abbildung 2-2), die Flüssig-Festkörper-Grenzflächenkraft und die Gas- Festkörper- Grenzflächenkraft. Das Wirkprinzip dieser zwei Kräfte ist analog zur Oberflächenspannung, mit dem Unterschied, dass an der Grenzfläche Adhäsionskräfte des Moleküls der Nachbarphase wirken, da die Adhäsionskräfte aber von schwächerer Wirkung sind, entsteht wieder eine Resultierende ins Phaseninnere.

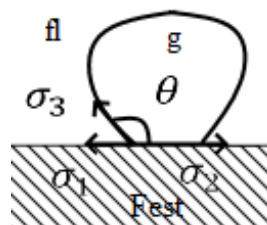


Abbildung 2-2: Grenzflächenkräfte an der 3-Phasengrenzfläche, σ_3 – Oberflächenspannung, σ_2 – Grenzflächenspannung Fest-Gas, σ_1 – Grenzflächenspannung Flüssig. In Anlehnung an [66].

Theoretische Grundlagen

Der Winkel θ an der Grenzfläche der verschiedenen Phasen wird Kontaktwinkel genannt und ist ein Maß für die Benetzungbarkeit eines Festkörpers von einem Fluid. In seiner Gleichung hat Young [66] einen quantitativen Zusammenhang zwischen den an der Grenze einer festen, gasförmigen und flüssigen Phase auftretenden Kräften aufgestellt:

$$\cos\theta = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_3} \quad 2-8$$

2.1.1.2 Blasenkoaleszenz und Fragmentation

Seitens der auf die Dampfphase wirkender Kräfte, haben für die Beschreibung der Zweiphasenströmung, die Mechanismen des Zusammenwachsens kleinerer Blasen zu größeren und des Zerfalls größerer Blasen in kleinere eine entscheidende Rolle. Diese Mechanismen wirken sich auf die Phasengrenzfläche aus, und somit auf den Wärme- und Stofftransport und die auf die Dampfphase resultierenden Kräfte.

Koaleszenz von Blasen

Grundsätzlich ist das Zusammenwachsen von Blasen auf deren Kollision untereinander, bedingt durch die unterschiedlichen Geschwindigkeitsvektoren der Blasen, zurückzuführen [64]. Unterschiedliche Geschwindigkeitsvektoren können mehrere Ursachen haben, welche im Folgenden erläutert werden. Die turbulente Fluktuation der Flüssigphase um die Blasen zählt als wichtigster Grund für die Geschwindigkeitsdifferenz. Des Weiteren können unterschiedliche Geschwindigkeitsvektoren durch Gradienten der Flüssigkeitsgeschwindigkeit in lateraler Richtung und innerhalb von Wirbeln bedingt sein. Zudem kann infolge verschiedener Blasengrößen und unterschiedlicher Dampfdichten in den einzelnen Blasen, eine unterschiedliche resultierende statische Auftriebskraft und damit auch Geschwindigkeitsvektor resultieren. Außerdem können Wechselwirkungen in der Nachlaufströmung der einzelnen Blasen zu Wechselwirkungen untereinander führen (Abbildung 2-3) [65].

Für die Modellierung dieser Prozesse wird für die Berücksichtigung ihrer Häufigkeit eine Kollisionsrate herangezogen. Ihre Formulierung beruht auf einer effektiven Querschnittsfläche und einer Relativgeschwindigkeit. Die Formulierungen dieser beiden Terme sind je nach Wirkungsmechanismus unterschiedlich [48, 64, 66]. Hinzu kommt, dass nicht jeder Zusammenstoß von Blasen zu deren Zusammenwachsen führt. Um dies zu berücksichtigen wird eine Effizienz genutzt, für welche es wiederum drei Formulierungen gibt, die sich in der Literatur [64] durchgesetzt haben.



Abbildung 2-3: Mechanismen des Blasenzusammenwachsens. In Anlehnung an [65].

Fragmentation von Blasen

Die Mechanismen des Blasenzerfalls beruhen auf der Dynamik in der umgebenden Flüssigphase und der Wechselwirkungen in der Flüssig-Gas-Grenzfläche. Wie auch beim Blasenzusammenwachsen werden die Ursachen des Blasenzerfalls mit mechanistischen Modellen beschrieben. Hierbei spielen wieder die turbulenten Fluktuationen in der Flüssigphase eine wichtige Rolle. Die Intensität der Fluktuationen bewirkt eine Veränderung der Phasengrenzfläche, welche eine Einschnürung und infolgedessen eine Fragmentierung der Blase nach sich ziehen kann [67, 68]. Darüber hinaus tragen viskose Scherspannungen, Scherspannungen an der Oberfläche großer Blasen und Grenzflächeninstabilitäten zum Blasenzerfall bei [65]. Eine dimensionslose Kennzahl, welche die Trägheitsenergie der Flüssigphase zu der die Grenzfläche erhaltenden Oberflächenspannung ins Verhältnis setzt, ist die Weber-Zahl:

$$We = \frac{\rho_{fl} (u_{fl} - u_g)^2 d}{\sigma} \quad 2-9$$

Eine Reihe von Kriterien bestimmen den Blasenzerfall aufgrund der turbulenten Schwankungen der Flüssigkeit. Hierzu gehören Grenzwerte der turbulenten kinetischen Energie der Flüssigphase und der turbulenten Scherkräfte an der Phasengrenzfläche. Des Weiteren sind ebenso Grenzwerte der Trägheitskräfte turbulenter Wirbel für den Blasenzerfall maßgebend [67].

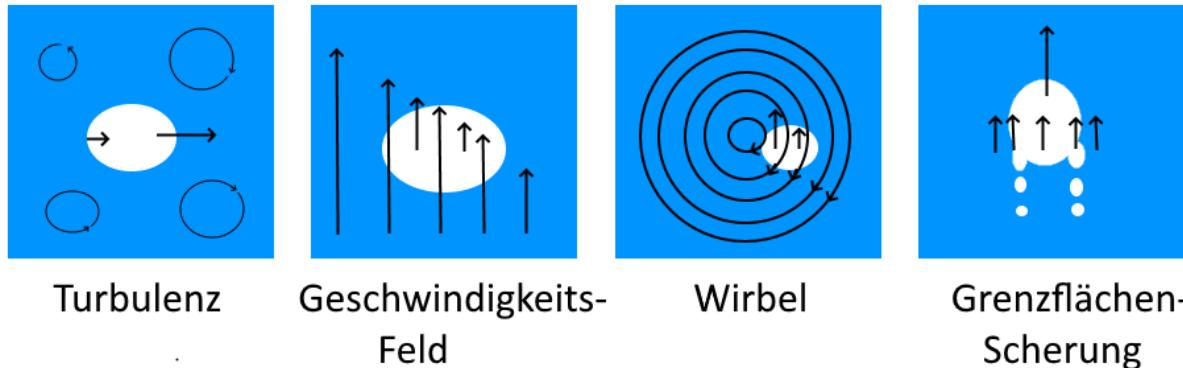


Abbildung 2-4: Mechanismen des Blasenzerfalls. In Anlehnung an [65].

Wie auch bei dem Prozess der Blasenkoaleszenz wird der Prozess der Blasenfragmentation bei der Modellierung mit einer Zerfallsrate beschrieben. Quantitativ resultiert diese, ähnlich wie die Weber-Zahl, aus dem Verhältnis der Scherspannungen an der Oberfläche zu der die Dampfphase stabilisierenden Oberflächenspannung [67]. Obwohl in der Realität eine große Blase durchaus gleich in mehrere kleinere Blasen zerfallen kann, liegt den meisten Modellen die vereinfachte Annahme zugrunde, dass die Blase sich in zwei Blasen aufteilt. Aus der Wahrscheinlichkeitsbetrachtung des Zerfalls der Blase und der Tochterblasenverteilung oder Tochterblasengrößenverteilung resultiert die zugehörige Frequenz [67].

Zur Beschreibung der einzelnen Zerfallsursachen werden verschiedene Modelle benutzt, welche sich auf ihren jeweiligen Anwendungsbereich beschränken. Das spezifische Strömungsbild bestimmt die Modellparameter. Dabei spielt die Turbulenz der Zweiphasenströmung, welche allerdings bis heute nur ungenau beschrieben werden kann, eine entscheidende Rolle [52].

2.1.2 Wärmetransport beim Strömungssieden

Damit Blasensieden einsetzt, ist eine Aktivierung vom Keimstellen an der Heizer- Oberfläche notwendig, an denen die Entstehung und das Blasenwachstum stattfindet [69]. Bei Erreichen einer bestimmten Größe, lösen sich die Blasen infolge der Summe der zuvor aufgezählten Kräfte von der Heizer-Oberfläche ab und werden von der Strömung stromab transportiert. Wird die Heizer- Oberfläche von den Blasen befreit, wiederholt sich der Prozess, infolgedessen ist die thermische Grenzschicht in ständiger Bewegung, was zu einer weiteren Verbesserung des konvektiven Wärmeaustauschs beiträgt [45]. Der Prozess der Benetzung mit Flüssigphase, Verdampfung und Wiederbenetzung wird maßgeblich von der Strömungsform beeinflusst [45]. Diese ist unter anderem das Ergebnis der Strömungsparameter Druck, Massenstrom, der Stoffwerte des Fluides, der Heizer-Geometrie sowie der Oberflächenbeschaffenheit und des Schwerkraftvektors.

Bei der Betrachtung des Blasensiedens ist die Fluidunterkühlung ein weiterer, den Wärmetransport bestimmender Parameter der Strömung. Diese gibt die Temperaturdifferenz zwischen der momentanen Kühlmitteltemperatur und der von dem Druck bestimmten Sättigungstemperatur T_S an. Somit handelt es sich um ein unterkühltes Fluid bei einer unter der Sättigungstemperatur liegenden Fluidtemperatur, um ein gesättigtes Fluid im Falle der Sättigungstemperatur entsprechenden Fluidtemperatur und um ein überhitztes Fluid, wenn die Fluidtemperatur über der Sättigungstemperatur liegt [45]. Mit der Fluidunterkühlung lässt sich zudem auch die Dampfqualität bezogen auf die lokale Enthalpie der Strömung auf indirekte abstrakte Weise formulieren, in dem man die Differenz zwischen der spezifischen Fluidenthalpie im momentanen Zustand h und

Theoretische Grundlagen

der spezifischen Enthalpie im Sättigungszustand h' ins Verhältnis zur latenten Verdampfungswärme Δh_v des Fluides setzt:

$$x = \frac{h - h'}{\Delta h_v} \quad 2-10$$

Außerdem kann diese Formulierung ebenfalls für die Angabe des Grades der Unterkühlung gemittelt über das zweiphasige Fluid genutzt werden, da sie auch negative Werte zulässt.

Der wahre Strömungsdampfgehalt hingegen wird folgendermaßen basierend auf dem Verhältnis von Dampfmassenstrom \dot{m}_D zum gesamten Zweiphasenmassenstrom \dot{m}_{2-Ph} formuliert:

$$x = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_{2-Ph}} \quad 2-11$$

Ausgehend aus dem Dampfanteil der Strömung werden unterschiedlich Erscheinungsformen der siedenden Zweiphasenströmung beobachtet. Zudem wird die Strömungsform von dem Winkel zwischen der Hauptströmungsrichtung der Flüssigphase und des Gravitationsvektors bestimmt [46, 73, 74, 75]. Bei vertikal aufwärts durchströmten Rohren sind die beiden Grenzzustände vor bzw. nach der Verdampfungszone die unterkühlte Flüssigkeitsströmung stromaufwärts und die überhitzte Dampfströmung stromabwärts (Abbildung 2-5) [2]. Hierbei ist der Wärmeübergang rein konvektiv. Im Bereich dazwischen findet ein komplexer Verdampfungsprozess statt, welcher wiederum in physikalisch unterschiedliche Zonen unterteilt werden kann. Unmittelbar nach dem Bereich der Flüssigkeitsströmung liegt eine Blasenströmung vor. Im Zuge des Verdampfungsprozesses an der beheizten Fläche geht die Strömungsform weiter stromab zunächst in die Kolbenströmung, dann die Schaumströmung und schließlich in die Ringströmung über. Solange die beheizte Fläche von der flüssigen Phase benetzt bleibt, lässt sich eine geringe Wandüberhitzung verzeichnen und der Wärmeübergang ist, entsprechend dem Regime des Blasensiedens, hoch. Da in diesem Fall die Heizer-Oberfläche, abgesehen von der Nebelströmung, bei der die Flüssigphase an der Heizer-Oberfläche vollständig verdampft ist (Siedekrise 2-er Art), voll benetzt mit der Flüssigphase ist, wurde auch bisher kein nennenswerter Einfluss der Strömungsformen auf den Wärmeübergang festgestellt. Eine Strömungsformenkarthe, welche eine Bestimmung der Strömungsform in Abhängigkeit der Strömungsparameter erlaubt, ist in der Literatur zu finden [70, 7, 71, 72].

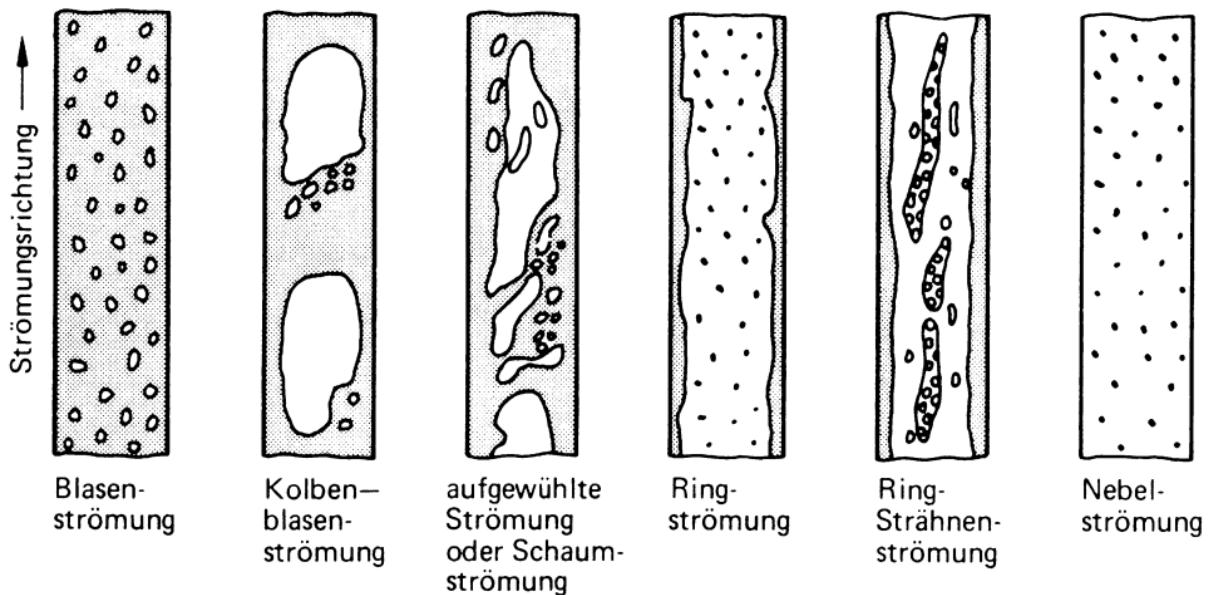


Abbildung 2-5: Strömungsformen bei vertikal aufwärts durchströmten Rohren [45].

Bei horizontalen und wenig geneigten Rohren hingegen kann es infolge des Schwerkrafteinflusses unter bestimmten Bedingungen zu einer Schichtung der zwei Phasen kommen. Für horizontale und wenig geneigte

Theoretische Grundlagen

Rohre (Neigungswinkel ϑ höchstens $\pm 10^\circ$) werden Strömungsformen wie in Abbildung 2-6 beobachtet [45]. Bei den geschichteten Strömungsformen wie Schichten-, Wellen- und Schwallströmung ist schon allein hydraulisch bedingt, nur eine Teilbenetzung der Rohr-Wand möglich. Da die Strömungsformen bei dieser Anordnung des Verdampfer- Kanals einen wesentlichen Einfluss auf die Benetzung der Heizer- Oberfläche mit der Flüssigphase haben können, hängt somit auch der Wärmetransport beim Strömungssieden von ihnen ab. Somit ist für eine Abschätzung des Wärmeübergangs die Kenntnis über die vorliegende Strömungsform zwingend notwendig. Eine Strömungsformenkarte wurde in [77] aufbauend auf einer vorherigen Studie [76] erstellt.

Die Verwendung dieser Ansätze für die Abschätzung des Wärmeüberganges, sollte allerdings immer unter Berücksichtigung der jeweiligen Randbedingungen vorgenommen werden, da die Strömungsformen nicht bei allen Flüssigkeiten und vor allem Kanal- Geometrien gleich auftreten. Somit kann die Anwendung eines Ansatzes aus der in diesem Abschnitt genannten Literatur zu falschen Ergebnissen führen.

L. Dezhong und O. Ning haben in [173] Strömungsformen in einem beheizten Rohr in Abhängigkeit der Parameter: Neigungswinkel und Wärmestromdichte untersucht. In den Experimenten wurden Versuche bei 4 verschiedenen Neigungswinkeln 0° , 30° , 60° und 90° durchgeführt. Eine Schichtung der Strömung vergleichbar zu den in Abbildung 2-6 wurde nur bei den Experimenten mit 0° Neigungswinkel beobachtet. Ab einem Neigungswinkel von 30° wurden prinzipiell dieselben Strömungsformen wie bei vertikal durchströmter Teststrecke (Abbildung 2-5) beobachtet. Das Verhalten der Strömungsformen bei Neigungswinkeln über 30° unterscheidet sich von dem vertikal durchströmten Fall durch ein früheres Auftreten von Strömungsformen mit höherem Dampfanteil. So wurde die Ringströmung in den Versuchen mit 30° Neigungswinkel bereits bei 0,58 m Entfernung vom Eintritt des beheizten Kanals beobachtet, während sie in den Versuchen mit 90° Neigungswinkel erst bei 0,82 m auftrat.

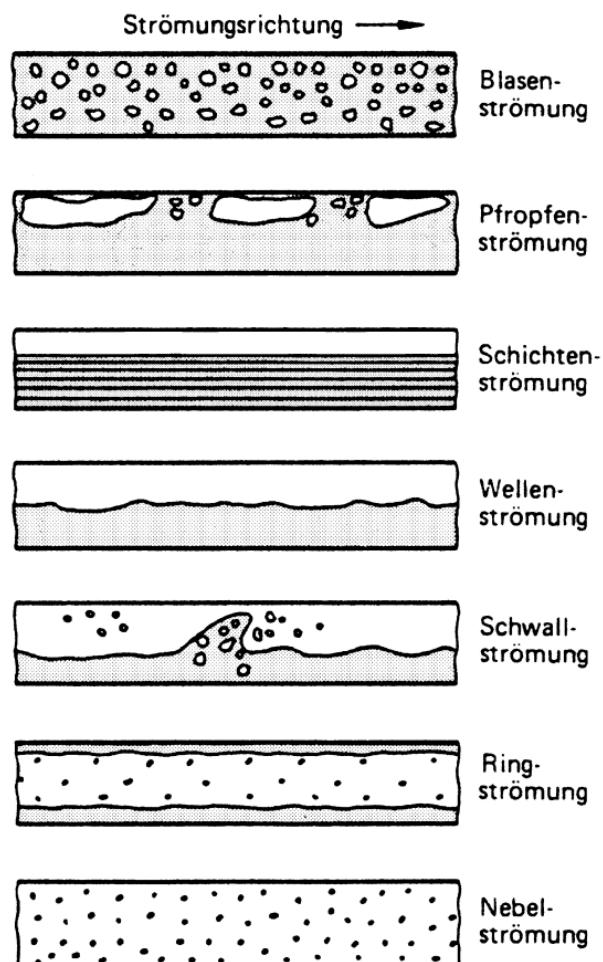


Abbildung 2-6: Strömungsformen bei horizontal durchströmten Rohren [45].

2.1.3 Die Siedekrise

Wie bereits erwähnt, bietet das blasenbildende Strömungssieden die Möglichkeit sehr hohe Wärmestromdichten bei moderaten Temperaturdifferenzen zwischen Heizer und der siedenden Flüssigkeitsströmung zu übertragen. Es besteht jedoch eine Grenze bei diesem Prozess, wenn das Strömungssieden in Filmsieden übergeht und es bei dem leistungsgeführten Prozess zu einer plötzlichen und sehr starken Temperaturerhöhung am Heizer kommt. Beim temperaturgeführten Prozess hingegen findet eine geringere Leistungsübertragung zwischen Heizer und Strömung statt.

Beim Filmsieden findet keine Benetzung der Heizfläche von der Flüssigphase mehr statt und somit wird die Wärme nur noch von der Dampfphase übertragen.

Die Prozessfolge des Übergangs ausgehend aus der Wärmeübertragung durch Konvektion bis hin zum Filmsieden hat Nukiyama in seinem Experiment mit einem elektrischen Heizdraht in einem Behälter beobachtet [78]. Dabei hat er die Temperaturdifferenz über der Heizleistung aufgetragen und dem Verhältnis die dabei auftretenden Wärmeübergangssphänomene zugeordnet. Somit entstand die Siedekurve (Abbildung 2-7) die, wie sich erwiesen hat, qualitativ sowohl für das Behältersieden als auch für das Strömungssieden gilt [45].

Die in der Nukiyama- Kurve bezeichneten Strömungsregimen können entlang einer siedenden Strömung in einem beheizten Rohr beobachtet werden (Abbildung 2-8).

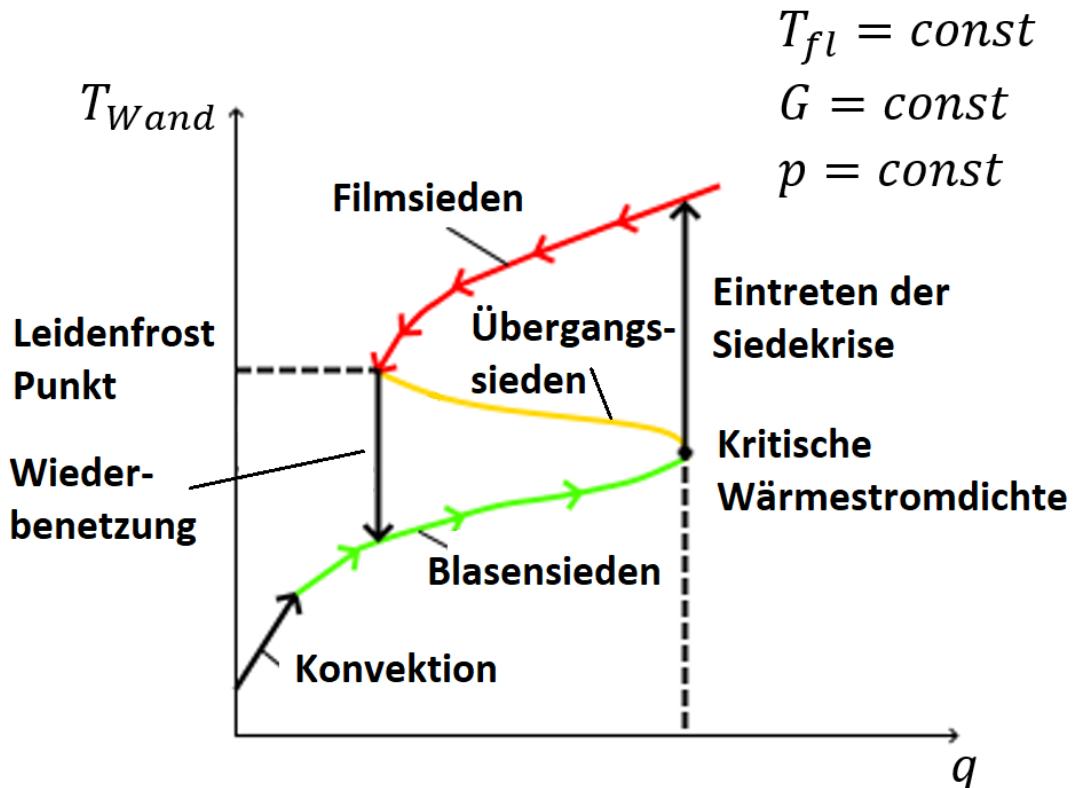


Abbildung 2-7: Nukiyama- Siedekurve für den leistungsgeführten Betrieb. In Anlehnung an [78].

Somit findet zunächst der Wärmeübergang in einem von einer unterkühlten Flüssigkeit durchströmten, beheizten Rohr durch Konvektion an das strömende Fluid statt. Bei Verringerung der Flüssigkeitsunterkühlung bis zu einem bestimmten Wert findet, ab der Stelle, wo die ersten Blasen an der Wand entstehen, das unterkühlte Sieden statt. In diesem Strömungsregime wurde in den meisten Experimenten kein merklicher Anstieg querschnittsbezogenen volumetrischen Dampfgehaltes ε registriert. Wobei f den gesamten Strömungsquerschnitt und f_g den mit Dampf belegten Teil des Strömungsquerschnitts bezeichnet.

$$\varepsilon = \frac{f_g}{f}$$

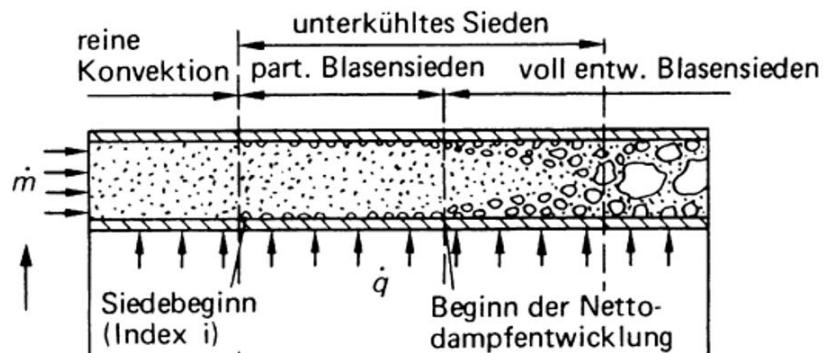


Abbildung 2-8: Strömungsregime entlang eines beheizten Rohres [45].

Der kaum messbare Anstieg der Dampfphase wird dadurch verursacht, dass die entstehenden Blasen entweder schon an der Wand oder in unmittelbarer Nähe der Wand wieder kondensieren. Dies trägt zu einer erheblichen Verbesserung des Wärmeüberganges bei, da die ständig verdampfenden und sofort kondensierenden Blasen wie ein Wärmerohr in der Grenzschicht wirken und gleichzeitig die Turbulenz in der Flüssigkeit in Nähe der Wand verstärken. Der verbesserte Wärmeübergang bewirkt eine Verringerung der Temperaturdifferenz.

Weiter stromabwärts bleiben die Blasen bestehen und gleiten an der Wand entlang [79]. Die Blasen dringen in die Kernströmung ein, sobald die Kerntemperatur der Strömung sich an die Sättigungstemperatur angenähert hat. Somit kann ein merklicher Anstieg des querschnittsbezogenen volumetrischen Dampfgehaltes gemessen werden und die Nettodampfproduktion beginnt.

Weiter stromabwärts trägt die Kondensation wegen der niedrigen Unterkühlung der Kernströmung nicht mehr zum Wärmeübergang bei, und der Wärmeübergang entspricht dem gesättigten Strömungssieden. An der Siedekurve kann erkannt werden, dass bei diesem Vorgang eine höhere Wärmestromdichte und somit ein höherer Dampfgehalt zu einem effektiveren Wärmeübergang an das Fluid führen. Bei stark ansteigenden Wärmestromen bleibt die Wandtemperatur nahezu konstant. Bei weiter ansteigender Wärmestromdichte wird schließlich der kritische Wärmestrom erreicht, ab dem es zu einem schlagartigen Abfall des Wärmeübergangs kommt. Wie bereits erwähnt, geschieht dies infolge der Tatsache, dass die Wärme wegen der den Heizer von der Flüssigphase isolierenden Gasschicht, nicht mehr direkt an die Flüssigphase übertragen werden kann. Dieses Phänomen wird Siedekrise genannt und der Wärmestrom, ab dem diese eintritt, die kritische Wärmestromdichte. Aufgrund der diesen Prozess bestimmenden physikalischen Vorgänge kann dieses Phänomen zwei verschiedenen Mechanismen zugeordnet werden.

In einer Strömung, in der der Dampfvolumenanteil gering ist, und die Flüssigphase die kontinuierliche Phase darstellt, bildet sich bei Erreichen der kritischen Wärmestromdichte lokal am Ort der Siedekrise ein fest anhaftender Dampffilm, der die Flüssigkeit von der Heizfläche trennt. Durch die geringe Wärmeleitfähigkeit der Gasphase wird der Wärmeübergang stark beeinträchtigt. Dieses Strömungsregime wird Filmsieden genannt und ist in Abbildung 2-9 links schematisch dargestellt. In diesem Fall wird das Phänomen Siedekrise 1.er Art oder im englischsprachigen „Departure from Nucleate Boiling (DNB)“ genannt. Hierbei tritt die Siedekrise bei höherer Wärmestromdichte bereits bei geringeren Dampfvolumenanteilen auf.

Weist die Strömung im Falle einer Ringströmung ab einer bestimmten Länge einen so hohen Strömungsdampfanteil auf, dass der Flüssigkeitsring an der Heizfläche austrocknet und die Dampfphase die kontinuierliche Phase bildet, während die Flüssigphase nur noch in Form einzelner Tropfen vorliegt, so wird dieses Phänomen Siedekrise 2.er Art oder im englischsprachigen „Dryout“ genannt. Im Gegensatz zur Siedekrise 1.er Art wird der Wärmeübergang weniger dramatisch beeinträchtigt, da der Dampf weiterhin an der Heizer-

Theoretische Grundlagen

Oberfläche vorbeiströmt und den Heizer somit durch Dampfkonvektion kühlt. Hier ist der kritische Dampfmassenanteil nahezu unabhängig von der Wärmestromdichte.

Bei kleinen Wärmestromdichten ist es möglich, dass zunehmend Flüssigkeitstropfen auf der Strömung wieder die Heizfläche benetzen, weshalb die Siedekrise in diesem Fall „Deposition Controlled Burnout“ genannt wird.

Somit ist für das Auftreten der Siedekrise, abhängig von ihrer Art, entweder der Dampfmassenanteil oder die Wärmestromdichte von Bedeutung.

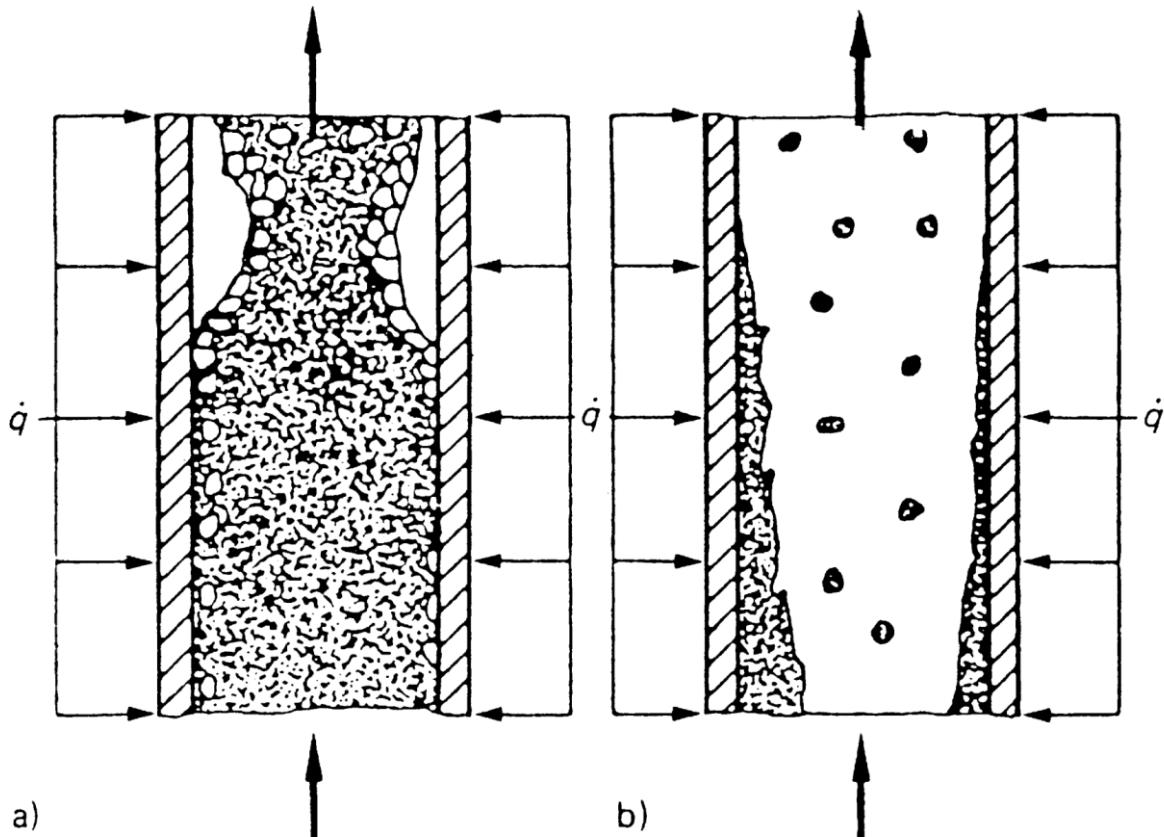


Abbildung 2-9: Schematische Darstellung der Erscheinungsform für a) die Siedekrise 1.er Art (Departure from Nucleate Boiling) b) die Siedekrise 2.er Art (Dryout) [45].

Die Art der Siedekrise kann somit nach [80] in Abhängigkeit der kritischen Wärmestromdichte und des Dampfmassenanteils durch drei charakteristische Kurvenabschnitte unterschieden werden (Abbildung 2-10).

Beim temperaturgeführten Siedevorgang tritt zusätzlich das Übergangssieden oder im englischsprachigen „Transition Boiling“ (gelber Kurvenabschnitt in Abbildung 2-7). Der Wärmeübergang ist hierbei schlechter als beim Blasensieden, aber immer noch viel besser als beim Filmsieden.

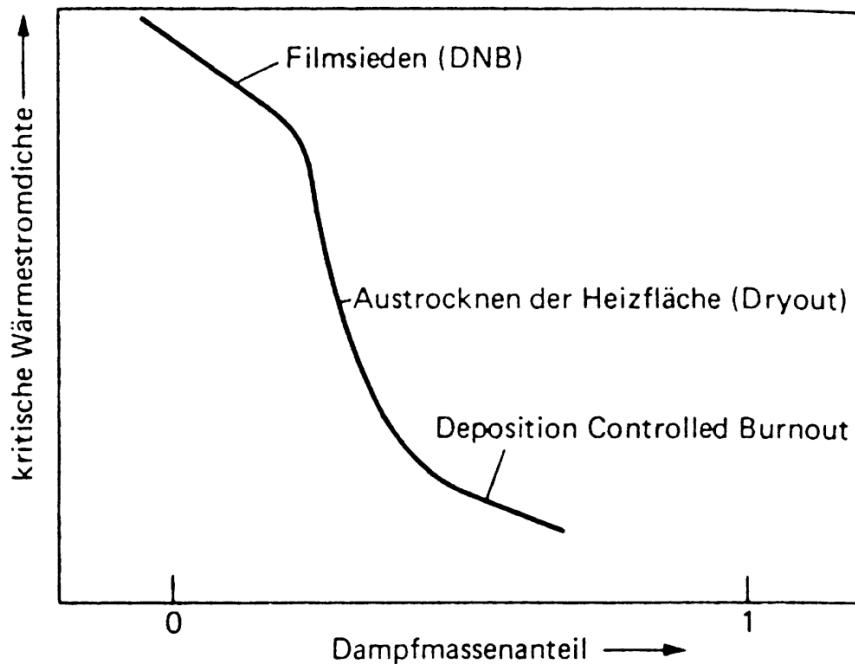


Abbildung 2-10: Unterscheidung der Siedekrisenarten in Abhängigkeit der kritischen Wärmestromdichte und des Dampfmassenanteils [45].

2.1.4 Dimensionslose Kennzahlen des Strömungssiedens

Wie auch in anderen Bereichen der Strömungsmechanik erfolgt auch im Falle des Strömungssiedens die Charakterisierung der Strömung mittels dimensionsloser Kennzahlen. In diesem Abschnitt sollen einige der wichtigsten dimensionslosen Kennzahlen zur Beschreibung der beim Strömungssieden ablaufenden Vorgänge und Mechanismen erläutert werden.

Die Reynolds-Zahl der Kernströmung, die in der Strömungsmechanik die breiteste Verwendung hat, bildet das Verhältnis von Trägheitskraft zu Zähigkeitskraft und ist maßgebend für das Turbulenzverhalten der Strömung:

$$Re_{fl} = \frac{\rho_{fl} u_{fl} D_{hyd}}{\eta_{fl}} \quad 2-13$$

Dabei sind ρ_{fl} , u_{fl} , η_{fl} die Dichte, Geschwindigkeit und dynamische Viskosität der Flüssigphase, weiterhin findet die sogenannte Blasen- Reynolds- Zahl Re_B Anwendung:

$$Re_B = \frac{D_B G_g}{\eta_{fl}} \quad 2-14$$

Hier bezeichnet D_B den maximalen Durchmesser der den Heizer verlassenden Blasen, G_g - die Gasmassenstromdichte, welche sich wie folgt berechnen lässt:

$$G_g = \frac{q}{A} / \Delta h_v \quad 2-15$$

Mit der Heizfläche A und der Verdampfungsenthalpie Δh_v . Somit stellt die Blasen- Reynolds- Zahl das Verhältnis aus Trägheitskraft der Dampfphase zur Zähigkeitskraft der Flüssigphase dar. Zusammen mit der Prandtl- Zahl der Flüssigkeit, welche das Verhältnis von Impulstransport zu Wärmeleitung bildet:

$$Pr_{fl} = \frac{\eta_{fl} c_{p,fl}}{\lambda_{fl}} \quad 2-16$$

Fasste Rohsenow [81] die Versuchsdaten von Addoms [82] zum Behältersieden in einer empirischen Gleichung zur Berechnung des Wärmeüberganges zusammen, welche in der Technik breite Anwendung findet.

Theoretische Grundlagen

Eine weitere wichtige dimensionslose Kennzahl für das Strömungssieden ist die Bo- Zahl (Siede- Zahl oder im englischsprachigen „Boiling Number“):

$$Bo = \frac{Q}{\dot{m}_{ges} \Delta h_v} \quad 2-17$$

Diese bildet das Verhältnis zwischen der Heizer- Leistung und der Leistung, die für die Verdampfung des gesamten strömenden Fluides notwendig wäre.

Die Jakob- Zahl bildet das Verhältnis aus dem Potenzial des unterkühlten Fluides Wärme aufzunehmen und der latenten Verdampfungswärme, welche entlang der Phasengrenzfläche von der Gasphase durch Kondensation abgegeben werden kann. Sie ist wie folgt definiert:

$$Ja = \frac{\rho_{fl} c_{p,fl} (T_s - T_{fl})}{\rho_g \Delta h_v} \quad 2-18$$

Die Siede- Zahl, Jakob- Zahl und Reynolds- Zahl finden unter anderem ihre praktische Anwendung bei der Betrachtung und empirischen Vorhersage von Blasengrößen beim Strömungssieden [83, 84], während die Siede- Zahl, Jakob- Zahl und Prandtl-Zahl der Flüssigkeit bei der Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden Verwendung finden [168].

2.2 Instabilitäten in siedenden Strömungen

Eine weitere Besonderheit der siedenden Flüssigkeitsströmungen ist die Möglichkeit des Auftretens von großskaligen Strömungsinstabilitäten. Diese können verschiedene Ursachen haben und sowohl statischer als auch dynamischer Natur sein [85]. Das Ergebnis dieser Instabilitäten sind meistens Massenstrom- und Druckosillationen, welche sich auf das Phänomen der Siedekrise auswirken können. Da bisherige Studien zum Strömungsverhalten des IVR ERVC Strömungspfades [30, 31, 103] das Auftreten von Strömungsinstabilitäten belegen, und die Erforschung der Siedekrise infolge von Strömungsinstabilitäten auftretender Massenstromosillationen das Hauptziel dieser Arbeit ist, sollen diese im Folgenden erläutert werden.

2.2.1 Statische Zweiphaseninstabilität

Zu einer typischen Zweiphaseninstabilität kann es in einem System kommen, welches aus einer Pumpe und einem Verdampfer, die zwischen zwei Druckreservoirs in Reihe geschaltet sind, besteht (Abbildung 2-11) [86].

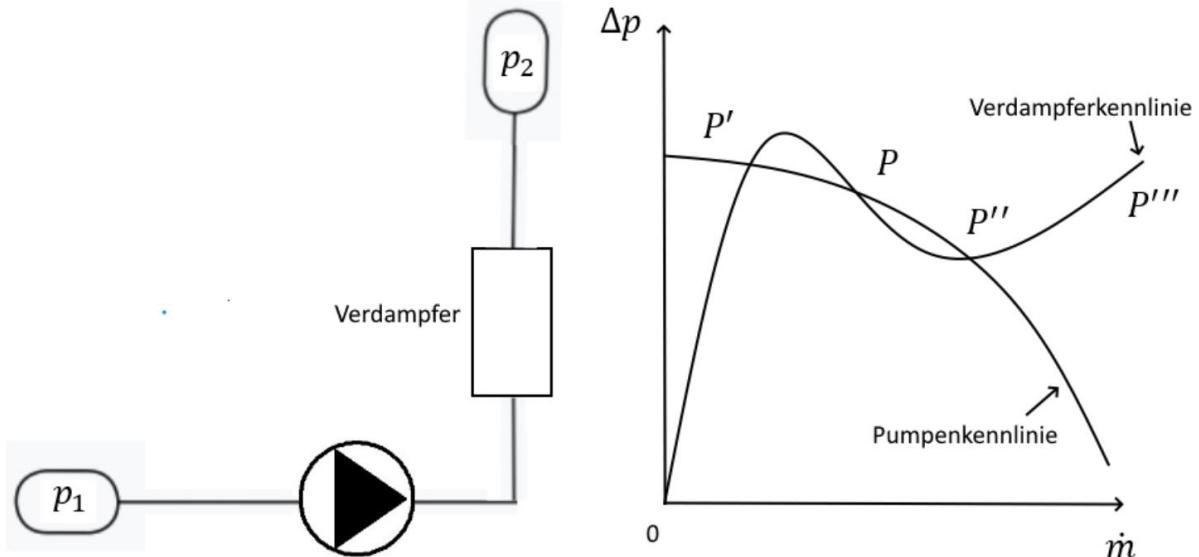


Abbildung 2-11: Schema eines Zweiphasen- Systems bestehend aus einer Radialpumpe und einem Verdampfer- Rohr (links), hydraulische Kennlinie des Verdampfer- Rohrs und der Radialpumpe mit stabilen Arbeitspunkten (rechts). In Anlehnung an [86].

Theoretische Grundlagen

Bestimmt wird das Stabilitätsverhalten durch die unterschiedlichen Kennlinien der Komponenten. Während die Kennlinie einer Pumpe mit wachsendem Massenstrom ein monoton fallendes Verhalten aufweist, hat die Kennlinie eines Verdampfers typischerweise einen nicht-monotonen, kubischen Verlauf. Dies kommt dadurch zustande, dass die Reibung und Beschleunigung der Strömung unterschiedliche Beiträge zum Gesamtdruckverlust leisten. Die monotonen Kennlinienabschnitte des Verdampfers sind jeweils bei niedrigen Massenströmen durch den hohen Dampfanteil und bei hohen Massenströmen durch den hohen Flüssigkeitsanteil bedingt. Somit weist das Verdampfer-Pumpen System in Abhängigkeit des Massenstroms drei stationäre Betriebszustände auf (Schnittpunkte der zwei Kennlinien P , P' , P''). Ausgehend von einer kleinen Änderung des Drucks oder des Massenstroms in Umgebung der stationären Zustände, zeigt eine einfache Überlegung, dass die Arbeitspunkte P' und P'' stabil sind. Stattdessen führt eine Druck- und Massenstromänderung in der Nähe von P durch Veränderung der Pumpenleistung zu einer Druckänderung mit entgegengesetztem Vorzeichen und der Betrieb geht in einen der beiden stabilen Arbeitspunkte P' und P'' über. Somit lässt sich die Bedingung für die Stabilität eines Arbeitspunktes definieren als:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial \dot{m}} > 0 \quad 2-19$$

Da dieses Zeitverhalten durch eine einfache Transiente von einem instabilen in einen stationären stabilen Zustand gegeben ist, nennt man so ein System auch statisch stabil oder instabil. Als Erstes wurde diese Instabilität von Ledinegg [87] untersucht, weswegen sie auch nach ihm benannt wurde.

2.2.2 Dynamische Zweiphaseninstabilität

Zu einem dynamischen, oszillatorischen Verhalten kann es in einem Zweiphasen- System durch Trägheit und Rückkopplung kommen. Der Mechanismus basiert auf der Propagierung von Wellen durch den Verdampfer nach einer Störung, somit erreicht eine am Eintritt des Verdampfer- Kanals verursachte Störung den Auslass mit Verzögerung. Die Welle wird reflektiert und verursacht am Punkt der Entstehung die zweite Störung. Dieser Prozess resultiert in einem oszillierenden Verhalten des Systems, welches von der Propagationszeit der Welle durch das System abhängt.

2.2.2.1 Geysir

Der Geysir, ist eine von der Druckabhängigkeit der Verdampfung getriebene Zweiphaseninstabilität, welche in der Naturerscheinung des Geysirs zu finden ist. So wird einer mit unterkühltem Wasser gefüllten Kaverne, die über einen schlanken Kanal mit einem höher gelegenen Wasserreservoir verbunden ist, Wärme zugeführt. Nachdem das Wasser die Sättigungstemperatur erreicht hat, beginnt es zu sieden. Der entstehende Dampf strömt aus der Kaverne in Form einer Zweiphasenströmung in den Verbindungskanal und reduziert somit den hydrostatischen Druck in der Kaverne. Mit Absenkung des hydrostatischen Drucks wird die Dampfproduktion erhöht und der Wasseraustrag aus der Kaverne verstärkt. Ist in der Kaverne nicht mehr genug Wasser übrig, um die durch Dampfproduktion aufwärts gerichtete Zweiphasenströmung zu erhalten, so kann unterkühltes Wasser vom oberen Reservoir in die Kaverne fließen und die Verdampfung einstellen. Indem das in die Kaverne eingeströmte unterkühlte Wasser wieder auf Sättigungstemperatur aufgeheizt und wieder verdampft wird, wiederholt sich der Vorgang periodisch. Dieses Phänomen ist beispielsweise bei Betriebsstörungen technischer Dampferzeuger zu finden [88] und löst Druck- und Massenstromschwankungen aus.

2.2.2.2 Dichte-Wellen-Instabilität

Eine weitere systemumfassende sich in Form intensiver oszillatorischer Schwankungen äußernde Zweiphaseninstabilität ist die Dichte-Wellen-Instabilität. Sie ist in verdampfenden Zweiphasenströmungen zu finden und das Resultat der Rückkopplung von Massenstrom, Verdampfungsrate bzw. Kondensationsrate und Druckabfall in der Siedestrecke. Diese Instabilität lässt sich für ein System mit konstanter Wärmezufuhr und einem eindimensionalen Zwei-Fluid-Modell [86] und einer klassischen linearen Stabilitätsanalyse beschreiben [89]. Der Mechanismus kann anhand eines einfachen Verdampfer-Rohrs, das zwischen zwei Druckreservoirs mit konstanten Drücken p_0 und p_1 eingebunden ist, beschrieben werden (Abbildung 2-12). Kommt es am Anfang des Verdampfer-Rohres zu einer kleinen periodischen Störung des Massenstroms $\partial \dot{m}$, verschiebt sich der Ort im Kanal, wo die Sättigungstemperatur erreicht wird und damit die Grenze der Netto-

Theoretische Grundlagen

Dampfproduktion, da die Massenstromschwankung eine Enthalpieschwankung nach sich zieht. Die Änderung der Länge der einphasigen Flüssigströmung im Kanal bewirkt eine Schwankung des einphasigen Druckabfalls $\partial\Delta p_1$. Gleichzeitig führt die Enthalpiestörung zu einer Störung im Dampfvolumenanteil ε , welche als Dichtewelle durch den Kanal propagiert. Die Störung im Dampfgehalt, Massenstrom und verdampfender Länge des Kanals

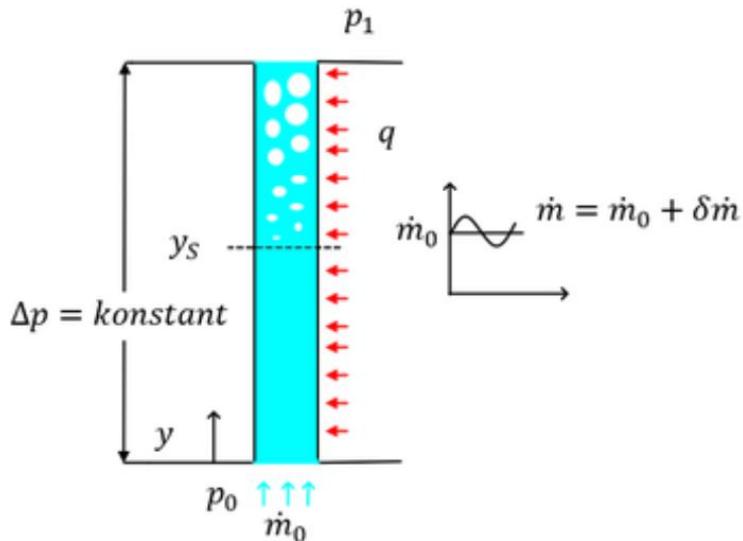


Abbildung 2-12: Schema eines Verdampfenden Zweiphasenkanals mit. In Anlehnung an [86].

bewirken zusammen eine Verstärkung der Druckstörungen $\partial\Delta p_2$ im Zweiphasengebiet. Da die dem System aufgeprägte Druckdifferenz konstant bleibt, müssen sich die Einzeldruckschwankungen $\partial\Delta p_1$ und $\partial\Delta p_2$ gegenseitig ausgleichen. Somit kommt es zu einer Rückkopplung zwischen dem einphasigen und dem zweiphasigen Gebiet, was bei entsprechender Phasenlage der Störungen zu einer resonanten Verstärkung der Massenstromstörungen führt, mit denen dieser Prozess begann.

2.2.2.3 Kondensationsinduzierter Wasserhammer

Der kondensationsinduzierte Wasserhammer ist eine Zweiphaseninstabilität mit sehr kleinen Zeitskalen. Er kommt in Systemen vor, wo Dampf und unterkühlte Flüssigkeit aufeinandertreffen. Wenn Dampf und unterkühlte Flüssigkeit in direkten Kontakt miteinander kommen, kommt es zu intensiver Kondensation. Der Übergang der Dampfphase in Flüssigphase resultiert in einer lokalen Verringerung des Fluidvolumens, welche einen Druckabfall in dem mit Dampf gefüllten Teil des Kanals mit sich zieht. Der Druckgradient zwischen den mit Dampf und mit Flüssigkeit gefüllten Teil des Kanals führt zu einer Beschleunigung der Flüssigkeitssäule. Das Auftreffen der beschleunigten Flüssigkeitssäule auf ein Hindernis, beispielsweise ein Ventil oder eine andere Flüssigkeitssäule, führt zu einem Druckschlag, welcher unter Umständen zu Schaden der Kanalbauteile führen kann. Analytisch kann dieses Phänomen unter anderem mit einem Ein-Fluid-Modell [90] beschrieben werden.

2.2.2.4 Flashing

Dieses Phänomen tritt hauptsächlich in einer Zweiphasennaturkonvektionsströmung in einem System, bei welchem über einem beheizten Strömungsabschnitt stromabwärts ein unbeheizter Strömungsabschnitt liegt, ein. Der Mechanismus wird in [91] mit der folgenden Schritteihenfolge erklärt. Das im beheizten Abschnitt aufgeheizte Zweiphasenfluid strömt in den unbeheizten Abschnitt. Das Fluid verdampft an der Stelle, wo die Sättigungstemperatur überschritten wird. Durch Verringerung der Wassersäule fällt der statische Druck, was die Verdampfung weiter begünstigt. Die Naturkonvektionsströmung wird durch die erhöhte Dampfproduktion verstärkt. Die höhere Massenstromdichte bewirkt daraufhin einen Temperaturabfall am Anfang des unbeheizten Strömungsabschnitts. Nach dem wieder unterkühltes Fluid in den unbeheizten Strömungsabschnitt fließt, wird die Massenstromdichte wieder verringert und der Prozess wiederholt sich. Bei dieser Instabilität stimmt die Oszillationsperiode mit der Verweilzeit der Flüssigströmung im unbeheizten Teil des Kanals überein.

2.3 Betrieb des IVR ERVC

Seit dem Entwurf des IVR ERVC- Konzeptes Ende letzten Jahrhunderts [19], wurde die Machbarkeit des passiven Sicherheitskonzeptes ausführlich untersucht. Da das bei Dampfanlagen betriebskritische Phänomen der Siedekrise bereits vorher bekannt war, wurden diese Studien hauptsächlich mit Fokus auf das im Strömungspfad auftretende Strömungsbild und das in Abhängigkeit der Strömung auftretende Phänomen der Siedekrise durchgeführt. Dabei fokussieren sich einige der Autoren durch experimentelle Nachbildung des IVR ERVC Strömungspfades auf die Strömungsverhältnisse, während andere sich als Ziel die Untersuchung der Siedekrise in Abhängigkeit der Strömungsparameter setzen.

Allerdings befassten sich die experimentellen Studien entweder mit einem isolierten IVR ERVC- Prozess innerhalb oder außerhalb des Druckbehälters, ohne Berücksichtigung der Wechselwirkungen zwischen beiden Systemgebieten. Hierzu wurden in den letzten Jahren Studien mit dem Einsatz moderner Simulationscodes erarbeitet, welche, außer dem Strömungspfad, eine Miteinbeziehung aller mitwirkender Komponenten des IVR ERVC Sicherheitssystems erlauben und eine transiente Berücksichtigung verschiedener Unfallszenarien erlauben.

Dieser Abschnitt dient als Einführung in die Grundlagen der im IVR ERVC auftretende Zweiphasenströmung mit Fokus auf den Sonderfall der Siedekrise im IVR ERVC.

2.3.1 Strömung und Siedekrise im IVR ERVC

In diesem Abschnitt werden die aus der Literatur bekannten Grundlagen zur Strömung und Siedekrise bei IVR ERVC- ähnlichen Bedingungen erläutert, welche bei einer Reihe von Experimenten zur Untersuchung der kritischen Wärmestromdichte als auch Simulationen des IVR ERVC- Phänomens entstanden sind. Zum heutigen Zeitpunkt haben sich eine Vielzahl von Studien mit dem IVR ERVC- spezifischem Siedekrisenphänomen beschäftigt [97-102, 152, 154]. In den folgenden Unterkapiteln werden einige der historisch und praktisch wichtigsten Versuche und Studien beschrieben. Im Zuge dessen werden auch einige empirische Korrelationen zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte, welche infolge der Experimente entstanden sind, präsentiert. Zum Schluss dieses Kapitels erfolgt eine Zusammenfassung der in diesen Studien erreichten Strömungsbedingungen, kritischen Wärmestromdichten und entstandenen Korrelationen.

2.3.1.1 Versuchsanlagen zur Untersuchung der Strömung und Siedekrise im IVR ERVC

Die erste ULPU- Anlage

Die Versuchsanlage mit der die Strömung im IVR ERVC des VVER-440 Kernreaktors in Loviisa zum ersten Mal erforscht wurde, war die erste ULPU- Anlage an der Universität von Kalifornien in Santa Barbara [92] (Abbildung 2-13). Die Experimente an dieser Anlage hatten im Fokus die möglichen auftretenden Strömungsschwingungen und die Siedekrise am zylindrischen Teil des Reaktordruckbehälters, wo die höchsten Wärmestromdichten zu erwarten waren. Die Anlage stellte einen eindimensionalen, geschlossenen Naturkonvektionskreislauf dar, bestehend aus einer Steig- und einer Fallleitung mit 76 mm Innen- und 152 mm Außendurchmesser. Der Hauptheizer war am unteren Ende der Steigleitung platziert. Der Austrittsquerschnitt und somit die Austrittsbedingungen nach der Steigleitung wurden mit einem justierbaren Modul variiert.

In den Experimenten mit hinreichend geringem Querschnitt des Austrittsmoduls, wurden drei verschiedene Arten von Strömungsschwingungen beobachtet. Die erste Strömungsschwingung wurde als Ausschäumen im oberen Teil der Steigleitung charakterisiert, mit einer Periode in der Größenordnung einer Sekunde. Die zweite Art von Schwingung hatte eine Periode in der Größenordnung von 10 Sekunden und wurde über den ganzen Kreislauf beobachtet. Bei dem kleinsten Querschnitt des Austrittsmoduls wurden Schwingungen mit einer Periode von 100 Sekunden beobachtet. Unter den verschiedenen Strömungsrandbedingungen in den Experimenten an der ersten ULPU- Anlage wurde die kritische Wärmestromdichte bei insgesamt 60 kW maximaler Gesamtleistung und 1200 kW/m² maximaler Wärmestromdichte allerdings nicht erreicht.

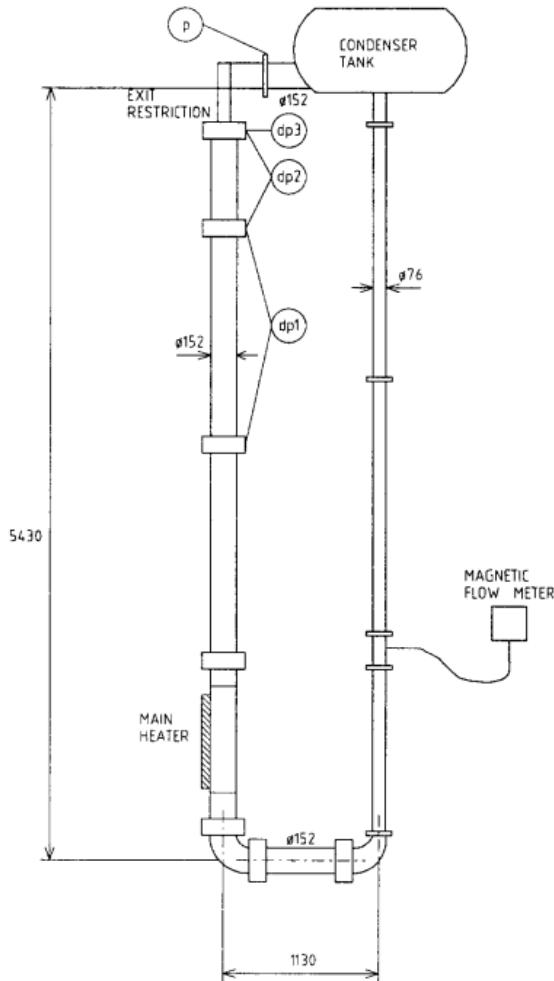


Abbildung 2-13: Anlagenschema der ersten ULPU- Anlage [92].

Die ULPU- 2000 Experimente

Eine Weiterentwicklung der ersten ULPU- Anlage war die ULPU- 2000 Anlage [93, 94, 95]. Im Gegensatz zu ihrem Vorgänger bildete der Heizer ein Segment des gesamten gekrümmten, von der Kernschmelze beheizten Reaktordruckbehälters des AP600 Kernreaktorentwurfs ab (Abbildung 2-14). Um die Leistungsverteilung des AP-600 nachbilden zu können, wurde die Wärmestromdichte bei der weiterentwickelten Anlage auf 2000 kW/m^2 maximal erhöht. Ein weiterer, für die Nachbildung des AP-600 IVR ERVC wichtiger Aspekt, war die Möglichkeit, die Leistungsverteilung über dem gekrümmten Heizer in der Neigungswinkelregion $0^\circ < \vartheta < 90^\circ$ zu steuern. So wurde die Heizleistungsverteilung entsprechend dem Ort im Kanal, an dem die Siedekrise untersucht werden sollte, angepasst. Die Wärmestromdichteverteilungen bei den ULPU- Experimenten sind in den Abbildungen (2-15, 2-16, 2-17) zu sehen.

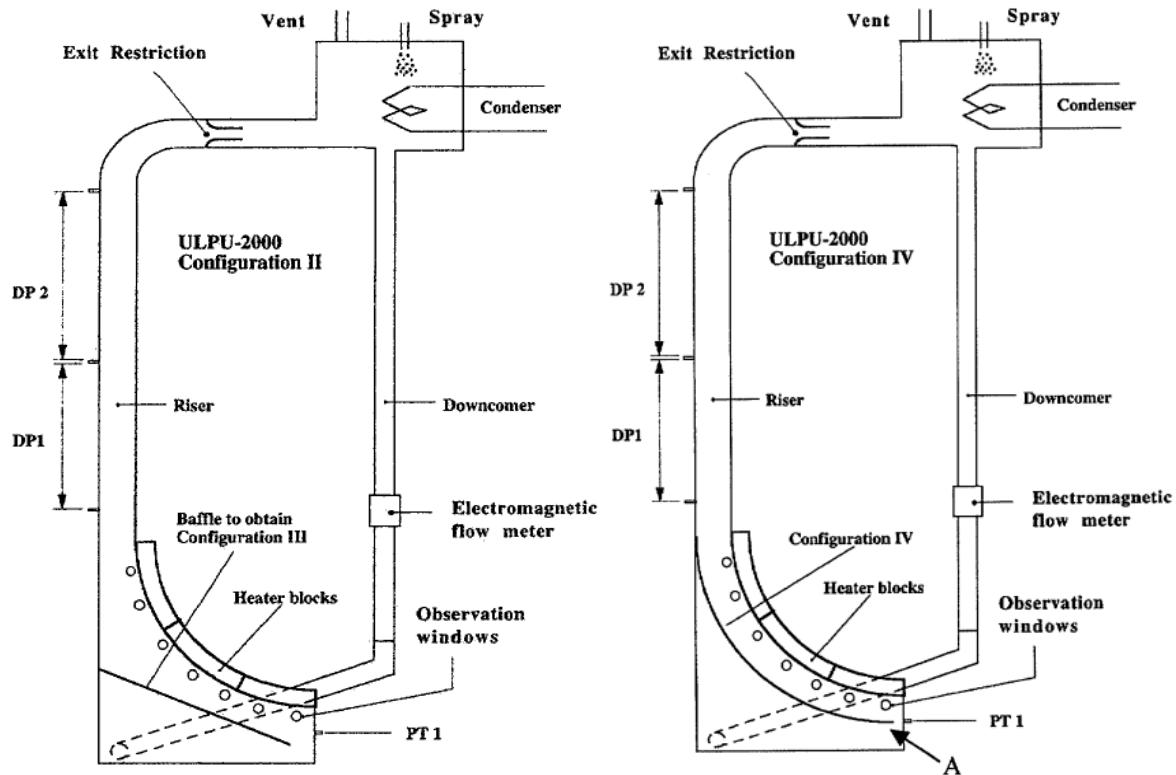


Abbildung 2-14: ULPU-2000 Anlage, Konfiguration II, III und IV [93, 94, 95].

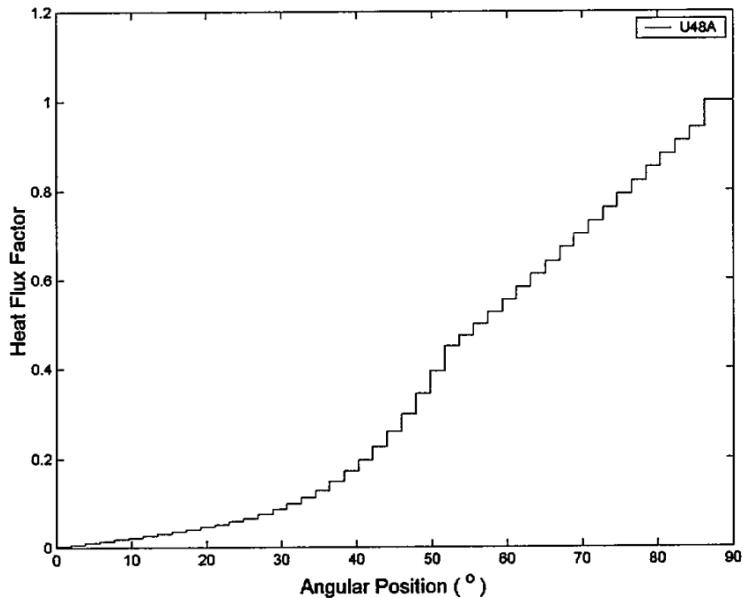


Abbildung 2-15: Wärmestromdichteverlauf aus [25, 22, 95], Siedekrise tritt auf im Bereich 88-90° Neigungswinkel.

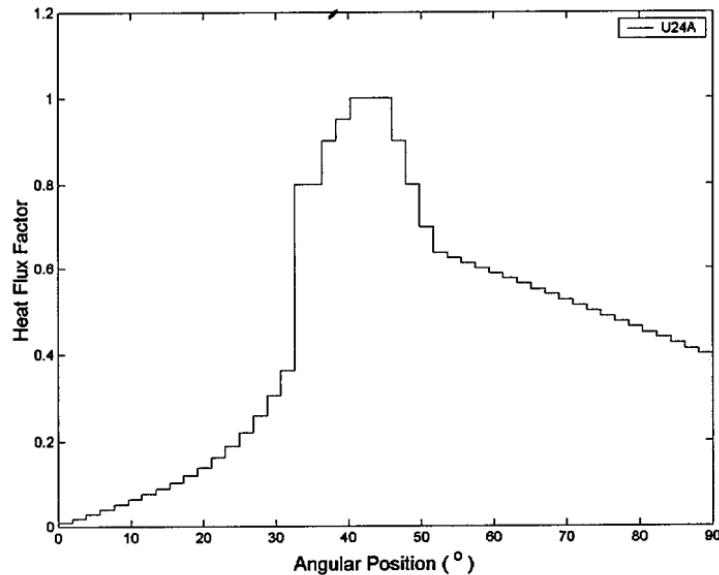


Abbildung 2-16: Wärmestromdichteverlauf aus [25, 95], Siedekrise tritt auf im Bereich 42-26° Neigungswinkel.

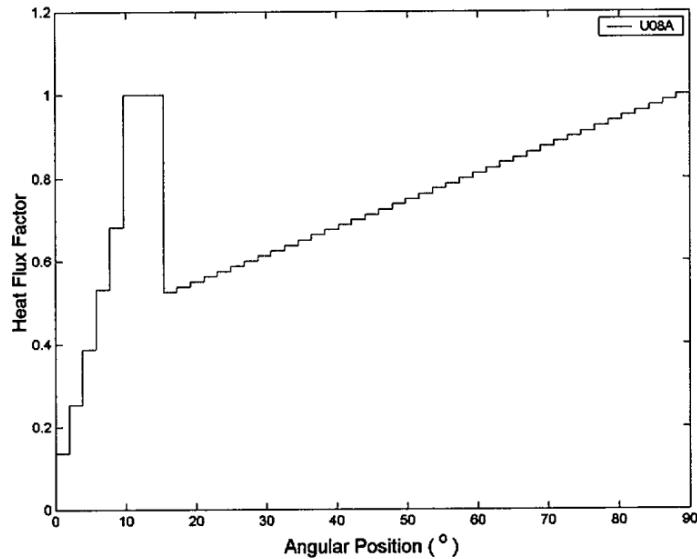


Abbildung 2-17: Wärmestromdichteverlauf aus [25, 95], Siedekrise tritt auf im Bereich 11-15° Neigungswinkel.

Dabei ist die Konfiguration IV durch Nachbildung der Reaktordruckbehälterisolierung am nächsten an der IVR ERVC Strömungspfadgeometrie gewesen. Die Breite des Kanals und des Heizers in den Experimenten war 15 cm und der Spalt zwischen Heizer und Isolierung wurde variiert. In diesen Studien haben die Autoren nicht explizit auf Zweiphaseninstabilitäten verwiesen, allerdings ist anzunehmen, dass Instabilitäten aufgetreten sind, da es zu einer Veränderung der Zweiphasenströmungsform gekommen ist. Es wurden Massenstromdichten von bis zu 1000 kg/m²s und eine kritische Wärmestromdichte von bis zu 1786 kW/m² gemessen. Wobei der optimale Spalt sich bei einer Breite von 12,7 cm erwiesen hat mit einer Massenstromdichte von 500 kg/m²s, bei dem das Eintreten der Siedekrise verhindert werden konnte. Die Wärmestromdichteverteilungen in den Experimenten basierten auf den Daten aus den ACPO-Experimenten [22].

Die ULPU- 2400 Experimente

Die ULPU-2400 Anlage war die letzte ihrer Reihe. Diese sollte die Strömung im IVR ERVC des AP1000 nachbilden [25] (Abbildung 2-18). Die Anlage verfügte entsprechend dem AP1000 über eine höhere Heizleistung, sowie der Spalt zwischen Heizer und Isolierung wurde basierend auf den Erkenntnissen der ULPU III und IV Experimente für eine Verbesserung der kritischen Wärmestromdichte modifiziert. Des Weiteren wurde ein sanfter Übergang aus

dem beheizten Teil der Versuchsanlage in die Steigleitung angestrebt. Wie bei dem Vorgänger basierte die Leistungsverteilung auf den ACOP0-Experimenten [22].

Das wichtigste Ergebnis aus diesen Versuchen war eine weitere Verbesserung der kritischen Wärmestromdichte im oberen Bereich durch Unterdrückung des „Austritts“- Phänomens mit einem sanften Übergang zur Steigleitung, welches durch plötzlichen Übergang von dem beheizten Abschnitt mit 9 Zoll Spaltbreite in die Steigleitung mit 6 Zoll Durchmesser bereits bei den ULPU-2000 auftrat. Dies bot das Potenzial zur Strömungsverlangsamung und Rückströmung (lokaler Rezirkulation), was sich negativ auf die kritische Wärmestromdichte auswirkte. Dabei traten die höchsten kritischen Wärmestromdichten von knapp 2 MW/m² bei einem sanften Übergang zur Steigleitung und einer Massenstromdichte von rund 500 kg/m²s auf. Außerdem wurde die Zweiphasennaturkonvektionsströmung in diesen Experimenten von „Flashing“- Instabilitäten begleitet, welche durch den sinkenden statischen Druck im oberen Kanalteil resultierten. Bei hinreichend hohen Heizleistungen kam es bei Unterschreitung des Sättigungsdrucks zu einer stromabwärts wandernden „Flashing“- Front, welche dann wieder durch die Wiederholung des Instabilitäts- Zyklus unterbrochen wird.

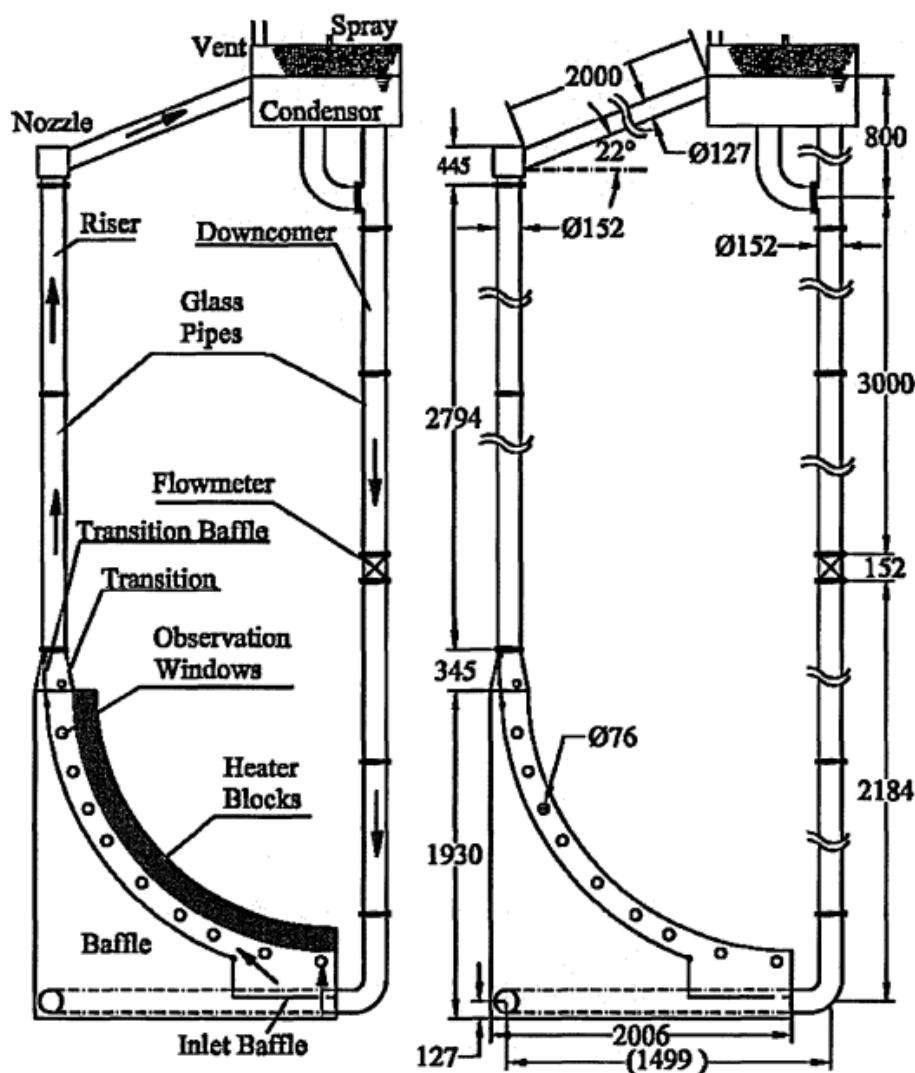


Abbildung 2-18: ULPU-2400 Anlage (Konfiguration V) [25].

Wie bereits erwähnt, war seitens des Strömungsbildes beim IVR ERVC die Siedekrise Forschungsschwerpunkt bei den ULPU- Experimenten in der II bis V Anlagenmodifikation. Dabei waren die Versuchsparameter dieser Studie einerseits der Strömungspfad, welcher durch Einsetzen eines ebenen oder gekrümmten Segments zur Strömungsführung, Verstellen dessen Abstands zur Heizfläche am Anfang und Ende des beheizten Kanalteils, Verändern der Austrittsbedingung durch Einsetzen einer Düse, modifiziert wurde, und andererseits die

Theoretische Grundlagen

Leistungsverteilung über dem gekrümmten Heizer. Dabei wurde die kritische Wärmestromdichte von den auftretenden Strömungsgegebenheiten beeinflusst. Die höchsten kritischen Wärmestromdichten wurden im oberen vertikalen Teil des Strömungskanals bei der Kanalkonfiguration mit sanftem Übergang von dem Heizer hin zur Steigleitung erreicht. Basierend auf den Experimenten der II und III Reihe entstand eine empirische Formel [94] mit der die kritische Wärmestromdichte q_{chf} (kW/m^2) in Abhängigkeit des Neigungswinkels ϑ ($^{\circ}$) (der Stelle am RDB) konservativ berechnet werden konnte:

$$q_{chf}(\vartheta) = 490 + 30,2 \cdot \vartheta - 8,88 \cdot 10^{-1} \cdot \vartheta^2 + 1,35 \cdot 10^{-2} \cdot \vartheta^3 - 6,65 \cdot 10^{-5} \cdot \vartheta^4 \quad 2-20$$

Diese Formel wurde ebenso in zwei Bereiche unterteilt. Einen für den unteren Teil des Reaktordruckbehälters $\vartheta < 15^{\circ}$:

$$q_{chf}(\vartheta) = 500 + 13,3 \cdot \vartheta \quad 2-21$$

Und einen weiteren für den oberen Teil $15^{\circ} < \vartheta < 90^{\circ}$:

$$q_{chf}(\vartheta) = 540 + 10,7 \cdot \vartheta \quad 2-22$$

Die zwei verschiedenen Verläufe erklären sich durch zwei unterschiedliche Zweiphasenströmungsregime, die in Abhängigkeit des Neigungswinkels, beobachtet wurden. Hierbei bildete sich bei der nach unten gerichteten Heizfläche eine Zweiphasen- Grenzschicht, welche von der Schwerkraft an die Heizfläche gequetscht wird. Das „Quetschen“ wird durch das turbulente Mischen gemildert, da der Auftrieb den Dampf vorbei am Heizer und dem umgebenden Wasser treibt. Das Gleichgewicht zwischen diesen zwei Mechanismen kann in Abhängigkeit der Stelle am Reaktordruckbehälterboden stark variieren. Dadurch können unterschiedliche Zweiphasenströmungsregimen auftreten, welche zu unterschiedlichen kritischen Wärmestromdichten und sogar den zugrunde liegenden Mechanismen führen können.

Hierbei sind am untersten Teil des Reaktordruckbehälters $\vartheta \sim 0^{\circ}$ die Dampfgeschwindigkeiten sehr niedrig und es herrscht ein höchstes Maß an Phasentrennung, wobei die Gasphase an die Heizfläche gedrückt wird. Es wird eine periodische Entstehung, Wachstum und Transport von relativ großen Blasen erwartet. Somit wird die Siedekrise auftreten, wenn der Flüssigkeitsfilm zwischen Dampfphase und Heizer in dieser Periode austrocknet. In diesem Fall sind die das Verhalten des Flüssigkeitsfilms bestimmende Benetzung der Heizfläche und die Erwärmung des Heizers während der Periode bestimmende thermische Trägheit von entscheidender Bedeutung für das Auftreten der Siedekrise. Weitere Aspekte einschließlich Konvektion an der Flüssigphase und deren Unterkühlung tragen ebenso dazu bei.

Im Gegensatz zum Reaktordruckbehälterboden wird im oberen vertikalen Teil eine angehäufte Dampferzeugung durch alle stromaufwärts liegenden Bereiche mit hohem Dampfanteil, mitgeführter Flüssigkeit und Strömungsgeschwindigkeiten beobachtet. Dabei ist das Drängen der Dampfphase gegen den Heizer infolge der Schwerkraftwirkung bzw. des Auftriebs minimal. Dadurch wird eine Zweiphasenströmung mit hoher Turbulenz und einer relativ „diffusen“ Grenzschicht erwartet. Entsprechend ist der Siedekrise-Mechanismus von Konvektion dominiert.

Bei den darauffolgenden Versuchen, mit der Konfiguration IV, wirkte sich eine kanalartige Geometrie mit Strömungsführung positiv auf die kritische Wärmestromdichte im oberen vertikalen Bereich aus, mit einer Erhöhung der kritischen Wärmestromdichte um bis zu 25 % an einigen Stellen [95].

Hierbei hat die Strömungsführung über dem ganzen unteren Teil $0^{\circ} < \vartheta < 30^{\circ}$ infolge der verstärkten Naturkonvektion zu einer Erhöhung der kritischen Wärmestromdichte bis an die Leistungsgrenze des Heizers geführt. An der Grenze $\vartheta \approx 30^{\circ}$ war die kritische Wärmestromdichte bei der höchsten Spaltbreite von rund 22,86 cm nur um wenige Prozent erhöht worden. Bei den kleineren Spaltbreiten konnte die kritische Wärmestromdichte allerdings nicht erreicht werden. Basierend auf der Beschreibung des Zweiphasenströmungsform in diesem Bereich, kann angenommen werden, dass dies mit den im engeren Kanal auftretenden höheren Massenstromdichten zu erklären ist.

Im mittleren Bereich $30^{\circ} < \vartheta < 60^{\circ}$ ist die kritische Wärmestromdichte ebenso angestiegen. Bei einer maximalen Wärmestromdichte von 1410 kW/m^2 in diesem Bereich konnte die kritische Wärmestromdichte nur

Theoretische Grundlagen

bei der Konfiguration mit der kleinsten Spaltbreite von rund 6,35 cm nicht erreicht werden. Bei allen anderen Spaltbreiten haben sich die kritischen Wärmestromdichten mit $\approx 1200 \text{ kW/m}^2$ nur wenig voneinander unterscheiden. Die Autoren begründen dieses Verhalten damit, dass bei der Konfiguration III die Konvektion bereits relativ stark ist, was besonders kleinere Spaltbreiten für eine wesentliche Verbesserung notwendig macht.

Im oberen Bereich zwischen $75^\circ < \vartheta < 80^\circ$ wurde bei einer Spaltbreite von 12,7 cm die maximale Wärmestromdichte der Anlage 1880 kW/m^2 erreicht und die Siedekrise ist nicht eingetreten, was diese Spaltbreite zur optimalen in dieser Studie machte. Bei der größeren Spaltbreite von 22,86 cm ist die Siedekrise bei 1786 kW/m^2 aufgetreten, während bei der kleinsten Spaltbreite von 6,35 cm die Siedekrise weiter stromabwärts eintrat. Im obersten Bereich bei $\vartheta = 90^\circ$ fiel die kritische Wärmestromdichte auf 1600 kW/m^2 , was dem Wert aus der Konfiguration III entspricht. Begründet wurde dies mit dem „Austrittsphänomen“, wobei die lokale Konvektion von der fehlenden Dampfproduktion stromabwärts der Position $\vartheta = 90^\circ$ beeinträchtigt wird.

Bei der ULP-2400 Anlage wurden weitere Modifikationen für eine realitätsnähere Abbildung des IVR ERVC Strömungspfades und eine mögliche Erhöhung der kritischen Wärmestromdichte vorgenommen [25]. Die Modifikationen umfassen eine Abbildung des dem IVR ERVC entsprechenden Eintrittsquerschnitts, eine an mehreren Stellen des Reaktordruckbehälterbodens verstellbare Spaltbreite des Kanals, einen sanften Übergang zur Steigleitung (zur Vermeidung des die kritische Wärmestromdichte verminderten „Austrittsphänomens“) und einer die Austrittsbedingung abbildenden Austrittsdüse. Im Grunde basieren die Änderungen bei der ULP-2400 Anlage auf der bei der ULP-IV Reihe gemachten Erkenntnis, dass die kritische Wärmestromdichte durch Anpassung des Kanals an die Stromlinien am Reaktordruckbehälter erhöht werden kann. Das wichtigste Ergebnis, war die Erhöhung der kritischen Wärmestromdichte im oberen Teil, wo es durch das „Austrittsphänomen“ zu Leistungseinbußen bei der Konfiguration IV kam.

Die signifikanteste Leistungserhöhung trat im unteren Teil des Reaktordruckbehälters auf. Allerdings lag der Fokus dieser Studie auf dem oberen vertikalen Teil des Kanals, da bereits bei der IV Versuchsreihe die erreichten kritischen Leistungsdichten im unteren Teil ohne hin als unkritisch für das IVR ERVC eingeschätzt wurden. Im Gegensatz zu der IV Versuchsreihe ist es hierbei nicht zu dramatischem Leistungseinbußen im oberen Teil gekommen. Die Autoren nennen hier den entscheidenden Unterschied zur Konfiguration IV, dass die Kanalbreite im oberen vertikalen Teil 7,62 und 15,24 cm im Gegensatz zu den 22,86 cm der Konfiguration IV betrug. Somit ging in Konfiguration IV der beheizte Kanal mit 22,86 cm Breite in die Steigleitung mit 15,24 cm Durchmesser über, dies ergab die Möglichkeit zur Strömungsverlangsamung und sogar Rückströmung und wirkte sich negativ auf das Eintreten der Siedekrise aus. Offensichtlich spielte ein sanfter Übergang in die Steigleitung bei der Konfiguration V eine positive Rolle.

Die REPEC-II Experimente

Eine der neuesten Versuchsanlagen zur Untersuchung des Siedekrisenphänomens im IVR ERVC-Strömungspfad ist die REPEC-II Anlage von der Schanghai Jiao Tong Universität in China. Diese stellt eine maßstabgetreue Nachbildung des IVR ERVC Strömungskanals des chinesischen CAP1400 dar (Abbildung 2-19) [30, 31, 103]. Im Gegensatz zu den früheren Anlagen war die maximale Wärmestromdichte auf $2,2 \text{ MW/m}^2$ begrenzt. Die auftretenden Massenstromdichten in diesem Versuch stimmten mit den in früheren Versuchen gemessenen überein. Darüber hinaus wurden Strömungsschwingungen dokumentiert, mit Perioden in der Größenordnung von 30 bis 100 Sekunden. Es wurden zwei Arten von Schwingungen beobachtet: Eine wechselnde bei niedrigerer Heizleistung und eine periodisch sinusförmige bei höherer Heizleistung. Die Autoren dieser Arbeit verbinden die auftretenden Instabilitäten mit Flashing- induzierten Dichtewellen, da die Schwingungsperiode mit der Verweilzeit der einphasigen Strömung im Kanal korrelierte.

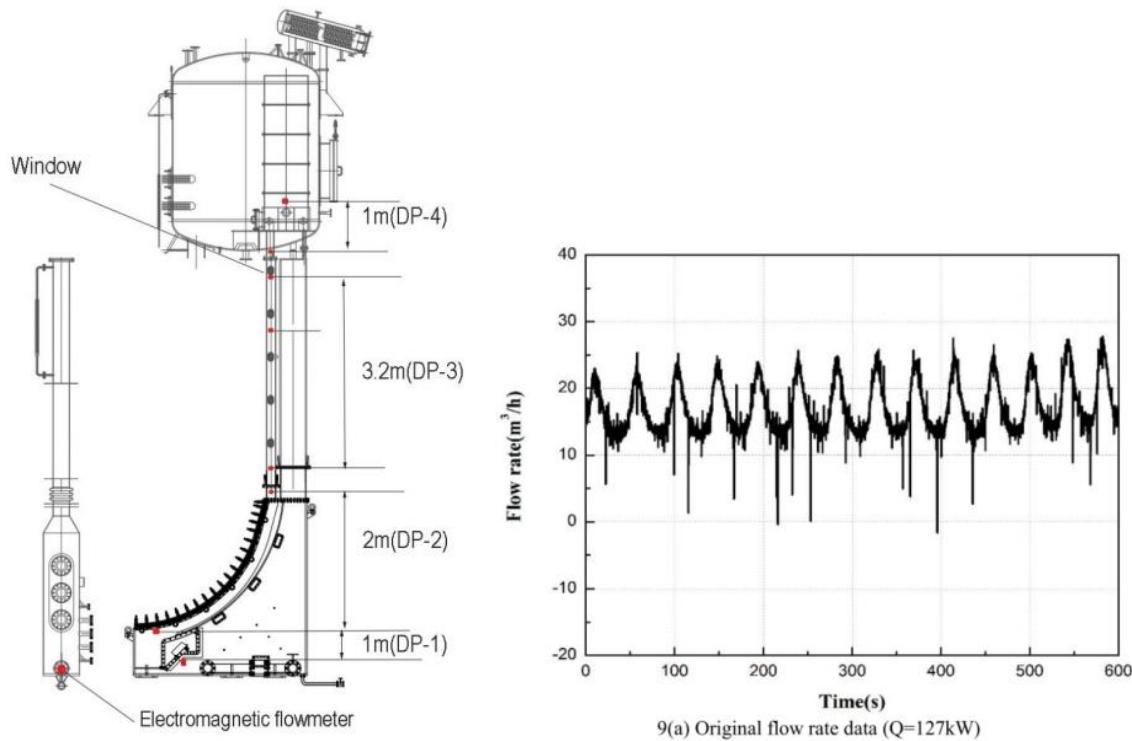


Abbildung 2-19: REPEC-II Anlage und Beispiel für Massenstromoszillationen [30, 31, 103].

Bei den REPEC II Experimenten wurde die Strömung in den verschiedenen Positionen beobachtet und qualitativ beschrieben, mit Fokus auf den Siedekrise-Mechanismus beim IVR ERVC. Hierbei betrug die Massenstromdichte 411 kg/m^2 und die Aufnahmen wurden kurz vor dem Eintreten der Siedekrise bei 96,9 % kritischer Leistung gemacht.

Im untersten Teil war praktisch keine Gasphase zu beobachten und die Strömung war hauptsächlich einphasig. Dies wurde mit der relativ niedrigen Heizleistung und hohen Fluidunterkühlung erklärt. Bezogen auf den durch die Wassersäule resultierenden Druck und an dieser Stelle wurde die Fluidunterkühlung mit 14 K angegeben. Weiter stromabwärts an der Position $\vartheta=47^\circ\text{--}48^\circ$ sind einige Blasen auf der Heizfläche erschienen, eine Reihe kleiner Blasen gleiten entlang der Heizfläche. Im Zuge dessen sind durch Koaleszenz einiger kleiner Blasen, größere entstanden. Eine Reihe kleiner Blasen bleibt bestehen, nach dem größere über die Heizfläche stromabwärts gleiten. Hierbei wurden typische Strömungsoszillationen mit 2,9 Hz beobachtet, welche mit der Dynamik der Zweiphasenströmung verbunden sind. Weiter stromabwärts an der Position $\vartheta=62^\circ\text{--}63^\circ$ steigt der Dampfanteil an, und das Intervall zwischen zwei größeren Blasenschwärmen wird kürzer. Hierbei war das Blasenwachstum sehr intensiv und einige große Blasen kollabieren in viele kleine Blasen, wonach diese in die Hauptströmung eintreten. Weiter stromabwärts war die Heizfläche vollständig mit großen Dampfblasen bedeckt. Allerdings bestanden immer noch kleinere, sehr häufig über der Oberfläche der wandnahen großen Blasen vorbeiströmende Blasen, dessen Größe praktisch unverändert blieb.

Nahe dem Punkt, an dem die Siedekrise auftrat, wurde die Dicke der Zweiphasengrenzschicht mit steigendem Neigungswinkel ϑ größer. Lange große Blasen oder Blasenwolken entstanden an der Stelle der Siedekrise. Zudem wurde in den Experimenten beobachtet, wie einige an der Heizfläche entstandenen Blasen in der Hauptströmung kondensierten. Die Autoren begründen das Auftreten der Siedekrise mit folgenden Annahmen:

- Beim Eintreten der Siedekrise befinden sich große Blasen in Nähe der Heizfläche und eine „Makroschicht“ unter kleineren vorbeiströmenden Blasen;
- Die stromabwärts geförderte Flüssigkeit entspricht der Rate der „Makroschicht“ infolge Verdampfung;
- Die „Makroschicht“ wird von der kritischen Wellenlänge entsprechend der Blasenverweilzeit beeinflusst;

Theoretische Grundlagen

- Die Siedekrise tritt ein, wenn die Verdampfungsrate die Flüssigkeitsförderrate zusammen mit der Kondensationsrate der Dampfblasen, welche in Nähe der Heizfläche in die Zweiphasengrenzschicht diffundieren, überschreitet.

Abschließend ist zu erwähnen, dass die kritischen Wärmestromdichten bei den REPEC-II Experimenten deutlich niedriger ausfielen. Dies ist vermutlich auf die niedrigeren Massenstromdichten zurückzuführen, die infolge höherer Strömungswiderstände im System auftraten. Außerdem können systemspezifische Strömungsinstabilitäten, aufgrund der unterschiedlichen Kanalbauweisen, ursächlich sein.

Aus den bis zu diesem Punkt berichteten Erkenntnissen zur Siedekrise wird ersichtlich, dass die kritische Wärmestromdichte sehr von der lokalen, infolge Naturkonvektion induzierter, Massenstromdichte abhängt. Diese ist von sich aus sehr abhängig von der geometrischen Charakteristik des jeweiligen Zweiphasen-Strömungspfades und weiterer Randbedingungen. Somit sind diese zwei Aspekte, Systemverhalten bei Zweiphasennaturkonvektion und kritische Wärmestromdichte miteinander verbunden und bekräftigen die Notwendigkeit der Prüfung der Verschiedenen IVR ERVC- Geometrien.

Die KAIST Experimente

Eine weitere relevante Arbeit, welche sich mit dem Auftreten der Siedekrise bei IVR ERVC- Bedingungen befasst, wurde am Korea Advanced Institute of Science and Technology (KAIST) durch Y. Jeong et. al durchgeführt. Hierzu wurde ein Versuchskreislauf konstruiert und bei Atmosphärendruck betrieben (Abbildung 2-20). Der Kreislauf bestand aus einem Versuchskanal mit der Teststrecke, einem oberen Wasserbecken, einem Wärmetauscher, einem Wasserreservoir, einer Zentrifugalpumpe, einem elektromagnetischen Durchflussmesser und einem unteren Wasserbecken. Die Experimente wurden bei erzwungener Konvektion durchgeführt und die Massenstromdichte wurde mit einer Zentrifugalpumpe eingestellt. Die Teststrecke war ein gekrümmter Heizer, welcher den Boden des Reaktordruckbehälters abbildete. Der Krümmungsradius betrug 2,5 m, womit die Teststrecke rund 4 m lang war. Die Breite des Heizers war 10 cm und der Wasserspalt über dem Heizer 15 cm. Ähnlich wie bei den ULPU- Experimenten, wurde bei dieser Teststrecke eine über die Länge veränderliche Wärmestromdichte eingestellt (Abbildung 2-21). Da die Teststrecke bei den KAIST- Experimenten direkt elektrisch beheizt war, wurde dies mit einem, entsprechend den einzustellenden Wärmestromdichten, veränderlichen Querschnitt realisiert. Die Experimente wurden bei Massenstromdichten im Bereich von 0 bis 300 kg/m²s und einer Eintrittsunterkühlung von 2 bis 25 K durchgeführt, wobei die Siedekrise im oberen Bereich der Teststrecke bei einem Neigungswinkel von 90° auftrat.

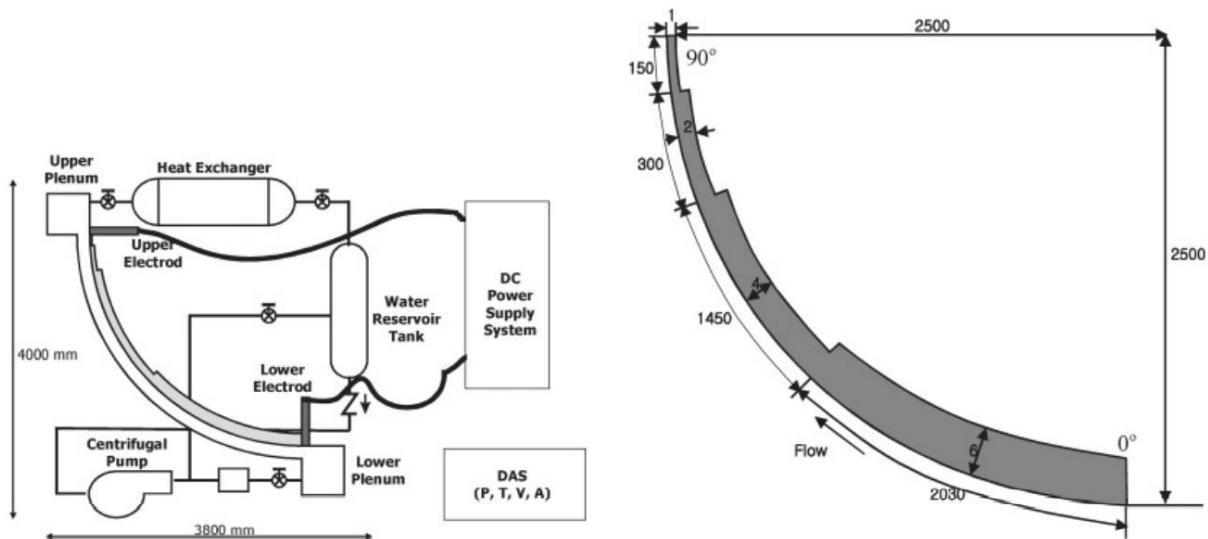


Abbildung 2-20: Anlagenschema (links) und Teststrecke (rechts) bei den KAIST-Experimenten [100].

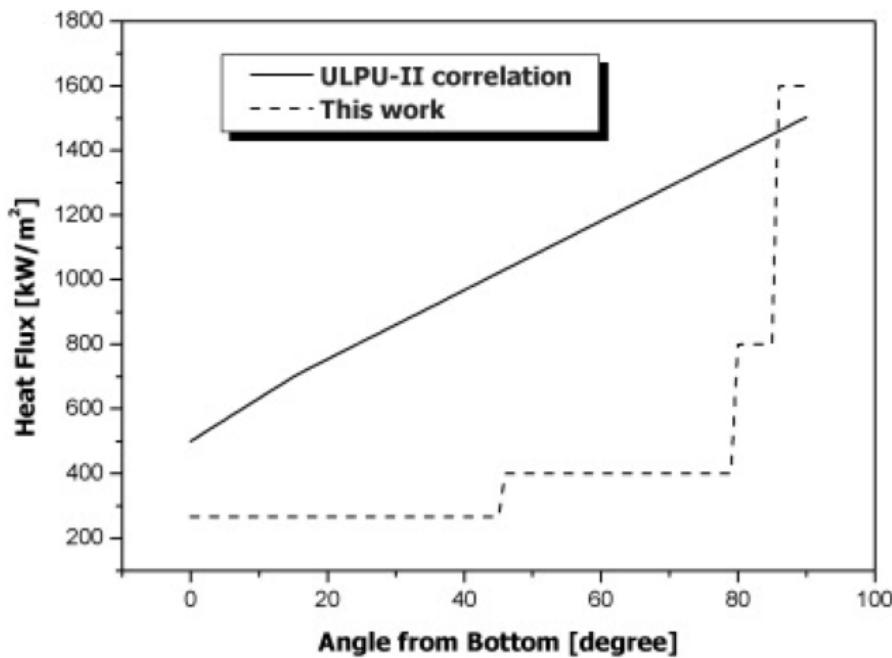


Abbildung 2-21: Wärmestromdichteverlauf über dem Heizer in der Studie (gestrichelte Linie) [100].

Der Druck am Eintritt in die Teststrecke betrug 1,3 bar und der Austrittsdruck rund 1 bar. Die Ergebnisse dieser Studie korrelierten mit den in den ULPU-Experimenten entstanden Daten zur Siedekrise.

Basierend auf den Überlegungen zur Zwei-Phasen-Grenzschicht von Cheung und Haddad [146] entstand schließlich in dieser Arbeit eine Korrelation, welche die kritische Wärmestromdichte q_{chf} ($\frac{kW}{m^2}$) in Abhängigkeit von der Massenstromdichte G ($\frac{kg}{m^2s}$) und der Eintrittsunterkühlung ΔT_U (K) berechnet und die Versuchsdaten dieser Versuchsreihe mit einem mittleren Fehler von 2,4 % vorhersagt:

$$q_{chf} = C(1,2 + 0,004G)^{0,4} \quad 2-23$$

$$C = 950 + 2,25(\Delta T_U - 2) \quad 2-24$$

Der Anwendungsbereich dieser Korrelation wird von den Autoren entsprechend dem Parameterbereich der Versuchsreihe angegeben mit einer Massenstromdichte bis $300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ und einer Eintrittsunterkühlung bis 25 K.

Die SULTAN Experimente

Die SULTAN- Versuchsanlage in dem nuklearen Forschungszentrum Grenoble [32] wurde zur Untersuchung des Phänomens der Siedekrise mit einem vorwiegend analytischen Ansatz gebaut. Hierbei lag der Fokus auf Messungen der Zweiphasenströmung und Validierung von Berechnungscodes.

Bei dem ersten Ansatz wurden die Effekte des Gesamtsystems in den Experimenten nicht abgebildet und der Bereich der Massenströme wurde durch Vorkalkulationen bestimmt und mit einer Pumpe eingestellt. Die Abmessungen der Versuchsanlage waren in der Größenordnung der Realanlage. Der Heizer repräsentierte die Reaktordruckbehälterwand nur schematisch, ohne die Krümmung zu berücksichtigen (Abbildung 2-22). Der Einfluss thermohydraulischer und geometrischer Parameter wurde systematisch in einem weiten Bereich untersucht. Darüber hinaus wurden die wichtigsten Charakteristiken der Zweiphasenströmung, u. a. der Druckabfall, die Dampfphasen- und Temperaturverteilung gemessen.

Mit entsalztem und entgastem Wasser wurden Versuche bei $0,1\text{--}1 \text{ MPa}$ absolutem Systemdruck, $50\text{--}180^\circ\text{C}$ Eintrittstemperatur, Massenstromdichten zwischen 5 und $5000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ durchgeführt. Die ebene Teststrecke in einem rechteckigen Kanal bildet dabei ein Segment des Reaktordruckbehälters ab. Die Breite des Heizers ist mit

Theoretische Grundlagen

15 cm der aus den vorher aufgelisteten Versuchen ähnlich. Die Spaltbreite über dem Heizer wurde zwischen 3 und 15 cm variiert und stellt damit einen geometrischen Versuchspараметer dieser Studie dar. Darüber hinaus kann die Teststrecke gekippt und somit der Neigungswinkel verstellt werden, womit der Neigungswinkel ebenso zu einem geometrischen Versuchspараметer wird. Es ist zu erwähnen, dass die thermische Trägheit des 1,5 mm dicken Heizers wesentlich geringer ist als die des Reaktordruckbehälters.

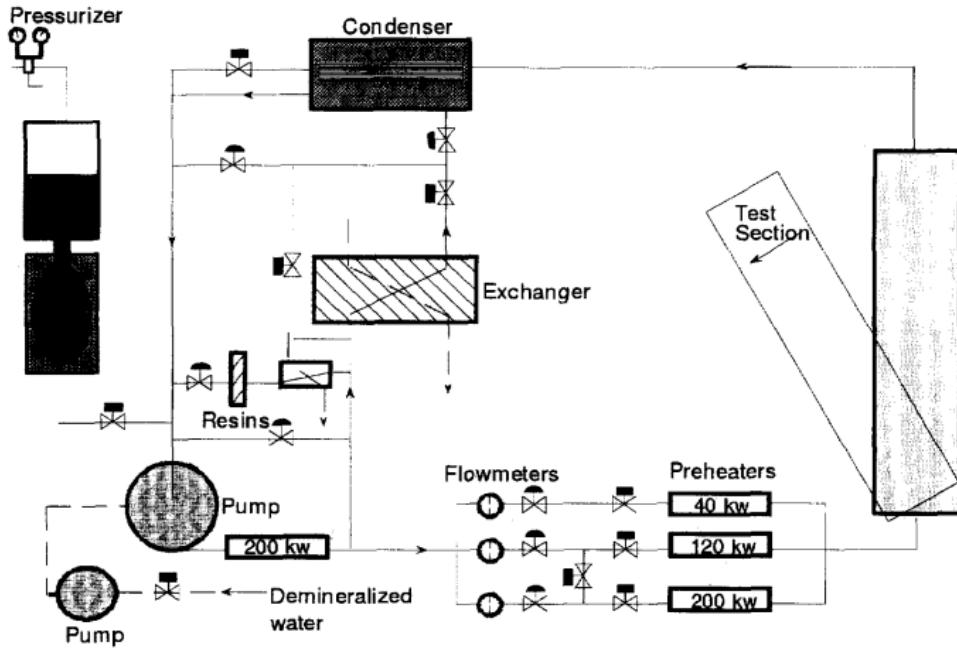


Abbildung 2-22: SULTAN- Anlage [32].

Die Siedekrise trat generell ab Ende der beheizten Strecke auf. Es wurden dabei kleinere trockene Flecken an der Stelle der Siedekrise mit einer Fläche zwischen 2 und 6 cm² beobachtet. Die kritische Wärmestromdichte wurde dabei mit höherem Druck und Massenstromdichte erhöht. In der ersten Messreihe bei vertikaler Teststreckenanordnung wurde kein wesentlicher Einfluss der Eintrittstemperatur beobachtet, wenn die Versuche bei gemittelten Austrittsbedingungen miteinander verglichen wurden. Dies ist verständlich, da die kritische Wärmestromdichte immer im gesättigten Zustand $x > 0$ auftrat. Allerdings gewann bei den darauffolgenden Messreihen mit kleinerem Neigungswinkel die Eintrittsunterkühlung an Bedeutung. Die Ergebnisse dieser Versuchsreihen stimmten mit denen der ersten ULPU- Messreihe [93] überein.

Es wurden insgesamt 191 Siedekrise Messpunkte in den SULTAN- Experimenten erarbeitet. Bei den Versuchen mit kleinerem Neigungswinkel wurde das Auftreten von trockenen Flecken auch weiter stromauf beobachtet. Auf Basis dieser Messwerte entstand schließlich die SULTAN- Korrelation welche die kritische Wärmestromdichte $q_{chf} \left(\frac{MW}{m^2} \right)$ in Abhängigkeit der Parameter Druck $p(MPa)$, Massenstromdichte $G \left(\frac{kg}{m^2 s} \right)$, örtlicher thermodynamischer Qualität x , Spaltbreite $s(m)$ und Kanalneigung $\Theta = \sin(\vartheta)$ berechnet:

$$q_{chf} = A_0(s, p, G) + A_1(s, G) * x + A_2(s) * x^2 + A_3(s, p, G, x) * \Theta + A_4(s, p, G, x) * \Theta^2 \quad 2-25$$

Mit $G' = \ln(G)$ und den Faktoren:

$$A_0 = b_0 + b_1 * s * G' + \frac{b_2}{p^2} + b_3 * G + b_4 * \frac{s}{p} + b_5 * \frac{s}{p^2} + b_6 * p * G'^2 \quad 2-26$$

$$A_1 = b_7 * G'^2 + b_8 * s * G' \quad 2-27$$

Theoretische Grundlagen

$$A_2 = b_9 * s \quad 2-28$$

$$A_3 = b_{10} * G'^2 + b_{11} * s * p + b_{12} * x * G' \quad 2-29$$

$$A_4 = b_{13} * p + b_{14} * G' + b_{15} * x + b_{16} * s \quad 2-30$$

Und Koeffizienten:

$$\begin{array}{lllll} b_0 = 0,65444 & b_1 = -1,2018 & b_2 = -0,008388 & b_3 = 0,000179 & b_4 = 1,36899 \\ b_5 = -0,077415 & b_6 = 0,024967 & b_7 = -0,086511 & b_8 = -4,49425 & b_9 = 9,28489 \\ b_{10} = -0,0066169 & b_{11} = 11,62546 & b_{12} = 0,855759 & b_{13} = -1,74177 & b_{14} = 0,182895 \\ b_{15} = -1,8898 & b_{16} = 2,2636 & & & \end{array}$$

Der Term $A_0(s, p, G) + A_1(s, G) * x$ stellt das generelle Verhalten des Siedekrise- Phänomens dar, hierbei wird die kritische Wärmestromdichte nahezu linear mit Anstieg der örtlichen thermodynamischen Qualität verringert, mit einem positiven Einfluss der Massenstromdichte bei niedriger örtlicher thermodynamischer Qualität und einem negativen bei hoher.

Der Term $A_2(s) * x^2$ spiegelt die Tatsache wider, dass bei hoher örtlicher thermodynamischer Qualität die Wärmestromdichte gegen x asymptotisch verläuft. Dies ist eine Folge des Flutungs- Phänomens, bei dem die Heizfläche durch Rückströmung mit Wasser wieder benetzt wird, und das Eintreten der Siedekrise unterdrückt wird. In diesem Fall hängt die kritische Wärmestromdichte nicht mehr von den Bedingungen am Ende der beheizten Strecke, sondern von dem sich darüber befindenden Wasservolumen und dem Intervall zwischen Austrocknung und Flutung der Heizfläche ab.

Der Einfluss der Kanalneigung wird durch den Term $A_2(s) * x^2 + A_3(s, p, G, x) * \Theta$ ausgedrückt. Je kleiner der Winkel zwischen Heizer und Horizont, desto geringer die kritische Wärmestromdichte. Dieser Ausdruck ähnelt sehr dem in der ULPU- Korrelation (Gleichung 2-20). Dennoch fällt ein Vergleich schwer, da die ULPU-Korrelation den Einfluss von Spaltbreite, Druck, Strömungsgeschwindigkeit und örtlichen thermodynamischen Zustandes nicht berücksichtigt.

Der Einfluss der restlichen Parameter ist zweitrangig. Die kritische Wärmestromdichte steigt nur leicht mit steigendem Druck an. Die Spaltbreite scheint keinen Einfluss zu haben, wenn die kritische Wärmestromdichte bei gesättigten Bedingungen auftritt, allerdings vorwiegend bei vertikaler Kanalanordnung. Eine größere Spaltbreite hat einen leichten positiven Einfluss bei unterkühlten Bedingungen, dies vorwiegend bei geneigter Konfiguration.

Der Anwendungsbereich dieser Korrelation richtet sich nach dem Bereich der in den zugrundeliegenden Experimenten variierten Parameter und ist somit: $\dot{m} = 5 - 5000 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $T_{Ein} = 50 - 180^\circ\text{C}$; $p = 1 - 10 \text{ bar}$; $s = 3 - 15 \text{ cm}$; $\vartheta = 0 - 90^\circ$.

Experimente von Iwaki et. Al.

Eine weitere wichtige Studie [96] in der die Siedekrise in einer ähnlichen Art und Weise, wie in den SULTAN-Experimenten, systematisch durch Variation von Versuchsparametern untersucht wurde, entstand in einer Kooperation zwischen Toshiba Energy Systems & Solutions, The Kansai Electric Power Co., Inc., Hokkaido Electric Power Co., Inc., Kyushu Electric Power Co., Inc., Kansai Electric Power Co., Inc., The Japan Atomic Power Company und The Institute of Applied Energy in Japan.

Mit dem Ziel Versuchsdaten zur Siedekrise zu erarbeiten, welche unabhängig von der jeweiligen IVR ERVC-Strömungspfadgeometrie anwendbar wären, wurde ein einseitig beheizter (beheizte Länge 600mm) rechteckiger (150x150 mm²) Kanal (Abbildung 2-23) gebaut. Weiterhin, wurde ein weiter Anwendungsbereich angestrebt, um anschließend basierend auf neu gewonnenen Messdaten eine neue Korrelation zu entwickeln, die in der Lage wäre die Effektivität des IVR ERVC- Konzepts für eine Großzahl verschiedener Druckwasserreaktortypen,

Theoretische Grundlagen

einschließlich Hochleistungsreaktoren, zu bewerten. Die Versuchsparameter in dieser Studie waren der Systemdruck (0,1-0,6 MPa), Massenstromdichte (430-1900 kg/s), thermodynamischer Zustand am Ende der beheizten Strecke ($x=-0,026$ bis $0,0031$) und der Neigungswinkel ($\vartheta = 50 - 90^\circ$) des Heizers.

Die Messdaten wurden mit denen aus den ULPU-Experimenten [25] verglichen und stimmten in Abhängigkeit der nachgebildeten Stelle am Reaktordruckbehälter ϑ sehr gut oder relativ gut überein. Hier war die größte Abweichung von 10 % bei einem Neigungswinkel von $\vartheta = 70^\circ$. Die Autoren nehmen an, dass diese Diskrepanz mit den in ULPU-Experimenten infolge Zweiphasennaturkonvektion aufgetretenen Strömungsfluktuationen zu begründen sind, während die Experimente in dieser Studie mit erzwungener Konvektion durchgeführt wurden. Schließlich wurde der Einfluss der Art der Konvektion als minimal eingeschätzt und die Autoren schlussfolgern, dass die Erkenntnisse dieser Studie auf Realanlagen mit Naturkonvektion übertragbar sind.

Es wurde generell eine Erhöhung der kritischen Wärmestromdichte mit ansteigendem Druck beobachtet. Wobei bei weiterer Druckerhöhung der Anstieg der kritischen Wärmestromdichte schwächer wurde. Weiterhin steigt

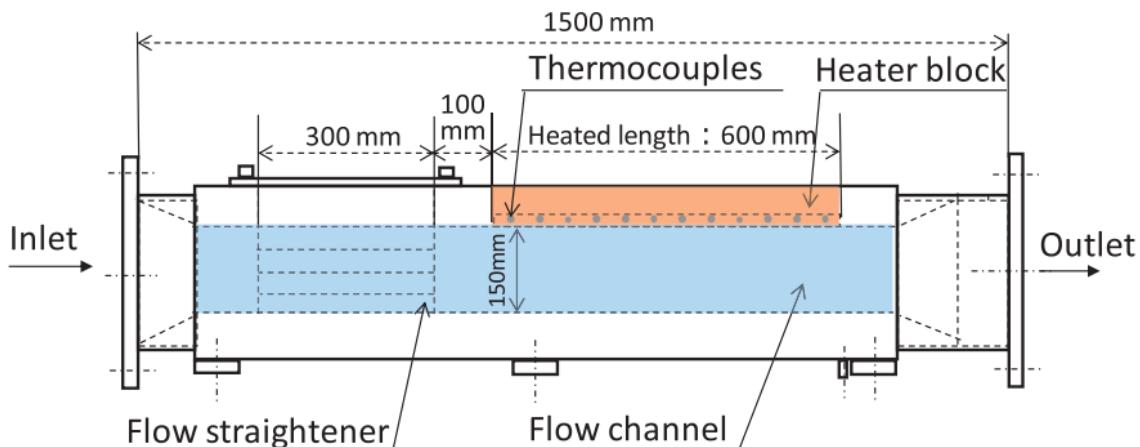


Abbildung 2-23: Versuchsanlage in der Studie [96].

die kritische Wärmestromdichte mit höherer Massenstromdichte an. Der Einfluss des thermodynamischen Zustands war, zumindest im Parameterbereich dieser Studie, eher gering. Der Einfluss der Parametervariationen in dieser Studie stimmt mit Betrachtung aus früheren Studien überein.

Basierend auf 34 Messpunkten dieser Studie (außer 2 bei denen die Siedekrise nicht eintrat) wurde eine Korrelation entwickelt, mit der die kritische Wärmestromdichte q_{chf} ($\frac{MW}{m^2}$) als eine Funktion von Systemdruck p (MPa), Massenstromdichte G ($\frac{kg}{m^2 s}$), örtlicher thermodynamischer Qualität x und Kanalneigungswinkel ϑ ($^\circ$) berechnet werden kann:

$$q_{chf} = -3626,79 * p^2 - 2,45025 * 10^{-4} G^2 - 434757 * x^2 + 0,0610736 * \vartheta^2 + 2263,69 * p + 0,914268 * G - 14657,4 * x + 0,300264 * \vartheta + 35,5521 * p * \vartheta - 2,30392 * 10^{-3} * G * \vartheta + 136,071 * x * \vartheta + 0,0152043 * p * G - 1993,24 * p * x - 6,65384 * G * x - 88,0463 \quad 2-31$$

Mit dem Anwendungsbereich übereinstimmend dem Parameterbereich dieser Studie: $p: 0,1-0,6$ MPa, $G: 430-1900$ kg/s, $x: -0,026 - 0,0031$, $\vartheta: 50 - 90^\circ$.

Experimente am State Power Investment Corporation Research Institute [165]

Bei den Experimenten in der Studie [165] war die Teststrecke vergleichbar zu den SULTAN-Experimenten ein ebener Heizer. Seine Breite betrug 50 mm und die beheizte Länge 80 mm. Ein weiterer Unterschied bestand darin, dass er nicht direkt elektrisch beheizt war, sondern in sich 18 elektrisch direkt beheizte Rohre enthielt, mit jeweils einer maximalen Leistung von 780 W (Abbildung 2-24).

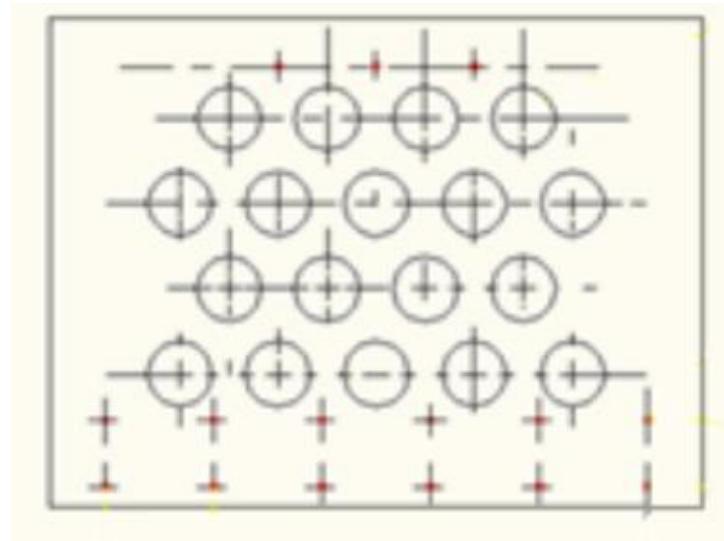


Abbildung 2-24: Querschnitt des Heizers in der Studie [165].

Wie auch bei dem Heizer bei den SULTAN-Experimenten, war die Wärmestromdichtenverteilung im Heizer der Studie [165] konstant. Ebenso verfügte die Teststrecke in der Arbeit [165] über einen Strömungsgleichrichter. Die Spaltbreite über dem Heizer war mit 150 mm in der Größenordnung der Spaltbreite beim IVR ERVC Prototypenströmungskanal. Die Siedeexperimente erfolgten bei erzwungener Konvektion, wobei der Massenstrom mit einer Pumpe eingestellt wurde. Die Eintrittstemperatur in die Versuchsstrecke wird von den Autoren der Studie mit 90 °C angegeben. Leider wird das Druckniveau am Ende der beheizten Strecke, wo typischerweise die Siedekrise auftritt, nicht angegeben, weswegen eine Schätzung der Eintrittsunterkühlung nicht möglich ist. Geht man aber davon aus, dass das Druckniveau vergleichbar zu den anderen Studien ist, kann die Eintrittsunterkühlung mit 15 K geschätzt werden.

Experimente an der TESEC- Anlage [166]

Die beheizte Strecke bei der TESEC- Anlage war, ähnlich wie bei den SULTAN-Experimenten, ein ebener Flächenheizer mit dem Unterschied, dass dieser nicht direkt elektrische beheizt wurde, sondern vergleichbar wie bei den Experimenten [25, 93, 94, 95] über ein Kupfer-Heizmodul verfügte, welches die Wärme durch Wärmeleitung bereitstellte. Die Verteilung der kritischen Wärmestromdichte über der Fläche des Heizers war konstant. Das Material der mit Blasensieden gekühlten Fläche war rostfreier Edelstahl. Die beheizte Strecke war 30 mm breit und 55 mm lang. Die Spaltbreite über dem Heizer betrug 61 mm. Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Ergebnisse der Studie [166] entstanden bei Siedeexperimenten mit erzwungener Konvektion. Zudem verfügte der Versuchsaufbau über eine Schwenkvorrichtung, sodass Experimente bei unterschiedlichen Neigungswinkeln durchgeführt werden konnten.

2.3.1.2 Untersuchung des IVR ERVC- Phänomens mit dem MELCOR- Code

In den Studien [152, 154] wurde unter Nutzung des von „Sandia National Laboratories“ entwickelten MELCOR-Codes, eine Analyse des IVR ERVC Phänomens mit einer Kopplung der Bereiche innerhalb und außerhalb des Reaktordruckbehälters bei transienten Unfallszenarien für den Fall eines großen Kernreaktors der 1700 MW-Klasse durchgeführt. Der MELCOR-Code ist ein vollständig integrierter Rechencode zur Modellierung des gesamten Spektrums von Unfallverläufen in Leichtwasserreaktoren. Er ist in der Lage die thermohydraulischen Rückwirkungen des Reaktorkühlsystems, der Reaktorgrube, des Containments, der Schutzhüllenbauten, Reaktorkernaufheizung und Zersetzung, Freisetzung und Transport von Radionukliden, Wasserstoffproduktion, Transport und Verbrennung, Kernschmelzaustrittsphänomene u. a. Phänomene bei dem Unfallverlauf zu berücksichtigen. Für die genaue Beschreibung des gesamten MELCOR- Codes wird an dieser Stelle auf die entsprechende Literatur verwiesen [152, 153]. Im Folgenden werden, die für das IVR ERVC relevanten Rechendomäne des Codes näher erläutert.

Theoretische Grundlagen

Wie bereits erwähnt, besteht der Vorteil dieser Studie gegenüber den experimentellen Studien darin, dass die Wechselwirkungen zwischen Kernschmelze und der IVR ERVC Strömung bei dem Phänomen berücksichtigt werden können.

Ein wichtiger Rechenbereich für die Abbildung des IVR ERVC Phänomens, welcher hier erläutert wird, ist das Reaktor- Containment. Detaillierte Abmessungen und Auslegungsparameter standen zum Zeitpunkt des Entstehens dieser Studie nicht zur Verfügung. Die Modellierung dieses Bereichs wurde somit vereinfacht, während gleichzeitig Wert draufgelegt wurde, dass wichtige Faktoren, welche das IVR ERVC- Phänomen beeinflussen könnten, berücksichtigt bleiben. Die Modellierung des Containments umfasst die Abbildung des Volumens der Kavität um den Reaktordruckbehälter, die Strukturen um die Dampferzeuger, den Druckhalter und Containment- Ventilationssystem, das Volumen der Arbeitsebene des Containments im oberen Bereich und der Containment- Kuppel. Zudem wurde das passive Kühlungssystem als eine der Schlüsselsicherheitsmaßnahmen im Containment modelliert.

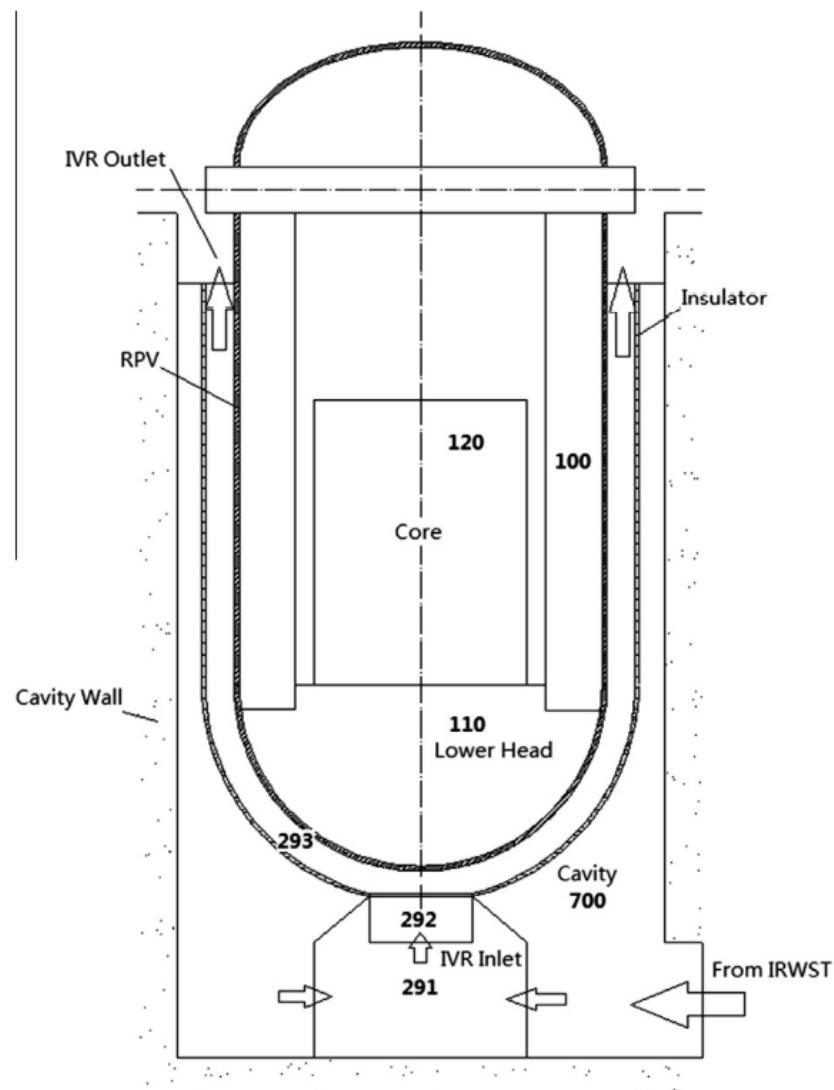


Abbildung 2-25: MELCOR- Modell für den IVR ERVC- Strömungspfad [152].

Das Rechenpaket COR des MELCOR- Codes für den Reaktorkern berechnet die thermische Reaktion des Kerns und der Strukturen des unteren Plenums und modelliert den Transport der Reaktorkernstrukturen während des Schmelzvorgangs, Abgleitens und Formung der Kernschmelze. Brennstoffpellets, Hüllrohre, Abstandshalter und weitere Reaktorkomponenten und Strukturen werden einzeln mit individuellen Rechenzellen modelliert. Eine detaillierte Beschreibung ist in der Literatur zu finden [155, 153]. Im Zuge der Arbeit [152] wurde das COR- Rechenpaket erweitert, um seine Fähigkeit, das Verhalten der Kernschmelze in den späteren Phasen von Unfällen

Theoretische Grundlagen

vorherzusagen, zu verbessern. Ein weiterer Vorteil des MELCOR- Codes ist, dass transiente Unfallverläufe in einem weiten Unfallszenario simuliert und untersucht werden können. Somit können gewisse Faktoren und Mechanismen, welche bei einer stationären isolierten Untersuchung des IVR ERVC- Phänomens nicht erfasst werden können, aber von großer Bedeutung für den Unfallverlauf und die Unfallkonsequenzen sein könnten, simuliert und ihr Einfluss auf das Unfallgeschehen untersucht werden.

Das Modell für den Wärmeübergang am unteren Teil des Reaktordruckbehälters im MELCOR- Code ist in der Lage, die Prozesse im und außerhalb des Reaktordruckbehälters während des Unfallverlaufs miteinander zu koppeln. Wie in Abbildung 2-25 zu sehen ist, wird der IVR ERVC Prozess mit einer Reihe hydrodynamischer Kontrollvolumen und Strömungspfade modelliert. Die Reaktordruckbehälterwände, Isolierungen und Kavitätswände werden mit Wärmeleitungspaketen modelliert. Nur der Druckbehälterboden wird mit einem unabhängigen Vernetzungsmodell modelliert.

Unfallverlauf beim IVR ERVC

Das passive Sicherheitssystem ist ausgelegt, um einen Verlust der Wärmesenke und ein Austreten der Kernschmelze aus dem Reaktordruckbehälter zu vermeiden. Wenn die Austrittstemperatur aus dem Reaktorkern 922.05 K überschreitet, wird die Reaktorgrube mit Wasser aus dem IWRTS (*in-containment refueling water storage tank*) geflutet. In den Studien [152, 154] beginnt das Unfallgeschehen mit einem großen Rohrbruch an der Reaktorkühlmittelzuleitung, welcher durch einen Stromausfall begleitet wird. Zu Beginn des Unfallgeschehens tritt eine große Menge an Kühlmittel in das Containment aus und initialisiert so den Betrieb des passiven Sicherheitssystems. Nachdem der Inhalt des ACC (accumulator) Wasser- Druckspeichers zur Kühlung aufgebraucht ist, sinkt das Wasserniveau im Reaktor und der Reaktorkern fängt an zu schmelzen. Die Reaktorkernstrukturen fallen auf den Boden des Reaktordruckbehälters und die Kernschmelze wird gebildet. Die örtliche Zusammensetzung der Kernschmelze ist in Abbildung 2-26 illustriert. MP2 steht für die metallische Kernschmelze, MP1 steht für die Oxidkernschmelze und PD für feste partikelförmige Trümmer am Boden. Die Oxidkernschmelze beginnt 8000 Sekunden nach Unfallanfang zu entstehen und nimmt 24000 Sekunden nach Unfallanfang ein Volumen von 12,6 m³ ein. Danach bleibt das Volumen konstant, was den Eintritt eines quasistationären Zustands bedeutet. Somit wird der obere Bereich von der Fe – Zr- Schmelze, der mittlere von der UO₂ – ZrO₂ Oxidschmelze und der untere von den partikelförmigen Trümmern eingenommen.

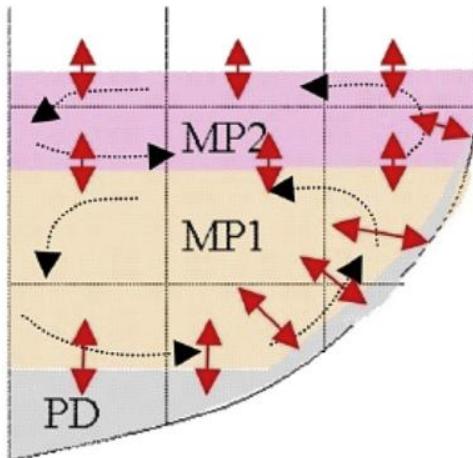


Abbildung 2-26: Verteilung der Reaktorkernschmelze am Druckbehälterboden [152, 154].

2000 Sekunden nach Unfallanfang beträgt die Wassereintrittstemperatur in die Reaktorgrube 57 °C, sie ist somit unterkühlt. Nach Aufnahme der Nachzerfallswärme, steigt die Temperatur auf 101 °C, was ein Kelvin über der Sättigungstemperatur bei Atmosphärendruck liegt. Die Strömung im IVR ERVC Strömungspfad entsteht durch Naturkonvektion, welche von der Nachzerfallswärme angetrieben wird. Zu Beginn, liegt das Fluid einphasig in flüssiger Form vor und der Massenstrom steigt zu dem Zeitpunkt 20000 Sekunden nach Unfallanfang bis auf 600 kg/s an. Darauffolgend, liegt die Strömung zweiphasig vor und der Massenstrom fängt an stark anzusteigen. Zu dem Zeitpunkt 24000 Sekunden nach Unfallanfang beträgt der Massenstrom 1217 kg/s.

Theoretische Grundlagen

Eine weitere sehr wichtige Erkenntnis aus dieser Systemrechnung ist, dass sich die örtliche Wärmestromdichteverteilung über dem Reaktordruckbehälterboden ändert. Somit liegt die maximale Wärmestromdichte zu dem Zeitpunkt 12000 Sekunden nach Unfallanfang bei der Winkelkoordinate 37° des kreisförmigen Bodens vor. Dies ist ein grundlegender Unterschied zu stationären Studien. Die Verläufe der IVR ERVC- Parameter aus der Studie [154, 156] sind im Abbildung 2-27 zu finden.

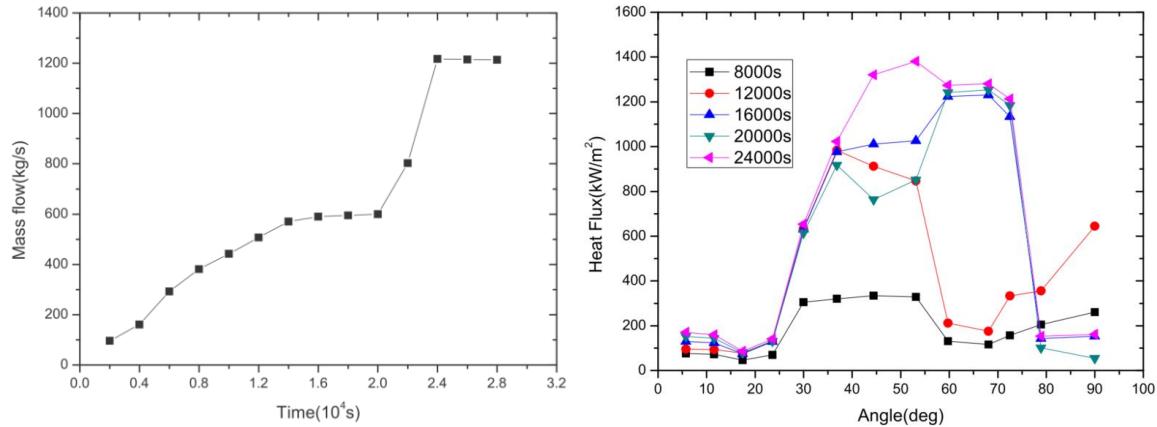


Abbildung 2-27: Massenstromverlauf im IVR ERVC- Strömungspfad während des Unfallverlaufs (links) und Wärmestromdichteverlauf über dem Reaktordruckbehälter während des Unfallverlaufs (rechts) [154].

Nachdem die Strömungsbedingungen bei dem IVR ERVC- Sicherheitssystem berechnet waren, wurde zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte während des simulierten Unfallverlaufs entlang des Reaktordruckbehälters übergegangen. Das in der Studie [154] verwendete theoretische Modell für die Berechnung der kritischen Wärmestromdichte basiert auf dem „Bubble Crowding“- Mechanismus [109], welcher in einem der folgenden Abschnitte näher erläutert wird. Ein weiterer entscheidender Unterschied zwischen dieser Simulation und den experimentellen Untersuchungen aus den vorigen Abschnitten, ist der sich ausweitende Strömungsquerschnitt, welcher in unterschiedlichen Massenstromdichten am Druckbehälterboden und am zylindrischen Teil resultiert. Dieser resultiert wiederum in einer anderen Verteilung der kritischen Wärmestromdichten. Die kritische Wärmestromdichte ist an den meisten Positionen 24000 Sekunden nach Unfallbeginn höher als bei 20000 Sekunden. Allerdings sind die Wärmestromdichteverteilungen zu diesen zwei Zeitpunkten sehr ähnlich, was in einer höheren thermischen Belastung zum Zeitpunkt 20000 Sekunden nach Unfallbeginn resultiert. Dies ist ersichtlich, da der Massenstrom 24000 Sekunden nach Unfallbeginn viel höher ist.

Im Ergebnis dieser Studie wird die kritische Wärmestromdichte 20000 Sekunden nach Unfallbeginn überschritten. Dies bedeutet das Versagen des IVR ERVC- Sicherheitssystems ein Schmelzen des Reaktordruckbehälters und ein Austreten der Kernschmelze. Dieses Ergebnis zeigt, dass stationäre Studien ohne Berücksichtigung der transienten Prozesse in- und außerhalb des Reaktordruckbehälters und deren Interaktion nicht immer konservativ sind.

2.3.1.3 Generelle Strömungsverhältnisse im IVR ERVC

Die Tabellen (2.1, 2.2) fassen die Ergebnisse der für das IVR ERVC wichtigsten Studien zusammen. Basierend auf den Versuchsdaten der aufgelisteten Experimente und den Systemcodesimulationen des Reaktorgesamtsystems samt passiven Sicherheitssystems, kann davon ausgegangen werden, dass der Systemdruck bei der Siedekrise im vorliegenden Anwendungsfall gleich dem Containment- Druck addiert mit dem Druck der Wassersäule über der Siedekrise- Stelle zu erwarten ist. Bei den verschiedenen Leistungsklassen ist eine Massenstromdichte von bis zu $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ zu erwarten, und die Fluidtemperatur liegt unterkühlt in einem Bereich von einigen Zehn Kelvin unter der Sättigungstemperatur bis knapp unter der Sättigungstemperatur vor. Des Weiteren ist davon auszugehen, dass es infolge von Zweiphaseninstabilitäten zu Oszillationen der Massenstromdichte mit Perioden von bis zu 100 s und einer relativen Amplitude von bis zu 100 % und sogar Rückströmungen kommen kann.

Studie	Strömungsbedingungen	Kritische Wärmestromdichte	Bemerkung
ULPU [92]	Massenstromdichte \dot{m} : $k \cdot A$ Eintrittsunterkühlung $k \cdot A$ Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: Atmosphärisch + Druck der Wassersäule ca. 1,45 bar Massenstromoszillationen: Periode: 10-100 s	-	Maßstabsgereue Nachbildung des IVR ERVC- Strömungspfads des oberen zylindrischen Teils eines Segments des IVR ERVC Strömungspfades eines VVER-400 unter Naturkonvektion
ULPU 2000 [93, 94, 95]	Massenstromdichte \dot{m} : $279 - 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ Eintrittsunterkühlung $\Delta T_U = 10-13 \text{ K}$ Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: Atmosphärisch + Druck der Wassersäule ca. 1,45 bar	$855-1786 \text{ kW/m}^2$	Maßstabsgereue Nachbildung eines Segments des IVR ERVC-Strömungspfades des AP-600 Kernreaktors unter Naturkonvektion mit der Möglichkeit der Variation von geometrischen Parametern des Kanals
ULPU 2400 [25]	Massenstromdichte \dot{m} : $497 - 994 \text{ kg/m}^2\text{s}$ Eintrittsunterkühlung $\Delta T_U = 10-13 \text{ K}$ Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: Atmosphärisch + Druck der Wassersäule ca. 1,45 bar	$1126-2028 \text{ kW/m}^2$	Maßstabsgereue Nachbildung eines Segments des IVR ERVC-Strömungspfades des AP-1000 Kernreaktors unter Naturkonvektion mit der Möglichkeit der Variation von geometrischen Parametern des Kanals
REPEC-II [30, 31, 103]	Massenstromdichte \dot{m} : $250 - 550 \text{ kg/m}^2\text{s}$ Eintrittsunterkühlung $\Delta T_U = 11 \text{ K}$ Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: Atmosphärisch + Druck der Wassersäule ca. 1,5 bar Massenstromoszillationen: Relative Amplitude: 0,1-2 Periode: 30-100 s	$900-1400 \text{ kW/m}^2$	Maßstabsgereue Nachbildung eines Segments des IVR ERVC-Strömungspfades des CAP-1400 Kernreaktors unter Naturkonvektion mit der Möglichkeit der Variation von geometrischen Parametern des Kanals

Theoretische Grundlagen

MELCORE Code [152, 154]	Massenstromdichte \dot{m} : $100 - 1200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ Eintrittsunterkühlung bezogen auf den Systemdruck: $\Delta T_U=5 \text{ K}$ Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: Atmosphärisch + Druck der Wassersäule ca. 1,2 bar	60-1680 kW/m ²	Gekoppelte Simulation der Bereiche innerhalb und außerhalb des Reaktordruckbehälters bei einem transienten Unfallszenario für den Fall eines großen Kernreaktors der 1700 MW- Klasse
KAIST [100]	Massenstromdichte \dot{m} : $0 - 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ Eintrittsunterkühlung bezogen auf den Systemdruck: $\Delta T_U=2-25 \text{ K}$ Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: Atmosphärisch 1 bar	1050-1400 kW/m ²	Maßstabsgetreu Nachbildung des IVR ERVC- Strömungspfads eines APR1400 bei erzwungener Konvektion
SULTAN [32]	Massenstromdichte \dot{m} : $5 - 5000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ Eintrittstemperatur in den Kanal: $T_{Ein}=50-180 \text{ }^\circ\text{C}$ Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: $p=1-10 \text{ bar}$ Wasserspalt über dem Heizer: $s=3-15 \text{ cm}$ Neigungswinkel: $\vartheta = 0 - 90^\circ$	300-1000 kW/m ²	Experimente in einem rechteckigen einseitig beheizten Kanal mit verstellbarer Spaltbreite und Neigungswinkel bei erzwungener Konvektion $L_{Beheizt} = 4 \text{ m}$
Iwaki et. Al [96]	Massenstromdichte \dot{m} : $430 - 1900 \text{ kg/m}^2\text{s}$ Lokale thermodynamische Qualität an der CHF-Stelle: $x=-0,026 - 0,0031$	1050-2800 kW/m ²	Experimente in einem rechteckigen einseitig beheizten Kanal mit verstellbarem Neigungswinkel bei erzwungener Konvektion $L_{Beheizt} = 0,6 \text{ m}$

Theoretische Grundlagen

	<p>Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: $p=1-6$ bar</p> <p>Wasserspalt über dem Heizer: $s=15$ cm</p> <p>Neigungswinkel: $\vartheta = 50 - 90^\circ$</p>		
State Power Investment Corporation Research Institute [165]	<p>Massenstromdichte \dot{m}: $185 - 555 \text{ kg/m}^2\text{s}$</p> <p>Eintrittstemperatur in den Kanal: $T_{Ein}=90-100^\circ\text{C}$</p> <p>Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: k. A</p> <p>Wasserspalt über dem Heizer: $s=15$ cm</p> <p>Neigungswinkel: $\vartheta = 30 - 90^\circ$</p>	800-1600 kW/m ²	Experimente in einem rechteckigen einseitig beheizten Kanal mit verstellbarem Neigungswinkel bei erzwungener Konvektion $L_{Beheizt} = 0,08 \text{ m}$
TESEC [166]	<p>Massenstromdichte \dot{m}: $370 - 540 \text{ kg/m}^2\text{s}$</p> <p>Eintrittstemperatur in den Kanal: $T_{Ein}=95^\circ\text{C}$</p> <p>Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: $p=1$ bar</p> <p>Wasserspalt über dem Heizer: $s=6,1$ cm</p> <p>Neigungswinkel: $\vartheta = 10 - 90^\circ$</p>	1500-2500 kW/m ³	Experimente in einem rechteckigen einseitig beheizten Kanal mit verstellbarem Neigungswinkel bei erzwungener Konvektion $L_{Beheizt} = 0,055 \text{ m}$

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Studien zum Siedekrisenphänomen im IVR ERVC- Strömungspfad.

Studie	Formel	Anwendungsbereich
ULPU 2000 [93, 94, 95], ULPU 2400 [25]	$q_{chf}(\vartheta) = 490 + 30,2 \cdot \vartheta - 8,88 \cdot 10^{-1} \cdot \vartheta^2 + 1,35 \cdot 10^{-2} \cdot \vartheta^3 - 6,65 \cdot 10^{-5} \cdot \vartheta^4$	Systemdruck p : Atmosphärisch + 4-6 m Wassersäule

		<p>Eintrittsunterkühlung bezogen auf den Systemdruck:</p> <p>10-13 K</p> <p>Neigungswinkel:</p> <p>$\vartheta = 0 - 90^\circ$</p>
SULTAN [32]	$q_{chf} = A_0(s, p, G) + A_1(s, G) * x + A_2(s) * x^2 + A_3(s, p, G, x) * \Theta + A_4(s, p, G, x) * \Theta^2$	<p>Massenstromdichte \dot{m}:</p> <p>5 – 5000 kg/m^2s</p> <p>Eintrittstemperatur in den Kanal:</p> <p>$T_{Ein} = 50-180^\circ C$</p> <p>Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: $p=1-10$ bar</p> <p>Wasserspalt über dem Heizer: $s=3-15$ cm</p> <p>Neigungswinkel:</p> <p>$\vartheta = 0 - 90^\circ$</p>
Iwaki et. Al [96]	$q_{chf} = -3626,79 * p^2 - 2,45025 * 10^{-4}G^2 - 434757 * x^2 + 0,0610736 * \vartheta^2 + 2263,69 * p + 0,914268 * G - 14657,4 * x + 0,300264 * \vartheta + 35,5521 * p * \vartheta - 2,30392 * 10^{-3} * G * \vartheta + 136,071 * x * \vartheta + 0,0152043 * p * G - 1993,24 * p * x - 6,65384 * G * x - 88,0463$	<p>Massenstromdichte \dot{m}:</p> <p>430 – 1900 kg/m^2s</p> <p>Lokale thermodynamische Qualität an der CHF-Stelle:</p> <p>$x=-0,026 - 0,0031$</p> <p>Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: $p=1-6$ bar</p> <p>Neigungswinkel:</p> <p>$\vartheta = 50 - 90^\circ$</p>
KAIST [100]	$q_{chf} = C(1,2 + 0,004G)^{0,4}$ $C = 950 + 2,25(\Delta T_U - 2)$	<p>Massenstromdichte \dot{m}:</p> <p>0 – 300 kg/m^2s</p> <p>Eintrittsunterkühlung bezogen auf den Systemdruck ΔT_U:</p> <p>0 – 25 K</p> <p>Systemdruck am Ende der beheizten Strecke: $p \sim 1,3$ bar</p>

		Neigungswinkel: $\vartheta \sim 90^\circ$
--	--	--

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der Korrelationen zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte im IVR ERVC-Strömungspfad.

2.3.2 Versuche zur Siedekrise bei oszillierender Massenstromdichte

Wie aus den in Kapitel 2.3.1 vorgestellten Experimenten an der REPEC-II Anlage hervorgeht [30, 31, 103], ist beim Zweiphasennaturkonvektionskreislauf, wie er im IVR ERVC-Strömungspfad zu finden ist, in Abhängigkeit von den Systemparametern durchaus mit Massenstromoszillationen zu rechnen. Dies bringt die Notwendigkeit mit, den Einfluss der Schwankungen auf das sicherheitskritische Phänomen der Siedekrise zu untersuchen.

Anders als bei den in Kapitel 2.3.1 erwähnten Versuchen [30, 31, 103], bei denen das Eintreten der Siedekrise in Abhängigkeit systemspezifischer Bedingungen, welche teilweise zu Strömungsoszillationen führen, untersucht wurde, gab es Studien, die den Einfluss von Strömungsoszillationen durch systematische Variierung der Oszillationsparameter wie relative Amplitude $\frac{\Delta G}{G}$ und Oszillationsperiode τ untersucht haben. Weiterhin gab es einige Studien, die den Einfluss systemspezifischer Instabilitäten auf das Eintreten der Siedekrise untersucht haben. An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass sich die überwiegende Mehrheit dieser Studien mit der Siedekrise 2.er Art („Dryout“) beschäftigt haben, und deren Erkenntnisse und Korrelationen nur bedingt anwendbar sind, weswegen in diesem Abschnitt nicht näher auf sie eingegangen und stattdessen auf die Literatur verwiesen wird [34, 39-43, 105-108].

Dieser Abschnitt dient zur Einführung in die in der Literatur vorhandenen Grundlagen zur Siedekrise 1.er Art („Departure from nucleate Boiling“) bei oszillierenden Massenstromdichten.

2.3.2.1 Experiment zum Einfluss des Neigungswinkels und der Massenstromschwankungen auf die Siedekrise

Eine für das Phänomen der Siedekrise bei oszillierenden Massenstromdichten, in Bezug auf die Geometrie, im Falle des IVR ERVC relevanteste Studie wurde von Hayes et al. im Jahr 2004 veröffentlicht [44]. Für die Experimente in dieser Studie wurde ein rechteckiger einseitig beheizter Kanal mit variabler Kanalneigung mit, einem durchströmten Querschnitt von $2 \times 2 \text{ cm}^2$ und einer beheizten Länge von 28 cm verwendet (Abbildung 2-28). Die Massenstromdichte wurde mit einer Pumpe eingestellt, und die Oszillationsparameter relative Amplitude $\frac{\Delta G}{G}$ und Oszillationsperiode τ wurden variiert. Die Massenstromoszillationen wurden mit einem Regelventil eingestellt. An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass es sich bei dem Testfluid in dieser Studie nicht um Wasser, sondern um das Modellfluid PF-5060 handelte. Außerdem hat der Bereich der präsentierten Massenstromdichtevariation mit G : 110- 420 $\text{kg/m}^2\text{s}$ nur einen Teil des beim IVR-ERVC erwarteten Massenstrombereichs abgedeckt. Schließlich wurden keine genauen Angaben zum Systemdruck gemacht, außer dass die Experimente als „Niederdruckversuche“ bezeichnet wurden.

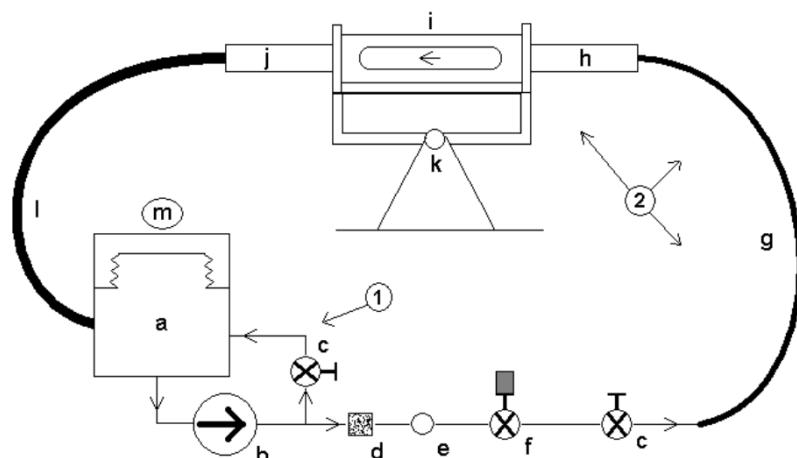


Abbildung 2-28: Versuchsanlage [44].

Theoretische Grundlagen

Dennoch trug diese Studie mit den veröffentlichten Trendverläufen und insbesondere den optischen Betrachtungen des Siedekrisenphänomens zum qualitativen Verständnis bei oszillierenden Massenstromdichten bei. Die veröffentlichten Ergebnisse zeigen Daten zur kritischen Wärmestromdichte bei einer mittleren Massenstromdichte $G=110 \text{ kg/m}^2\text{s}$, einer relativen Amplitude $\frac{\Delta G}{G} = 1$ und Oszillationsperiode $\tau = 10 \text{ sec}$ in Abhängigkeit der Eintrittsunterkühlung ΔT_U bei vertikal nach oben durchströmter Teststrecke und mit der Strömung unterhalb des horizontal angeordneten Heizers, was dem zylindrischen und dem unteren Teil des Reaktordruckbehälters entspricht. Der zweite veröffentlichte Datensatz zeigt ebenso die kritische Wärmestromdichte in Abhängigkeit der Eintrittsunterkühlung ΔT_U allerdings bei einer mittleren Massenstromdichte von $G=260 \text{ kg/m}^2\text{s}$, einer relativen Amplitude $\frac{\Delta G}{G} = 0,3$ und einer Oszillationsperiode $\tau = 10 \text{ sec}$. Bei beiden Parameterkombinationen wird im Falle der vertikal nach oben durchströmten Teststrecke von einer wesentlichen Reduktion der kritischen Wärmestromdichte, insbesondere bei höherer relativer Oszillationsamplitude, berichtet. Im Falle der horizontalen Teststrecke mit von unten angeströmten Heizer, schien der Effekt der Oszillationen vernachlässigbar zu sein. Bei beiden Kanalanordnungen bewirkt eine höhere Eintrittsunterkühlung ΔT_U eine Verstärkung des Einflusses der Oszillationen.

Im Falle der vertikal nach oben durchströmten Teststrecke, war der Einfluss der Oszillationen bei einer gegen den Sättigungspunkt gehenden Eintrittsunterkühlung kaum sichtbar. Die Autoren schlussfolgern, dass im Falle niedriger Unterkühlung das Eintreten der Siedekrise von der Dynamik der Blasenkoaleszenz auf der Heizfläche bestimmt wird, da die Kondensation der Blasen vernachlässigbar ist. Bei hoher Eintrittsunterkühlung hingegen, dringen die Dampfblasen in die unterkühlte Kernströmung ein, was zu einer erhöhten Kondensationsrate führt. Massenstromoszillationen haben laut den Autoren dieser Studie einen schwachen Einfluss auf das Geschehen auf der Heizfläche. Hingegen haben Strömungsoszillationen einen entscheidenden Einfluss auf die Kondensationsraten über der wandnahen Dampfschicht. Daraus schlussfolgernd, haben Strömungsoszillationen einen schwachen Einfluss auf die Siedekrise bei niedrigen Eintrittsunterkühlungen und einen verstärkten bei hohen, da in diesem Fall die Kondensationsraten das Eintreten der Siedekrise mitbestimmen.

Im Gegensatz zu den Versuchen bei vertikal nach oben durchströmter Teststrecke wirkten sich die Oszillationen bei horizontaler Teststrecke mit der Strömung unter dem Heizer vorwiegend positiv auf die kritische Wärmestromdichte aus. Nur bei zwei der veröffentlichten Messpunkte bewirkten die Strömungsoszillationen eine Herabsetzung der kritischen Wärmestromdichte. Bei dem Parametersatz mit niedriger Massenstromdichte $G=110 \text{ kg/m}^2\text{s}$ bewirkte eine Verringerung der Eintrittsunterkühlung zunächst eine Verstärkung des positiven Effektes der Oszillationen. Dieser Prozess erreichte ein Maximum, nach dem der positive Einfluss der Oszillationen geschwächt wurde, bis die Oszillationen schließlich eine Herabsetzung der kritischen Wärmestromdichte bewirkte. Bei dem zweiten veröffentlichten Parametersatz mit $G=260 \text{ kg/m}^2\text{s}$ hatten die Massenstromschwankungen bei der stärksten Eintrittsunterkühlung einen negativen Effekt, welcher aber bei niedrigerer Eintrittsunterkühlung dann positiv wurde. Die Autoren erklären den positiven Effekt der Oszillationen anhand optischer Betrachtungen. Zunächst findet eine Ansammlung von Dampfblasen auf der Heizfläche statt, welche eine Formung einer Dampfschicht nach sich zieht, und eine sprunghafte Temperaturerhöhung der Heizfläche bewirkt. Nachdem es dann zu einer Periode hoher Massenstromdichte kommt, strömt eine große Dampfwolke entlang der Heizfläche und zieht mit sich eine große Anzahl an Dampfblasen stromabwärts. Die große Dampfwolke wirkt hierbei destabilisierend auf die Dampfschicht am Heizer und die Wiederbenetzung mit Flüssigkeit findet statt. Das Maximum bei der Erhöhung des positiven Einflusses der Oszillationen und die darauffolgende Verringerung der kritischen Wärmestromdichte blieben allerdings unerklärt.

2.3.2.2 Experimente zum Einfluss von Strömungsinstabilitäten auf die Siedekrise von Mishima et al.

Mishima et al. [104] führten eine Studie mit einer Teststrecke durch, welche ein 1 mm dickes beheiztes, durchströmtes Rohr mit 6 mm Innendurchmesser darstellt (Abbildung 2-29). Die beheizte Länge war 344 mm. Die Experimente fanden bei erzwungener Konvektion, welche durch eine Förderpumpe erzeugt wurde, und Atmosphärendruck statt.

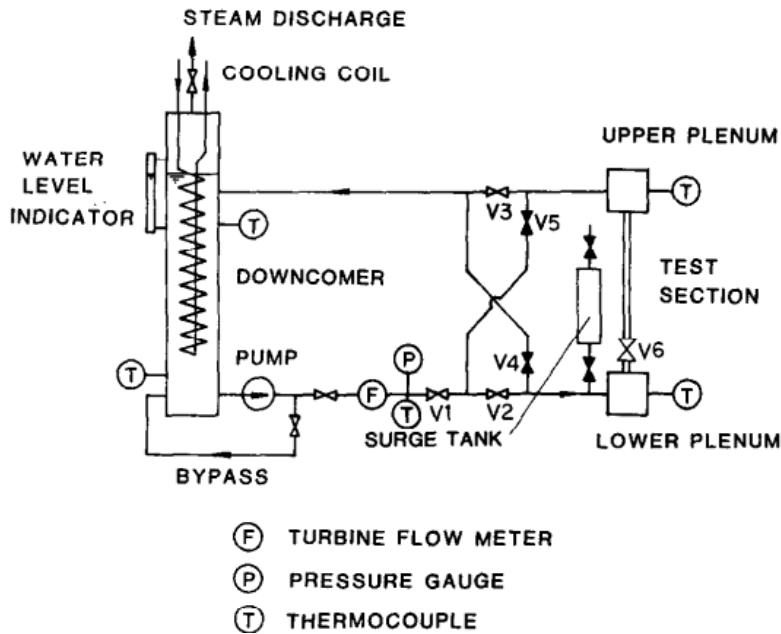


Abbildung 2-29: Versuchsanlage [104].

In dieser Studie wurde das Eintreten der kritischen Wärmestromdichte durch verschiedene Strömungsinstabilitäten beeinträchtigt, einschließlich statischer und dynamischer. Bei den statischen kam es zu einem schlagartigen Einbruch des Massendurchflusses, was auch zu einer Siedekrise führte. In Hinsicht auf die folgende Arbeit, war allerdings der Einfluss dynamischer Instabilitäten, welche in Oszillationen der Massenstromdichte resultierten, interessanter. Die häufigsten unter ihnen waren die Dichtewellenoszillationen und die Druckabfalloszillationen.

Es wurde beobachtet, dass Strömungsoszillationen zu einem frühzeitigen Auftreten der Siedekrise führten. Wobei der negative Einfluss bei kleineren Massenstromdichten stärker war. Da aber die Oszillationsparameter dieser Studie Resultat der Systemparameter wie hydraulischer Widerstand, Massenstromdichte und Heizleistung waren, blieb eine Betrachtung des Einflusses der Oszillationsparameter auf die kritische Wärmestromdichte aus.

2.3.2.3 Experimente zum Einfluss von Strömungsoszillationen auf die Siedekrise von Higono und Otake et al.

Otake et al. [37] und Higono et al. [38] untersuchten den Einfluss von hochfrequenten Oszillationen der Massenstromdichte auf das Eintreten der Siedekrise in einer rechteckigen Teststrecke (Abbildung 2-30) mit einem horizontal angeordneten Kupferfolienheizer auf einer Kanalseite bei 0,1 MPa Systemdruck. Die Strömung in diesem Versuch war über dem Heizer, hatte 20 K Unterkühlung und floss mit einer Massenstromdichte von 270 bis 4070 kg/m²s. Die Oszillationsparameter in dieser Studie betrugen 2-6 Hz Oszillationsfrequenz f und 0,25-0,5 relative Oszillationsamplitude $\frac{\Delta G}{G}$.

Bei den publizierten Messdaten konnte kein durchgehend konsistenter Einfluss der Parameter gedeutet werden. Bei der kleinsten Massenstromdichte in den Experimenten von 270 kg/m²s bewirkte eine Erhöhung der Oszillationsfrequenz auf $f = 4$ Hz bei $\frac{\Delta G}{G} = 0,25$ relativer Amplitude eine Herabsetzung der kritischen Wärmestromdichte, während die kritische Wärmestromdichte bei $f = 2$ Hz gleich der im stationären Fall blieb. Bei einer relativen Amplitude von $\frac{\Delta G}{G} = 0,5$ welche zu einer allgemein stärkeren Verringerung der kritischen Wärmestromdichte führte, hat eine kleinere Oszillationsfrequenz $f = 2$ Hz zu einer stärkeren Verminderung der kritischen Wärmestromdichte geführt.

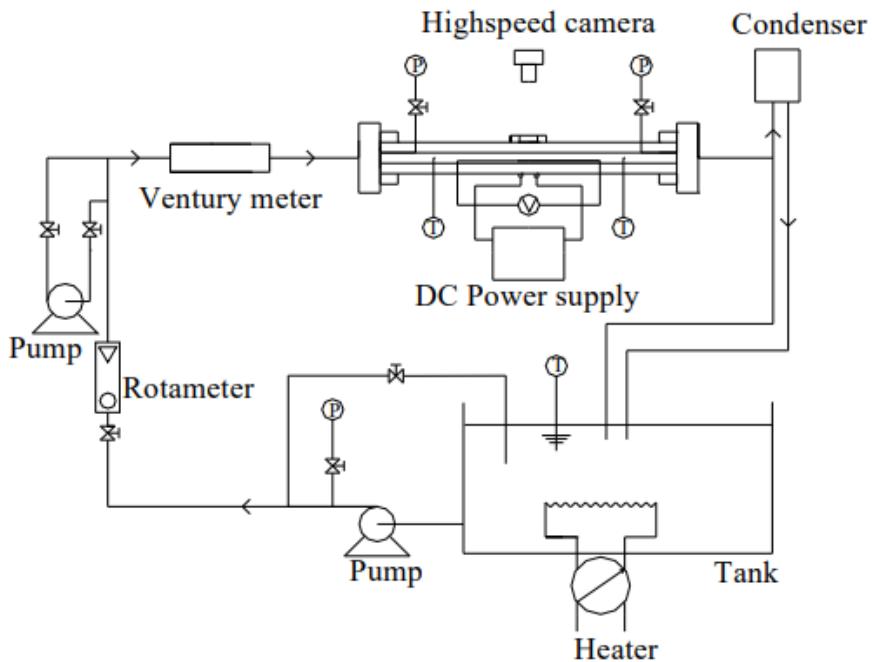


Abbildung 2-30: Versuchsanlage [37, 38].

Bei einer Massenstromdichte von $1380 \text{ kg/m}^2\text{s}$ wirkte sich eine höhere Oszillationsfrequenz im Allgemeinen negativ auf das Eintreten der Siedekrise aus. Während aber eine höhere Oszillationsamplitude bei kleineren Frequenzen $f = 2; 4 \text{ Hz}$ zu einer stärkeren Verminderung der kritischen Wärmestromdichte führte, wurde bei einer Frequenz von 6 Hz eine stärkere Herabsenkung der kritischen Wärmestromdichte bei der kleineren Oszillationsamplitude von $\frac{\Delta G}{G} = 0,25$ beobachtet.

Bei den Versuchen mit $3200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ Massenstromdichte wurde mit höherer Oszillationsfrequenz eine stärkere Verminderung der kritischen Wärmestromdichte beobachtet. Wobei kein wesentlicher Einfluss der Oszillationsperiode festgestellt wurde. Schließlich wurde bei $4070 \text{ kg/m}^2\text{s}$ Massenstromdichte das Gegenteil beobachtet, während die Oszillationsfrequenzen keinen Einfluss auf die kritische Wärmestromdichte hatten, führte eine höhere Oszillationsamplitude zu früherem Eintreten der Siedekrise. Die Autoren gingen nicht näher auf die Messwerte ein.

Aus den in diesem Kapitel aufgeführten Studien wird das nichtlineare Verhalten der kritischen Wärmestromdichte bei Massenstromoszillationen, insbesondere in weiten Variationsbereichen der Versuchsparameter wie Massenstromdichte, Eintrittsunterkühlung und relative Richtung des Gravitationsvektors ersichtlich. Dies bringt, in Bezug auf die Betriebssicherheit des IVR ERVC, die Notwendigkeit mit, die Siedekrise bei oszillierender Massenstromdichte in systemspezifischen Parameterbereichen zu untersuchen.

Obwohl zum jetzigen Zeitpunkt nur eine geringe Anzahl an Studien zum Einfluss von Massenstromoszillationen auf das Eintreten der Siedekrise 1.er Art in der Literatur zu finden ist, kann zusammenfassend festgehalten werden, dass Massenstromoszillationen im IVR ERVC- relevanten Parameterbereich im Falle der vertikal nach oben durchströmten Teststrecke zu einer Herabsenkung der kritischen Wärmestromdichte führen. Wobei sowohl eine höhere relative Amplitude als auch eine höhere Periode der Massenstromoszillationen in einer stärkeren Reduktion der kritischen Wärmestromdichte resultieren. Darüber hinaus ist die Wirkung der Massenstromoszillationen auf die kritische Wärmestromdichte bei höherer Eintrittsunterkühlung ΔT_U stärker. Bei horizontalem, von unten angeströmtem Heizer hingegen können Massenstromoszillationen zu einer Erhöhung der kritischen Wärmestromdichte führen. Damit jedoch der Sachverhalt bei den verschiedenen Bedingungen im IVR ERVC – Strömungspfad qualitativ und quantitativ ersichtlich wird, werden weitere Studien mit dem Prototypenfluid Wasser benötigt, welche einen breiteren Parameterbereich abdecken.

2.3.3 Mechanistische Modelle der Siedekrise

Mechanistische Modelle verfolgen das Ziel, aufbauend auf dem phänomenologischen Verständnis der Siedekrise, die kritische Wärmestromdichte in Abhängigkeit der Systemparameter mit hinreichend guter Genauigkeit vorhersagen zu können. Im Vergleich zu empirischen Korrelationen soll bei den mechanistischen Modellen die Vorhersagegenauigkeit nicht mehr von systemspezifischen Parametern abhängig sein. Hingegen soll die Anwendbarkeit und die Genauigkeit der mechanistischen Modelle von der Angemessenheit der zugrunde liegender Modellansätze für den konkreten Anwendungsfall sein.

Mechanistische Modelle bauen u. a auf optischen Betrachtungen von Siedekrisenexperimenten auf. Bedingt durch die teilweise ungenügende Qualität der Aufnahmen und selten qualitative und quantitative Ergebnisse der optischen Betrachtungen, weisen die mechanistischen Modelle bis heute Schwächen im physikalischen Hintergrundverständnis auf. Dieser Abschnitt dient zur Erläuterung einiger, mit Fokus auf das IVR- ERVC entstandener mechanistischer Modelle und denen zugrunde liegender fundamentaler mechanistischer Modelle aus der Literatur, und bezieht diese auf die zugrunde liegende optischen Betrachtungen und Experimente.

2.3.3.1 Bubble- Crowding Modell

Das von Wiesman und Pei [109] entwickelte Bubble- Crowding Modell basiert auf Beobachtungen einer Blasenschicht nahe dem Heizer bei unterkühltem Sieden [110-114]. Des Weiteren ist anerkannt, dass ein begrenzter Enthalpieaustausch zwischen der Blasenschicht und der Kernströmung einer der Gründe für das Auftreten der Siedekrise 1.er Art ist. Das folgende Modell beschreibt somit den Austausch zwischen Kernströmung und wandnaher Blasenschicht und bezieht diesen auf die Bedingungen, bei denen die Siedekrise eintritt. Folgende Annahmen liegen diesem Modell zugrunde:

- 1) Bei unterkühlten Bedingungen mit niedriger thermodynamischer Qualität ist die Siedekrise, entsprechend dieser Studien [115,116,117] ein lokales Phänomen.
- 2) Während dem unterkühlten Sieden, baut sich die Blasenschicht entlang des Kanals auf, bis sie den Bereich nahe der Wand, wo die Größe turbulenten Wirbel ungenügend für den radialen Blasentransport ist [118], gefüllt hat. An Stelle der Siedekrise wird die maximale Dicke der Blasenschicht angenommen.
- 3) Die Siedekrise tritt ein, wenn der Volumenanteil des Dampfes in der Blasenschicht den (kritischen) Volumenanteil, bei dem eine Reihe ellipsoider Blasen, ohne signifikanten Kontakt untereinander, bestehen kann, überschreitet.
- 4) Der Volumenanteil des Dampfes in der Blasenschicht wird von dem Gleichgewicht zwischen dem von der Blasenschicht weg strömenden Dampf und der zuströmenden Flüssigkeit bestimmt. Dies wird mit der Annahme begründet, dass inzwischen der Blasenschicht eintretende Flüssigkeit zur Dampfproduktion verwendet werden. Dies bedeutet, dass die Zwischenräume in der Blasenschicht mit turbulenten Flüssigkeit gefüllt sind und die Turbulenz von der Präsenz der Blasen und dem Siedeprozess verstärkt wird. Die kritische Transportrate tritt logischerweise am Rand der Blasenschicht auf, wo diese weniger von dem Siedeprozess verstärkt wird.

In ihrer Studie [118] wiesen Lee und Durst darauf hin, dass in Bereichen mit hoher Blasenkonzentration an der Wand die Größe turbulenter Wirbel zu klein für einen Transport der Blasen sind. Somit bewegen sich diese Blasen wie in einer laminaren Strömung. Weiterhin deuten Sie darauf hin, dass eine vollständige Beschreibung die Aufteilung in einen Wandbereich, eine Pufferzone und einen Kernbereich erfordern würde. Allerdings bemerken Sie, dass die Pufferzone sehr eng wäre und eine Modellierung nur mit einem Wand- und Kernbereich möglich ist.

Während sich die Blasenkonzentration in der Pufferzone und wahrscheinlich in dem wandnahen Bereich stark ändert, deuten optische Betrachtungen darauf hin, dass sie sich in dem Kernbereich der Blasenschicht nur sehr wenig ändert. Somit wird angenommen, dass die Dampfqualität in der Blasenschicht x_2 konstant ist (Abbildung 2-31).

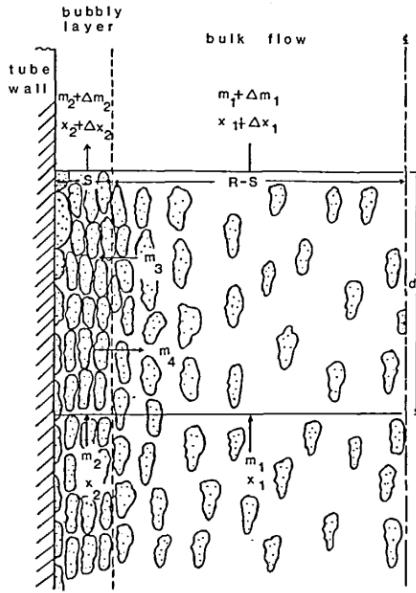


Abbildung 2-31: Schema des Austauschs zwischen Kernströmung und Blasenschicht [109].

Zum axialen Zu- und Abfluss aus dem Blasenschicht- Kontrollvolumen kommt der radiale Austausch zwischen Blasenschicht und Kernströmung hinzu. Wenn \dot{m}_3 den Zufluss aus der Kernströmung in die Blasenschicht und \dot{m}_4 den Abfluss aus der Blasenschicht in die Kernströmung bezeichnen, lässt sich die Massenbilanz in der Blasenschicht wie folgt formulieren:

$$\dot{m}_3 = \Delta\dot{m}_2 + \dot{m}_4 \quad 2-32$$

Und die Massenbilanz der Flüssigkeit in der Blasenschicht ergibt sich bei Vernachlässigung der Terme zweiter Ordnung zu:

$$\dot{m}_3(1 - x_1) = \frac{q_V(2\pi r)\Delta z}{\Delta h_v} + \dot{m}_2(\Delta x_2) + \Delta\dot{m}_2(1 - x_2) + \dot{m}_4(1 - x_2) \quad 2-33$$

Wobei q_V den zu Verdampfung führenden Anteil der Wärmestromdichte und r den Außenradius des beheizten Rohrs bezeichnen. Bei Kombination dieser Massenbilanzen wird erhalten:

$$\dot{m}_3(x_2 - x_1) = \frac{q_V(2\pi r)\Delta z}{\Delta h_v} - \dot{m}_2(\Delta x_2) \quad 2-34$$

Dieser Ausdruck kann umgeschrieben werden bei einem Ersatz von \dot{m}_3 durch die Massenstromdichte $G_3 = \frac{\dot{m}_3}{2\pi(r_0-s)\Delta z}$ zu:

$$G_3(x_2 - x_1) = \frac{q_V r_0}{\Delta h_v(r_0 - s)} - \frac{\dot{m}_2(\Delta x_2)}{2\pi(r_0 - s)\Delta z} \quad 2-35$$

Wobei r_0 den Radius an der Grenze zwischen Blasenschicht und Kernströmung und s die Dicke der Blasenschicht bezeichnen (Abbildung 2-31). Weiter vereinfacht wird dieser Ausdruck bei der gerechtfertigten Annahme, dass $\frac{r_0}{r_0-s}$ gegen Unendlich geht und, dass bei Siedekrisenbedingungen der Term $\frac{\dot{m}_2(\Delta x_2)}{2\pi(r_0-s)\Delta z}$ vernachlässigbar ist:

$$G_3(x_2 - x_1) = \frac{q_V}{\Delta h_v} \quad 2-36$$

Des Weiteren wird die Formulierung aus [119] verwendet:

$$q_v = \frac{q(h' - h)}{(h'' - h)} \quad 2-37$$

Erfolgt die dimensionslose Schreibweise zu:

$$\frac{q}{\Delta h_v G_3} \frac{(h' - h)}{(h'' - h)} = (x_2 - x_1) \quad 2-38$$

Ausgehen aus den dem Modell zugrunde liegenden Annahmen ist die Wärmestromdichte aus Gl. 2-38 die kritische Wärmestromdichte, wenn x_2 der kritischen Dampfqualität entspricht, bei der eine Reihe ellipsoider Blasen in der Blasenschicht an der Wand, ohne signifikanten Kontakt untereinander bestehen kann. Wobei x_1 die Dampfqualität in der Kernstromdung und h die Gesamtenthalpie der Strömung am Ort des Auftretens der Siedekrise bezeichnen.

Auf die detaillierte Ausarbeitung dieses Modells wird in diesem Kapitel nicht weiter eingegangen und stattdessen auf entsprechende Literatur verwiesen [109]. Die Autoren des Modells geben den optimalen Anwendungsbereich bei Systemdrücken zwischen 20 und 205 bar, einer Massenstromdichte zwischen 975 und 13600 kg/m²s, einer beheizten Länge bis 3600 mm, einem Durchmesser zwischen 1,15 und 37,5 mm und einem volumetrischen Dampfanteil der Strömung unter 0,6 an.

2.3.3.2 Liquid-sublayer dryout Modell

Das Konzept des Liquid-sublayer dryout Modells wurde anfangs von Haramura und Katto für das Behältersieden [121] vorgeschlagen. Später erweiterten Lee und Mudawar [120] dieses Modell auf das Strömungssieden. Kleinere an der Heizfläche entstehende Blasen sammeln sich, wachsen und bewegen sich stromabwärts entlang der Heizfläche (Abbildung 2-32).

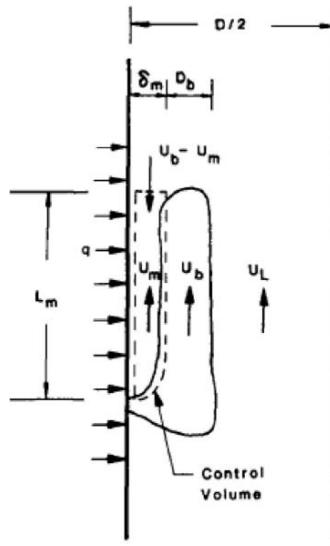


Abbildung 2-32: Schema des Austauschs zwischen Kernströmung und Blasenschicht [120].

Das Modell basiert auf der Annahme, dass ein dünner Flüssigkeitsfilm über dem Heizer fließt. Im Falle des Auftretens von Helmholtz-Instabilitäten an der Grenzfläche zwischen Flüssigkeitsunterschichtfilm und der Blasenschicht, tritt die Siedekrise auf, wenn die Verdampfungsrate des Flüssigkeitsunterschichtfilms die Förderrate von Flüssigkeit in den Flüssigkeitsunterschichtfilm aus der Kernströmung überschreitet. Die Förderrate von Flüssigkeit in den Flüssigkeitsunterschichtfilm ist eine Funktion der Geschwindigkeit der Dampfschicht und der Flüssigkeitsgeschwindigkeit in der Mitte der Blasenschicht. Die Berechnung der Flüssigkeitsgeschwindigkeit in der Mitte der Blasenschicht basiert auf der Dreischichtgeschwindigkeitsverteilung von Karman [119]. Die Länge der Blasenschicht entspricht der kritischen Wellenlänge von Helmholtz. Die Dicke der Flüssigkeitsunterschicht wurde, basierend auf dem Impulsgleichgewicht zwischen Verdampfung der Flüssigkeitsunterschicht und auf die Blasen ausgeübter Querkraft, berechnet.

Theoretische Grundlagen

Allerdings lieferte das Modell von Lee und Mudawar [120] bei niedrigen Drücken keine guten Ergebnisse. Katto et al. [12, 122] entwickelten ein bei niedrigen Drücken anwendbares „Liquid-sublayer dryout“ Modell durch Einführen einer Reihe empirischer Geschwindigkeitskoeffizienten zur Berechnung der Geschwindigkeit der Blasenschicht. Obwohl dieses Modell bei niedrigeren Drücken von bis zu 0,1 MPa bessere Ergebnisse lieferte, gilt es wegen der vielen empirischen Koeffizienten und deren linearen Zusammenhangs mit der kritischen Wärmestromdichte als empirische Korrelation.

Hingegen nimmt das Modell von Celata et al. [123] an, dass die Dampfschicht sich entwickeln kann und nur im wandnahen Bereich existiert, wo die örtliche Flüssigkeitstemperatur über der Sättigungstemperatur liegt. Unter Beachtung der Temperaturverteilung von der Heizfläche bis hin zum Zentrum der Kernströmung, wird es in einer bestimmten Entfernung von der Heizfläche einen Punkt geben, an dem die Temperatur der Sättigungstemperatur bei dem örtlichen Druck entspricht. Den Bereich zwischen Heizer und diesem Punkt y^* definierten Celata et al. [123] als „überhitzte Schicht“ (Abbildung 2-33).

Bei einem Abstand größer als y^* von der Heizfläche entfernt wird die Dampfschicht und jede einzelne Blase in der unterkühlten Hauptströmung kondensieren. Unter der Annahme, dass die Dampfschicht infolge des Geschwindigkeitsgradienten in Richtung Mitte des Strömungskanals transportiert wird, wird davon ausgegangen, dass die Position der Dampfschicht in der überhitzten Schicht dem an die Sättigungsbedingung am nächsten liegenden Orts entspricht. D. h. so weit entfernt von der beheizten Wand im Bereich der überhitzten Schicht wie es geht. Die Dicke der Flüssigkeitsunterschicht wird somit als Differenz zwischen der Dicke der überhitzten Schicht und der Dampfschicht definiert. Diese Annahme ist der entscheidende Unterschied zwischen dem weiterentwickelten Modell von Celata [123] und dem von Lee und Mudawar [120].

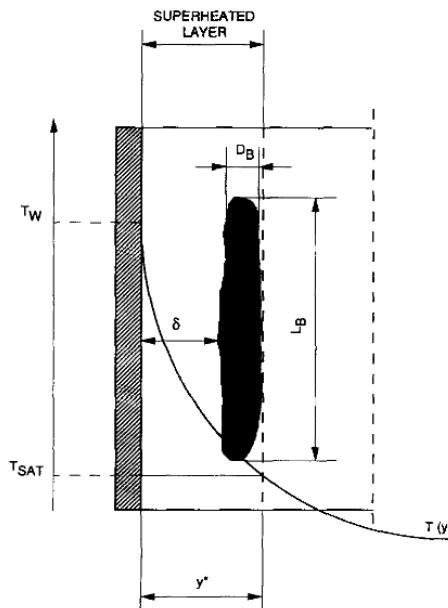


Abbildung 2-33: Schema der überhitzten Schicht [123].

Es wird angenommen, dass die Flüssigkeitsunterschicht unbeweglich an der beheizten Fläche bleibt und über eine sehr geringe Dicke verfügt. Während dessen bewegt sich die Dampfschicht mit der Geschwindigkeit u_B . Demnach ergibt sich die effektive Länge der Dampfschicht zur kritischen Wellenlänge einer Helmholtz Instabilität auf der Dampfflüssiggrenzfläche und wird entsprechend Mudawar [120] und Katto [122] wie folgt berechnet:

$$L_B = \frac{2\pi\sigma(\rho_g + \rho_{fl})}{\rho_g \rho_{fl} u_B^2} \quad 2-39$$

Theoretische Grundlagen

Die Geschwindigkeit der Dampfschicht wird wie in den Vorgängermodellen von Mudawar [120] und Katto [122] durch eine Kräftebilanz an einer sich ablösenden Blase bestimmt. Die Kräftebilanz beinhaltet die entgegen gerichteten Auftriebs- und Reibungskräfte:

$$\frac{\pi}{4} D_B^2 L_B g (\rho_{fl} - \rho_g) = \frac{1}{2} \rho_{fl} C_D (u_B - u_{BL})^2 \frac{\pi D_B^2}{4} \quad 2-40$$

$u_B - u_{BL}$ ist die relative Geschwindigkeit zwischen Dampfschicht und Flüssigkeit an der Mitte der Dampfschicht und wird mit folgendem Ausdruck berechnet:

$$u_B - u_{BL} = \left(\frac{2 L_B g (\rho_{fl} - \rho_g)}{\rho_{fl} C_D} \right)^{0,5} \quad 2-41$$

Der Widerstandsbeiwert C_D wird nach Harmathy [124] und Ishii und Zuber [125] für eine deformierte Blase, dessen Bewegung vom Auftrieb und der Oberflächenspannung bestimmt wird.

$$C_D = \frac{2 D_B}{3 \left(\frac{\sigma}{g (\rho_{fl} - \rho_g)} \right)^{0,5}} \quad 2-42$$

Zur Berechnung des Durchmessers der Dampfschicht D_B wird das Modell von Staub [126] benutzt. Hierfür wird zur Abschätzung des Ablösedurchmessers ein Kräftegleichgewicht über einer wachsenden, sich an der Heizfläche befindenden Blase herangezogen. Hierbei nimmt Staub als Hauptwirkungskräfte die Adhäsive, die Blase an der Heizfläche haltende, Oberflächenkraft und die Blase von der Heizfläche wegtreibende, Auftriebskraft an. Der Ablösedurchmesser resultiert dann aus ihrem Gleichgewicht zu:

$$D_B = \frac{32 \sigma f(\beta) \rho_{fl}}{f G^2} \quad 2-43$$

Wobei β den Kontaktwinkel bezeichnet und $f(\beta)$ eine Funktion des Kontaktwinkels ist und für Wasser einen Wert 0,02-0,03 annimmt, die Autoren dieses Modells benutzen $f(\beta)=0,03$.

Der Reibungsbeiwert f wird mit der Gleichung von Colebrook-White kombiniert mit dem Oberflächenrauigkeitsmodell von Levy [127] berechnet.

Damit schließlich die Geschwindigkeit der Dampfschicht u_B aus Gleichung 2-41 berechnet werden kann, muss die Geschwindigkeit der Flüssigkeit u_{BL} bekannt sein. Diese ist wiederum eine Funktion des Wandabstands und wird mit der Karmanschen Geschwindigkeitsverteilung für den Ort $y = \delta + D_B/2$ (Siehe Abbildung 2-33) berechnet. Das Verfahren zur Berechnung der Geschwindigkeit der Dampfschicht wurde aus dem Modell von Lee und Mudawar [120] übernommen, während sich die Gleichungen für den Durchmesser der Dampfschicht und dem Reibungsbeiwert von denen aus dem Vorgängermodell unterscheiden, da diese für kleinere Drücke unpassend sind.

Die kritische Wärmestromdichte wird entsprechend dem Modell von Katto [122] berechnet. Die minimal notwendige Wärmestromdichte für eine vollständige Austrocknung einer Flüssigkeitsunterschicht mit einer initialen Dicke δ während der Zeitspanne τ bei einer sich mit der Geschwindigkeit u_B bewegenden Dampfschicht mit einer Länge L_B resultiert zu:

$$q_{chf} = \frac{\rho_{fl} \delta \Delta h_v}{\tau} = \frac{\rho_{fl} \delta \Delta h_v}{L_B} u_B \quad 2-44$$

2.3.3.3 Dry patch Modell- Leidenfrosttemperatur

Im Gegensatz zu den in den Abschnitten 2.3.3.1 und 2.3.3.2 beschriebenen Modellen, welche das Eintreten der Siedekrise aus makroskopischer Sicht anhand großskaliger Strömungs- und Wärmeübertragungsprozesse vorhersagen, versucht das „Dry patch Modell- Leidenfrosttemperatur“ von LeCorre [128, 129] das Auftreten der Siedekrise anhand mikroskopischer an einem bestimmten Punkt ablaufender Prozesse zu erklären.

Theoretische Grundlagen

Nach ihrer Literaturstudie zu bestehenden mechanistischen Modellen [109, 120, 121, 130, 131, 132, 133] und experimentellen optischen Betrachtungen kamen die Autoren zu dem Schluss, dass den meisten der bisher bestehenden Modelle es an experimenteller Verifizierung fehlte. Zudem hat eine Bewertung dieser Modelle gezeigt [134], dass die Vorhersagegenauigkeit sich bei der Anwendung auf andere Fluide verschlechterte. Hinzu kommt, dass eine Reihe von Unklarheiten in deren physikalischer Formulierungen bestehen blieben. Daraufhin konzentrierten sich die Autoren auf ein Modell, welches auf örtlicher Wandüberhitzung neben einer entstehenden Blase basierte. Dieser Ansatz wurde bereits von einer Reihe experimenteller Studien [135-144] belegt. Dennoch gab es relativ wenige durchgeführte Arbeiten zur Vorhersage der kritischen Wärmestromdichte basierend auf diesem Ansatz. Hierzu zählen die ersten Versuche von Fiori und Bergles [138] und Van der Molen und Galjee [139], sowie die ausführlichere Arbeit von Bricard et al. [145].

Die Grundannahme dieses Modells ist, dass in jedem Dampfblasenentstehungszyklus die Flüssigkeit an der Phasengrenzfläche in der Flüssigkeitsmikroschicht verdampft. Bei einem Anstieg der Verdampfungsrate trocknet die Flüssigkeitsmikroschicht vollständig aus, was zu einem örtlichen Temperaturanstieg am Heizer führt. Nach Ablösen der Dampfblase findet die Wiederbenetzung des Heizers mit Flüssigkeit statt, wonach die Temperatur am Heizer wieder abfällt. Bei weiterer Erhöhung der Wärmestromdichte, kann während dieses Zyklus die örtliche Temperatur am Heizer so weit ansteigen, bis die Leidenfrost-Temperatur erreicht ist, was ein Wiederbenetzen des Heizers mit Flüssigkeit verhindert. Dieses Modell berücksichtigt ebenso den Einfluss der thermischen Trägheit des Heizers (Abbildung 2-34).

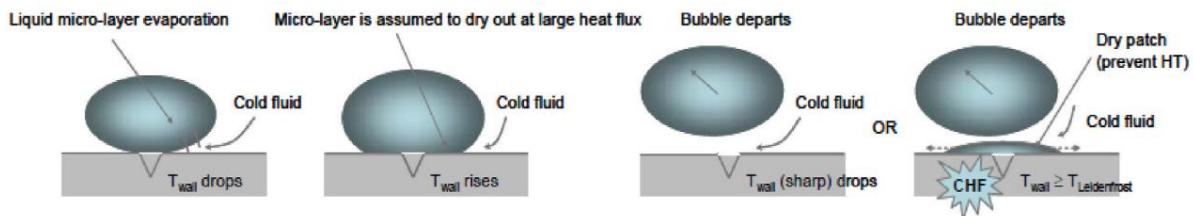


Abbildung 2-34: Modellkonzept von LeCorre [129].

Ähnlich wie in dem Modell von Bricard et al. [145] bilden die instationäre zweidimensionale Wärmeleitung im Heizer mit Blasensieden an der Oberfläche die Grundlage dieses Modells. Eine Reihe von Annahmen unterscheiden sich zu dem Modell in [145]. Das Modell benutzt eine Erweiterung des hochauflösenden Wandsiedemodells als Randbedingung an der Grenzfläche zwischen Heizer und Fluid, bei dem die stochastische Natur des Siedeprozesses berücksichtigt wird. Als Ergebnis liefert dieses Modell eine Verteilung der Wandtemperaturen. Die höchste dieser Temperaturen wird anschließend mit der Leidenfrost- Temperatur $T_{Leidenfrost}$ verglichen, bei der die Wiederbenetzung des Heizers mit Flüssigphase aufgrund übermäßiger Verdampfung verhindert wird. Im Falle des Überschreitens der Leidenfrost-Temperatur setzt die Siedekrise ein.

Allerdings bleibt die Leidenfrost- Temperatur bis heute ein nur ungenügend verstandener Parameter, dessen Vorhersagemodelle und Korrelationen mit starken Abweichungen behaftet sind. Die Autoren benutzten die Korrelation von Bricard et al. [145] bei der die Leidenfrost- Temperatur lediglich eine Funktion des Drucks ist und berechnet wird mit:

$$T_{Leidenfrost} = T_{sät} + 150K \quad 2-45$$

An dieser Stelle sei zu betonen, dass im Rahmen dieses Modells die Leidenfrost- Temperatur als die Temperatur definiert ist, bei der die Heizfläche nicht mehr mit Flüssigkeit benetzt werden kann. Analog dazu ist die Leidenfrost- Temperatur in der übrigen Literatur [192, 193, 174] als die Temperatur definiert, unter der im Strömungsregimen des Filmsiedens (also nach dem Auftreten der Siedekrise) eine Wiederbenetzung der Oberfläche mit Flüssigkeit zustande kommt. Dies passiert typischerweise bei einer Reduzierung der Wärmestromdichte. Eine Anwendung der Berechnungsformeln aus [192, 193, 174] auf den Fall der Siedekrise erscheint jedoch fragwürdig, da die Korrelationen auf Messdaten aus Versuchen bei anderen Strömungsbedingungen (Filmsieden bei schrittweiser Senkung des Wärmestroms) basieren.

Theoretische Grundlagen

2.3.3.4 Bei den REPEC-II Versuchen entstandenes Modell

Im Zuge optischer Betrachtungen bei den REPEC-II Versuchen [31], wurde bei hoher Wärmestromdichte beobachtet, dass die Zweiphasengrenzschicht in dem nach unten gerichteten Teil des Heizers auftrat. Die an dem Heizer entstandenen Blasen wuchsen in größere Blasen zusammen und blockierten der Wärmeübergang von dem Heizer zur Hauptströmung. Die Wärmeabfuhr erfolgt somit hauptsächlich durch den Makro-Flüssigkeitsfilm und ein kleiner Teil der Wärme diffundiert in die Zweiphasengrenzschicht in Form von Verdampfungsenthalpie:

$$q_{chf} = q_{makro} + q_{dif,2Ph} \quad 2-46$$

Wobei q_{chf} die örtliche kritische Wärmestromdichte, q_{makro} die von dem Makro-Flüssigkeitsfilm transportierte Wärmestromdichte und $q_{dif,2Ph}$ die durch die Zweiphasengrenzschicht transportierte Wärme bezeichnen.

Laut diesem Modell befindet sich eine Makroflüssigkeitsschicht im nach unten gerichteten Teil des Heizers um jede große Blase herum. Diese besteht wiederum aus einer Reihe von Flüssigkeitsfilmen. Der Flüssigkeitsfilm beinhaltet zahlreiche Dampfsäulen. Bei gesättigten Bedingungen gleicht der Gasmassenstrom der Dampfsäulen der Dampfproduktionsrate. Dieses Modell unterteilt das Strömungsfeld in drei Segmente: Den Makroflüssigkeitsfilm nahe der beheizten Wand, die Zweiphasengrenzschicht in der Mitte und die einphasige Schicht fernab der Wand (Abbildung 2-35). Das Modell zur kritischen Wärmestromdichte wird unter folgenden Annahmen formuliert:

- 1) Im Falle des Strömungssiedens kommt es zum Anwachsen der Dicke der Zweiphasengrenzschicht hauptsächlich durch die Dampfproduktion stromab, ein kleiner Teil der Dicke kommt direkt von der Wand.
- 2) Die Dicke der Zweiphasengrenzschicht nimmt stromab kontinuierlich zu, die kritische Wärmestromdichte tritt an Stelle maximaler Dicke der Zweiphasengrenzschicht auf
- 3) Wenn die kritische Wärmestromdichte auftritt, wird die Wärme hauptsächlich von der Makroflüssigkeitsschicht unter den Dampfblasen transportiert und ein kleiner Teil dringt durch die Makroflüssigkeitsschicht durch, was zu partieller Verdampfung in der Zweiphasengrenzschicht führt.

Der Massenstrom im Makroflüssigkeitsfilm wird wie folgt formuliert:

$$m_s = \rho_{fl} u_{fl} A_m \quad 2-47$$

Hier bezeichnet m_s die Flüssigkeitsförderrate von stromauf, ρ_{fl} die Dichte der Flüssigkeit, u_{fl} die Geschwindigkeit der Flüssigphase und A_m den Querschnitt zwischen Heizer und großen Blasen. Der Verdampfungsmassenstrom im Makroflüssigkeitsfilm unter den großen Blasen wird formuliert mit:

$$m_d = \frac{q_{makro} A_w}{\Delta h_v} \quad 2-48$$

Wobei m_d den produzierten Dampfmassenstrom, q_{makro} die Wärmestromdichte beim Strömungssieden, A_w die Fläche unter der Dampfblase und Δh_v die Verdampfungsenthalpie bezeichnen.

Ein örtliches Austrocknen des Flüssigkeitsfilms tritt auf, wenn die örtliche Versorgung mit frischer Flüssigkeit nicht ausreicht und die Siedekrise eintritt. Aus GI 2-47 und 2-48 folgt:

$$q_{makro} = \frac{\rho_{fl} u_{fl} \Delta h_v A_m}{A_w} \quad 2-49$$

Zudem wird angenommen, dass sich die Dicke des Makroflüssigkeitsschicht- Flüssigkeitsfilms δ_m und die der großen Blasen L_b so ergeben, dass A_m und A_w wie folgt ausgedrückt werden können:

$$A_m \approx \delta_m L_b \quad 2-50$$

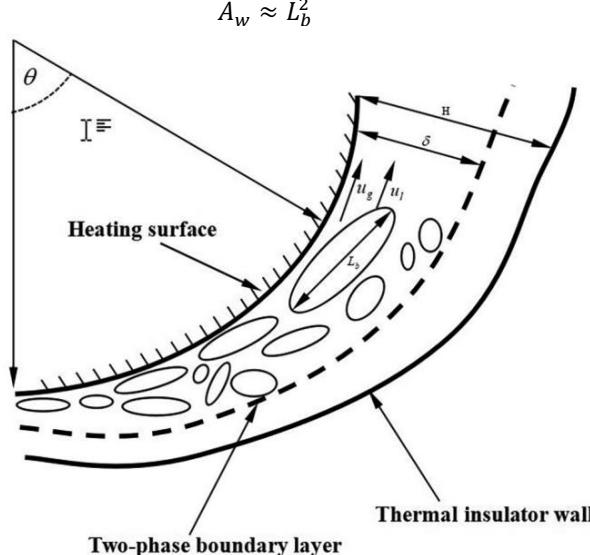


Abbildung 2-35: Schema des mechanistischen Modells [31].

Durch eine Umformung folgt:

$$q_{makro} = \frac{\rho_{fl} u_{fl} \Delta h_v \delta_m}{L_b} \quad 2-52$$

Wie bereits erwähnt, sind die unabhängigen Variablen im axialen Teil der Dampfproduktion die Geschwindigkeit der Flüssigphase, die Dicke des Makroschichtflüssigkeitsfilms und der großen Blasen. Die thermophysikalischen Werte der Flüssigkeit sind eine Funktion der örtlichen Sättigungstemperatur, welche wiederum von dem örtlichen Druck abhängt. Auf die detaillierte Berechnung der restlichen Variablen des Modells wird hier nicht eingegangen und stattdessen auf die Literatur verwiesen [31].

2.4 Zielsetzung der Arbeit

Obwohl es bis heute bereits eine Vielzahl unterschiedlicher theoretischer und experimenteller Ansätze zur Vorhersage der Siedekrise gegeben hat, beschränkt sich deren Anwendbarkeit meistens auf einen speziellen Bereich. Dies ist durch die hohe Komplexität der Zweiphasenströmung und die bisher physikalisch nicht vollständig verstandenen Ursachen für das Auftreten der Siedekrise bedingt. In Hinsicht auf den sicheren Betrieb des IVR ERVC im Kernschmelzunfall bei neueren Reaktoren höherer Leistungsdichte, besteht weiterhin die Notwendigkeit Experimente an vollmaßstäblichen Versuchsanlagen zu den jeweiligen IVR ERVC- Konfigurationen durchzuführen, was mit erheblichen Kosten und Zeitaufwand verbunden ist.

In den Kapiteln 2.3.1.1 und 2.3.1.2 wurde gezeigt, wie sich die Zweiphasennaturkonvektionsströmungen, welche die zur Siedekrise führende Parameter bestimmen, bei den verschiedenen IVR ERVC-Konfigurationen unterscheiden können. Neben Unterschieden in Massenstromdichte und Fluidunterkühlung ist mit Instabilitäten unterschiedlicher Arten zu rechnen, welche zu Massenstrom- und Druckosillationen führen. Abhängig von der jeweiligen IVR ERVC- Konfiguration ist zudem mit unterschiedlichen Parametern der Massenstromosillationen zu rechnen. Somit ist die Kenntnis über den Einfluss der Massenstromosillationen auf die Siedekrise 1.er Art für das IVR ERVC von hoher Bedeutung.

Wie aus Kapitel 2.3.2 hervorgeht, ist das Wissen über den Einfluss der Massenstromosillationen auf die kritische Wärmestromdichte sehr begrenzt, vor allem in dem für das IVR ERVC relevantem Parameterbereich. Ausgehend aus den experimentellen Betrachtungen der Zweiphasennaturkonvektionsströmung bei den verschiedenen IVR ERVC- Konfigurationen und den Ergebnissen komplexer Systemcodes des IVR ERVC- Betriebs, setzt sich diese Arbeit als Ziel den Einfluss von Massenstromosillationen, wie sie beim IVR ERVC vorkommen können [30,31,103, 156], auf das Eintreten der Siedekrise parametrisch zu untersuchen. Hierzu wurde im Rahmen der Arbeit eine ebene Heizteststrecke entwickelt, um mit ihr an der COSMOS-L Versuchsanlage eine Messkampagne bei den IVR

Theoretische Grundlagen

ERVC- relevanten Parameterkombinationen, welche im Gegensatz zu früheren vergleichbaren Studien [32, 96] eine Variation der Massenstromoszillationsparameter Periode τ und relative Amplitude $\frac{\Delta G}{G}$ enthalten, durchzuführen. Die Ergebnisse der Experimente werden analysiert und mit den bisherigen Kenntnissen verglichen. Daraufhin wird die Anwendbarkeit bisheriger Korrelationen bei den vorliegenden Versuchsbedingungen bewertet. Der Einfluss der Oszillationsparameter wird durch systematische Variation untersucht und basierend auf den gemessenen Strömungsparametern und analytischen Betrachtungen erklärt. Aufbauend auf den entstandenen Messdaten wird eine Modifikation aktueller Korrelationen vorgeschlagen, mit welcher der Einfluss der Massenstromoszillationen berücksichtigt werden kann.

Dank des breiten optischen Zugangs der COSMOS-L Anlage, welcher eine Drauf- sowie Seitensicht der Strömung auf 60 % der beheizten Länge ermöglicht, findet in dieser Arbeit eine detaillierte phänomenologische Betrachtung der Siedekrise statt. Basierend darauf werden die in Abschnitt 2.3.3 aufgelisteten Modelle anhand ihrer Anwendbarkeit und Richtigkeit ihrer physikalischen Formulierung, zumindest unter den speziellen Versuchsbedingungen dieser Arbeit, bewertet. Letztlich wird basierend auf den optischen Betrachtungen, ein eigener Mikro- Mechanismus vorgeschlagen, um die physikalische Natur der Leidenfrosttemperatur [129, 145] zu erklären.

Dank der im Zuge der Experimente unerwartet aufgetretenen hochfrequenten Zweiphaseninstabilitäten, von welchen bereits in IVR ERVC- relevanten Studien berichtet wurde [25,94], wird basierend auf den gemessenen thermohydraulischen Daten und den optischen Betrachtungen, deren Einfluss auf das Eintreten der Siedekrise und ihre physikalische Natur erklärt.

3 Versuchsaufbau

Die Versuche in dieser Arbeit wurden an der Niederdruckwasserdampfversuchsanlage COSMOS-L (Critical-heat-flux On Smooth and MOdified Surface – Low pressure) in der Arbeitsgruppe Mehrphasenströmungen (MPS) des Instituts für thermische Energietechnik und Sicherheit (ITES) durchgeführt. Die Anlage wurde im Jahr 2010 von Christoph Haas et al. [147-150] für Experimente zur Untersuchung der Siedekrise entwickelt und aufgebaut. Im Laufe der Jahre und der an der Anlage durchgeführten Arbeiten entstanden mehrere Upgrades für die Anlage, welche sich hauptsächlich auf die Teststreckenkonfiguration und den Versuchskanal beziehen. Zudem wurde, auch im Zuge dieser Arbeit, die Versuchsanlage um eine Reihe von Komponenten ergänzt, welche den Betrieb in einem größeren Parameterbereich erlaubten und für die besonderen Versuchsbedingungen bei oszillierender Massenstromdichte unentbehrlich waren. Die für diese Arbeit relevanten Aufrüstungen werden im Folgendem genauer erläutert.

Zur Durchführung der Versuche in dieser Arbeit, wurde eine neue Teststrecke entwickelt, um in den COSMOS-L Strömungskanal eingebaut zu werden. Diese sollte, soweit es die Restriktionen der Versuchsanlage erlauben, die Bedingungen für die Siedekrise, wie sie bei dem IVR ERVC - Strömungspfad vorliegt, nachbilden.

3.1 COSMOS-L Anlagenaufbau

Die COSMOS-L Versuchsanlage besteht aus einem geschlossenen Kreislauf mit voll-entsalzenem Wasser für Siedeexperimente unter erzwungener Konvektion, ein vereinfachtes Schaltbild ist in Abbildung 3-1 zu sehen. Das Eintreten der Siedekrise wird in der Teststrecke unter Variation der thermohydraulischen Versuchspараметer wie Druck p , Eintrittsunterkühlung ΔT_U und Massenstromdichte G untersucht. Die Massenstromdichte G wird an der Anlage mit einer Zahnradpumpe, die Eintrittsunterkühlung ΔT_U mithilfe eines Vorerhitzers und der Systemdruck p mit einem mit Druckluft beaufschlagten Druckhalter eingestellt. Das Regelventil direkt stromab nach dem Vorerhitzer dient als Drossel zur Regelung des gesamten Strömungswiderstandes der Versuchsanlage um die Zwei-Phasen-Strömung im Strömungskanal zu stabilisieren.

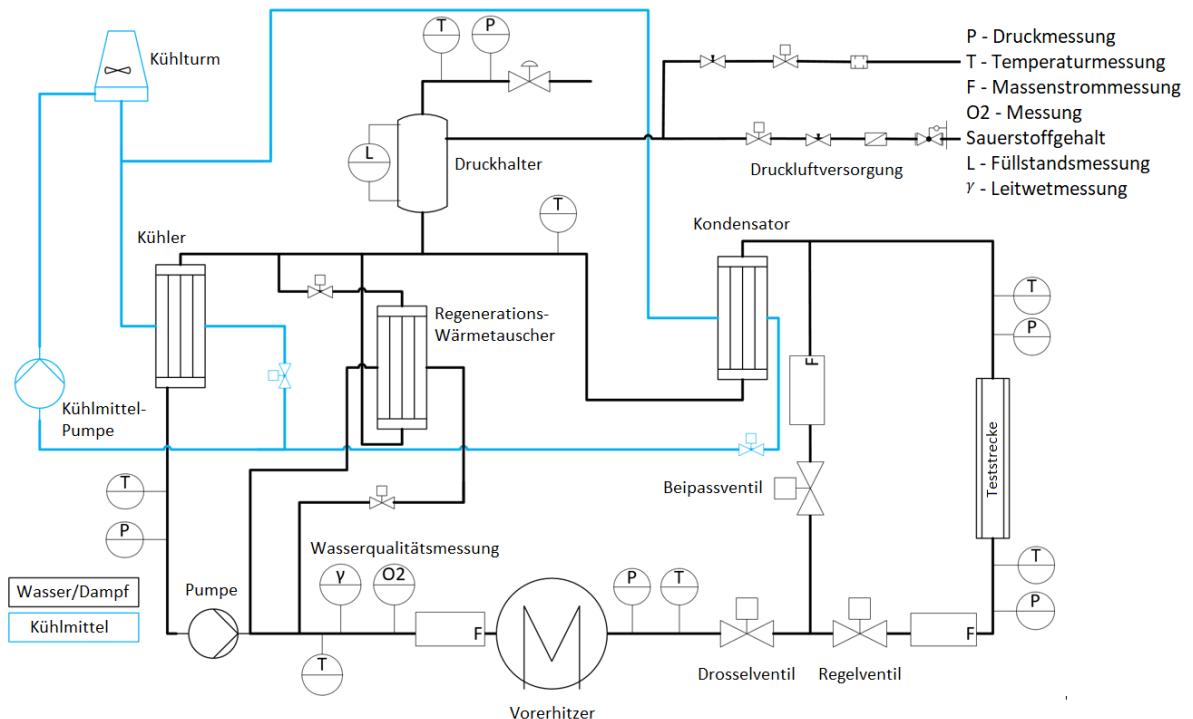


Abbildung 3-1: Vereinfachtes Anlagenschema COSMOS-L.

Versuchsaufbau

Zudem wird das Drosselventil für eine feine Justierung des Massenstroms in den Experimenten benutzt. Nachdem das Wasser durch die Teststrecke geströmt und teilweise verdampft ist, strömt das Zweiphasen-Gemisch weiter in den Kondensator, welcher ebenso von dem Sekundärkühlkreislauf durchströmt wird, und kondensiert. Das wieder einphasige Wasser strömt aus dem Kondensator weiter zum Kühler, wo es weiter auf eine für den Pumpenbetrieb zulässige Temperatur abgekühlt wird. Wie bereits erwähnt, trifft sich der Sekundärkühlkreislauf der Anlage mit dem Primärkreislauf in Kondensator und Kühler. Nachdem die Ströme aus Kondensator und Kühler das Wasser im Primärkreislauf abgekühlt haben, werden diese wieder gesammelt und mit einer Pumpe in einen Wärmetauscher außerhalb der Versuchshalle gefördert, wo das Wasser-Glykol-Gemisch des Sekundärkreislaufs in einem Kühler durch freie Konvektion an der Umgebungsluft oder mithilfe von zwei Gebläsen durch erzwungene Konvektion wieder abgekühlt wird. Geregelt wird der Kühlkreislauf durch die Drehzahl der Kühlkreispumpe sowie über drei Pneumatik- Ventile, die sich im Hauptstrang, Kondensator- und Kühlerstrang befinden.

Eine Reihe von Sensoren ist im Kreislauf zur Überwachung der Betriebsparameter Druck und Temperatur eingebaut, bestehend aus zehn Thermoelementen des Typs K und 6 Druckaufnehmern. Zudem wird die Wasserqualität in den Versuchen direkt nach der Pumpe mit einem Sauerstoff- und Leitwertsensor überwacht. Zur Bestimmung des Massenstroms in der Versuchsanlage wird ein Coriolis- Durchflussmesser benutzt.

Im Zuge dieser Arbeit wurde die COSMOS-L Versuchsanlage um einen Regenerationswärmetauscher ergänzt. Dieser erlaubt, bei Bedarf, das kondensierte aber noch nicht im Kühler abgekühlte Wasser in den Wärmetauscher zu leiten, wo dieses seine Wärme an den kühleren, nach der Zahnradpumpe kommenden, Wasserstrom abgeben kann. Dies erlaubt einerseits das Einstellen höherer Enthalpieströme am Teststreckeneinlass, welche einen erweiterten Parameterbereich der Anlage hinsichtlich Eintrittsunterkühlung bedeuten (Tabelle 3.1), und gleichzeitig einen energiesparsameren Anlagenbetrieb.

Zur Realisierung einer oszillierenden Massenstromdichte, wie diese beim IVR ERVC auftritt, wurde die COSMOS-L Versuchsanlage um einen weiteren Bypass, welcher sich zwischen Drosselventil und Teststrecke befindet, ergänzt. Hierbei ist in jedem Strang je ein schnellschaltendes Proportional-Regelventil eingebaut. Durch synchrones und gezieltes Auf- und Zuschließen der beiden Ventile wird eine oszillierende Massenstromdichte realisiert. Gleichzeitig werden dadurch Druckschläge in der Anlage vermieden.

Damit die Siedekrise bei der Umströmung des Reaktordruckbehälters in den unteren Bereichen, wo die Strömung horizontal und unter einem Winkel schräg gerichtet vorliegt, mit COSMOS-L untersucht werden kann, wurde im Zuge dieser Arbeit eine Vorrichtung bestehend aus Kettenzug und Spannschloss gebaut. Der Drehflansch, an dem der Strömungskanal an den Rest der COSMOS-L Versuchsanlage angebunden wird, erlaubt eine variable Teststreckenausrichtung. Somit kann der Strömungskanal und somit auch der eingebaute Teststreckenheizer geschwenkt werden und der Neigungswinkel zur Abbildung der jeweiligen Testbedingungen genau eingestellt werden.

Weiterhin soll in diesem Abschnitt noch kurz der Anschluss der Teststrecke an der Gesamtanlage erläutert werden. Wie bereits erwähnt, wird diese in den Strömungskanal der Anlage eingebaut, welcher wiederum am Eintritt an die Versuchsanlage mit 4 flexiblen Ringwellenschläuchen und am Austrittsflansch an das zum Kondensator führende Rohr angeschlossen wird. Die Wärmeentwicklung in den Siedeexperimenten erfolgt direkt im Heizer durch den Joule- Effekt. Hierzu wird der Heizer der Teststrecke an den Wechselstromtransformator der Versuchsanlage angeschlossen. Die Einstellung der Heizleistung erfolgt durch Eingabe eines Sollwerts am Transformator, welcher mit einer Thyristorsteuerung den elektrischen Strom im elektrischen Kreis regelt.

Massendurchfluss	0,01-1	kg/s
Austrittsdruck	1,2-4	Bar
Eintrittstemperatur	45-120	°C
Elektrische Teststreckenleistung	3-75	kW

Tabelle 3.1: Betriebsparameterbereich der COSMOS-L Anlage.

Versuchsaufbau

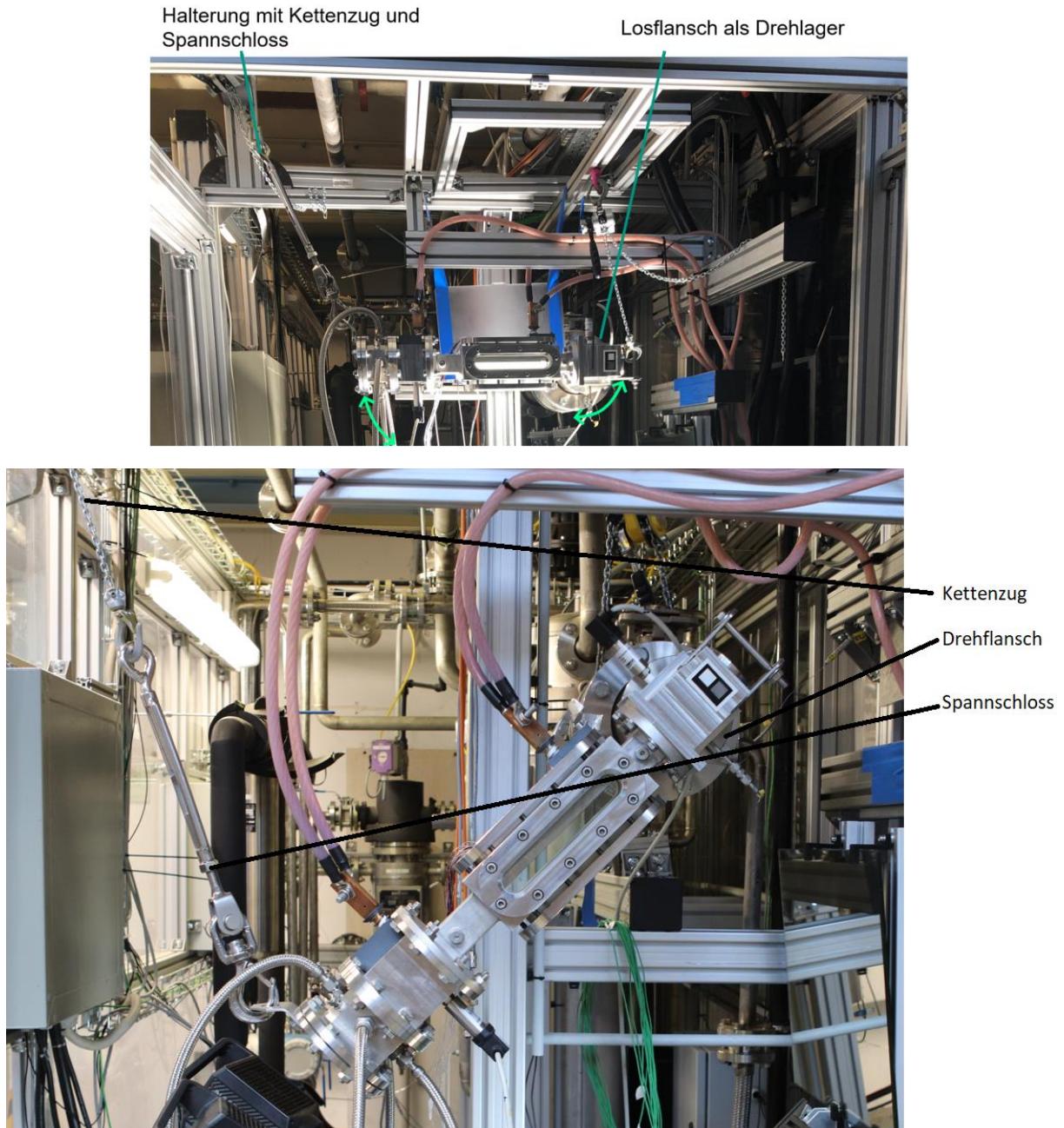


Abbildung 3-2: Geschwenkte Teststrecke mit Schwenkvorrichtung.

3.2 Versuchsteststrecke

Zur bestmöglichen Nachbildung der Bedingungen im COSMOS-L Strömungskanal, wie diese bei der Siedekrise im IVR ERVC vorliegen, wurde eine Teststrecke entwickelt, dessen Heizer einen ebenen Blechheizer darstellt (Abbildung 3-3). Dieser bildet die Geometrie der Außenseite des Reaktordruckbehälters auf einer Länge von 300 mm in guter Näherung nach, da der Durchmesser der Druckbehälter der Generation III Reaktoren mit mindestens 2 m relativ groß ist und deren Krümmung somit relativ gering.

3.2.1 Konstruktion der Teststrecke

Da der elektrische Heizer in den leitenden Strömungskanal eingebaut wird, muss dieser von der restlichen Anlage elektrisch isoliert sein. Hierzu ist der Heizer von einer keramischen isolierenden Struktur umgeben. Diese wird wiederum in einem Edelstahlträger dicht und gleichzeitig elastisch mit Silikon eingeklebt. Der Edelstahlträger soll hierbei die bei der Montage und Dichtung gegen den Strömungskanal auftretenden Biegelasten aufnehmen und

Versuchsaufbau

die elastische Silikonverklebung die keramische Struktur schonen. Der Heizer selbst wird gegenüber der keramischen Isolationsstruktur ebenfalls mit elastischen Silikonkleber gedichtet, allerdings mit einem leistungsstärkerem als bei der Keramik- Edelstahlträger- Verbindung. Dies ist durch die bei den Versuchen auftretenden Wärmedehnungen und damit verbundenen Relativbewegungen zwischen den Teilen bedingt.

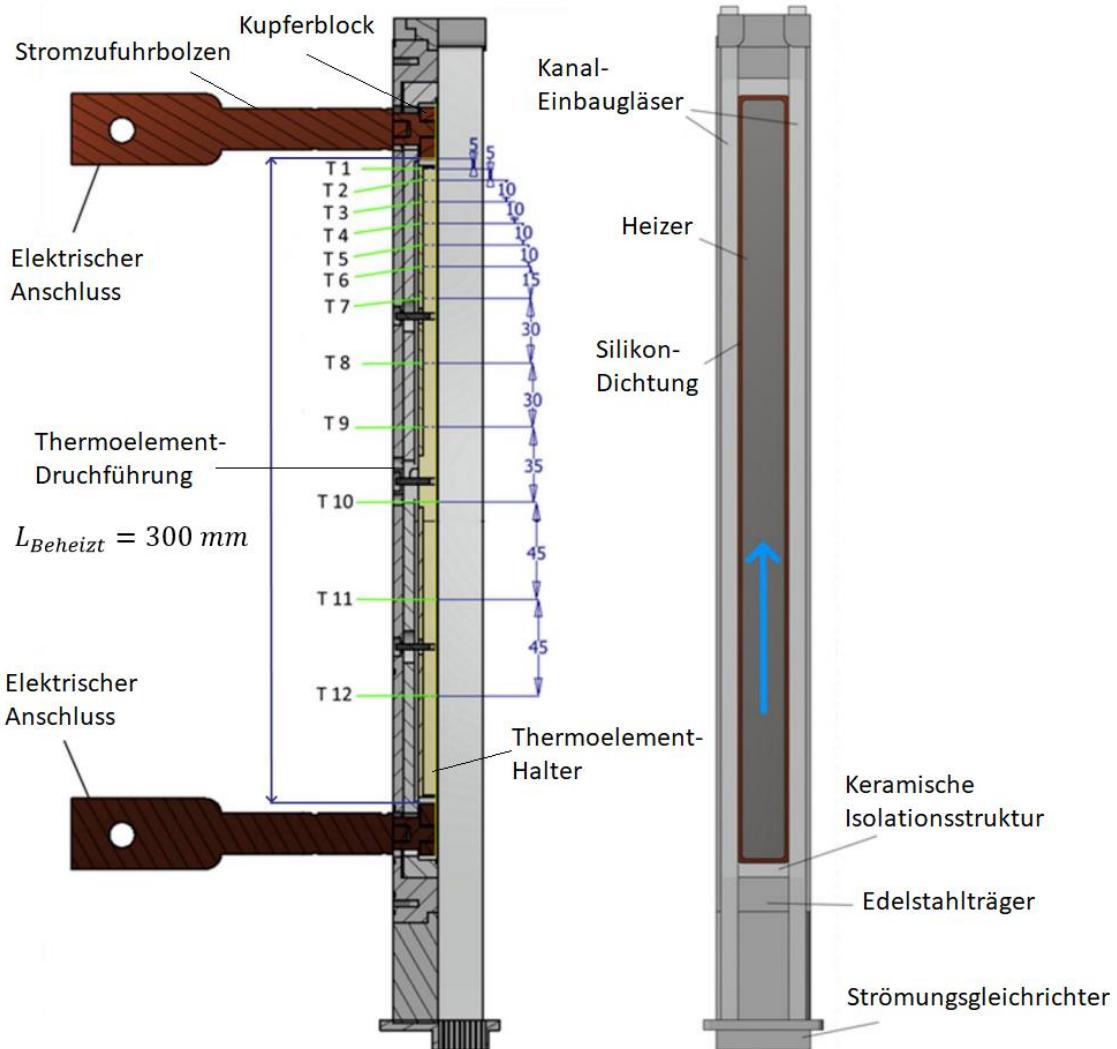


Abbildung 3-3: Blechheizer- Teststrecke.

An den beiden Enden des Blechheizers ist jeweils ein Kupferblock mit einem Innengewinde angelötet. Durch zwei Einschraubbolzen, welche in die Kupferblöcke eingeschraubt werden, erfolgt der elektrische Anschluss des Blechheizers an dem Transformator der Versuchsanlage. Hierbei sei zu erwähnen, dass der Strom erst ab Ende der Lötverbindung mit dem Kupferblock über dem Heizer fließt, sodass die Wärmeentwicklung zwischen den beiden inneren Kanten der Kupferblöcke stattfindet. Somit beträgt die beheizte Länge bei dieser Teststrecke genau 300 mm. Die Breite des Heizers beträgt 20 mm, da an den zwei Seiten noch genug Material der keramischen Isolationsstruktur aus Festigkeits- und Isolationsgründen vorhanden sein muss. Die Dicke des Heizers ist einerseits durch die zu erzielenden Wärmestromdichten von rund 2 MW/m² und andererseits durch die elektrischen Anschlusskabel, welche mit einem Maximalstrom von rund 1000 Amper zu belasten sind, bedingt, und beträgt 1 mm.

Die Temperaturmessung in der Teststrecke, welche für die Heizleistung abschaltende Sicherheitsfunktion im Falle extrem schnell ansteigender Temperaturen beim Auftreten der Siedekrise unentbehrlich ist, erfolgt an der Heizer- Rückseite mit zwölf Thermoelementen des Typs K. Ebenso befinden sich zu Montagezwecken im Innenraum der Konstruktion, zwischen Heizer und keramischer Isolationsstruktur, Thermoelementhalter aus

Versuchsaufbau

Kunststoff. Diese halten die 12 Thermoelementdrähte zusammen und erlauben einen reproduzierbaren Montageprozess der abdichtenden Silikonverbindung zwischen Heizer und keramischer Isolationsstruktur. Die Thermoelementdrähte kommen aus der Teststrecke und dem Strömungskanal durch eine Durchführung in die Umgebung und werden an der Messdatenerfassung angeschlossen. An der Rückseite des Heizers werden die Thermoelemente durch 0,1 mm dicke Edelstahlstreifen fixiert, welche wiederum mit dem Heizer verschweißt sind.

Zuletzt soll in diesem Abschnitt der Strömungsgleichrichter erwähnt werden, welcher Drall, Asymmetrien, Turbulenzen und Querkomponenten der Geschwindigkeit in der Strömung reduziert, sowie die Strömung vereinheitlicht. Dies wertet die Versuchsdaten dieser Arbeit, hinsichtlich späterer Validierung von Rechencodes, weiter auf. Die Funktion des Strömungsgleichrichters wurde numerisch mit einem einphasigen $k-\varepsilon$ -Turbulenzmodell nachgerechnet. Die Geometrie der einzelnen Kanäle des Strömungsgleichrichters ist passend zur Teststreckengeometrie rechteckig (Abbildung 3-4). Dies wurde durch das 3D-Druckfertigungsverfahren realisiert.

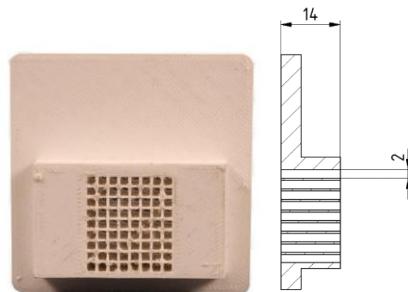


Abbildung 3-4: Strömungsgleichrichter.

Die Einströmung in den Teststreckenkanal wurde für den Fall mit und ohne Strömungsgleichrichter auf einem 2D-Netz simuliert und die Strömungsparameter zu Anfang des Heizers verglichen (Abbildung 3-5). Anhand der Geschwindigkeitskonturen ist zu sehen, dass durch die Quereinströmung in den Eintrittsflansch und den scharfkantigen Einlauf in den Kanal eine asymmetrische Strömung mit einer sehr dicken Grenzschicht und Querkomponenten zur Hauptgeschwindigkeitsrichtung entsteht.

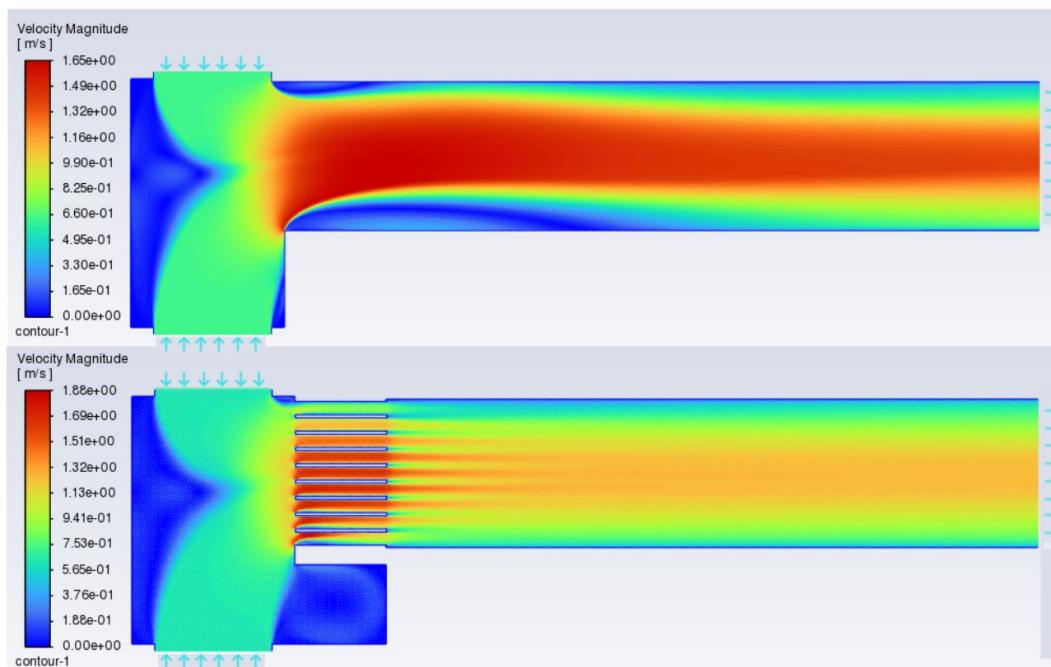


Abbildung 3-5 (a): Geschwindigkeitskonturen ohne (oben) und mit Strömungsgleichrichter (unten).

Versuchsaufbau

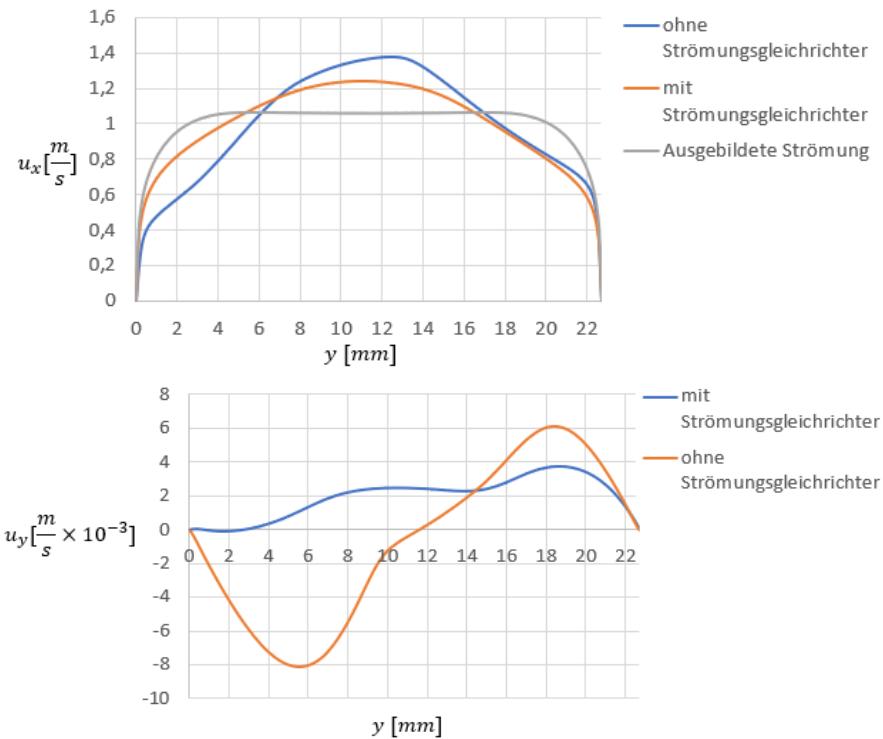


Abbildung 3-5 (b): Geschwindigkeitsverteilungen (am Anfang des Heizers) in Hauptströmungsrichtung (links) und der Querkomponenten (rechts).

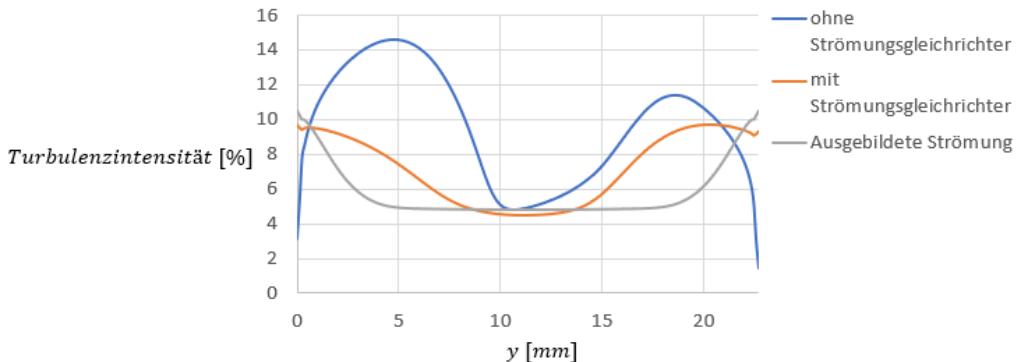


Abbildung 3-5 (c): Turbulenzintensität (am Anfang des Heizers).

Wie an den Verläufen der Strömungsparameter in Abbildung 3-5 zu sehen ist, trägt der Strömungsgleichrichter zu einer wesentlichen Verringerung der Grenzschichtdicke und zu einer Vereinheitlichung des Strömungsprofils bei. So beträgt die maximale Geschwindigkeit mit Strömungsgleichrichter 1,24 m/s statt 1,38 m/s. Weiterhin wird die Querkomponente der Strömungsgeschwindigkeit und die Turbulenzintensität mit Strömungsgleichrichter reduziert. Allgemein kann bestätigt werden, dass der Strömungsgleichrichter zu einer Angleichung der Strömungsparameter, an die einer ausgebildeten turbulenten Strömung beträgt.

3.2.2 Einbau in den COSMOS-L Strömungskanal

Die verwendete Druckhülle für die Teststrecke wurde bereits für ein Rohrbündel genutzt und bestand zum Beginn der Arbeiten aus drei Hauptkomponenten, nämlich dem Strömungskanal selbst, einem Eintritts- und einem Austrittsflansch, an denen die hydraulische Anbindung an COSMOS-L erfolgt. Damit die in Abschnitt 3.2.1 vorgestellte Konstruktion in dieser Arbeit in den zur Verfügung gestellten Strömungskanal eingebaut werden konnte, musste dieser um einige Komponenten erweitert werden (Abbildung 3-6). Die Druckhülle wurde bis zu dieser Arbeit ausschließlich für Siedeexperimente mit beheizten Stäben verwendet, daher waren die Durchführungen für Heizer im oberen und unteren Flansch vorhanden. Da die Anbindungen an Stromversorgung

Versuchsaufbau

und Messdatenerfassung in der Konstruktion der Blechheizer- Teststrecke quer zur Strömungsrichtung und zum Heizer verlaufen, musste ein Weg gefunden werden den Strömungskanal mit Durchführungen quer zur Strömungsrichtung auszurüsten. Da die Teststrecke an einer der Kanalwände befestigt wird, und der oberste Bereich der beheizten Strecke von größtem Interesse für die Beobachtung der Siedekrise ist, wurde das obere Ende des Heizers auch am oberen Rand des durch den optischen Zugang sichtbaren Bereichs positioniert. Somit bat es sich an, das optische Sichtfenster an einer der vier Kanalwände durch einen Dummy mit Durchführungen für Stromanschluss und Messtechnik zu ersetzen (Abbildung 3-6). Die Durchführung für den Stromanschluss am unteren Ende des Heizers wurde durch einen Zusatzflansch, welcher zwischen Strömungskanal und Eintrittsflansch eingebaut wird, mit entsprechender Bohrung für die Stromzufuhrbolzen realisiert. Gleichzeitig trägt dieser zu einer Verlängerung des Strömungskanals bei. Da die Dichtfläche, gegen welche die Teststreckenkonstruktion gedichtet wird, aus mehreren Teilen besteht und damit Unebenheiten mit sich bringt, wurde hierbei ebenfalls eine flexible Silikondichtung eingesetzt. Die Teststrecke wird im neu entstandenen Druckbehälter, am Zusatzflansch und dem Dummy mit Schrauben befestigt, während der Strömungsgleichrichter formschlüssig zwischen Eintrittsflansch und Zusatzflansch fixiert ist.

Da der Heizer, bedingt durch die Isolations- und Trägerstrukturen, eine geringere Breite als der Strömungskanal aufweist, werden in den Kanal zusätzlich, entlang der Kanten des Heizers zwei Schaugläser eingesetzt, welche die durchströmte Kanalbreite an die beheizte Breite anpassen. Diese sind ebenso in Abbildung 3.2 deutlich zu sehen.

Der Strömungskanal selbst besitzt einen durchströmten Querschnitt von $43 \times 43 \text{ mm}^2$, mit der eingebauten Teststreckenkonstruktion samt eingesetzten Schaugläsern zur Angleichung der Kanalbreite an die beheizte Breite, resultiert der durchströmte Querschnitt in den Siedeversuchen zu $20 \times 22,7 \text{ mm}^2$. In Tabelle 3.2 sind die konstruktiven Parameter der Versuchsteststrecke nochmals zusammengefasst.

Beheizte Breite (Kanalbreite) b [mm]	Beheizte Länge $L_{Beheizt}$ [mm]	Spaltbreite über Heizer s [mm]	Heizer- Werkstoff
20	300	22.7	1.4301

Tabelle 3.2: Konstruktive Parameter der Versuchsteststrecke (Abbildung 3-7).

Im Strömungskanal erfolgt während der Versuche eine Messung der thermodynamischen Strömungsparameter Druck p und Temperatur T im Eintrittsflansch, direkt am Anfang der beheizten Strecke und am Austritt aus dem Strömungskanal. Des Weiteren sind optische Zugänge für eine Drauf- und Seitenansicht auf das Siedekrisenphänomen vorhanden, welche den Einsatz optischer Messtechnik wie Hochgeschwindigkeitskameras erlauben. Ein Schema, welches die wesentlichen geometrischen Merkmale und die Anordnung der Messstellen im Versuchskanal wiedergibt, ist in Abbildung 3-7 zu finden.

Versuchsaufbau

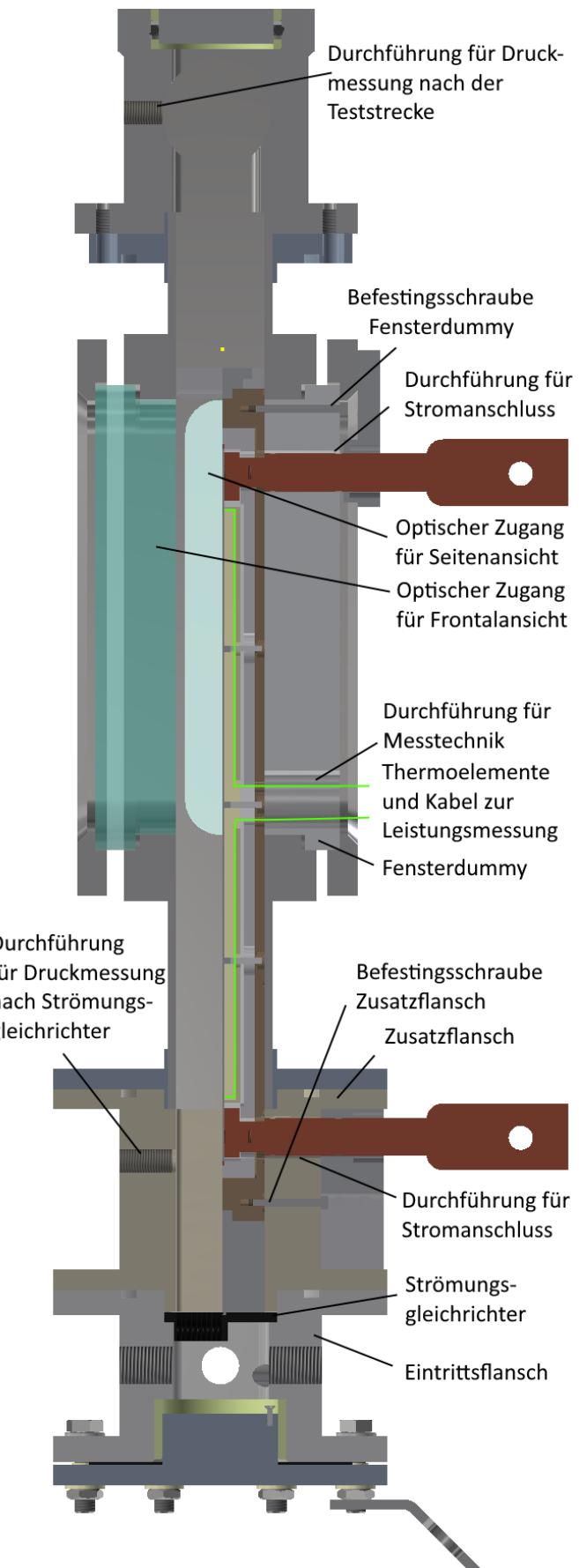


Abbildung 3-6: COSMOS-L Strömungskanal mit eingebauter Teststrecke.

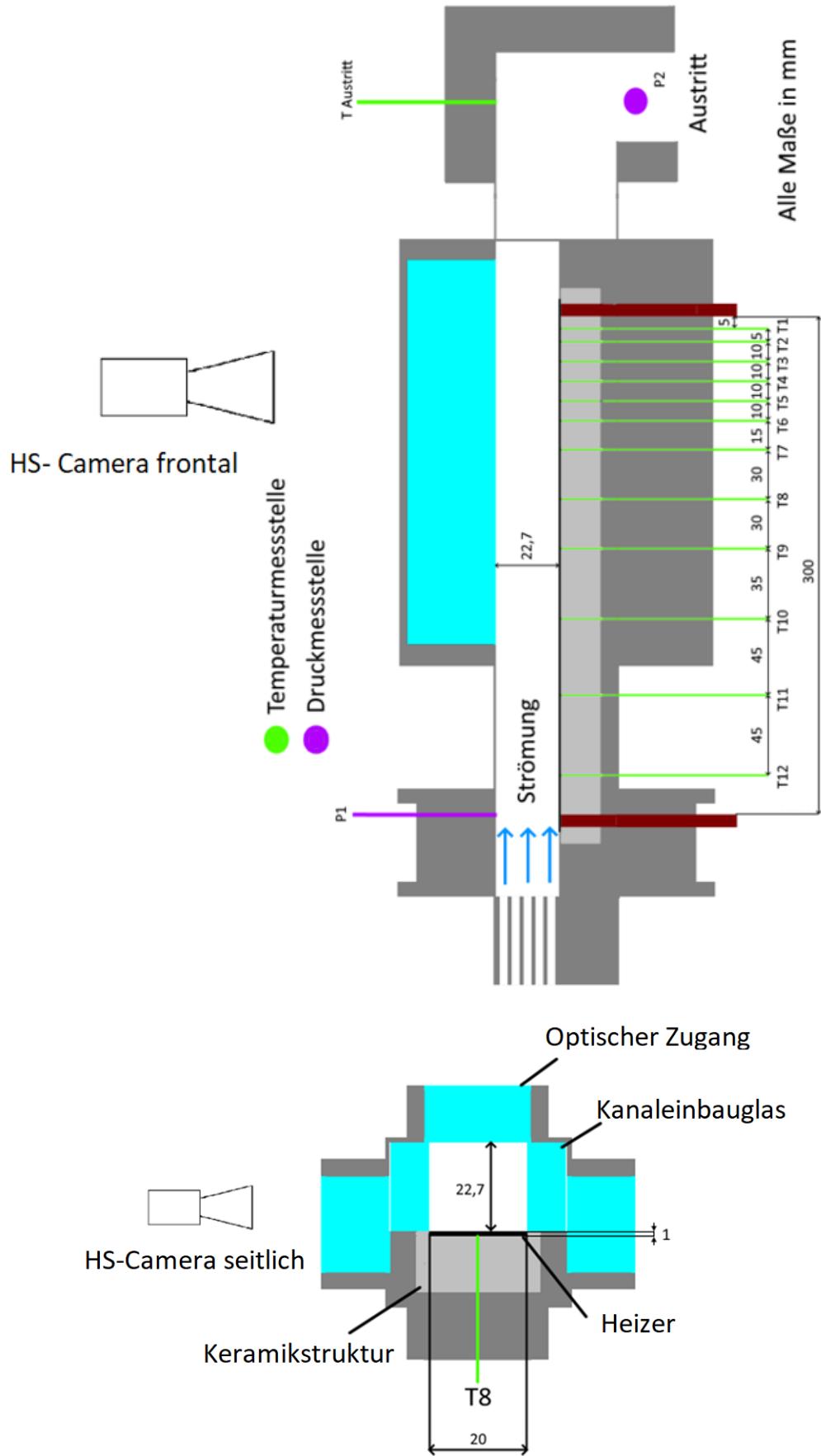


Abbildung 3-7: Versuchskanal Schema.

3.2.3 Elektrische Beheizung der Teststrecke

Wie bereits erwähnt, erfolgt die Wärmezufuhr in den Siedeversuchen durch einen elektrisch direkt beheizten Blechheizer. Die Wahl des Werkstoffs für den Blechheizer erfolgte nach folgenden Kriterien:

- 1) Für eine aussagekräftige Untersuchung der Siedekrise unter IVE ERVC – ähnlichen Bedingungen sollte der Werkstoff möglichst vergleichbare Siedekrise-relevante Eigenschaften haben, wie der Werkstoff des Reaktordruckbehälters (20 MnMoNi 5 5 im Falle deutscher Leichtwasserreaktoren [176]).
- 2) Der Werkstoff sollte für die Dauer der Versuchskampagne bei den extremen thermohydraulischen Bedingungen bei der Siedekrise standhalten.
- 3) Bedingt durch das gewählte Design – Konzept der Teststrecke, sollte der Werkstoff gut zu zerspanen und mit Kupfer thermisch verbindbar sein.
- 4) Der Werkstoff sollte über einen genügend hohen elektrischen Widerstand verfügen, damit die für die Versuche benötigte Wärme durch den Joule- Effekt bei einem Heizer-Querschnitt entwickelt werden kann, bei dem noch die benötigte Steifigkeit des Heizers gewährleistet ist (Gleichung 3-1).

$$Q_{Heizer} = I^2 \rho_{el} A_{Heizer} = I^2 \rho_{el} db \quad 3-1$$

- 5) Der Werkstoff sollte als Blech in kleinen Stückzahlen erwerbbar sein

Der Werkstoff 20 MnMoNi 5 5 weist eine maximale Einsatztemperatur von 400 °C auf. Da beim Auftreten der Siedekrise mit einem plötzlichen Anstieg der Temperatur zu rechnen ist, musste, um sicherzugehen, dass der Heizer über 100 Siedekrisenexperimente übersteht, ein Werkstoff mit einer höheren Einsatztemperatur gewählt werden. Daher wurde der Werkstoff 1.4301 gewählt. Im Vergleich zum Prototypenwerkstoff ist 1.4301 ein deutlich höher legierter Stahl, dessen Edelmetallkonzentrationen (Cr, Ni) eine Größenordnung höher sind. Dennoch sind die bekannten physikalischen Eigenschaften wie Dichte, thermische Leitfähigkeit und spezifische Wärmekapazität mit dem Prototypenwerkstoff vergleichbar (Tabelle 3.3) [175, 176, 179]. Des Weiteren besitzt er im Vergleich zu anderen Legierungen einen hohen elektrischen Widerstand von 0,73 $\Omega mm^2/m$. Diese Eigenschaften machen ihn zu einem der geeigneten Werkstoffe für den Einsatz in IVR ERVC- Siedeexperimenten in der COSMOS-L Anlage. Dies erfolgt dadurch, dass obwohl die im Rahmen dieses Projektes beschafften Stromkabel, welche eine maximale Stromstärke von rund 1000 Amper im Kreislauf erlauben, bei Bedarf mit vertretbaren Kosten größer dimensioniert werden konnten, der Transformator der COSMOS-L Anlage nur mit maximal 1650 Amper belastet werden kann. Ein eventueller Ausbau oder eine Neuanschaffung wären im Rahmen dieses Projektes nicht möglich gewesen. Somit kann mit diesem Werkstoff ein Heizer gebaut werden, welcher mit den Abmessungen 1 x 20 x 357 mm³ bei Montage und Betrieb stabil genug ist, und gleichzeitig einen genügend hohen elektrischen Widerstand aufweist, um bei den zulässigen Stromstärken die für die Versuche benötigte Heizleistung zu erreichen.

Physikalische Eigenschaften	20MnMoNi 5 5 [176]	1.4301
Wärmeleitfähigkeit λ [$\frac{W}{mK}$]	42	15
Spez. Wärmekapazität c_p [$\frac{kJ}{kgK}$]	430	500
Dichte ρ [$\frac{kg}{dm^3}$]	7,85	7,93

Tabelle 3.3: Vergleich physikalischer Eigenschaften von 1.4301 und 20MnMoNi 5 5.

Der für die elektrische Beheizung verwendete Transformator (Ruhstrat) stellt einen einstellbaren Wechselstrom bereit. Die Steuerung des elektrischen Stroms erfolgt durch einen Thyristorsteller (Modell 1A-400-280HFRL1 von AEG). Die Energieversorgung erfolgt auf der Primärseite des Transformators mittels Drehstroms. Auf der Sekundärseite kann der Transformator eine Spannung von 45 V und einen Strom von 1650 A bei einer Frequenz von 50 Hz bereitstellen. Somit kann der Transformator bei geeignetem Heizer- Widerstand eine Leistung von bis zu 74,25 kW bereitstellen. Der Transformatorbetrieb fängt mit einem Mindeststrom von 420 A und wird in kleinen Schritten bis zum Maximalstrom mit dem Anlagensteuerprogramm erhöht. Im späteren Verlauf dieser Arbeit erwies sich dieser Betriebsbereich nicht ausreichen. Wie im späteren Ergebniskapitel vorgestellt wird, erweist sich die kritische Wärmestromdichte bei horizontaler Teststrecke mit der siedenden Strömung von unten

Versuchsaufbau

um viele Male geringer als die bei vertikal nach oben durchströmter Teststrecke. Zur erfolgreichen Durchführung dieser Versuche war ein Herabsetzen des minimalen Teststreckenstroms notwendig. Dies wurde durch eine Zuschaltung von Lastwiderständen parallel zur Teststrecke realisiert (Abbildung 3-8, 3-9). So kann bei Bedarf ein Teil des minimalen Transformatorstroms von der Teststrecke auf die Lastwiderstände abgelenkt werden und der minimale Teststreckenstrom somit herabgesenkt werden. Der gemessene Widerstand der Teststrecke beträgt $10 \text{ m}\Omega$. Laut dem Gesetz von Kirchhoff (Gleichung 3-2) ist für eine Halbierung der minimalen Stromstärke über der Teststrecke ein gleich großer parallel geschalteter Lastwiderstand notwendig.

$$I_{Teststrecke} = \frac{I_{Transformator}}{R_{Teststrecke} + R_{Lastwiderstand,1} + \dots + R_{Lastwiderstand,n}} R_{Teststrecke} \quad 3-2$$

Als wirtschaftliche und schnell realisierbare Lösung hat es sich angeboten, mehrere $0,1 \Omega$ Widerstände parallel zu schalten. Diese Lösung bot ebenso eine Variabilität beim Einstellen der minimalen Stromstärke über dem Heizer. So wurden in den Experimenten 10 bis 11 Lastwiderstände parallel zur Teststrecke geschaltet, um den benötigten Einstellbereich der Stromstärke zu erzielen. Zudem war eine aktive Kühlung der Lastwiderstände notwendig, hierfür wurden diese auf Wärmesenken montiert, welche wiederum mit einem Ventilator angeblasen wurden.

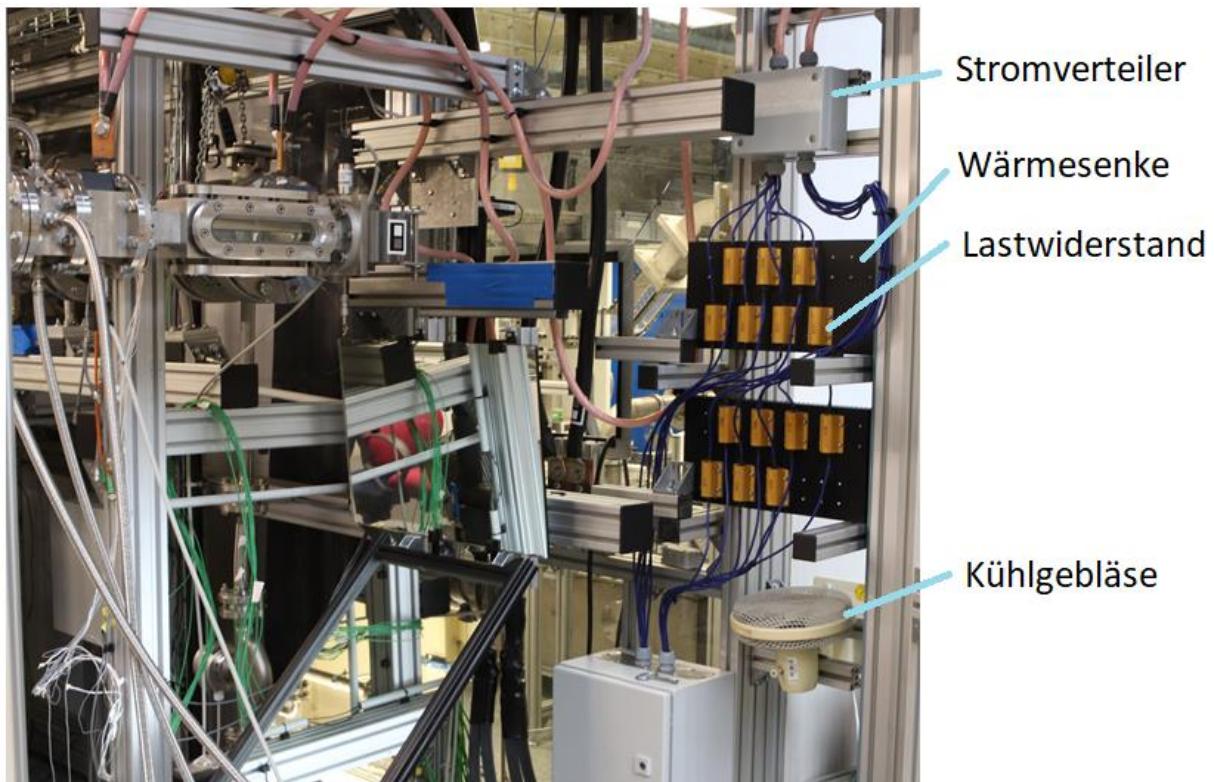


Abbildung 3-8: Aufbau des Parallelstromkreises.

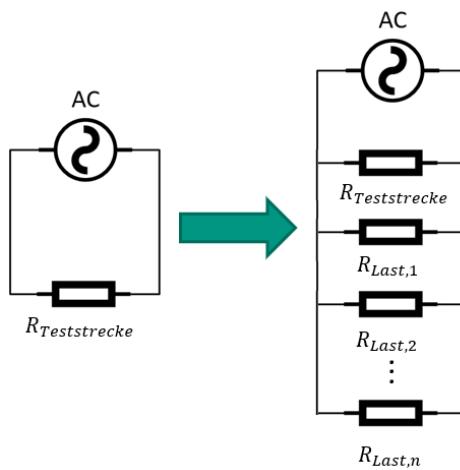


Abbildung 3-9: Schaltschema des Parallelstromkreises.

3.3 Messtechnik

Bei der Durchführung der Siedeexperimente in dieser Arbeit findet der Einsatz einer Reihe von Messverfahren statt. Grundsätzlich lässt sich die eingesetzte Messtechnik hinsichtlich ihrer Aufgaben in drei Gruppen aufteilen. Die erste Gruppe bildet die Anlageninstrumentierung des COSMOS-L Wasser-Dampf-Kreislaufs. Diese dient hauptsächlich dem sicheren und kontrollierten Betrieb der COSMOS-L Anlage, um jeglichen Schaden der kostbaren Anlagenkomponenten zu vermeiden. Weiterhin erfolgt im Kreislauf die Messung von Versuchsparametern, welche im Strömungskanal und der Teststrecke selbst nicht erfasst werden können. Der zweiten Gruppe gehört die Messtechnik im Versuchskanal und die in der Teststrecke unmittelbar verbaute Messtechnik an. Diese ist sowohl für die Bestimmung der Versuchsrandbedingungen als auch für die Detektion der Siedekrise und die Messung der kritischen Wärmestromdichte verantwortlich. Zur dritten Gruppe gehören die optischen Messverfahren, welche in dieser Arbeit die Hochgeschwindigkeitskamera bildet. Diese liefert Kenntnis über die im Strömungskanal vorliegende Strömungsform und das detaillierte Verhalten der Zwei-Phasen-Strömung. Wie bereits im Grundlagenkapitel beschrieben, haben diese Aspekte entscheidenden Einfluss auf das Auftreten der Siedekrise, weswegen dieses Messverfahren von höchstem Nutzen für diese Arbeit ist. Nachfolgend, wird die hier erwähnten Messtechnik detailliert beschrieben.

3.3.1 Anlageninstrumentierung der COSMOS-L Anlage

Für einen sicheren und kontrollierten Betrieb der Wasser-Dampf-Anlage, ist vor allem die genaue Kenntnis über die thermodynamischen Parameter des Anlagenfluids an allen für den Betrieb der einzelnen Komponenten relevanten Stellen notwendig. Hierzu sind zur Temperaturmessung des Kreislauffluides in der COSMOS-L insgesamt zehn Thermoelemente des Typs K im Primärkreislauf und ein Thermoelement im Sekundärkreislauf verbaut. Zur Druckmessung sind im Primärkreislauf acht Drucksensoren an verschiedenen relevanten Stellen der Anlage montiert. Zusätzlich zu den thermodynamischen Parametern des Fluides ist für eine zuverlässige Funktion des Druckhalters, ohne den kein Anlagenbetrieb möglich wäre, die Kenntnis über den Füllstand im Druckhalter nötig. Hierfür ist in den Druckhalter eine Füllstandsanzeige eingebaut.

Weiterhin sind im Kreislauf drei Coriolis-Durchflussmesser eingebaut. Einer direkt nach der Pumpe, dessen Drehzahl und somit der Massenstrom im Kreislauf mit einem Frequenzumrichter gesteuert wird, einer im Bypass zur Teststrecke und einer im zur Teststrecke führenden Strang. Letzterer liefert auch die Information über den bei den Siedeversuchen vorliegenden Massenstrom und somit auch der Massenstromdichte. Zum Anschluss sollen in diesem Abschnitt noch die Wasserqualität prüfenden Sauerstoff- und Leitwertsensoren erwähnt werden, welche direkt nach der Primärkreislaufpumpe installiert sind. Diese sind für die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse von Bedeutung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Anlagensoftware parallel mit der COSMOS-L Anlage weiterentwickelt, damit für diese Arbeit notwendige Funktionen, wie eine oszillierende Massenstromdichte realisiert werden konnten. Bei der Anlagensteuerung erfolgt die Messdatenerfassung über eine PC-basierte Messplattform (PXI 1042 von

Versuchsaufbau

National Instruments). An den PC ist ein sogenanntes „Chasis“ angebunden, in dessen Steckplätzen verschiedene Controller und Messkarten installiert sind. Als Schnittstelle zwischen Controllern und Messkarten einerseits, und den verschiedenen Aktoren und Sensoren sind schließlich Module dazwischengeschaltet. Bei einigen Messinstrumenten, wie z. B. den Thermoelementen, welche konstruktionsbedingt nur sehr kleine Signalspannungen ausgeben können, sind zusätzlich noch Signalverstärker zwischengeschaltet. Somit werden von dem Anlagensteuersystem insgesamt 50 Eingangssignale für Messtechnik, acht Ausgangssignale und zehn Relayschalter für Aktoren betrieben. Die Datenerfassungs- und Ausgaberate kann in der Steuersoftware eingegeben werden. Bei den Versuchen in dieser Arbeit beträgt diese 100 Hz.

Thermoelemente Typ-K

Bei der für die Anlagen- und Teststreckeninstrumentierung eingesetzten Temperaturmesstechnik handelt es sich um Mantelthermoelemente des Typs – K der Klasse 1 mit einer Unsicherheit von $\pm 1,5$ K. Lediglich der Außendurchmesser des Edelstahlmantels weist abhängig von den konstruktiven Restriktionen Unterschiede auf. Wobei die bei der Anlageninstrumentierung eingesetzten Thermoelemente generell einen größeren Durchmesser besitzen als die im sehr begrenzten Teststreckeninnenbauraum verbauten. Der kleinere Durchmesser bei den Teststreckenthermoelementen bringt auch den Vorteil einer kürzeren Ansprechzeit, welcher für eine optimale Funktion des Sicherheitsabschaltmechanismus beim Auftreten der Siedekrise von Bedeutung ist. Zudem wird die Flexibilität durch den kleineren Durchmesser gefördert, was die Montage der Konstruktion erleichtert, obwohl mehr Vorsicht geboten wird, da die dünneren Thermoelemente einfacher reißen oder beschädigt werden können.

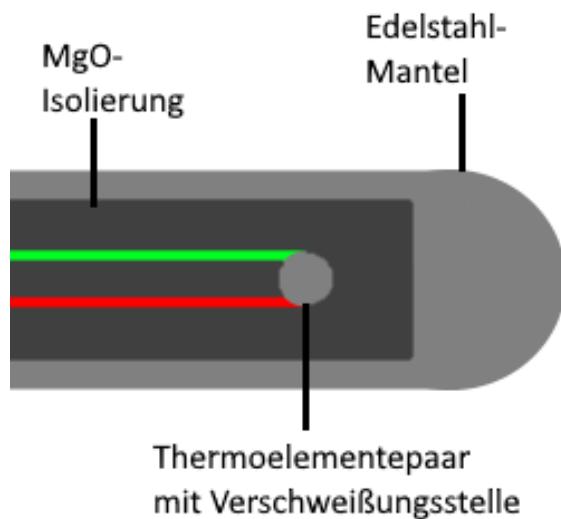


Abbildung 3-10: Schema des Aufbaus der Eingesetzten Thermoelemente.

Grundsätzlich besteht ein Thermoelement aus einem Paar elektrischer Leiter aus verschiedenen Materialien, welche an einem ihrer Enden typischerweise durch Verschweißen verbunden sind. Beim Anlegen einer Temperaturdifferenz zwischen Kontaktstelle und den anderen zwei Enden der Thermodrähte tritt eine Spannung auf. Diese Spannung wird auch Thermospannung genannt und tritt aufgrund des Seebeck-Effekts [151] auf. Wie bereits erwähnt, ist diese Thermospannung zu gering, um von der Datenerfassung ausgewertet zu werden, weswegen eine Verstärkerzwischenschaltung notwendig ist. Bei den Thermodrähten der Thermoelemente des Typs K handelt es sich um Ni und Cr/Ni. Da die Thermodrähte extrem dünn sind, ist der Edelstahlmantel zur Aufnahme mechanischer Lasten notwendig. Zusätzlich müssen im Falle der COSMOS-L die Thermodrähte von dem Edelstahlmantel elektrisch isoliert sein, da insbesondere bei der Teststrecke elektrische Potenziale auftreten, welche die Messung verfälschen können. Hierzu sind die Thermopaare im Mantel in eine isolierende Matrix aus Magnesiumoxid eingebettet.

Die maximale Abweichung bei der Temperaturmessung dieser Thermoelemente wird vom Hersteller mit $\pm 1,5$ K angegeben. Um aber eine genaue Vorstellung über die Temperaturmessabweichungen bei den Experimenten zu bekommen, ist eine Betrachtung der gesamten Kalibrierungskette der Thermoelemente notwendig. Als

Versuchsaufbau

Referenzsensor wird dazu ein PT100 Sensor und eine temperaturstabilisierende Einrichtung benutzt. Die Referenztemperatur wird mit einer Genauigkeit von $\pm 0,03$ K eingestellt. Die Genauigkeit des PT100 Sensors beträgt $\pm 0,02$ K. Mit einer maximalen Abweichung der Approximationsskurve für Cr/Ni Thermoelemente von $\pm 0,1$ [183] K, ergibt sich im ungünstigsten Fall die maximale Gesamtabweichung des Messsystems aus der Summe der einzelnen maximalen Abweichungen zu $\pm 1,65$ K.

Drucksensoren

Bei den für die Anlageninstrumentierung und Druckmessung am Ein- und Austritt des Kanals genutzten Drucksensoren handelt es sich um Absolutdruckmesser des Typs PXM4202-006BG10V von Omega- Engineering, welche auf der „Silikon-auf-Saphir“- Technologie basieren. Bei dem Funktionsprinzip dieser Drucksensoren beeinflusst die infolge des gemessenen Drucks resultierende mechanische Belastung auf ein Halbleiterbauelement die Beweglichkeit der Elektronen in der kristallinen Struktur. Dies resultiert wiederum in einer Veränderung des spezifischen Widerstandes und somit des Ausgangssignals, welche von der Auswerteelektronik erfasst wird. Der relative Fehler dieser Drucksensoren wird vom Hersteller mit 0,4 %, einschließlich Linearität und Hysterese, angegeben. Ein Kalibrierzertifikat wurde ebenso vom Hersteller bereitgestellt.

Massenstromsensoren

Bei den benutzten Massenstromsensoren handelt es sich um Coriolis- Massenstromsensoren von Endress & Hauser des Typs 80E25-9AR6/0. Der relative Messfehler dieser Geräte wird vom Hersteller mit 0,15 % angegeben. Als Versuchsparameter wird in dieser Studie bei den stationären als auch bei den Experimenten mit oszillierender Massenstromdichte stets der Wert des Geräts gewählt, welches sich vor der Teststrecke befindet (Abbildung 3-1).

3.3.2 Teststreckeninstrumentierung

Wie bereits zu Anfang von Kapitel 3.3 erwähnt, bilden die zweite Gruppe von Messtechnik in dieser Arbeit die in den Strömungskanal und in die Teststrecke eingebaute Instrumentierung. Zur Kontrolle der Versuchsrandbedingungen sind vor und nach der beheizten Länge jeweils ein Thermoelement und ein Drucksensor eingebaut, welche die thermodynamischen Parameter Druck p und Temperatur T der Versuchsfluides wiedergeben. Zudem helfen diese Werte, das Verhalten der Zwei-Phasen-Strömung zu verstehen.

Unmittelbar in der Teststrecke eingebaut und auf der Rückseite des Heizers montiert, befinden sich zwölf Thermoelemente. Diese tragen zum Verständnis der Zwei-Phasen- Strömung und dienen zur Abgleichung, dem besseren Verständnis und der Verifizierung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen. Schließlich sind diese zur Detektion des plötzlichen Temperaturanstiegs, welcher das Eintreten der Siedekrise signalisiert, und für die Sicherheitsabschaltungsfunktion der Anlage notwendig. Am Ende der beheizten Strecke, wo wegen des hohen Dampfanteils das Eintreten der Siedekrise zu erwarten ist, ist die Thermoelementbelegung dichter als am Start der beheizten Länge (Abbildung 3-3, 3-7).

Wie bereits erwähnt, erfolgt der Wärmeeintrag in den Siedeversuchen durch direkte elektrische Beheizung des Blechheizers. Dies macht eine indirekte Bestimmung der im Versuch vorliegenden Wärmestromdichte durch Bestimmung der über dem Heizer anliegenden elektrischen Leistung möglich. Für die Bestimmung der elektrischen Leistung über dem Heizer ist die Messung der über dem Heizer abfallenden Spannung und des durch den Heizer fließenden Stroms notwendig. Zur Messung der Spannung sind neben den Thermoelementen, in gleicher Art und Weise mittels Anheftens durch an der Heizer-Rückseite angeschweißter Edelstahlblättchen, zwei hochtemperaturbeständige Litzen an den zwei Enden des Heizers befestigt. Diese werden zusammen mit den zwölf Teststreckenthermoelementen durch die Durchführungen in Teststrecken und Strömungskanal raus gefädelt. Schließlich erfolgt eine Anbindung der Litzen an ein AV Wattmeter (Redur 0-80 kW), welches die Spannung über dem Heizer misst. Die Messung des Stroms erfolgt im Stromkreis des Heizers an den stromzuführenden Kupferkabeln mit einer Wirbelstrom- Messzange. Der relative Fehler bei der Spannungs- und Strommessung wird von den Herstellern mit jeweils 0,3 % und 0,2 % angegeben. Da die elektrische Leistung durch das Produkt dieser zwei Werte gebildet wird, ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung ein relativer Fehler bei

Versuchsaufbau

der elektrischen Leistungsmessung von 0,5 %. Die Messung der Heizleistung wurde anhand der thermodynamischen Parameter vor und nach der beheizten Strecke validiert. Die Wärmestromdichte während den Versuchen berechnet sich aus der gemessenen elektrischen Leistung wie folgt:

$$q = \frac{Q_{el}}{L_{Mess}b} \quad 3-3$$

Hier bezeichnet q die Wärmestromdichte im Versuch, Q_{el} - die gemessene elektrische Leistung, L_{Mess} den Abstand zwischen den zwei die Heizer- Spannung messenden Litzen und b die Heizerbreite. Die lokale Wärmestromdichte an einer beliebigen Stelle des Heizers hängt von dem lokalen spezifischen Widerstand ab. Dieser ist wiederum eine Funktion der Temperatur. Somit können sich die lokalen Wärmestromdichten an verschiedenen Stellen in Abhängigkeit der Temperaturen unterscheiden. Basierend auf den Messdaten zum spezifischen elektrischen Widerstand [179], wurde der lineare Temperaturkoeffizient $\alpha_{el,lin}$ zu 0,00076104 1/K ermittelt. Die gemessenen Temperaturen an verschiedenen Stellen des Heizers unterscheiden sich um maximal 20 K. Somit ergibt sich der maximale Unterschied des spezifischen Widerstands an zwei verschiedenen Stellen nach folgender Formel:

$$\frac{R_{T+20K}}{R_T} = (1 + \alpha_{el,lin} \Delta T) \quad 3-4$$

Zu 1,015. Da die durch den Joule-Effekt erzeugte Wärme nach Gleichung 3.1 linear von dem spezifischen Widerstand abhängt, beträgt der maximale Unterschied bei den lokalen Wärmestromdichten 1,5 %.

3.3.3 Optische Messtechnik

Zur Durchführung der Siedeversuche wurden zwei Hochgeschwindigkeitskameras des Typs Olympus i-Speed 3 mit allem benötigtem Zubehör bereitgestellt. Dank der optischen Zugänge und der geometrischen Besonderheiten der ebenen Blechheizer- Teststrecke kann der Siedevorgang von der Drauf- und Seitenansicht beobachtet werden, was im Vergleich zu Rohr- und Rohrbündelteststrecken die Bildung eines dreidimensionalen Eindrucks des Geschehens im Kanal ermöglicht. Zwecks Lastaufteilung werden die zwei Hochgeschwindigkeitskameras im Versuch an einen eigenen Rechner angeschlossen, mit dem die Steuerung und Synchronisierung erfolgt. Das Kamerasytem ist über einen Relay-Schalter mit der COSMOS-L Anlagensteuerung verbunden, damit die Aufnahme des Siedevorganges im richtigen Moment zu Erfassung des Siedekrisenphänomens stattfindet. Die Aufnahme findet bei 1500 Bildern die Sekunde, was hinreichen schnell ist, um die kurzen Zeitskalen des Phänomens aufzulösen. Bei dieser Bildrate beträgt die Dauer der Aufnahmen 3,14 Sekunden. Hierbei ist 75 % der Aufnahmezeit vor dem Zeitpunkt des Detektierens der Siedekrise und 25 % danach. Bei der vertikalen Teststreckenkonfiguration können die zwei Hochgeschwindigkeitskameras direkt auf die betrachteten Ebenen gerichtet werden. Bei den Versuchskonfigurationen mit geneigter Teststrecke war, bedingt durch die konstruktiven Restriktionen der Teststrecke und der elektrischen Anbindung des Heizers, ein Spiegelsystem für die Hochgeschwindigkeitskamera bei der Draufsicht und die Beleuchtung notwendig, um eine Beobachtung der Siedeversuche zu ermöglichen. Die Abbildungen 3-11 und 3-12 zeigen Fotos von dem Aufbau der optischen Messverfahren während der Versuche mit geneigter Teststrecke.



Abbildung 3-11: Seitenansicht der geneigten Teststrecke mit dem optischen Aufbau und Strahlengang (gelber Pfeil).



Abbildung 3-12: Gesamtansicht des optischen Aufbaus.

3.3.4 Messunsicherheit

Während sich die Messunsicherheit bei den direkt gemessenen Versuchsparametern aus der Betrachtung des Kalibrierungsprozesses und den Herstellerangaben zum relativen Messfehler entnehmen lassen, benötigt die Bestimmung der relativen Messabweichung bei den indirekt gemessenen Werten, in erster Linie der kritischen Wärmestromdichte, eine Betrachtung der Fehlerfortpflanzung.

3.3.4.1 Kritische Wärmestromdichte

Die kritische Wärmestromdichte in den Experimenten berechnet sich nach der Formel 3-3. Der relative Messfehler für die ebenso indirekt gemessene elektrische Leistung wurde bereits in Abschnitt 3.3.2 zu 0,5 % bestimmt. Darüber hinaus fließen in die Bestimmungsgleichung für die Wärmestromdichte die Länge, an der das Spannungsmesssignal abgegriffen wird und die Breite des Heizers hinein. Die relativen Messfehler für diese zwei

Versuchsaufbau

geometrischen Größen ergeben sich aus den Fertigungstoleranzen. Die Fertigungstoleranzen sind wiederum von den jeweiligen Fertigungsverfahren abhängig. Bei der Breite des Heizers, welche mit Fräsen hergestellt wird, beträgt die Toleranz $\pm 0,05$ mm, wobei die Messtoleranz bei dem Aufschweißen der Litzenkabel für die Spannungsmessung $\pm 0,3$ mm beträgt.

$$\frac{\Delta q}{q} = \frac{\Delta Q_{el}}{Q_{el}} + \frac{\Delta L_{Mess}}{L_{Mess}} + \frac{\Delta b}{b} \quad 3-5$$

An dieser Stelle soll ebenso der Einfluss von Wärmeverlusten erwähnt werden. Diese sind generell in jedem System zu finden. Abbildung 3-13 veranschaulicht die Betrachtung des Wärmeverlusts am Heizer während des Versuchs. Durch den Joule-Effekt entsteht die Wärme gleichmäßig im Heizer im Bereich zwischen den zwei Kanten der angelöteten Kupferblöcke (mit Rot gekennzeichnet). An der Grenzfläche zwischen Heizer und Strömung erfolgt die Wärmeübertragung durch Blasensieden. Der Wärmeübergangskoeffizient beim Blasensieden lässt sich nach dem VDI-Wärmeatlas abschätzen [45] und liegt für den Fall der höchsten in den Versuchen gefahrenen Teststreckenleistung 13,35 kW in der Größenordnung von $43454 \text{ W/m}^2\text{K}$. Die Verlustwärme fließt über die restlichen 5 Flächen des Heizers (vorne, hinten, rechts und links). An den Seiten trifft die Wärme auf einen Wärmewiderstand bestehend aus einer 2 mm dicken Silikon-Schicht, einer 6,85 dicken Keramik-Schicht, einer 3 mm dicken Edelstahlschicht, einer 43 mm dicken Glasschicht und dem Wärmeübergangskoeffizienten an der ruhenden Luft außerhalb der Teststrecke. Vorne und hinten trifft die

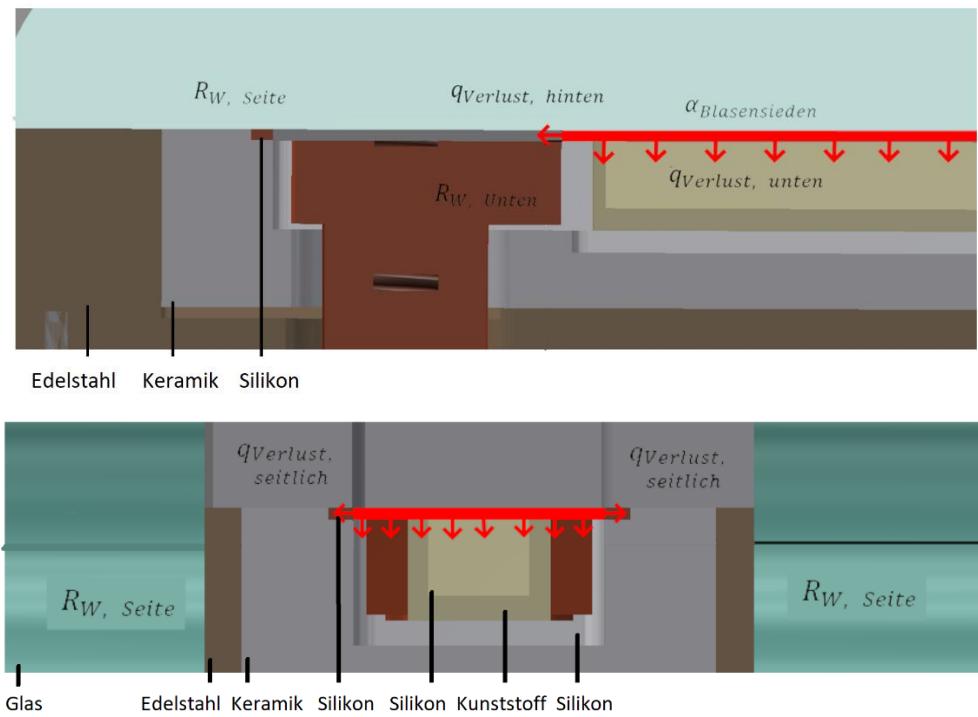


Abbildung 3-13: Schema Verluste im Heizer (Rot).

Wärme auf einen Widerstand bestehend aus einer 2 mm dicken Silikonschicht, einer 6,5 mm dicken Keramikschicht, einer 6,5 dicken Edelstahlschicht, 54,9 mm dicken Kunststoffschicht und dem Wärmeübergangskoeffizienten am konvektiv kühlenden Wasser ($3500 \text{ W/m}^2\text{K}$ nach [45]). Unter dem Heizer trifft die Wärme auf einen Wärmewiderstand bestehend aus einer 6 mm dicken Silikonschicht, einer 2 mm dicken Kunststoffschicht, einer weiteren 2 mm dicken Silikonschicht, einer 5 mm dicken Keramikschicht, einer 42 mm dicken Edelstahlschicht und dem Wärmeübergangskoeffizienten an der ruhenden Außenluft. Der Wärmeübergang bei ruhender Luft wird nach [45] zu $2 \text{ W/m}^2\text{K}$ geschätzt. Da die Wärme, ähnlich wie der elektrische Strom, in Richtung des kleinsten Widerstands fließt, wurde versucht den zum Blasensieden genutzten Wärmestrom anhand der Analogie mit dem Gesetz von Kirchhoff in Abhängigkeit der Verhältnisse der Wärmewiderstände abzuschätzen:

$$\frac{Q_{Blasensieden}}{2R_{V,Seite} + R_{V,Unten} + 2R_{V,Vorne(HInten)}} = \frac{Q_{Verluste\ Gesamt}}{R_{Blasensieden}} \quad 3-6$$

$$\frac{R_{Blasensieden}}{2R_{V,Seite} + R_{V,Unten} + 2R_{V,Vorne(HInten)}} = \frac{Q_{el} - Q_{Blasensieden}}{Q_{Blasensieden}} \quad 3-7$$

Um die Anwendbarkeit dieser Analogie auf den Wärmeverlust zu prüfen, wurde eine vereinfachte thermische Simulation mit den genannten Randbedingungen durchgeführt. Die Simulation wurde für zwei Fälle durchgeführt. Der erste Fall ist bei einer der höchsten Teststreckenleistungen von 13,35 kW und 43454 W/m²K Wärmeübergangskoeffizient (Ref. 2.8 $\vartheta = 90^\circ$), während im zweiten Fall das Experiment mit einer der niedrigsten Teststreckenleistungen von 1,18 kW und 7914 W/m²K Wärmeübergangskoeffizient (Ref. 2.4 $\vartheta = 0^\circ$). Die zwei Extremfälle wurden deshalb gewählt, weil der Wärmeübergangskoeffizient beim Strömungssieden proportional zur Wärmestromdichte ist. Somit ergeben sich die maximalen relativen Wärmeverluste in den Fällen mit niedriger Teststreckenleistung, während die kleinsten relativen Verluste bei den Versuchen mit hoher Teststreckenleistung vorliegen. Somit erlaubt eine Simulation der zwei Extremfälle eine Bestimmung des Bereichs der relativen Wärmeverluste. Die Wärmewiderstände werden mit folgenden Formeln berechnet:

$$R_{V,Seite} = \frac{1}{L_{Beheizt} d \alpha_{Luft}} + \frac{d_{Edelstahl}}{\lambda_{Edelstahl} L_{Beheizt} d} + \frac{d_{Keramik}}{\lambda_{Keramik} L_{Beheizt} d} + \frac{d_{Glas}}{\lambda_{Glas} L_{Beheizt} d} + \frac{d_{Silikon}}{\lambda_{Silikon} L_{Beheizt} d} \quad 3-8$$

$$R_{V,Unten} = \frac{1}{L_{Beheizt} b \alpha_{Luft}} + \frac{d_{Edelstahl}}{\lambda_{Edelstahl} L_{Beheizt} b} + \frac{d_{Keramik}}{\lambda_{Keramik} L_{Beheizt} b} + \frac{d_{Kunststoff}}{\lambda_{Kunststoff} L_{Beheizt} b} + \frac{d_{Silikon}}{\lambda_{Silikon} L_{Beheizt} b} \quad 3-9$$

$$R_{V,Vorne(Hinten)} = \frac{1}{b d \alpha_{Wasser}} + \frac{d_{Edelstahl}}{\lambda_{Edelstahl} b d} + \frac{d_{Keramik}}{\lambda_{Keramik} b d} + \frac{d_{Kunststoff}}{\lambda_{Kunststoff} b d} + \frac{d_{Silikon}}{\lambda_{Silikon} b d} \quad 3-10$$

Mit den Wärmeleitfähigkeiten $\lambda_{Edelstahl} = 15 \frac{W}{mK}$; $\lambda_{Kunststoff} = 0,24 \frac{W}{mK}$; $\lambda_{Silikon} = 2 \frac{W}{mK}$; $\lambda_{Glas} = 0,8 \frac{W}{mK}$; $\lambda_{Keramik} = 1,46 \frac{W}{mK}$ [179, 187 – 190] ergeben sich die Wärmewiderstände $R_{V,Seite}$, $R_{V,Unten}$, $R_{V,Vorne(Hinten)}$ jeweils zu 1865,47; 86,42 und 346,74 K/W. In Tabelle 3.4 sind die Werte des Wärmeverlusts bei der Simulation und dem vorgeschlagenen Ansatz (3-6, 3-7) zu finden.

	Fall	Gleichung 3-7	Simulation
$Q_{el} [W]$	1	13350	13350
$Q_{Blasensieden} [W]$		13349,99	13.36
$Q_{Verluste\ Gesamt} [W]$		0,011	23,7
Verluste ν [%]		0,000085	0,17
$Q_{el} [W]$	2	1180	1180
$Q_{Blasensieden} [W]$		1179,9945	1175,01
$Q_{Verluste\ Gesamt} [W]$		0,0055	4,9904
Verluste ν [%]		0,00046	0,42

Tabelle 3.4: Gegenüberstellung der mit Gl. 3-7 berechneten Verluste und der Simulation.

Aus dem Vergleich geht hervor, dass der vorgeschlagene Ansatz nicht anwendbar ist, da die simulierten Werte sich um einige Größenordnungen unterscheiden. Die simulierten Werte von 0,17-0,42 % Wärmeverlusten sind im Gegensatz zu den Messunsicherheiten vernachlässigbar klein und werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit nicht mehr betrachtet.

3.3.4.2 Massenstromdichte

Wie auch bei der Wärmestromdichte, handelt es sich bei der Massenstromdichte um einen indirekt gemessenen Wert, welcher nach der Gleichung 3-11 berechnet wird.

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\Delta \dot{m}}{\dot{m}} + \frac{\Delta s}{s} + \frac{\Delta b}{b} \quad 3-11$$

Versuchsaufbau

Der relative Messfehler wird entsprechend aus den relativen Messfehlern des direkt gemessenen Massenstroms, der Kanalbreite und dem Wasserspalt über dem Heizer gebildet. Der Messfehler des Massenstroms ist aus den Herstellerangaben des Messgeräts bekannt. Da die Kanalgläser, welche die Kanalbreite bestimmen, direkt entlang der Kanten des Heizers positioniert werden, kann der relative Fehler der Kanalbreite, dem relativen Fehler der Heizerbreite gleichgesetzt werden. Der relative Fehler des Spalts über dem Heizer ergibt sich aus der Toleranzkette des Kanalinnenmaßes und des Außenmaßes der eingebauten Teststrecke und resultiert zu $\pm 0,3\text{mm}$. In Tabelle 3.5 sind die endgültigen Messfehler für die im Versuch gemessenen Werte zusammengefasst.

Parameter	Messfehler
Temperatur T	$\pm 1,65\text{ K}$
Druck p	$\pm 0,4\%$
Elektrische Leistung P_{el}	$\pm 0,5\%$
Massenstrom \dot{m}	$\pm 0,1\%$
Spaltbreite über Kanal s	$\pm 1,35\%$
Heizer (Kanal)breite b	$\pm 0,25\%$
Länge über der die Spannung gemessen wird L_{Mess}	$\pm 0,1\%$
Massenstromdichte G	$\pm 1,7\%$
Wärmestromdichte q	$\pm 0,85\%$

Tabelle 3.5: Endgültige Messfehler der Versuchsparameter.

3.4 Versuchsablauf und Messmatrix

Um die Reproduzierbarkeit der Messdaten sicherzustellen, wurde bei der Durchführung der Siedekrise-Experimente eine einheitliche Versuchsprozedur durchgesetzt. Bevor die Messungen am Versuchstag begannen, wurde die COSMOS-L Anlage durchgewärmt, um die Betriebstemperaturen der massiven Edelstahlkomponenten zu vereinheitlichen. Gleichzeitig wurde bei dem Durchwärmvorgang das Wasser entgast, da sich die Löslichkeit der Gase in Wasser mit steigender Temperatur verringert.

Bevor mit dem Einstellen der Versuchsparameter und mit den eigentlichen Versuchen begonnen wurde, erfolgten zunächst einige Funktionsprüfungen. Diese umfassen in erster Linie die Abschalt Sicherheitsfunktion bei Auftreten der Siedekrise, sowie die Funktionen der im vorigen Abschnitt genannten Messinstrumente. Als eine einwandfreie Funktion der Gesamtanlage sichergestellt wurde, wurde zum Einstellen der Randbedingungen gemäß Versuchsprogramm übergegangen. Als Erstes wurde der benötigte Gesamtmassenstrom eingestellt, gefolgt von der Eintrittstemperatur vor der Teststrecke und schließlich dem Austrittsdruck. Bei den Experimenten mit stationärer Massenstromdichte entsprach der Gesamtmassenstrom der Anlage dem Massenstrom in der Teststrecke. Bei den Experimenten mit oszillierender Massenstromdichte wurde zusätzlich das synchronisierte Schalten des Teststrecken- und Bypass- Ventils mit der jeweiligen Frequenz initialisiert, womit nur ein Teil des Gesamtmassenstroms in die Teststrecke geleitet wurde, während der Rest in den Bypass wanderte. Als die Randbedingungen einen stationären Zustand erreichten, wurde zum eigentlichen Versuch übergegangen und der Transformator für die Teststreckenheizung eingeschaltet. Damit während des Versuchs die Randbedingungen konstant bleiben, erfolgte die Erhöhung der Transformatorleitung nicht kontinuierlich, sondern schrittweise immer nach dem, als ein eingeschwungener Zustand der Anlage erreicht wurde.

3.4.1 Messmatrix

Basierend auf den in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen Studien zu den Strömungsverhältnissen beim IVR ERVC – Betrieb entstand die Messmatrix für die Versuchsreihen bei 90° , 45° , und 0° Neigungswinkel. Bei den für den Bau und Betrieb geplanten Reaktortypen der 1000+ MW- Klassen zeigten die Ergebnisse der experimentellen Studien, dass Massenstromdichten von rund $600\text{ kg/m}^2\text{s}$ zu erwarten sind [25, 30, 31, 93, 94, 95, 103]. Die Flüssigkeitsunterkühlung variierte über den Kanal aufgrund der Wassersäule von einigen Kelvin bis 50 Kelvin. Der Druck im oberen zylindrischen Teil des beheizten RDB-Bereichs betrug bei den meisten Konfigurationen einige Hundert Millibar über dem atmosphärischen Druck. An dieser Stelle soll noch einmal erwähnt werden, dass es sich bei diesen Werten um einen eingeschwungenen stationären Zustand handelt, welcher in dem isoliert betrachteten IVR ERVC- Strömungspfad erreicht wurde. Die Ergebnisse der Studie [152, 154, 156] zeigten jedoch, dass kritische Siedezustände bei dem IVR ERVC- Betrieb bereits in den ersten Stunden des Unfallverlaufs

Versuchsaufbau

auftreten können, bevor sich die maximale Massenstromdichte im IVR ERVC – Naturkonvektionsbetrieb einstellen kann (Abbildung 2-27). Die Komplexität des Siedekrisenphänomens beim IVR ERVC wird durch die auftretenden Zwei-Phasen- Instabilitäten und die daraus resultierenden Massenstromoszillationen weiter erhöht. Wie experimentelle Arbeiten [30, 92] und Systemcodes [156] belegt haben, variieren die relativen Amplituden $\frac{\Delta G}{G}$ der Massenstromoszillationen im Bereich einiger Zehn Prozent bis über 100 % mit auftretenden Rückströmungen. Perioden wurden im Bereich zwischen 10 und 100 Sekunden beobachtet. Es sei zudem zu erwähnen, dass die Oberflächenbeschaffenheit einen weiteren Einflussfaktor auf das Eintreten der Siedekrise darstellt [191]. Im Rahmen dieser Studie wurden keine Messungen der Oberflächenbeschaffenheit des Heizers durchgeführt. Allerdings lässt sich die Oberflächenbeschaffenheit des Heizers in dieser Studie durch die Angabe der Oberflächenpräparation des Heizers vor den Versuchen definieren. Die Oberfläche des Heizers wurde mit einem Schleifpapier mit einer Körnung von 400 geschliffen. Die Zahl der Körnung orientiert sich an der Einheit Mesh [192] und wird durch die Anzahl der Maschen pro 1 Zoll= 25,4 mm definiert.

Obwohl die genannten Studien teilweise unterschiedlich konzipiert wurden und das Phänomen unter verschiedenen Aspekten betrachte, korrelieren die Haupterkenntnisse. Somit wurde basierend auf der Gesamtheit dieser Erkenntnisse, eine Messmatrix zur Untersuchung des Einflusses von Massenstromdichteschwankungen auf das Phänomen der Siedekrise unter IVR ERVC – typischen Bedingungen entworfen. Diese ist in Tabelle 3.6 dargestellt.

Austrittsdruck p [mbar]	Neigungswinkel ϑ [°]	Eintrittsunterkühlung ΔT_U [K]	Massenstromdichte G [$\frac{kg}{m^2s}$]	Relative Amplitude $\frac{\Delta G}{G}$	Periode τ [s]
1200	90; 45; 0	10	200	stationär	stationär
			400	0,3; 0,7; stationär	10; 50; stationär
			600	stationär	stationär
	30	200	200	0,3; 0,7; stationär	10; 50; stationär
			400	0,3; 0,7; stationär	10; 50; stationär
			600	0,3; 0,7; stationär	10; 50; stationär
	50	200	200	stationär	stationär
			400	0,3; 0,7; stationär	10; 50; stationär
			600	stationär	stationär

Tabelle 3.6: Messmatrix der Siedekrisenversuche bei stationärer und oszillierender Massenstromdichte.

Es ergeben sich insgesamt 87 geplante Messpunkte, welche den aus den erwähnten Studien resultierenden Messbereich abdecken. Die Bezeichnung der einzelnen Versuchspunkte samt Messparameter ist in Tabelle 3.7.

Experiment	$p_{\text{über}}$ [mbar]	ΔT_U [K]	x_{Ein} [%]	G [$\frac{kg}{m^2s}$]	$\frac{\Delta G}{G}$	τ [sec]
Ref1.1	200	30	-5,6	400	0	∞
Ref1.2	200	30	-5,6	400	0,3	10
Ref1.3	200	30	-5,6	400	0,3	50
Ref1.4	200	30	-5,6	400	0,7	10
Ref1.5	200	30	-5,6	400	0,7	50
Ref2.1	200	30	-5,6	200	0	∞
Ref2.2	200	30	-5,6	600	0	∞
Ref2.3	200	10	-1,8	200	0	∞
Ref2.4	200	10	-1,8	400	0	∞
Ref2.5	200	10	-1,8	600	0	∞
Ref2.6	200	50	-9,3	200	0	∞

Ref2.7	200	50	-9,3	400	0	∞
Ref2.8	200	50	-9,3	600	0	∞
Ref3.1	200	30	-5,6	200	0,3	10
Ref3.2	200	30	-5,6	200	0,3	50
Ref3.3	200	30	-5,6	200	0,7	10
Ref3.4	200	30	-5,6	200	0,7	50
Ref3.5	200	30	-5,6	600	0,3	10
Ref3.6	200	30	-5,6	600	0,3	50
Ref3.7	200	30	-5,6	600	0,7	10
Ref3.8	200	30	-5,6	600	0,7	50
Ref4.1	200	10	-1,8	400	0,3	10
Ref4.2	200	10	-1,8	400	0,3	50
Ref4.3	200	10	-1,8	400	0,7	10
Ref4.4	200	10	-1,8	400	0,7	50
Ref4.5	200	50	-9,3	400	0,3	10
Ref4.6	200	50	-9,3	400	0,3	50
Ref4.7	200	50	-9,3	400	0,7	10
Ref4.8	200	50	-9,3	400	0,7	50

Tabelle 3.7: Bezeichnungen der Messpunkte in den Versuchsreihen.

3.4.2 Messsystemvalidierung

Die zuverlässigste Methode zur Validierung des thermohydraulischen Messsystems ist eine Betrachtung der Wärmebilanz zwischen Start und Ende der beheizten Strecke im Kanal. Diese ist mit Gleichung 3-12 definiert als:

$$Q_{WB} = Q_{el} - Q_{Verluste} = \dot{m}(h_{Aus} - h_{Ein}) = c_p \dot{m}(T_{Aus} - T_{Ein}) \quad 3-12$$

Hier bezeichnet Q_{el} die elektrische Leistung der Teststrecke, $Q_{Verluste}$ die gesamte Wärmeverlustleistung, \dot{m} den Massenstrom, h_{Aus} und h_{Ein} die Ein- und Austrittsenthalpie. Die Enthalpie kann anhand der jeweiligen gemessenen Werte für Druck und Temperatur bezogen werden, die elektrische Leistung und der Massenstrom aus dem Messsystem. Die Wärmeverluste setzen sich aus den Wärmeverlusten direkt in der Teststreckenkonstruktion ($v_{Teststrecke}$), welche in Abschnitt 3.3.4.1 erläutert wurden, und den Wärmeverlusten über die Flüssigkeit und die sie umgebenden Kanalwände, diese werden von der Temperaturdifferenz zwischen der Umgebung außerhalb des Strömungskanals und der Flüssigkeit im Kanal getrieben, wobei für die Flüssigkeitstemperatur unter der Bedingung konstanter Wärmestromdichte die mittlere Temperatur zwischen Ein- und Austritt zu berücksichtigen ist. Der Wärmewiderstand zwischen Zweiphasenströmung und der Umgebung setzt sich aus dem Wärmeübergangskoeffizienten der Umströmung der Kanalwand, der Wärmeleitung über die Kanalwand und dem Wärmeübergangskoeffizienten der freien Konvektion an der umgebenden Luft. Da der nach [45] geschätzte Wärmeübergangskoeffizient bei erzwungener Konvektion mit Werten von $3500 \text{ W/m}^2\text{K}$ zwei Größenordnungen höher als der Wärmeübergangskoeffizient bei freier Konvektion an Luft von $2 \text{ W/m}^2\text{K}$ ist [45], lässt sich der Wärmewiderstand konservativ mit Gleichung 3-13 vereinfachen:

$$R_W = \frac{1}{A_{Kanal} \alpha_{Luft}} + \frac{d_{Kanalwand}}{\lambda_{Edelstahl} A_{Kanal}} \quad 3-13$$

Und zu $25,5 \text{ K/W}$ berechnen. Die Wärmeverluste werden mit Gleichung 3-14 berechnet.

$$Q_{Verluste} = Q_{el} v_{Teststrecke} + \frac{(T_{Fl,mitt} - T_{Luft})}{R_W} \quad 3-14$$

Diese Betrachtung über die Wärmebilanz ist allerdings hauptsächlich beim Betrieb mit hohen Massenströmen und Eintrittsunterkühlungen möglich, bei denen am Austrittstemperatursensor die gasförmige Phase bereits kondensiert ist und die Energiebilanz für eine Phase gilt. Die Wärmeverluste wurden anhand der Versuchsdaten mit Gleichung 3-12 berechnet und sind in Tabelle 3.8 aufgeführt. Bei der Berechnung der Wärmeverluste anhand der Messdaten muss ebenso berücksichtigt werden, dass diese fehlerbehaftet sind. Der relative Fehler bei der

Versuchsaufbau

Berechnung der Wärmebilanz setzt sich aus dem Fehler der Temperaturmessung der Thermoelemente und dem Fehler bei der Messung des Massenstroms zusammen.

$$f_{rel,Q_{WB}} = \frac{\Delta \dot{m}}{\dot{m}} + \frac{\Delta T}{T_{Aus} - T_{Ein}} \quad 3-15$$

Experiment	ϑ [°]	$Q_{Verluste,mess}$ [kW]	$Q_{Verluste,rechn}$ [W]	Q_{el} [kW]	Q_{WB} [kW]	$f_{rel,Q_{WB}}$ [%]	$\Delta Q_{Verluste}$ [kW]
Ref1.1	90	0,03	2,43135612	9,54	9,51	25,43	2,43
Ref1.2	90	0,12	2,44011845	9,36	9,24	26,92	2,50
Ref1.3	90	-0,24	2,42321286	8,93	9,17	27,27	2,51
Ref1.4	90	0,37	2,36997218	8,65	8,29	27,66	2,30
Ref1.5	90	-0,41	2,42787976	8,34	8,75	28,26	2,48
Ref2.1	90	0,15	2,61484121	8,12	7,96	15,07	1,21
Ref2.2	90	-0,20	2,37154369	10,78	10,98	34,05	3,75
Ref2.3	90		Dampf am Austritt				
Ref2.4	90	0,10	3,14339068	6,76	6,66	37,17	2,48
Ref2.5	90	0,20	3,0580532	8,15	7,95	46,46	3,70
Ref2.6	90	0,41	1,95438058	10,57	10,16	11,80	1,21
Ref2.7	90	0,10	1,75603762	12,44	12,34	19,88	2,47
Ref2.8	90	0,11	1,65874718	13,35	13,24	27,85	3,70
Ref3.1	90	0,93	2,56902947	8,31	7,38	16,87	1,25
Ref3.2	90	0,38	2,61393641	8,18	7,80	15,97	1,25
Ref3.3	90	0,55	2,50788364	7,62	7,06	19,92	1,41
Ref3.4	90	0,49	2,49326388	6,73	6,24	19,61	1,23
Ref3.5	90	0,20	2,42830835	10,02	9,81	38,76	3,81
Ref3.6	90	-0,33	2,37316282	9,94	10,26	36,24	3,73
Ref3.7	90	-0,42	2,35759063	9,36	9,79	39,32	3,86
Ref3.8	90	-1,05	2,35616199	8,74	9,78	36,44	3,57
Ref4.1	90	0,57	3,2290615	6,90	6,33	40,87	2,60
Ref4.2	90	0,15	3,1131035	6,50	6,35	38,89	2,48
Ref4.3	90	0,14	3,19720282	6,80	6,65	35,94	2,40
Ref4.4	90	-0,09	3,11991335	6,64	6,72	36,96	2,49
Ref4.5	90	0,15	1,75418039	11,84	11,69	21,49	2,52
Ref4.6	90	0,20	1,76756199	11,68	11,48	21,23	2,45
Ref4.7	90	0,01	1,73941777	10,42	10,41	21,86	2,29
Ref4.8	90	-0,72	1,71094019	9,60	10,32	23,02	2,39
Ref1.1	45	0,25	2,4012118	8,67	8,41	29,42	2,48
Ref1.2	45	-0,03	2,37640107	8,04	8,07	30,11	2,44
Ref1.3	45	0,14	2,41935553	8,95	8,82	26,13	2,31
Ref1.4	45	0,02	2,35678107	7,52	7,51	33,13	2,49
Ref1.5	45	0,05	2,40525961	7,38	7,33	31,35	2,31
Ref2.1	45	0,59	2,51821748	6,72	6,12	20,19	1,24
Ref2.2	45	-0,03	2,37963932	10,26	10,29	35,53	3,67
Ref2.3	45	0,97	3,18358311	4,64	3,67	32,22	1,18
Ref2.4	45	0,40	3,1026268	6,24	5,84	42,72	2,50
Ref2.5	45	0,40	3,10200772	7,53	7,13	51,28	3,66

Versuchsaufbau

Ref2.6	45	0,27	1,8596617	9,05	8,78	13,83	1,22
Ref2.7	45	0,14	1,78722961	13,46	13,32	18,02	2,41
Ref2.8	45	-	-	-	-	-	-
Ref3.1	45	0,49	2,51921752	6,85	6,36	19,52	1,25
Ref3.2	45	0,59	2,52021757	6,76	6,18	19,57	1,21
Ref3.3	45	0,54	2,43102277	5,72	5,19	24,99	1,30
Ref3.4	45	0,28	2,48612068	5,92	5,64	20,94	1,19
Ref3.5	45	-0,37	2,3854015	10,26	10,63	33,89	3,61
Ref3.6	45	0,25	2,39606869	10,02	9,76	35,58	3,48
Ref3.7	45	0,20	2,31554097	9,06	8,86	41,80	3,71
Ref3.8	45	-0,46	2,35249515	8,49	8,95	38,17	3,43
Ref4.1	45	0,42	3,10267442	5,64	5,23	45,81	2,40
Ref4.2	45	0,39	3,08843563	5,41	5,02	46,40	2,33
Ref4.3	45	0,54	3,04633835	4,90	4,37	53,23	2,33
Ref4.4	45	0,22	3,07995903	5,02	4,79	47,32	2,27
Ref4.5	45	0,00	1,71913107	11,98	11,97	20,99	2,52
Ref4.6	45	-	-	-	-	-	-
Ref4.7	45	0,34	1,65417553	9,35	9,02	25,80	2,34
Ref4.8	45	-0,07	1,70774956	9,70	9,77	23,38	2,29
Ref1.1	0	0,48	2,26587189	2,67	2,19	110,17	2,42
Ref1.2	0	-0,03	2,21677427	2,02	2,05	120,81	2,48
Ref1.3	0	0,00	2,19124922	1,65	1,66	140,90	2,34
Ref1.4	0	-0,13	2,14077058	1,48	1,61	143,82	2,32
Ref1.5	0	0,12	2,1941065	1,11	0,98	237,08	2,33
Ref2.1	0	0,28	2,21325029	0,62	0,35	350,83	1,22
Ref2.2	0	0,13	2,28296796	4,40	4,27	85,76	3,67
Ref2.3	0	0,57	2,96023893	0,64	0,07	1694,27	1,22
Ref2.4	0	0,34	2,98776408	1,18	0,84	289,44	2,43
Ref2.5	0	0,03	2,94133325	2,21	2,18	168,40	3,68
Ref2.6	0	1,41	1,40621112	1,94	0,53	228,13	1,21
Ref2.7	0	0,07	1,54293204	4,30	4,23	56,94	2,41
Ref2.8	0	0,12	1,56388544	6,66	6,54	55,13	3,61
Ref3.1	0	0,16	2,20825005	0,54	0,38	323,85	1,23
Ref3.2	0	0,24	2,17201019	0,40	0,16	771,83	1,23
Ref3.3	0	0,27	2,22782243	1,27	1,00	130,82	1,30
Ref3.4	0	0,22	2,16224782	0,40	0,18	646,19	1,15
Ref3.5	0	-0,06	2,22877485	2,97	3,03	123,16	3,73
Ref3.6	0	0,53	2,22439369	2,97	2,43	143,23	3,49
Ref3.7	0	0,32	2,18886816	2,28	1,96	191,89	3,76
Ref3.8	0	-0,45	2,22987015	1,49	1,94	176,98	3,44
Ref4.1	0	0,49	2,9557149	1,30	0,81	306,69	2,49
Ref4.2	0	0,37	2,95871505	0,92	0,55	428,80	2,36
Ref4.3	0	0,28	2,90785544	1,23	0,94	244,60	2,31
Ref4.4	0	0,38	2,86871068	0,71	0,33	694,65	2,27
Ref4.5	0	-0,06	1,47178573	3,03	3,09	80,68	2,50
Ref4.6	0	0,30	1,47411917	2,74	2,44	95,48	2,33
Ref4.7	0	-0,16	1,48054806	2,68	2,84	79,39	2,26
Ref4.8	0	0,09	1,39959175	0,89	0,80	295,60	2,38

Tabelle 3.8: Wärmebilanz, Wärmeverlust und relative Fehler.

Versuchsaufbau

Der absolute Fehler der Wärmeverluste ergibt sich schließlich durch die Addition der absoluten Fehler der elektrischen Leistungsmessung und der nach Gleichung 3-12 berechneten Wärmebilanz:

$$\Delta Q_{Verluste} = Q_{WB} * f_{rel,Q_{WB}} + Q_{el} * f_{rel,Q_{el}} \quad 3-16$$

Wie aus Tabelle 3.7 ersichtlich wird, sind die relativen Fehler bei der Berechnung der Wärmebilanz mit Werten von 18,02 bis 1694,27 % sehr hoch. Dies ist bedingt durch den hohen absoluten Fehler bei der Temperaturmessung. Wobei die höchsten relativen Fehler bei den Versuchen mit geringem Wärmeeintrag und niedriger Temperaturdifferenz zwischen Eintritt und Austritt auftreten. Aus diesem Grund ergeben sich bei der Berechnung der Wärmeverluste sowohl positive als auch negative Werte. Daher eignet sich die analytische Gleichung 3-14 besser zur Abschätzung der Wärmeverluste in den Experimenten, da diese konservativ aufgestellt wurde und auf relativ einfachen und eindeutigen Randbedingungen basiert.

3.4.3 Reproduzierbarkeitsanalyse

Reproduzierbarkeit ist ein Hauptprinzip, dass der wissenschaftlichen Versuchsmethode zugrunde liegt. Reproduzierbarkeit der Ergebnisse einer Studie bedeutet, dass Ergebnisse, die in einem Experiment erzielt wurden, bei der Wiederholung des Experiments mit einem hohen Maß an Zuverlässigkeit erneut erzielt werden können [177]. Vor Beginn der eigentlichen Messreihen wurde eine Versuchsreihe gefahren, mit dem Ziel das Verhalten der Anlage über mehrere Versuche hinweg, die Wiederholbarkeit bei der Einstellung der Versuchspараметer und die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse zu untersuchen. Der Versuchsaufbau und die Versuchstechnik bei dieser Messreihe entsprechen den in den Abschnitten 3.2 und 3.3 beschriebenen. Hierzu wurde der Versuch unter der in Tabelle 3.9 aufgelisteten Parameterkombination 23-mal wiederholt.

Massenstromdichte $G \left[\frac{kg}{m^2 s} \right]$	Eintrittstemperatur ΔT_u	Austrittsdruck $p \left[mbar \right]$	Teststreckenneigungswinkel $\vartheta \left[{}^\circ \right]$
185	45	1200	90

Tabelle 3.9: Versuchsparameter der Versuchsreihe zur Reproduzierbarkeitsanalyse.

Die Ergebnisse der Versuchsparametereinstellung und der gemessenen kritischen Wärmestromdichten sind in Tabelle 3.10 dargestellt.

3.4.3.1 Kritische Wärmestromdichte

In Abbildung 3-11 und 3-12 sind die Häufigkeitsverteilungen der kritischen Wärmestromdichte mit den jeweiligen Klassenauflösungen 1/100 MW/m² und 1/1000 MW/m² dargestellt. Die Häufigkeitsverteilung in Abbildung 3-14 ähnelt einer Gaußschen Normalverteilung nur entfernt, was auf die geringe Anzahl der Messungen zurückzuführen ist. Die Standardabweichung beträgt $\sigma_{\bar{q}_{CHF}} = 0,0211 MW/m^2$ und der arithmetische Mittelwert beträgt $\bar{q}_{CHF} = 1,59 W/m^2$. Bei einer Auflösung um eine Größenordnung feiner ist sowohl die Gaußverteilung besser zu sehen (Abbildung 3-15), als auch die Tatsache, dass es an Messpunkten mangelt, um eine richtige Gaußverteilung zu sehen.

Versuchsaufbau

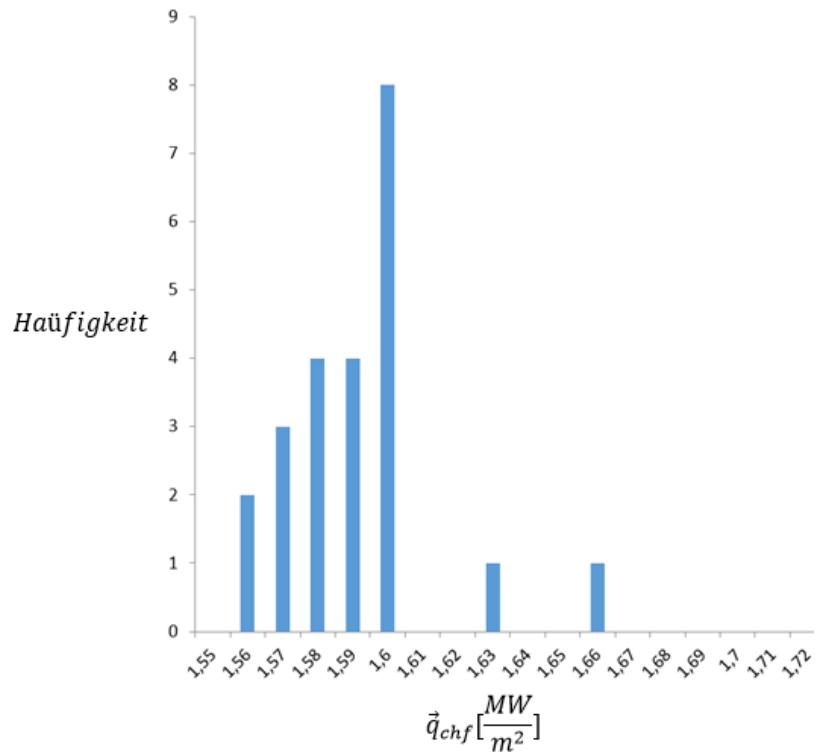


Abbildung 3-14: Häufigkeitsverteilung der kritischen Wärmestromdichte (Klassenauflösung $\frac{1}{100} MW/m^2$).

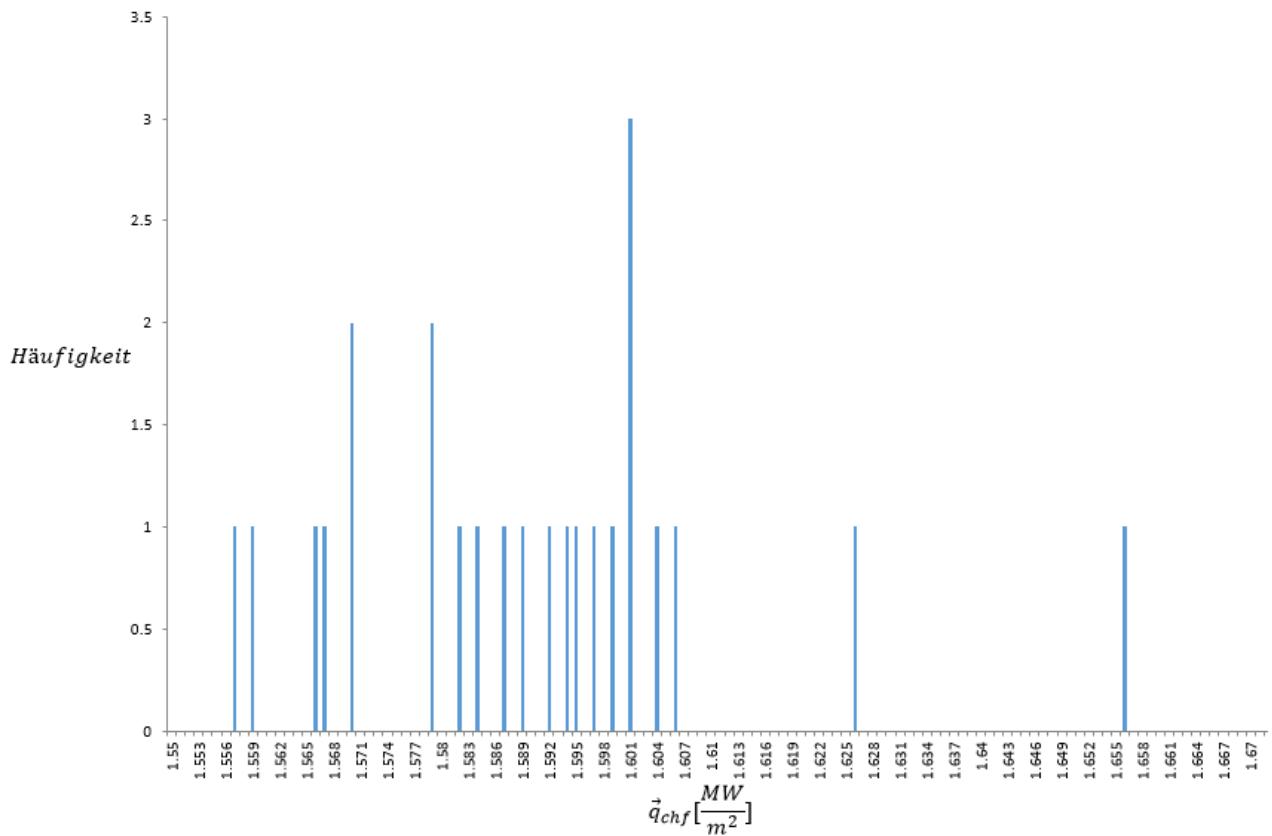


Abbildung 3-15: Häufigkeitsverteilung der kritischen Wärmestromdichte (Klassenauflösung $\frac{1}{1000} MW/m^2$).

Versuchsnummer	Kritische Wärmestromdichte $q_{CHF} \left[\frac{W}{m^2} \right]$	Eintrittstemperatur $T_{ein} \left[^\circ C \right]$	Austrittsüberdruck $p_{Über} \left[mbar \right]$	Massenstromdichte $G \left[\frac{kg}{m^2 s} \right]$	Teststreckenneigungswinkel $\vartheta \left[^\circ \right]$
1	1,57	59,47	163	186,63	90
2	1,56	59,53	168	186,5	90
3	1,6	59,5	173	188,13	90
4	1,6	59,5	177	185,38	90
5	1,6	59,42	175	185,68	90
6	1,6	59,51	185	186,09	90
7	1,58	59,62	171	185,87	90
8	1,59	59,47	174	187,34	90
9	1,58	59,41	170	186,93	90
10	1,6	59,54	164	186,61	90
11	1,6	59,51	164	186,06	90
12	1,56	59,26	147	186,25	90
13	1,6	59,49	164	186,02	90
14	1,59	59,5	164	185,61	90
15	1,58	59,41	163	185,22	90
16	1,63	59,51	173	186,27	90
17	1,66	59,78	196	185	90
18	1,57	59,58	147	187,02	90
19	1,58	59,76	166	185,95	90
20	1,59	59,86	170	185,29	90
21	1,60	59,68	174	185,22	90
22	1,57	59,66	169	186,04	90
23	1,59	59,82	177	184,65	90

Tabelle 3.10: Ergebnisse der Versuchsreihe zur Reproduzierbarkeitsanalyse.

Abbildung 3-16 zeigt den Verlauf der gemessenen Werte der kritischen Wärmestromdichte über der Versuchsnummer. Es zeigt sich keine Tendenz für steigende oder fallende Werte mit voranschreitender Versuchsnummer. Die Werte haben die Tendenz immer wieder um den arithmetischen Mittelwert aufzutreten. Basierend darauf kann trotz mangelnder Messwerte, die Reproduzierbarkeit der Messung der kritischen Wärmestromdichte bestätigt werden.

Während bei einer unendlichen Anzahl an Messwerten und einer eindeutig abgebildeten Gauß-Verteilung der statistische Messfehler mit Gleichung 3-17 berechnet werden kann, muss im Falle einer geringen Anzahl von Messwerten der statistische Messfehler durch einen zusätzlichen Faktor aus der Student-Verteilung korrigiert werden (Gleichung 3-18) [177]. Im Gegensatz zur GAUSS-Verteilung ist die t-Verteilung eine Funktion, welche von der Anzahl der Messungen und von der statistischen Sicherheit abhängt.

$$\Delta \vec{q}_{chf} = \sigma_{\vec{q}_{CHF}} / \sqrt{n} \quad 3-17$$

$$\Delta \vec{q}_{chf} = t \sigma_{\vec{q}_{CHF}} / \sqrt{n} \quad 3-18$$

Der Wert für t kann aus entsprechenden Tabellen aus der Literatur entnommen werden [177]. Bei der hier vorliegenden Anzahl an Messungen von 23 und einer statistischen Sicherheit von 99 % beträgt der t-Wert 2,819. Somit lässt sich der statistische Messfehler bei der Messung der kritischen Wärmestromdichte basierend auf dieser Messreihe zu 0,0124 MW/m² berechnen. Der statistische Messfehler gibt an, wie stark der gefundene Mittelwert von dem wahren Wert abweicht [178].

Versuchsaufbau

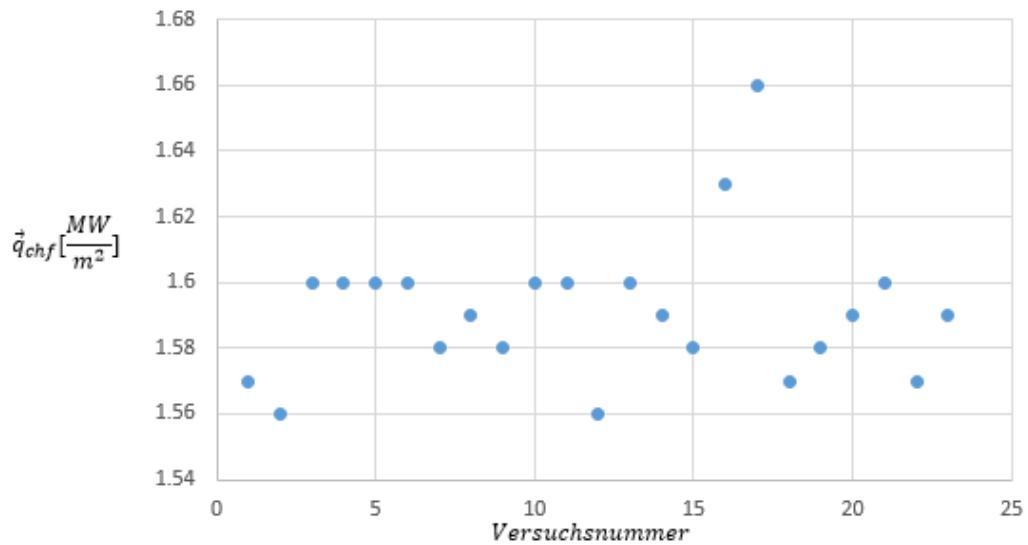


Abbildung 3-16: Kritische Wärmestromdichte bei voranschreitender Versuchsnummer.

Eintrittstemperatur

Die Eintrittstemperatur konnte im Experiment mit einer vergleichsweise hohen Wiederholbarkeit eingestellt werden mit einer Standardabweichung $\sigma_{T_{ein}} = 0,14K$. Der Einfluss der Eintrittstemperaturverteilung wird somit als minimal eingeschätzt.

Massenstromdichte

Die Wiederholbarkeit der Einstellung der Massenstromdichte ist mit dem Mittelwert $\bar{G} = 186 \text{ kg/m}^2\text{s}$ und der relativ geringen Standardabweichung von $\sigma_G = 0,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ bestätigt. Somit hat die Einstellung der Massenstromdichte keinen Einfluss auf die Reproduzierbarkeit der gemessenen kritischen Wärmestromdichte.

4 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Versuche mit der in Abschnitt 3.4.1 festgelegten Messmatrix dargestellt. Die Einflüsse der varierten Versuchspараметer werden systematisch analysiert und diskutiert. Die Messdaten werden mit bisherigen Ergebnissen aus der Literatur verglichen, sowie die Anwendbarkeit von Korrelationen aus der Literatur bewertet. Mithilfe der Kombination aus optischen Messdaten und thermohydraulischen Messwerten wird das Phänomen Siedekrise analysiert. Auftretende Zwei-Phasen-Instabilitäten werden anhand optischer Messdaten analysiert und deren Natur erklärt. Basierend auf der Gesamtheit der gemachten Erkenntnisse, werden Erweiterungen einer ausgewählten Korrelation vorgeschlagen, mit denen die kritische Wärmestromdichte in dem Parameterbereich dieser Studie berechnet werden kann.

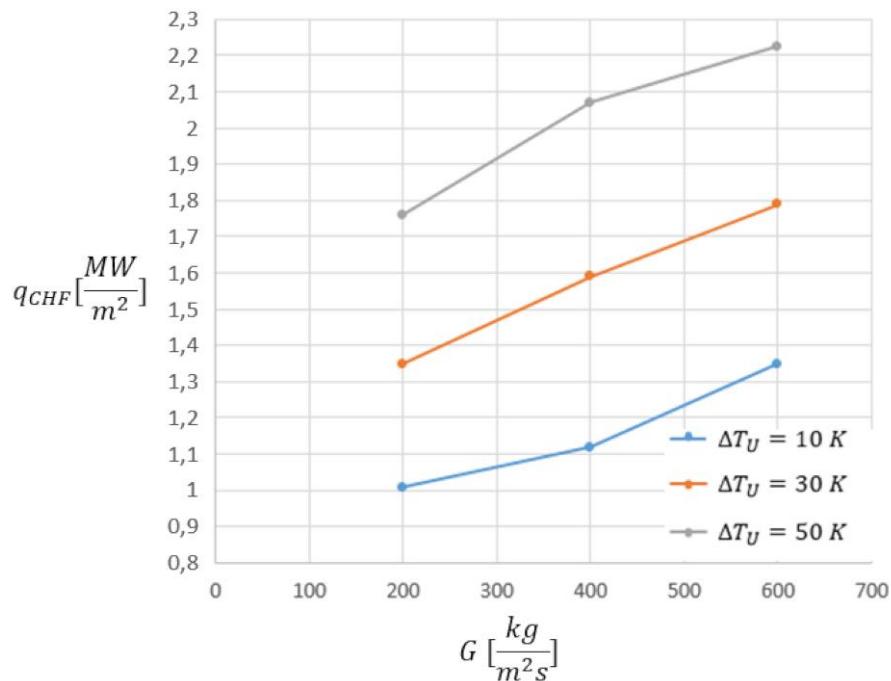
Der Einfluss der Massenstromoszillationen auf das Eintreten der kritischen Massenstromdichte wird analysiert, und die verschiedenen Wirkmechanismen bei der Parametervariation besprochen. Darauf aufbauend wird eine Korrelationserweiterung vorgeschlagen, mit welcher die kritische Wärmestromdichte bei oszillierenden Massenstromdichten im Strömungsregime des Blasensiedens berechnet werden kann.

4.1 Ergebnisse der stationären Versuche bei 90° Neigungswinkel

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse bei 90° geneigter nach oben durchströmter Teststrecke präsentiert (Abbildung 1-2). Zunächst erfolgt die Betrachtung des Einflusses der varierten Parameter gefolgt von einer phänomenologischen Betrachtung des Strömungsregimes. Im nächsten Schritt werden die Daten früheren Ergebnissen aus der Literatur gegenübergestellt und die Anwendbarkeit von Korrelationen geprüft. Basierend auf den gemachten Erkenntnissen wird eine Erweiterung für die ausgewählte Korrelation vorgeschlagen.

4.1.1 Einfluss der Massenstromdichte und der Eintrittsunterkühlung

In Abbildung 4-1 ist der Verlauf der kritischen Wärmestromdichte in Abhängigkeit der Massenstromdichte und Eintrittsunterkühlung dargestellt.



Ergebnisse

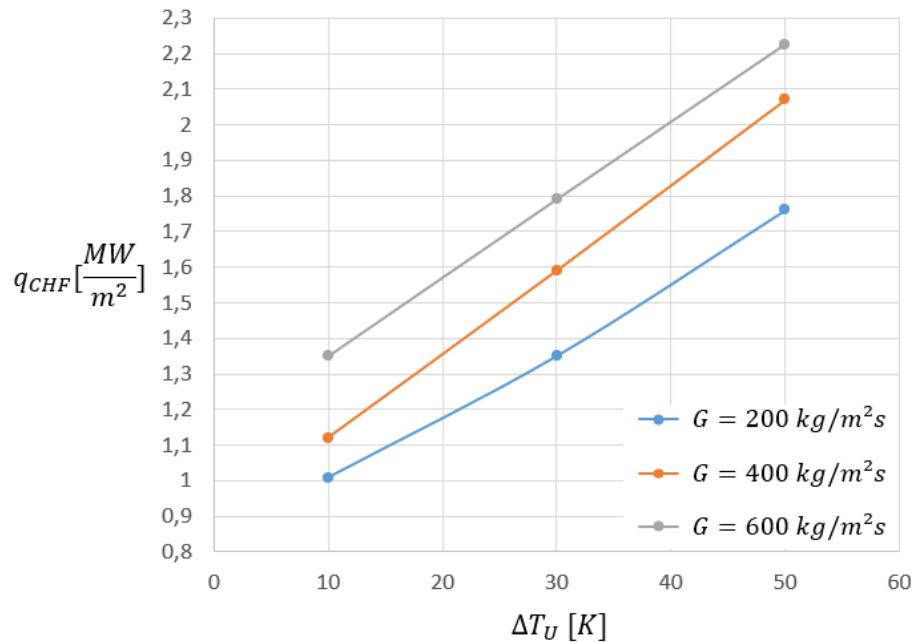


Abbildung 4-1: Kritische Wärmestromdichte in Abhängigkeit von Massenstromdichte (oben) und Eintrittsunterkühlung (unten).

Als Erstes ist zu bemerken, dass die kritische Wärmestromdichte grundsätzlich mit zunehmender Massenstromdichte und Eintrittsunterkühlung ansteigt. Der Einfluss der Massenstromdichte erklärt sich durch den intensiveren Blasentransport und die Tatsache, dass eine höhere Heizleistung notwendig ist, um einen lokalen Dampfgehalt an der Heizfläche zu erreichen, wie er z. B bei dem „Bubble-Crowding-Modell“ (Kapitel 2.3.3.1) für das Eintreten der Siedekrise benötigt wird. Bezogen auf das „Liquid Film Dryout Modell“ (Kapitel 2.3.3.2) bedeutet ein höherer Massenstrom ebenfalls einen stärkeren Zustrom des Flüssigkeitsfilms an der Heizfläche, was die kritische Wärmestromdichte zu höheren Werten führt. Es ist außerdem zu bemerken, dass der Prozess des unterkühlten Blasensiedens immer ein Zusammenspiel zwischen Verdampfung an der Heizfläche und Kondensation an der unterkühlten Kernströmung bedeutet. Wie alle Wärmeübergangsprozesse wird das Blasensieden durch eine höhere Massenstromdichte, einen höheren Wärmeübergangskoeffizienten und einen höheren Temperaturgradienten begünstigt. Weiterhin bedeutet eine höhere Massenstromdichte höhere Flüssigkeitsgeschwindigkeiten und somit eine kürzere Verweilzeit der Flüssigkeit am Heizer. Dies resultiert in einer schwächeren Erwärmung des Fluides am Heizer und verschiebt das Strömungsregime in Richtung kleinerer Dampfkonzentrationen, also fernab des Filmsiede- Regimes. In Bezug auf das in Kapitel 2.3.3.3 erwähnte „Leidenfrost- Temperatur Modell“ bedeutet eine schwächere Aufheizung der Flüssigkeit ebenso eine niedrigere Wandtemperatur und somit eine höhere kritische Wärmestromdichte. Zudem verringert der vorhin erwähnte stärkere Blasentransport die Aufheizung des Heizers. Weiterhin bedeutet ein geringer Dampfanteil ein höheres Flächen-Volumen-Verhältnis der Dampfblasen und somit eine höhere spezifische Grenzfläche flüssig- gasförmig. Dies resultiert in einem intensiveren Wärmeaustausch zwischen den Phasen, was zu einer höheren kritischen Wärmestromdichte führt.

Der Einfluss der Eintrittsunterkühlung verhält sich in einigen Aspekten ähnlich der Massenstromdichte. Als Erstes sei hierbei der Wärmeaustausch zwischen der Wasser- und der Gasphase genannt. Dieser wird durch einen höheren Temperaturgradienten und somit durch eine höhere Eintrittsunterkühlung begünstigt. Der stärkere Wärmeaustausch zwischen der Wasser- und Gasphase resultiert in höheren Kondensationsraten und führt zu einem niedrigeren Dampfgehalt am Ende der beheizten Strecke. Dadurch wird das Strömungsregime fernab des Filmsiedens in den Bereich des Blasensiedens verschoben, was zu einer höheren kritischen Wärmestromdichte führt.

Weiterhin erweist sich als zielführend für das Verstehen des betrachteten Phänomens die synergetische Betrachtung der Einflüsse von Eintrittsunterkühlung und Massenstromdichte. Bei dem Verlauf in der oberen Graphik von Abbildung 4-1 ist zu sehen, dass der Verlauf der kritischen Wärmestromdichte bei 10 K Unterkühlung

Ergebnisse

bei einem Anstieg der Massenstromdichte von $200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ auf $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ zunächst einen relativ schwachen Anstieg aufweist. Bei einem weiteren Anstieg der Massenstromdichte von $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ auf $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ nimmt der Anstieg des Wärmestromdichteverlaufs deutlich zu. Das Verhalten der kritischen Wärmestromdichte ähnelt einer quadratischen Funktion, wo der Anstieg der Kurve über ihrem Verlauf ansteigt. Dies weist darauf hin, dass bei niedrigen Unterkühlungen der Einfluss der Widerstandskraft der Flüssigphase auf die Dampfphase, welche quadratisch mit der Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigphase kurz vor dem Ablösen der Blasen ansteigt, dominierend ist (Gleichung 4-1). Wobei sich Gleichung 2-4 für die Widerstandskraft vereinfachen lässt zu:

$$\vec{F}_{Widerstand} = \frac{1}{2} C_d \rho_{fl} u_{fl}^2 A_{Proj} \quad 4-1$$

Wobei A_{Proj} die projizierte Blasenfläche, C_d der dimensionslose Widerstandskoeffizient (Abbildung 4-2) und ρ_{fl}, u_{fl} die Dichte und Geschwindigkeit der flüssigen Phase bezeichnen.

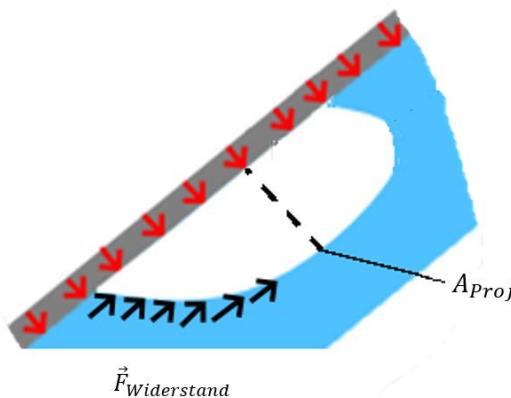


Abbildung 4-2: Wirkung der Widerstandskraft an einer Blase vor der Ablösung.

Bei den Versuchen mit einer Eintrittsunterkühlung von 30 K weist der Verlauf der kritischen Wärmestromdichte einen nahezu linearen Verlauf mit konstantem Anstieg auf. Hier wird der Einfluss der Wärmeübertragung zwischen Gas- und Flüssigphase sichtbar. Bereits bei niedrigeren Massenstromdichten bedeutet dies einen stärkeren Anstieg der kritischen Wärmestromdichte bei Erhöhung der Massenstromdichte. Des Weiteren hat der Einfluss der Widerstandskraft einen schwächeren Beitrag. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei höherer Eintrittsunterkühlung die Blasen kleiner sind (Abbildung 4-3), was eine geringere projizierte Fläche in Gleichung 4-1 und somit einen geringeren Einfluss der Widerstandskraft im Vergleich zu den Experimenten bei geringer Eintrittsunterkühlung bedeutet.

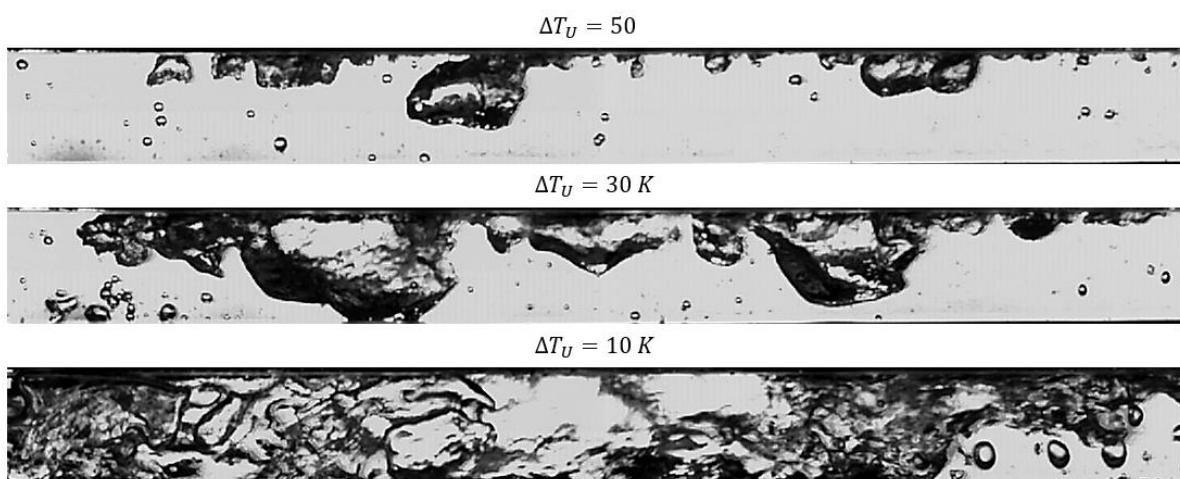


Abbildung 4-3: Blasengrößen bei unterschiedlichen Eintrittsunterkühlungen ($G = \frac{200 \text{ kg}}{\text{m}^2\text{s}}$; $\vartheta = 90^\circ$).

Ergebnisse

Bei den Versuchen mit der höchsten Eintrittsunterkühlung von 50 K ist der Anstieg der kritischen Wärmestromdichte bei der Steigerung der Massenstromdichte von kleinen Werten der stärkste, fällt aber bei weiterer Erhöhung der Massenstromdichte merklich ab. Dies lässt sich dadurch erklären, dass bei kleineren Massenstromdichten, wo der Prozess der Siedekrise von dem Wärmeübergang zwischen den zwei Phasen dominiert wird, die kleineren Dampfblasen und somit die höhere spezifische Grenzfläche gasförmig- flüssig zu einem intensiveren Wärmeaustausch zwischen den zwei Phasen führt. Hingegen wird der Verlauf im Bereich höherer Massenstromdichten und Flüssigkeitsgeschwindigkeiten dadurch abgeflacht, dass der Wärmeübergangskoeffizient bei der Grenzflächenkondensation, wie bereits Studien zeigten [167], mit einem Exponenten kleiner 1 ansteigt (Gleichung 4-2 [167]), und somit der Anstieg der Kurve mit höher werdender Massenstromdichte kleiner wird:

$$Nu = 0,2575 Re^{0,7} Ja^{-0,2043} Pr^{-0,4564} \quad 4-2$$

In diesem Zusammenhang wird zur Quantifizierung der Einflüsse der Kondensation und der Widerstandskraft der Flüssigphase auf die Gasphase an der Stelle, wo die kritische Wärmestromdichte auftritt, die Dampfqualität herangezogen, welche sich wie folgt berechnen lässt:

$$x_{aus} = \frac{h_{aus} - h_{sät}}{\Delta h_v} = \frac{(h_{in} + \frac{Q}{m}) - h_{sät}}{\Delta h_v} \quad 4-3$$

Bei dem Vergleich der Verläufe der kritischen Wärmestromdichten über der Massenstromdichte (Abbildung 4-1) der verschiedenen Experimente, zeigt sich ein eindeutiger Zusammenhang. Im Grunde genommen, gibt die Dampfqualität das Maß wieder, in dem Kondensationsprozesse zwischen Dampfpolster an dem Heizer und Kernströmung die Siedekrise beeinflussen können. Ist die Dampfqualität negativ und der negative Betrag groß, so sind die Kondensationsprozesse von hoher Bedeutung für das Siedekrisenphänomen. Bei positiver Dampfqualität ist keine Unterkühlung im Fluid mehr vorhanden und das Dampfblasenvolumen wird mit dem Betrag größer, weswegen die Widerstandskraft durch die Flüssigkeit an Bedeutung gewinnen und der Anstieg der kritischen Wärmestromdichte über der Massenstromdichte höher wird (Tabelle 4.1).

Massenstromdichte $G \frac{kg}{m^2 s}$	Eintrittsunterkühlung $\Delta T_u [K]$	x_{aus}	$\frac{\Delta q}{\Delta G} \frac{[kW]}{[kg/s]}$
200→400	10	-0,0018	0,56
200→400	30	-0,032	1,2
200→400	50	-0,071	1,55
400→600	10	-0,0052	1,15
400→600	30	-0,038	1
400→600	50	-0,071	0,775

Tabelle 4.1: Vergleich der Dampfqualität am Austritt mit dem Anstieg der kritischen Wärmestromdichte.

4.1.2 Phänomenologische Betrachtung

Dieser Abschnitt dient der phänomenologischen Betrachtung des Siedekrisenphänomens basierend auf den in den Experimenten gewonnenen optischen Aufnahmen in Kombination mit den thermohydraulischen Messdaten. Abbildung 4-4 zeigt den zeitlichen Verlauf eines besonders interessanten Erscheinungsbildes der Siedekrise während des in Abschnitt 3.4.3 durchgeführten Experimentes der Reproduzierbarkeitsanalyse.

Entsprechend dem in Abbildung 4-4 gezeigten zeitlichen Verlauf des Siedekrisenerscheinungsbildes, stellt Abbildung 4-5 die Temperaturverläufe für in dieser Betrachtung ausgewählter Sensoren dar. Die Positionen der Thermoelemente hinter dem Heizer sind ebenfalls in Abbildung 4-4 zu sehen. Die schwarzen Ränder über den Temperaturverläufen in Abbildung 4-5 definieren die entsprechenden Bildsequenzen aus Abbildung 4-4.

Es ist grundsätzlich bekannt, dass das Phänomen der Siedekrise erster Art eine lokale Wiederbenetzung der Heizfläche mit Flüssigkeit verhindert. Dies führt lokal zu einem dramatisch verringerten Wärmeübergangskoeffizienten und somit einem Temperaturanstieg. Bei den Temperaturverläufen in Abbildung 4-5 ist bereits ca. 8 Sekunden (Zeitpunkt ca. 2,2 Sekunden auf Abbildung 4-5) vor der Systemdetektion der

Ergebnisse

kritischen Heizer- Temperatur und der Sicherheitsabschaltung der Heizleistung ein Anstieg der Temperaturen an den zwei benachbarten, im Abstand von 10 mm angeordneten Messstellen zu sehen. Bemerkenswert ist, dass es nach dem Ende der initialen Phase des Temperaturanstiegs (Zeitpunkt ca. 3,7 Sekunden auf Abbildung 4-5) wieder zu einer Absenkung der Temperatur an der Messstelle T6 um fast 10 K kommt, während bei der benachbarten Messstelle T5 ein schwächer, aber kontinuierlicher Anstieg zu vermerken ist. Während die Temperaturabsenkung um 10 K bei T6 eine teilweise Wiederbenetzung bedeuten könnte, ist die allmählich ansteigende Temperatur bei T5 auf ihre Nähe zur Messstelle T6 zurückzuführen.

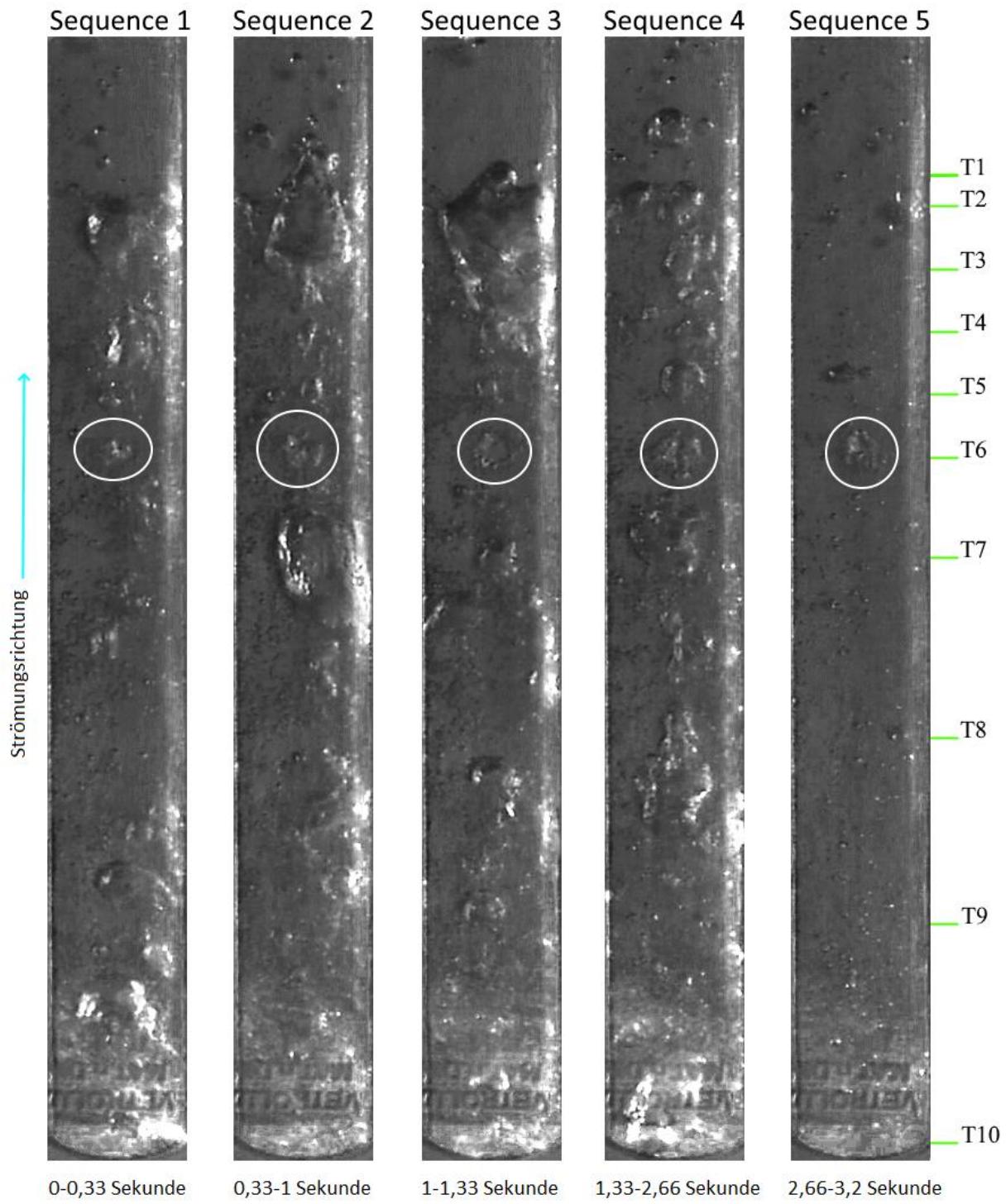


Abbildung 4-4: Aufnahmen der Siedekrise mit 1500 fps bei $G = 185 \frac{kg}{m^2s}$, $\Delta T_u = 45 K$, $p = 1200 mbar$.

Ergebnisse

Nach dem Ende der Abkühlungsphase (Zeitpunkt ca. 4,6 Sekunden auf Abbildung 4-5) folgt ein nahezu kontinuierlicher Temperaturanstieg bis zum Start der in Abbildung 4-2 gezeigten Bildersequenz. Bereits in Sequenz 1 ist bei der Messstelle T6, wo der Temperaturanstieg registriert wurde, eine Art anhaftender Dampffleck zu sehen. Während dieser Dampffleck in Sequenz 1 noch eine geringere Fläche einnimmt, wird diese in Sequenz 2 bereits größer. Ebenso ist auch der Temperaturanstieg in Sequenz 2 mit 6 K/s um vieles größer, wobei ein Temperaturanstieg in Sequenz 1 nicht registriert werden kann.

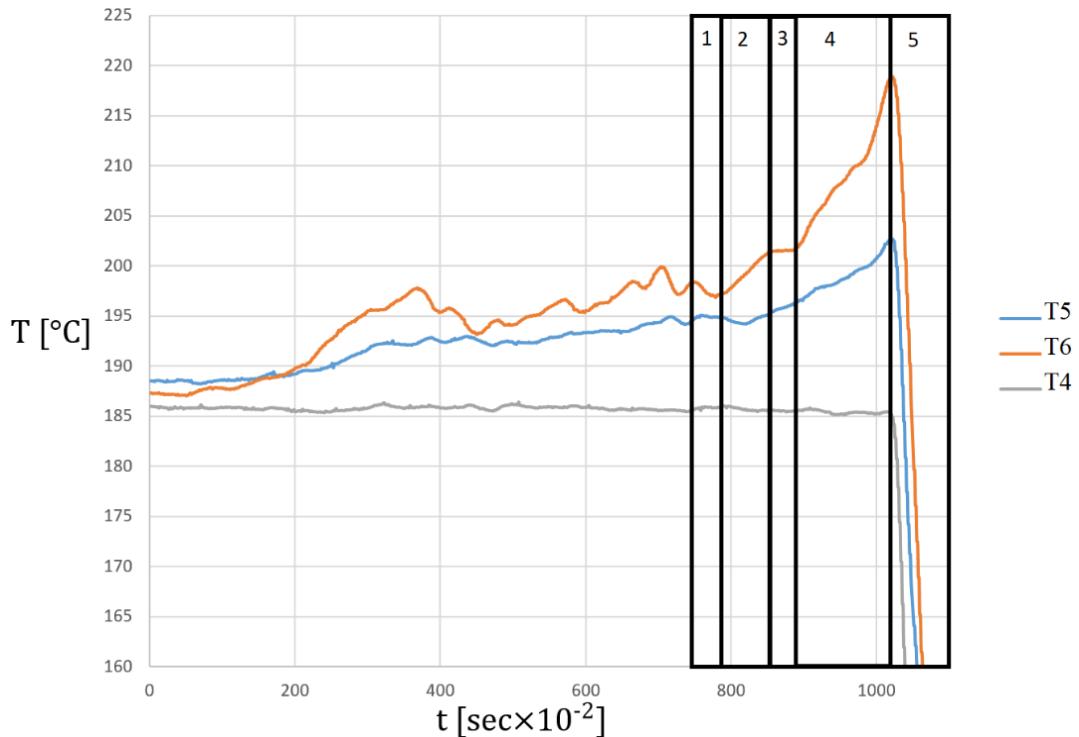


Abbildung 4-5: Temperaturverlauf an den Thermoelementmessstellen hinter dem Heizer gemäß Abbildung 4-4.

In Sequenz 3 folgt ein Zustand, bei dem keine Vergrößerung des Dampfflecks und weder ein Temperaturanstieg- oder Abfall beobachtet werden kann. Schließlich wird die Fläche unter dem Dampffleck in Sequenz 4 weiter vergrößert und die Temperatur fängt an dramatisch mit einem mittleren Temperaturgradienten von ca. 11,5 K/s anzusteigen, bis die kritische Temperatur von dem Steuersystem registriert und die Heizleistung abgeschaltet wird. In Sequenz 5 ist die Heizleistung bereits ausgeschaltet, aber der Dampffleck über der Stelle, an der der Temperaturanstieg registriert wurde, bleibt weiterhin bestehen. In dieser Sequenz setzt der Vorgang der Wiederbenetzung ein. Die optischen Betrachtungen in Kombination mit den Temperaturmessungen an den entsprechenden Stellen des Auftretens von Dampfflecken sind ein Beleg dafür, dass das Siedekrisenphänomen, zumindest unter den bei den Versuchsreihen dieser Studie herrschenden Bedingungen, folgende Erscheinungsform aufweist. Es ist zu bemerken, dass es sich bei dieser Erscheinung um eine in den verschiedenen Versuchen reproduzierbare Erscheinung handelt.

Ein Vergleich der Draufsicht mit der entsprechenden Seitenansicht (Abbildung 4-6) zeigt, dass der Dampffleck bei der Siedekrise keine kugelartige, konvexe Form aufweist, sondern vielmehr eine flache Filmform entsprechend dem fachlichen Ausdruck Filmsieden.

Aus der Definition der Oberflächenspannung in Kapitel 2.1.1.2 folgt, dass die Wirkung der Oberflächenspannung in Richtung minimaler Oberfläche der Blase gerichtet und somit dafür verantwortlich ist, dass Dampfblasen eine konvexe kugelförmige Form anstreben. Dies wurde ebenso bei den Siedeexperimenten dieser Arbeit beobachtet (Abbildung 4-7). Zudem, hat eine Reihe von Studien [157, 158, 159] die Wirkung der Oberflächenspannung als einen der entscheidenden Parameter beim Prozess der Blasenablösung identifiziert, da diese entscheidend für das Benetzungsverhalten des Fluides am Heizer ist (Gleichung 2-8).

Ergebnisse

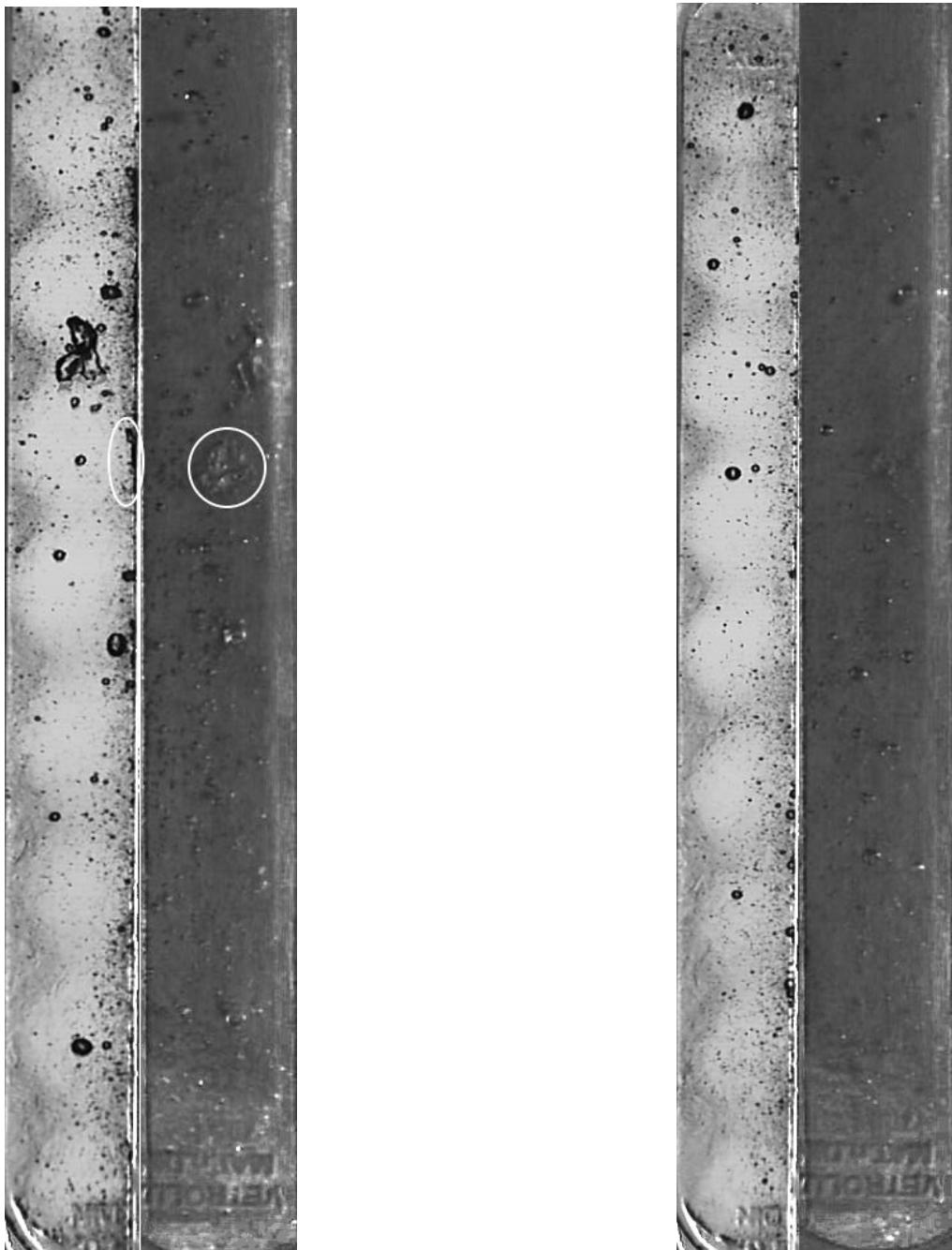


Abbildung 4-6: Vergleich der Erscheinung des Dampfflecks während des Vorgangs der Wiederbenetzung (links) mit dem Zustand, bei dem die Wiederbenetzung abgeschlossen und Dampffleck nicht mehr zu sehen ist (rechts).

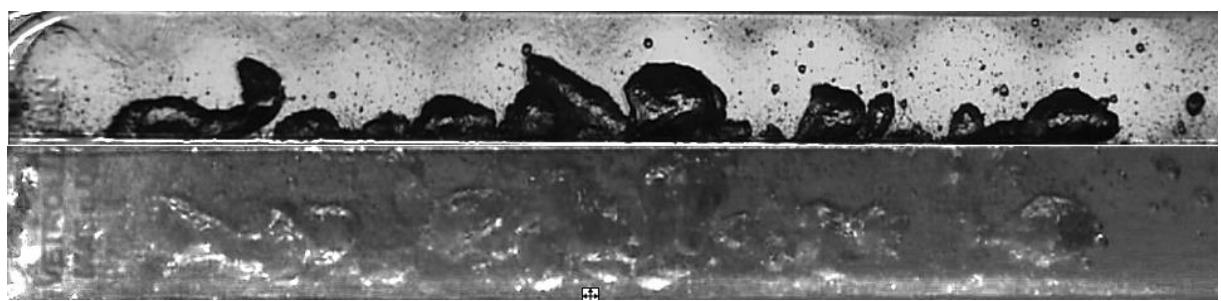


Abbildung 4-7: Konvexe Form der Blasen im Regime des Blasensiedens ($G = 200 \frac{kg}{m^2 s}$, $\Delta T_U = 50 K$).

Ergebnisse

Diese Betrachtung lässt darauf schließen, dass der Mechanismus des Phänomens der Siedekrise auf die Bilanz der Grenzflächenkräfte an den Grenzflächen Fest-Gas-Flüssigkeit zurückzuführen ist. Die optischen Betrachtungen in dieser Arbeit korrelieren mit den dem in Kapitel 2.3.3.3 beschriebenen „Dry patch Leidenfrost Model“. Die Tatsache, dass beim Leidenfrost-Model die Erscheinung des charakteristischen flachen Dampfflecks an dem Heizer an die Temperatur des Heizers gekoppelt ist, lässt in Kombination mit den optischen Betrachtungen in dieser und vorherigen Arbeiten [135-144] vermuten, dass der Mechanismus an der Heizfläche, welcher entweder zum Blasenabtransport oder zur Siedekrise führt, mit dem Young'schen Model [66] zusammenhängt. Hiermit wäre der Einfluss der Wandtemperatur in die Blasendynamik am Heizer miteinbezogen, da die Grenzflächenspannung von der Oberflächenenergie abhängig ist, welche wiederum von dem Material, der Oberflächenbeschaffenheit und der Temperatur abhängig ist [160]. Demnach sinkt die Oberflächenenergie σ_2 von Feststoffen typischerweise mit steigender Temperatur [161]. Die Oberflächenenergie ist vom Betrag her stets positiv, weil Energie aufgebracht werden muss, um die Molekülbindungen aufzubrechen. Da der thermodynamisch stabile Zustand eines Systems immer derjenige mit der geringsten freien Energie ist, hat jedes System ein Bestreben, Oberflächen hoher Oberflächenenergie zu vermeiden oder diese zu minimieren (kugelartige Form von Blasen, Tropfen). Somit folgt, dass Materialien mit hohen Oberflächenenergien von Materialien mit kleinen Oberflächenenergien benetzt werden [162, 163]. Demzufolge kann bei Erreichen der Wandtemperatur eines kritischen Wertes, im Leidenfrost- Modell genannt Leidenfrost- Temperatur, und somit einer kritischen Oberflächenenergie σ_2 die Benetzung der Heizfläche von der Flüssigkeit nicht mehr stattfinden, und die Siedekrise setzt ein (Abbildung 4-8). Einige Studien belegen ebenfalls den Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit [147] und des Werkstoffes [165], welche die Oberflächenenergien festlegen, auf die kritische Wärmestromdichte.

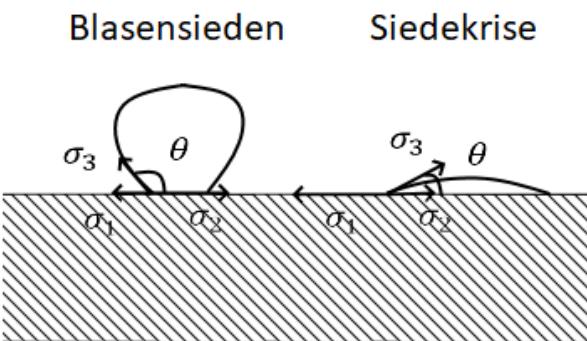


Abbildung 4-8: Schema zum Grenzflächenkräftegleichgewicht im Falle des Blasensiedens ($\sigma_1 - \sigma_2 \leq 0$) und der Siedekrise ($\sigma_1 - \sigma_2 \geq 0$) analog zur Benetzung eines Werkstoffes mit einem Lot. In Anlehnung an [184].

Hyungdae Kima und Dong Eok Kim untersuchten in ihrer Arbeit [180] den Einfluss der Flächenbenetzung auf das Behältersieden, unter anderem auch auf das Verhalten von Dampfflecken (Dry Spots) und den relevanten Trigger-mechanismus, der zur Siedekrise führt. In der Studie wurden 4 Heizer-Oberflächen mit unterschiedlichem Benetzungsverhalten gemessen und der Kontaktwinkel (Gleichung 2-9), untersucht. Die Variierung der Heizer-Oberflächen hat einen signifikanten Einfluss auf das Entstehen, das Wachstum und die Größe der Dampfflecken (Dry Spots) und das Wiederbenetzungsverhalten ergeben. Somit war die kritische Wärmestromdichte bei den Oberflächen mit einer höheren Benetzung signifikant höher. Zudem wurde wie in dieser Arbeit (Abbildung 4-4; 4- 5) beobachtet, dass die Siedekrise von einer lokalen trockenen Stelle aus ausgelöst wird. Die Experimente in der Studie [180] wurden von einer numerischen Simulation validiert, welche gezeigt hat, dass die (kritischen) trockenen Stellen stark überhitzt waren. Im Ergebnis formulierten die Autoren dieser Studie die maximale Benetzungstemperatur (vergleichbar zu Gleichung 2-45) als Funktion der Benetzung unter Berücksichtigung des Gleichgewichts zwischen Dampfrückstoß- und Grenzflächenspannungskräften.

4.1.3 Vergleich mit früheren Studien

Dieser Abschnitt dient dem Vergleich der in dieser Studie gewonnenen Messdaten mit Experimenten aus früheren Studien. Die teilweise auftretenden Abweichungen bei den Messdaten werden analysiert und zu den Unterschieden bei den Versuchsaufbauten und Versuchsbedingungen in Bezug gesetzt.

Ergebnisse

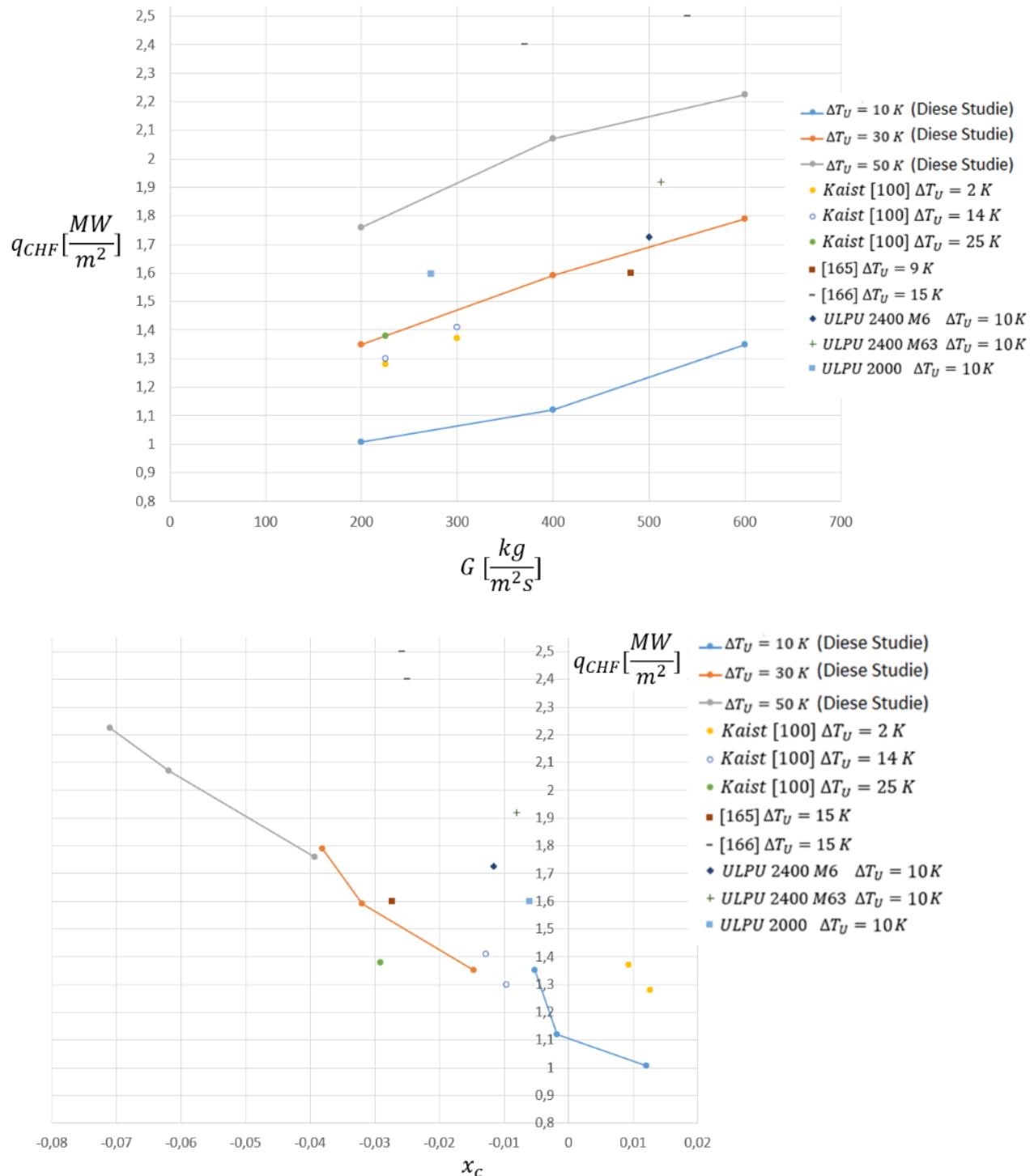


Abbildung 4-9: Vergleich von Messdaten bei 90° Neigungswinkel aus der Literatur mit den Daten aus dieser Studie.

Abbildung 4-9 zeigt einen Vergleich der in dieser Studie erarbeiteten Messdaten mit Messdaten aus der Literatur. Die Messdaten entstanden bei Experimenten, bei denen die Siedekrise im oberen beheizten Bereich des Reaktordruckbehälters auftrat $\vartheta > 80^\circ$. Wobei unter den Experimenten sowohl Studien mit ebenen Heizerteststrecken (vergleichbar zur Teststrecke dieser Studie) als auch Studien mit Teststrecken, welche ein gekrümmtes Segment des Reaktordruckbehälterbodens abbilden sollen, vorkommen. Auf den ersten Blick zeigt sich, dass es sowohl gute Übereinstimmungen als auch teilweise erhebliche Abweichungen von den Messdaten in der Literatur gibt. In den folgenden Unterkapiteln wird der Unterschied bei den experimentellen Aufbauten

Ergebnisse

und den Versuchsbedingungen systematisch analysiert und darauf aufbauend deren Einfluss auf die entstandenen Messdaten der Studien erklärt.

KAIST Experimente [100]

Unter anderem weisen die bei den KAIST-Experimenten entstandenen Messdaten, trotz erheblicher Unterschiede bei der Dimensionierung der Versuchsstände, die beste Übereinstimmung mit den Messdaten aus dieser Studie auf. Üblicherweise werden als Einflussparameter der kritischen Wärmestromdichte der Systemdruck, die Unterkühlung der Flüssigkeit am Eintritt, die Massenstromdichte und die Spaltbreite über dem Heizer genannt. Durch eine Gegenüberstellung zu den konstruktiven Versuchsbedingungen der restlichen in Betracht gezogenen Studien soll nun Klarheit darüber verschafft werden, wie es zu den teilweise erheblichen Unterschieden bei den Versuchsdaten kommen kann.

Experimente am State Power Investment Corporation Research Institute [165]

Trotz des relativ ähnlichen Versuchsaufbaus und Versuchsparameter, weisen die Ergebnisse der kritischen Wärmestromdichte der Studie [165] erheblich höhere Messwerte auf. Die Eintrittstemperatur in die Versuchsstrecke wird von den Autoren der Studie mit 90 °C angegeben. Leider wird das Druckniveau am Ende der beheizten Strecke, wo typischerweise die Siedekrise auftritt, nicht angegeben, weswegen eine Schätzung der Eintrittsunterkühlung nicht möglich ist. Geht man aber davon aus, dass das Druckniveau vergleichbar zu den anderen Studien ist, kann die Eintrittsunterkühlung mit 15 K geschätzt werden.

Experimente an der TESEC- Anlage [166]

Bei dem Vergleich der Ergebnisse fällt auf, dass die Werte der kritischen Wärmestromdichte bei 15 K Eintrittsunterkühlung weit über den höchsten Werten dieser Arbeit liegen.

ULPU 2000 Experimente [95]

Bei den ULPU 2000 Experimenten handelte es sich um eine maßstabsgetreue Nachbildung des IVR ERVC-Strömungspfades des nie gebauten AP600 Konzeptes. Die Massenstromdichte in den Experimenten resultierte durch die Aufheizung mit Zwei-Phasen-Naturkonvektion. Der Wärmestromdichteverlauf wurde der ACOP0-Versuchsreihe [22], bei der die Kernschmelze im Falle des Kernschmelzunfalls untersucht wurde, entnommen (Abbildung 2-15). Bei der Betrachtung des Versuchsaufbaus lässt sich die Eintrittsunterkühlung bezogen auf den Druck an der Stelle der Siedekrise zu 10 K schätzen. Die kritische Wärmestromdichte bei den ULPU 2000-Experimenten ist deutlich höher ausgefallen, als die Verläufe der Messdaten aus dieser Arbeit hätten erwarten lassen.

ULPU 2400 Experimente [25]

Der experimentelle Aufbau bei den Experimenten der ULPU 2400- Versuchsreihe wurde bereits in Kapitel 2.3.1.1 beschrieben. An dieser Stelle soll noch einmal dran erinnert werden, dass die Siedeexperimente hierbei unter Zwei-Phasen-Naturkonvektion stattfanden und die Heizer- Geometrie den Reaktordruckbehälter des AP1000 nachbildete. Darüber hinaus war der Wärmestromdichteverlauf über der beheizten Strecke, vergleichbar zu den KAIST-Experimenten, über die beheizte Länge ansteigend, mit der maximalen Wärmestromdichte im obersten Bereich (Abbildung 2-15). Der Wärmestromdichteverlauf in dieser Studie wurde aus den ACOP0- Experimenten [22] zur Kernschmelze entnommen. Die Eintrittsunterkühlung bezogen auf den Druck an der Stelle der Siedekrise betrug 10 K. Die Werte der kritischen Massenstromdichte bei dieser Studie liegen trotz derselben Eintrittsunterkühlung wie bei den Experimenten in dieser Arbeit deutlich über dem Trend.

Eine Zusammenfassung der wesentlichen Versuchsspezifikationen der Experimente bei den in diesem Abschnitt genannten Studien ist in Tabelle 4.2 zu finden.

Experiment	Kanal (Heizer)- Breite b [mm]	Wasserspalt über Heizer s [mm]	Beheizte Länge $L_{Beheizt}$ [mm]	$\frac{L_{Beheizt}}{s}$	Art der Wärmestromdichten- verteilung
Diese Arbeit	20	21	300	14,28	Konstant

Ergebnisse

KAIST [100]	152	100	3925	6,67	Stufenweise ansteigend (Abbildung 2-21)
[165]	50	150	80	0,533	Konstant
TESEC [166]	30	61	55	0,9	Konstant
ULPU 2000 [95]	152	228,6	2763	2,98	Stufenweise ansteigend (Abbildung 2-15)
ULPU 2400 [25]	152	152,4	3140	4,4	Stufenweise ansteigend (Abbildung 2-15)

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Versuchsspezifikationen der Studien.

4.1.3.1 Aufheizung des Fluides bis zur Siedekrise

In Bezug auf die Verteilung der Messdaten bei den unterschiedlich durchgeföhrten Studien, entstand der Gedanke, dass ein weiterer Einfluss auf die kritische Wärmestromdichte durch die Aufheizung des Fluides in der beheizten Strecke bis zur Stelle des Auftretens der Siedekrise entstehen könnte. Hierbei hat vor allem, unter der Voraussetzung einer konstanten Wärmestromdichte, das Verhältnis der beheizten Länge zum Wasserspalt über dem Heizer Einfluss. Demzufolge kann sich das Fluid entlang des kürzeren Heizers bis zur Stelle, wo die kritische Wärmestromdichte typischerweise auftritt, weniger aufheizen, was zu geringeren lokalen Dampfanteilen, Unterkühlung und somit zu einer höheren kritischen Wärmestromdichte führt. Dies ist die Erklärung dafür, dass die kritischen Wärmestromdichten aus den Arbeiten [165, 166] viel höhere Werte hatten. Damit ein Vergleich zwischen Studien mit konstanter und veränderlicher Wärmestromdichte hinsichtlich des Verhältnisses zwischen beheizter Länge und Wasserspalt möglich ist, ist die Einföhrung einer modifizierten beheizten Länge bei den Experimenten mit veränderlicher Wärmestromdichte notwendig, bei deren Formulierung angenommen wird, dass die Wärmestromdichte über der gesamten beheizten Länge konstant ist:

$$L_{\text{Beheizt}}^* = \frac{Q}{q * b} \quad 4-4$$

Wird nun der Verlauf der kritischen Wärmestromdichten bei Experimenten mit vergleichbarer Massenstromdichte und Eintrittsunterkühlung über dem $\frac{L_{\text{Beheizt}}^*}{s}$ - Verhältnis aufgetragen, so wird der bereits genannte Zusammenhang bestätigt (Abbildung 4-10).

Bei dem Vergleich der Messdaten soll nun wieder die Dampfqualität an der Stelle der Siedekrise herangezogen werden. Diese quantifiziert nicht nur die Intensität der Kondensationsprozesse an der Stelle der Siedekrise, sondern ebenso die Vorgesichte des Aufheizens des Fluides in der beheizten Strecke bis zum Erreichen der kritischen Wärmestromdichte. Dennoch sollte berücksichtigt werden, dass der Wärmeübergang von dem Heizer in die unterkühlte Flüssigphase der Kernströmung keineswegs ideal verläuft, sonst wäre bei negativer Dampfqualität keine Dampfphase vorhanden, was optische Betrachtungen widerlegen. Deshalb sollte die Dampfqualität stets in Kombination mit der Eintrittsunterkühlung bei der Bewertung von Siedeexperimenten verwendet werden. Bei dem Vergleich in Tabelle 4.3 und Abbildung 4-9 erweisen sich demnach die Dampfqualitäten im Bereich der Eintrittsunterkühlungen, welche auch bei den Experimenten in dieser Arbeit präsent waren, am nächsten an den entsprechenden Kennzahlen in dieser Studie. Damit wird die Ähnlichkeit der Werte der kritischen Wärmestromdichte mit dieser Studie begründet. Der in Abschnitt 4.1.1 bereits erläuterte Zusammenhang zwischen der Dampfqualität und dem Einfluss der Widerstandskraft der Flüssigkeitsphase auf die Gasphase ist bei den Messwerten aus [166, 95, 25] nicht direkt wiederzuerkennen. Ein Anstieg der kritischen Wärmestromdichte bei höher werdender Massenstromdichte ist bei den Experimenten in [166, 95, 25] trotz des relativ geringen (im Vergleich zu Tabelle 4.1) negativen Betrags der Dampfqualitäten praktisch nicht vorhanden.

Ein möglicher Grund für diese Abweichung sind die um einiges geringeren Verhältnisse von $\frac{L_{\text{Beheizt}}^*}{s}$.

Ergebnisse

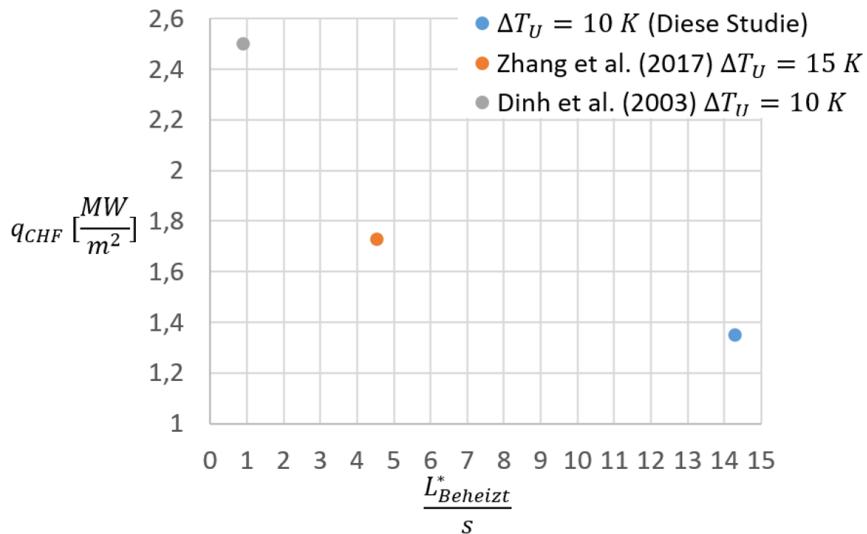


Abbildung 4-10: Wärmestromdichteverlauf aus [25, 22, 95].

Auf Basis der Betrachtungen in diesem Kapitel erfolgt eine Priorisierung der Anwendbarkeit der in Kapitel 2.3.1 vorgestellten Korrelationen zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte unter IVR ERVC- typischen Bedingungen. Die Ergebnisse der Arbeiten [96, 32] sind bei den Betrachtungen in diesem Abschnitt entfallen, da die Autoren in ihren veröffentlichten Arbeiten nur sehr wenige Messpunkte bei Versuchsparametern präsentierten, welche sich von den Versuchsparametern in dieser Arbeit stark unterscheiden.

Experiment	Massenstromdichte $G \frac{kg}{m^2 s}$	Eintrittsunterkühlung $\Delta T_U [K]$	x_{aus}
Diese Studie	200	10	0,012
Diese Studie	400	10	-0,0018
Diese Studie	600	10	-0,005
Diese Studie	200	30	-0,0147
Diese Studie	400	30	-0,032
Diese Studie	600	30	-0,038
Diese Studie	200	50	-0,039
Diese Studie	400	50	-0,062
Diese Studie	600	50	-0,071
KAIST [100]	225	14	-0,01
KAIST [100]	225	2	0,012
KAIST [100]	300	2	0,01
KAIST [100]	225	25	-0,03
KAIST [100]	300	14	-0,012
[165]	481	9	-0,016
[166]	370	15	-0,016
[166]	540	15	-0,02
ULPU 2000 [95]	272	10	-0,01
ULPU 2400 M6 [25]	600	10	-0,011
ULPU 2400 M63 [25]	512	10	-0,008

Tabelle 4.3: Vergleich der Versuchsparameter mit den Dampfqualitäten bei den verschiedenen Experimenten aus Abbildung 4-9.

4.1.3.2 KAIST Korrelation [100]

Da die in der Arbeit [100] entstandenen Versuchswerte basierend auf den Betrachtungen aus Abschnitt 4.1.3.1 sich am vergleichbarsten erwiesen haben, soll zuerst die Anwendbarkeit der auf deren Basis entstandenen KAIST- Korrelation (Gl.2-23 und 2-24) geprüft werden. Der Vergleich der Messdaten aus dieser Studie mit den mithilfe der KAIST- Korrelation berechneten Werte ist in Abbildung 4-11 zu sehen.

Ergebnisse

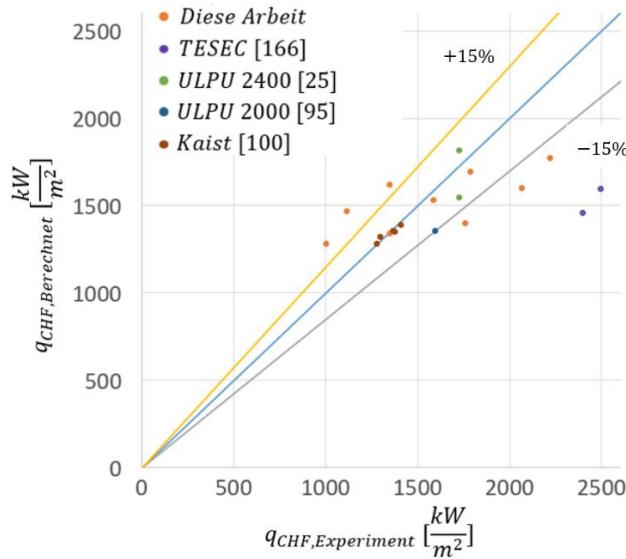


Abbildung 4-11: Vergleich der Messdaten mit den mit der KAIST-Korrelation berechneten Werten.

Die meisten Messwerte aus dieser Arbeit liegen in einem Bereich $\pm 15\%$ um den berechneten Wert, wobei der maximale Fehler 40% beträgt. Dies kann vor allem, wie in Abbildung 4-10 gezeigt wurde, an dem relativ stark abweichendem $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis liegen. Dies führt dazu, dass im Bereich niedriger Massenstromdichten und Eintrittsunterkühlungen (G bis $300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, ΔT_U bis 30 K) auf dem diese Korrelation ursprünglich aufgestellt wurde, die berechneten Wärmestromdichten höher sind als die in den Experimenten. Zudem zeigt sich, dass die Übereinstimmung mit Messdaten aus Studien mit vergleichbaren $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnissen (ULPU 2400 [25], ULPU 2000 [95]) um vieles besser ist als bei Experimenten, wo das $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis um vieles kleiner ist (TESEC [166]). Es zeigt sich hierbei wieder derselbe Trend, bei Experimenten, wo das $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis viel kleiner ist, liefert die KAIST- Korrelation viel geringere Werte der kritischen Wärmestromdichte als die im Experiment gemessenen.

In dem Bereich höherer Massenstromdichten und Eintrittsunterkühlungen liefert diese Korrelation kleinere Werte. Dies liegt daran, dass der Anwendungsbereich der Korrelation bis zu einer Eintrittsunterkühlung ΔT_U von 30 K liegt. Somit berücksichtigt die Korrelation den stärker werdenden Einfluss der Eintrittsunterkühlung bei höheren Werten nicht, welcher in Abschnitt 4.1.1 (Abbildung 4-1) dargestellt wurde. Somit unterscheidet sich die Korrelation von den Messdaten in dieser Studie durch ihren linearen Verlauf in Abhängigkeit der Eintrittsunterkühlung (Abbildung 4-12).

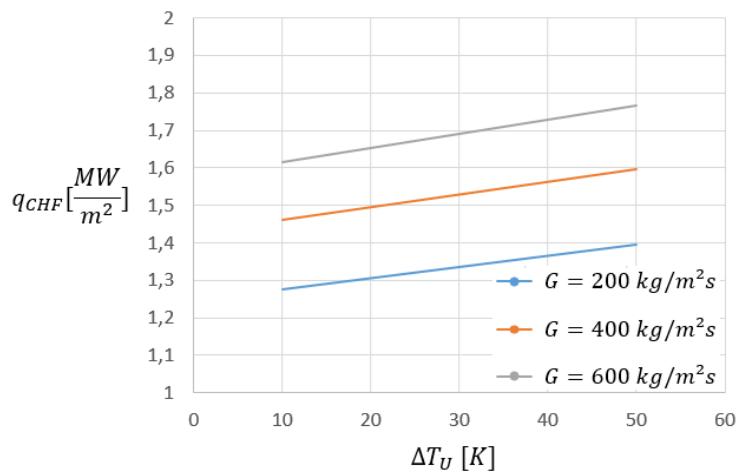


Abbildung 4-12: Verlauf der KAIST-Korrelation über der Eintrittsunterkühlungen.

Ergebnisse

4.1.3.3 SULTAN Korrelation [32]

Der Aufbau der SULTAN- Anlage wurde bereits in Kapitel 2.3.1.1 ausführlich beschrieben. An dieser Stelle soll nochmals auf das $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis eingegangen werden. Da bei den SULTAN- Experimenten, im Gegensatz zu den meisten Studien, die Spaltbreite variiert wurde, war das $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis im Bereich: 26,66-133,33. Ausgehend aus den bisher gemachten Betrachtungen, lässt sich schlussfolgern, dass die SULTAN- Korrelation beim Einsetzen der Parameter aus dieser Arbeit, geringere Werte berechnet als im Experiment.

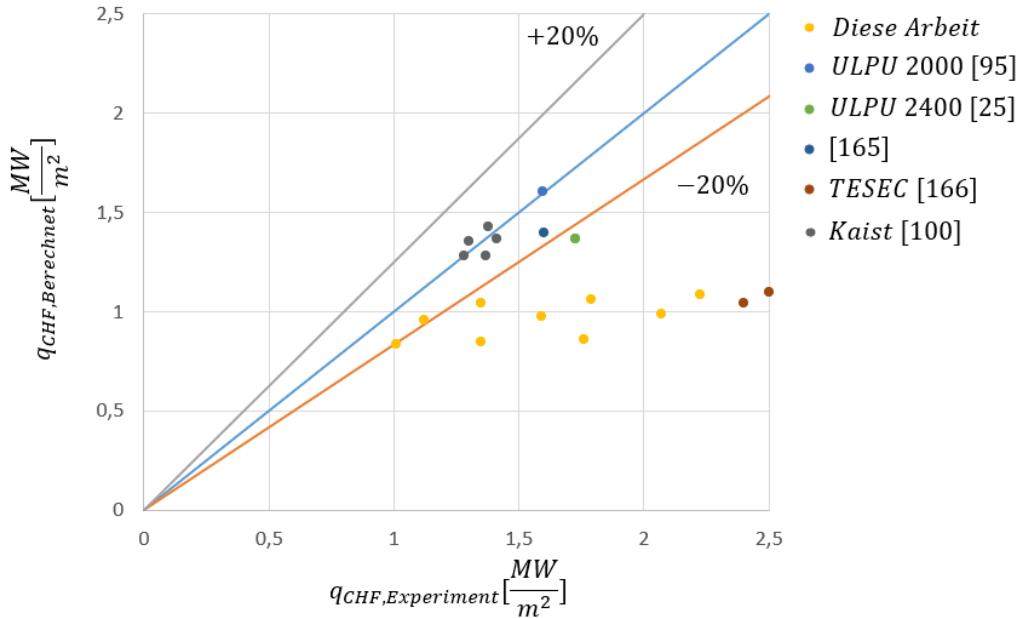


Abbildung 4-13: Vergleich der Messdaten aus dieser und anderer Studien mit der SULTAN Korrelation.

Abbildung 4-13 zeigt den Vergleich der SULTAN-Korrelation mit Messwerten aus anderen Studien. In der Tat ergibt diese beim Einsetzen der Parameter aus Studien mit einem deutlich kleinerem $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis viel kleinere Werte der kritischen Wärmestromdichte, als im Experiment gemessen wurden.

Beim Versuch die Spaltbreite in der SULTAN- Korrelation (Gl. 2.25-2.30) durch eine modifizierte Spaltbreite zu ersetzen, bei der dasselbe $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis wie bei den Experimenten in dieser Arbeit resultiert, stellt sich

Ergebnisse

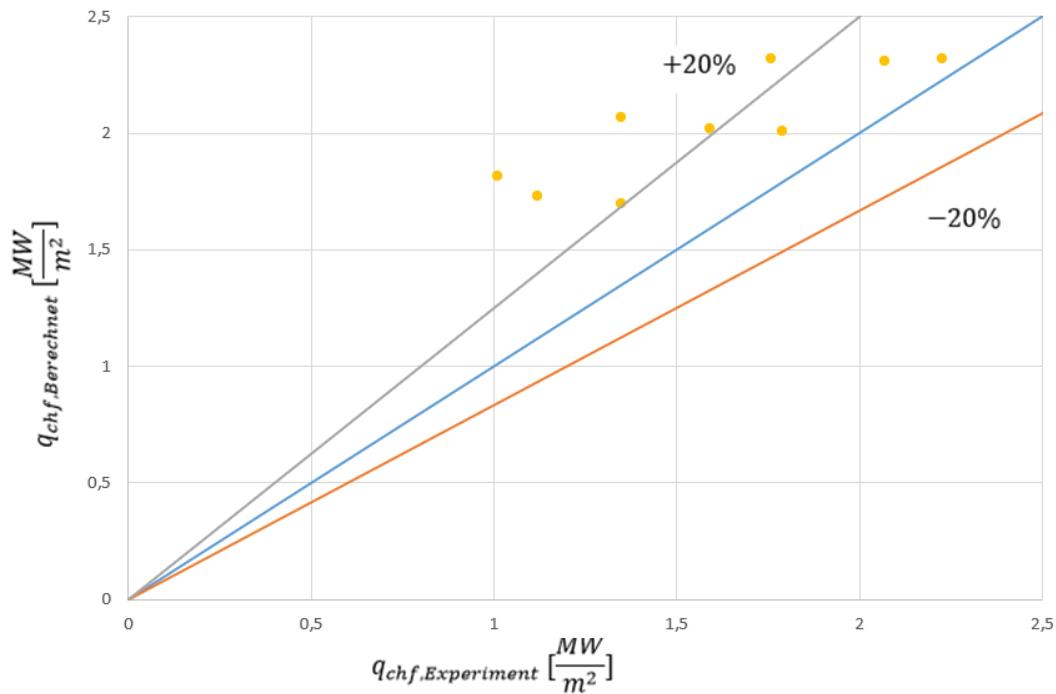


Abbildung 4-14: Vergleich der Messdaten mit der SULTAN Korrelation ($s=280\text{mm}$).

heraus, dass die sich ergebende Spaltbreite von 280 mm weit über dem Anwendungsbereich (30-150 mm) dieser Korrelation befindet. Die mit der Korrelation berechneten Werte der kritischen Massenstromdichte (Abbildung 4-14) werden nicht mehr unterschätzt (wie in Abbildung 4-13), dennoch besteht bei mehr als der Hälfte eine Abweichung größer 20 %.

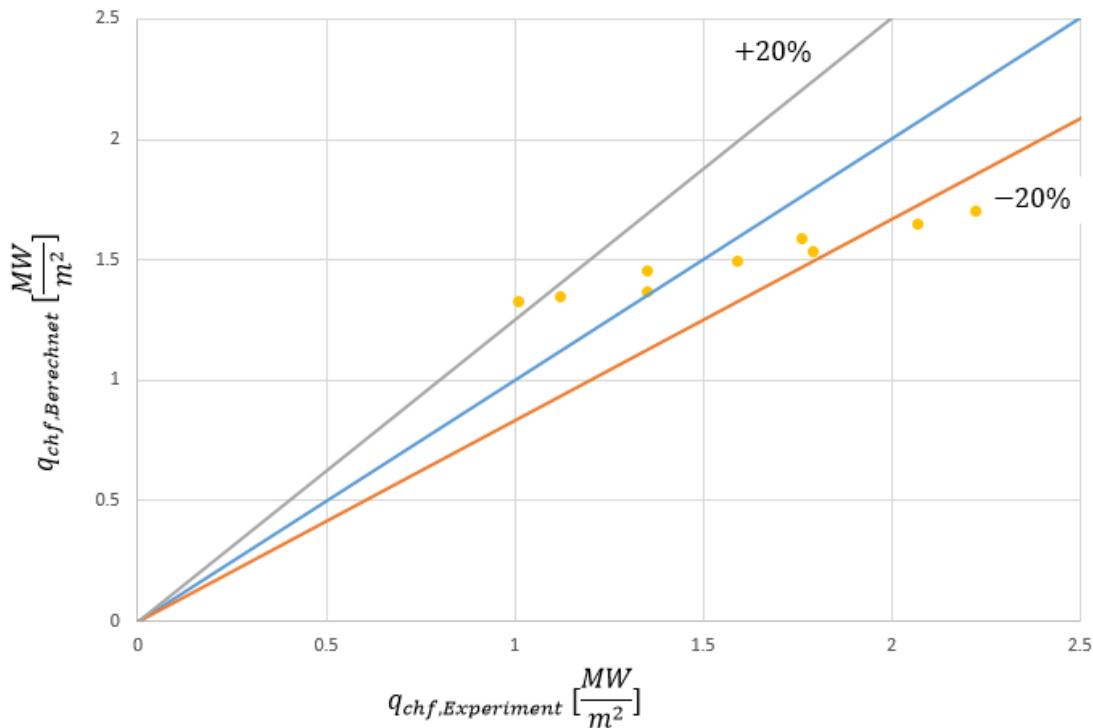


Abbildung 4-15: Vergleich der Messdaten mit der SULTAN Korrelation ($s=150\text{mm}$).

Ergebnisse

Setzt man statt der Spaltbreite bei den Experimenten in dieser Arbeit die höchste Spaltbreite des Anwendungsbereiches 150 mm ein, bei der ein $\frac{L^*_{Beheizt}}{s} = 26,66$ vorliegt, so verringern sich die Abweichungen von den gemessenen Werten (Abbildung 4-15).

Fasst man die Betrachtungen bei den Korrelationsvergleichen der KAIST [100] und SULTAN [32] mit den Ergebnissen dieser Arbeit zusammen, so wird wieder der Abschnitt 4.1.3.1 genannte Zusammenhang zwischen dem $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis und der kritischen Wärmestromdichte bestätigt. So führt ein geringeres $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis bei selber Massenstromdichte und Eintrittsunterkühlung zu einer höheren kritischen Wärmestromdichte, während ein höheres $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis in einer geringeren kritischen Wärmestromdichte resultiert.

4.1.3.4 Korrelation von Iwaki et. al [96]

Der Versuchsaufbau in der Arbeit [96] wurde bereits in Abschnitt 2.3.1.1 präsentiert. Da in der Arbeit [96] nur wenige Versuchsdaten in einem unterschiedlichen Parameterbereich veröffentlicht wurden, welche sich für einen direkten Vergleich mit den restlichen Messdaten in diesem Abschnitt nicht eigneten, wird die Korrelation für einen Vergleich herangezogen.

Da der Parameterbereich in [96] sich von dem Parameterbereich in dieser Arbeit weitgehend unterscheidet, liefert auch die Anwendung der Korrelation nur in dem geringen Bereich der Überschneidung plausible Werte (Abbildung 4-16). Somit ist die Korrelation von Iwaki et. Al [96] in dem Parameterbereich der Versuche dieser Arbeit nicht anwendbar.

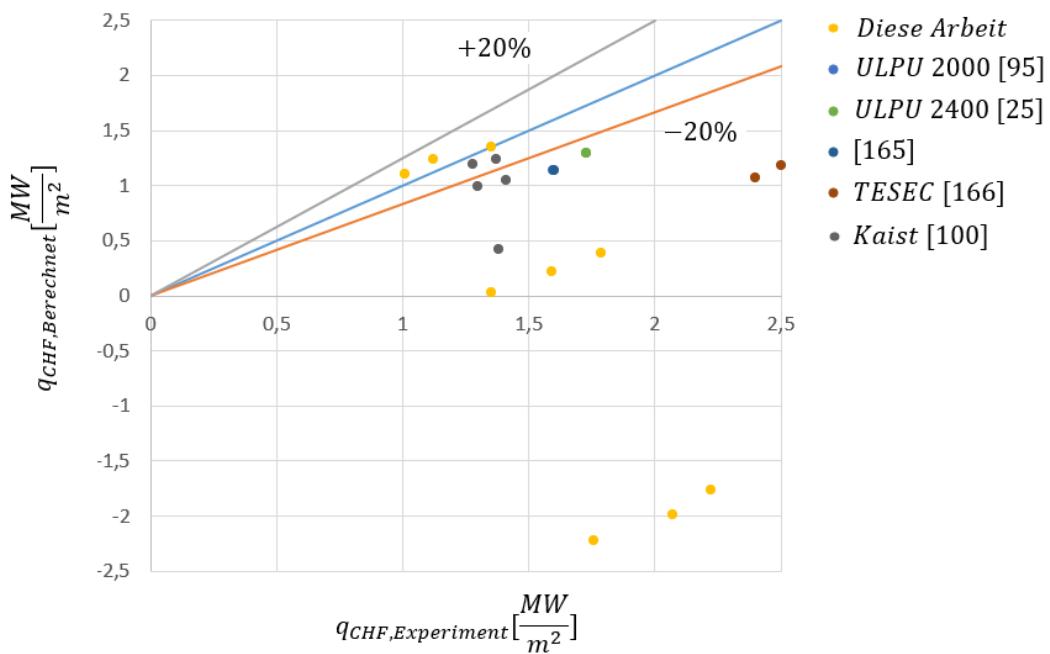


Abbildung 4-16: Vergleich der Messdaten mit der Iwaki [96] Korrelation.

4.1.4 Entwicklung der Korrelationserweiterung

Basierend auf den im vorigen Kapitel gemachten Betrachtung wird als Grundlage für die Korrelationsentwicklung die KAIST- Korrelation [100] gewählt. Die Erweiterung der KAIST- Korrelation soll vor allem den sich unter bestimmten Umständen verändernden Gradienten des Verlaufs der kritischen Wärmestromdichte über der Eintrittsunterkühlung berücksichtigen, welcher in Abschnitt 4.1.1 erläutert wurde. Hierzu wird der Koeffizient (Gl. 2-24) in der KAIST- Korrelation (Gl. 2-23) so modifiziert, dass er den mit der Eintrittsunterkühlung exponentiell größer werdenden Anstieg wiedergibt. Um den Verlauf des Faktors C in Gleichung 2-24 aus einem linearen in einen exponentiell steigenden umzuwandeln, wurde die Eintrittsunterkühlung potenziert. Der

Ergebnisse

Exponent wurde basierend auf der Methode der kleinsten Quadrate [185] graphisch bestimmt, sodass die Summe der Abweichungsquadrate zwischen Messwerten und berechneten Werten minimal ist. So wird aus Gl. 2-24 Gleichung 4-5:

$$C = 950 + 2,25(\Delta T_U - 2) \quad 2-24$$

$$C = 950 + 2,25(\Delta T_U^{1,4225} - 2) \quad 4-5$$

Weiterhin ist eine Anpassung hinsichtlich des unterschiedlichen $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnisses bei den Studien notwendig. Die Kaist- Korrelation [100] basiert unter anderem auf Daten von Siedekrise- Experimenten, welche bei 0 kg/m²s durchgeführt wurden. Somit berücksichtigt der erste Term in Gleichung 2-23 die kritische Wärmestromdichte beim Behältersieden. Die kritische Wärmestromdichte beim Behältersieden hängt von dem Verhältnis zwischen Heizfläche und der Masse des Fluides über dem Heizer ab [45]. Dieses Verhältnis wird von der Kanalgeometrie bestimmt. Somit ist der erste Term auf die Geometrie der Kaist- Versuche [100] ausgelegt. Die Umrechnung des ersten Terms basiert auf dem Quotienten aus dem $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis bei den KAIST- Experimenten und der jeweiligen Kanalkonfiguration, bei der die kritische Wärmestromdichte berechnet werden soll. Die Umrechnung macht aus Gleichung 2-23:

$$q_{chf}(\vartheta) = C(1,2 + 0,004 * G)^{0,4} \quad 2-23$$

Gleichung 4-6:

$$q_{chf} = C \left(1,2 * \left(\frac{L^*_{Beheizt}}{s} \right)_{KAIST} / \left(\frac{L^*_{Beheizt}}{s} \right)_{Neue Konfiguration} + 0,004 * G \right)^{0,4} \quad 4-6$$

Die mit der modifizierten Korrelation berechneten Messwerte geben somit die Messdaten aus dieser Arbeit mit einer maximalen relativen Abweichung von 18,5 % wieder. Außerdem kann diese Korrelation die kritische Wärmestromdichte mit vergleichbarer Genauigkeit bei anderen Kanalkonfigurationen wiedergeben (Abbildung 4-17).

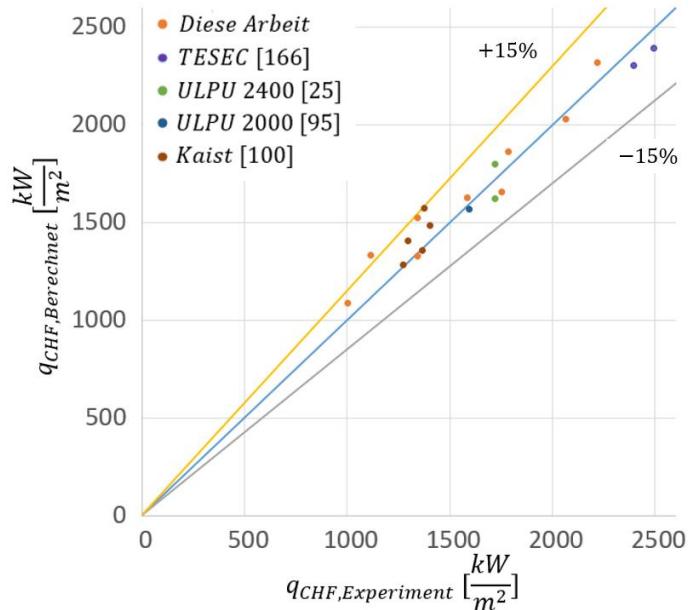


Abbildung 4-17: Vergleich der modifizierten Korrelation mit den Messwerten aus dieser und weiterer Studien.

Da die berechneten Daten mit der auf den $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnissen basierenden Umrechnung die Messdaten bei den unterschiedlichen Experimenten so gut wiedergeben, erweist sich der Einfluss des $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnisses auf die kritische Wärmestromdichte als bewiesen. Zudem ist es dank der KAIST-Korrelation gelungen, den Einfluss des $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnisses auf die kritische Wärmestromdichte, wenn auch indirekt, zu quantifizieren. Somit beschreibt der erste Term in Gleichung 4-6 den Anteil der kritischen Wärmestromdichte, der sich durch

Ergebnisse

das Behältersieden bei ruhender Strömung ergibt, während der zweite Term den Effekt des Strömungssiedens abbildet. So wird der Einfluss des ersten Terms mit zunehmendem $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis schwächer (Abbildung 4-18). Dies liegt daran, dass die beheizte Länge $L^*_{Beheizt}$ ein Maß für die Fläche und somit den Wärmeeintrag Q in das Fluid darstellt, während die Spaltbreite s ein Maß für die zu verdampfende Wassermenge ist. Ein ähnlicher Verlauf konnte bereits ansatzweise bei den Messwerten in Abbildung 4-10 erkannt werden.

Die so entstandene neue Korrelation (Gl. 4-6, 4-5) eignet sich somit zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte q_{chf} ($\frac{kW}{m^2}$) bei Kanalabmessungen zumindest im Bereich der $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnisse, welche in dieser Arbeit betrachtet wurden, bei Massenstromdichten im Bereich bis $1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$, bei Eintrittsunterkühlungen bis 50 K , IVR ERVC- typischen Druck und dem Medium Wasser. Wobei die Eintrittsunterkühlung ΔT_U in K , und die Massenstromdichte in $\frac{kg}{m^2s}$ einzusetzen sind.

$$C = 950 + 2.25(\Delta T_U^{1,4225} - 2) \quad 4-5$$

$$q_{chf} = C \left(\frac{8}{\frac{L^*_{Beheizt}}{s}} + 0,004 * G \right)^{0,4} \quad 4-6$$

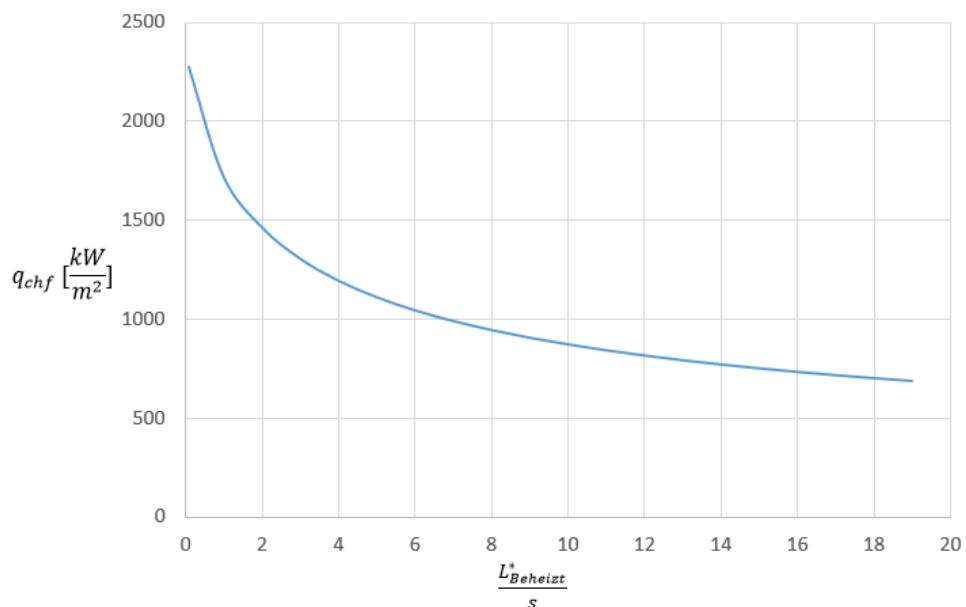


Abbildung 4-18: Verlauf der kritischen Wärmestromdichte über dem $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis.

4.2 Ergebnisse der stationären Versuche bei 45° Neigungswinkel

Analog zu Kapitel 4.1 erfolgt in diesem Kapitel zunächst die Vorstellung der Messdaten bei 45° geneigter nach oben durchströmter Teststrecke. Diese Versuche sollen die Siedekrise im mittleren Teil des Reaktordruckbehälterbodens nachbilden (Abbildung 4-19). Nach Vorstellung der Messdaten und einer Betrachtung der Einflüsse der varierten Parameter erfolgt eine phänomenologische Betrachtung des Strömungsregimes bei 45° geneigter nach oben durchströmter Teststrecke. Die Messdaten werden mit Experimenten aus früheren Studien verglichen und die Vorhersage von Korrelationen, welche die kritische Wärmestromdichte bei geneigtem Heizer berechnen können, geprüft.

Ergebnisse

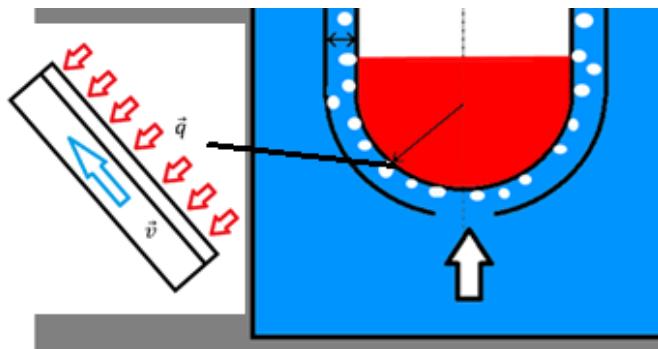


Abbildung 4-19: Versuchskonfiguration bei 45° Neigungswinkel.

4.2.1 Einfluss der Massenstromdichte und der Eintrittsunterkühlung

Abbildung 4-20 zeigt den Verlauf der Wärmestromdichten über der Massenstromdichte bei verschiedenen Eintrittsunterkühlungen. Bei den Verläufen bei 10 und 30 K Unterkühlung ist ein um 20 % höherer Anstieg der Wärmestromdichte mit der Massenstromdichte als bei den Referenzversuchen bei 90° Neigungswinkel zu verzeichnen. Die kritischen Wärmestromdichten fallen jedoch geringer aus. Dies ist dadurch zu erklären, dass bei geneigter Teststrecke die Komponente der statischen Auftriebskraft in Strömungsrichtung abnimmt, und somit die dynamische Auftriebskraft hinsichtlich des Siedekrisenprozesses an Bedeutung gewinnt. Zudem bewirkt die schwächere Gesamtauftriebskraft eine längere Verweildauer der Gasphase im Kanal, was in größeren Blasendurchmessern resultiert. Dies verstärkt umso mehr den Einfluss der dynamischen Auftriebskräfte bereits im Bereich geringer Massenstromdichten.

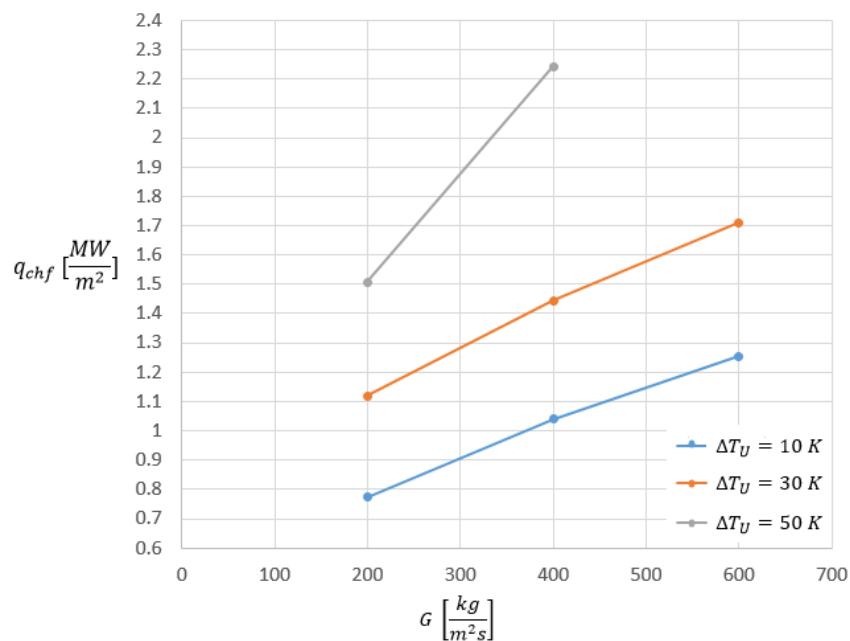


Abbildung 4-20: Verlauf der kritischen Wärmestromdichte über der Massenstromdichte bei 45° Neigungswinkel.

Bei einer Eintrittsunterkühlung von 50 K ist der Anstieg der kritischen Wärmestromdichte mit der Massenstromdichte bereits 50 % höher als bei den 90° Neigungswinkel Referenzversuchen und die kritische Wärmestromdichte bei $G = 400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ und $\Delta T_U = 50 \text{ K}$ übersteigt den Referenzpunkt um 10 %. Bei der Überprüfung der Messdaten hat sich herausgestellt, dass mit höher werdender Eintrittsunterkühlung, Massenstromdichte und Heizleistung Instabilitäten auftreten, welcher mit der Erhöhung der genannten Parameter in stärkeren Druckstößen mit höherer Frequenz resultierten (Abbildung 4-21; Abbildung 4-22). Durch die höher werdenden Drücke und dadurch steigenden Sättigungstemperaturen wird die Dampfproduktion verhindert und sogar der bestehende Dampf schlagartig kondensiert, was ein Eintreten der Siedekrise erschwert.

Ergebnisse

Da die auftretenden Instabilitäten die Randbedingungen für das Auftreten der Siedekrise wesentlich verändern, dürfen die Messdaten aus diesen Experimenten nicht zum Vergleich mit den anderen Messdaten herangezogen werden.

Bereits bei der Parameterkonfiguration $G = 400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ und $\Delta T_U = 50 \text{ K}$ waren die Druckschläge so intensiv und die Temperaturen auf der Heizer- Rückseite so hoch, dass die Teststreckenkonstruktion während dem Experiment undicht wurde. Bei den Parametern $G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ und $\Delta T_U = 50 \text{ K}$ war somit dem Trend nach Abbildung 4-21 mit noch stärkeren Druckschlägen und höheren Teststreckentemperaturen bis zum Eintreten der Siedekrise zu rechnen. Da der COSMOS-L Strömungskanal nur auf ein Druckniveau von bis zu 5 bar zugelassen ist und bei undichtem Teststreckenbetrieb keine elektrische Isolation mehr gewährleistet ist, konnte aus sicherheitstechnischen Gründen dieser Versuch nicht gefahren werden.

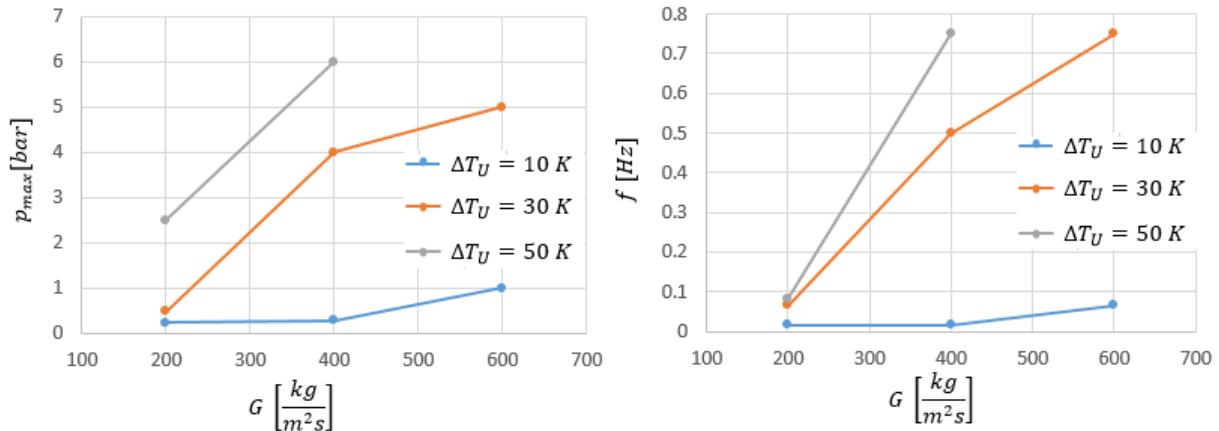


Abbildung 4-21: Verlauf der maximalen Druckschläge und Frequenzen über der Massenstromdichte bei verschiedenen Eintrittsunterkühlungen.

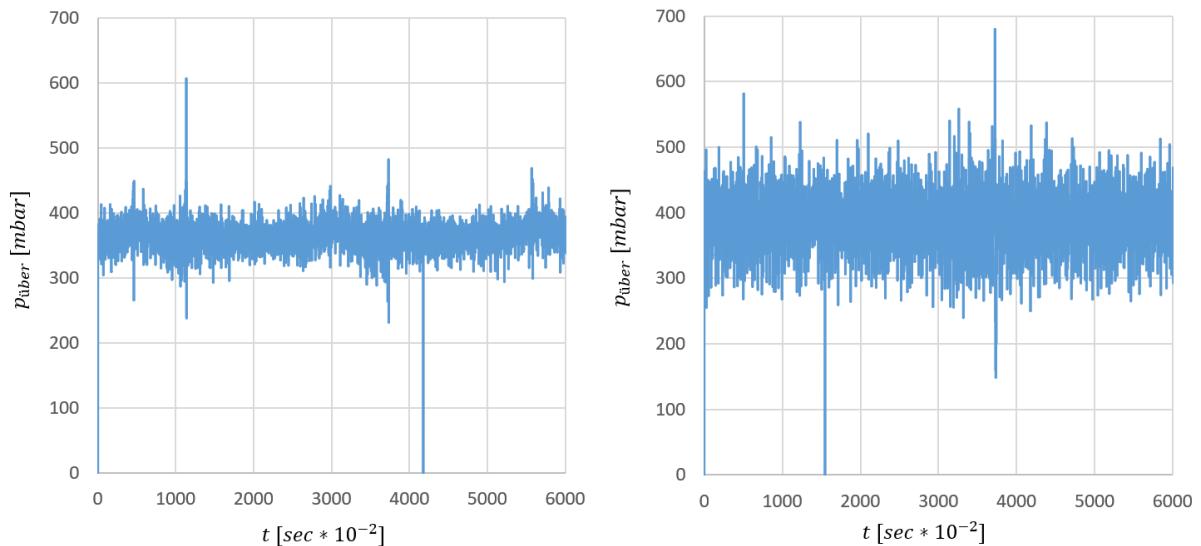


Abbildung 4-22 (a): Verlauf der Überdrücke am Kanaleintritt über der Zeit (links $G = 200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, $\Delta T_U = 10 \text{ K}$; rechts $G = 400 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, $\Delta T_U = 10 \text{ K}$).

Ergebnisse

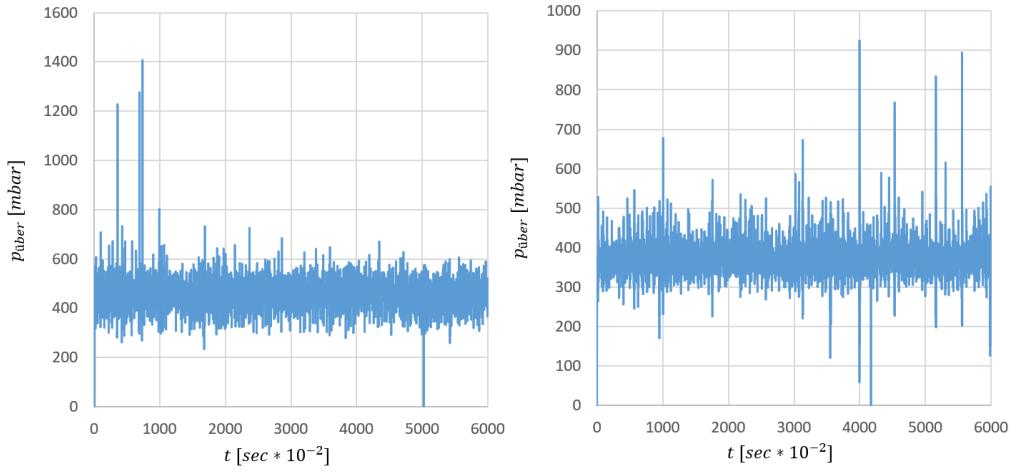


Abbildung 4-22 (b): Verlauf der Überdrücke am Kanaleintritt über der Zeit (links $G = 600 \frac{kg}{m^2s}, \Delta T_U = 10 K$;
rechts $G = 200 \frac{kg}{m^2s}, \Delta T_U = 30 K$).

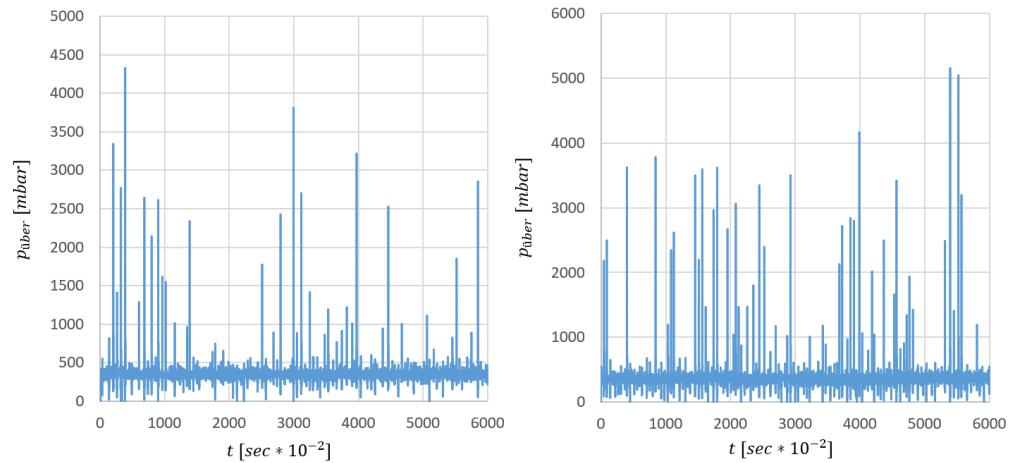


Abbildung 4-22 (c): Verlauf der Überdrücke am Kanaleintritt über der Zeit (links $G = 400 \frac{kg}{m^2s}, \Delta T_U = 30 K$;
rechts $G = 600 \frac{kg}{m^2s}, \Delta T_U = 30 K$).

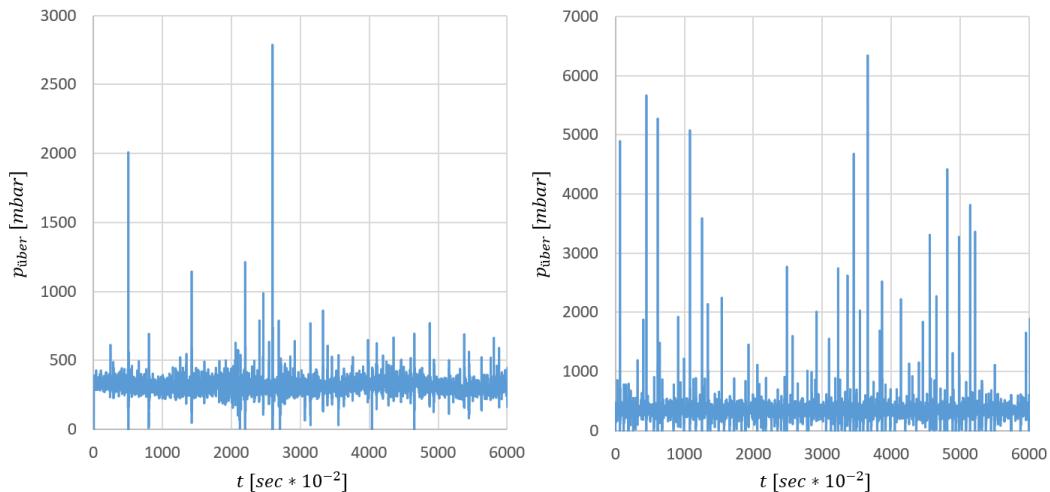


Abbildung 4-22 (d): Verlauf der Überdrücke am Kanaleintritt über der Zeit (links $G = 200 \frac{kg}{m^2s}, \Delta T_U = 50 K$;
rechts $G = 400 \frac{kg}{m^2s}, \Delta T_U = 50 K$).

4.2.2 Phänomenologische Betrachtung

Auf gleiche Art und Weise wie in Abschnitt 4.2.1 erfolgt in diesem Abschnitt eine Betrachtung des Siedekrisenphänomens bei 45° Neigungswinkel nach oben durchströmter Teststrecke. Wie bereits in Abschnitt 4.2.1 erwähnt, zeichnet sich das Strömungssieden bei geneigter Teststrecke durch eine geringere Komponente der statischen Auftriebskraft in Strömungsrichtung und einer höheren Verweilzeit der Gasphase im Strömungskanal. Gleichzeitig entsteht eine Komponente der statischen Auftriebskraft in Richtung der Heizfläche. Dies bewirkt, dass die Gasphase gegen den Heizer gedrückt wird und so ein Abheben der Dampfblasen von der Heizer- Oberfläche verhindert (Abbildung 4-23). Die in Heizerrichtung wirkende Komponente der statischen Auftriebskraft bewirkt außerdem ein Plätzen der Dampfblasen, wodurch diese von der durch die Oberflächenspannung angestrebten kugelartigen Form abweichen. Obwohl der Neigungswinkel in dieser Messreihe mit 45° über dem liegt, bei dem in der Studie [173] keine Schichtung der Phasen mehr beobachtet wurde (30°), lässt sich anhand der Strömungsaufnahmen eine geschichtete Schwallströmung (Abbildung 2-6) erkennen. Ein Grund für diesen Unterschied kann die Tatsache sein, dass die Versuche der Studie [173] in einem geneigten Rohr durchgeführt wurden. Die Trennung der Phasen bewirkt eine Verringerung der spezifischen Grenzfläche und der Kondensationsraten an der Flüssigphase. Dieser Effekt führt bei geneigter Teststrecke zu größeren Blasendurchmessern und einem höheren Dampfanteil in der Strömung. Der höhere Dampfanteil im geneigten Kanal (im Gegensatz zum vertikalen) wurde ebenso in [173] beobachtet.



Abbildung 4-23: Typische Blasenform bei 45° geneigter Teststrecke bei $G = 200 \frac{kg}{m^2s}$, $\Delta T_U = 50 K$ (Heizfläche ist oben).

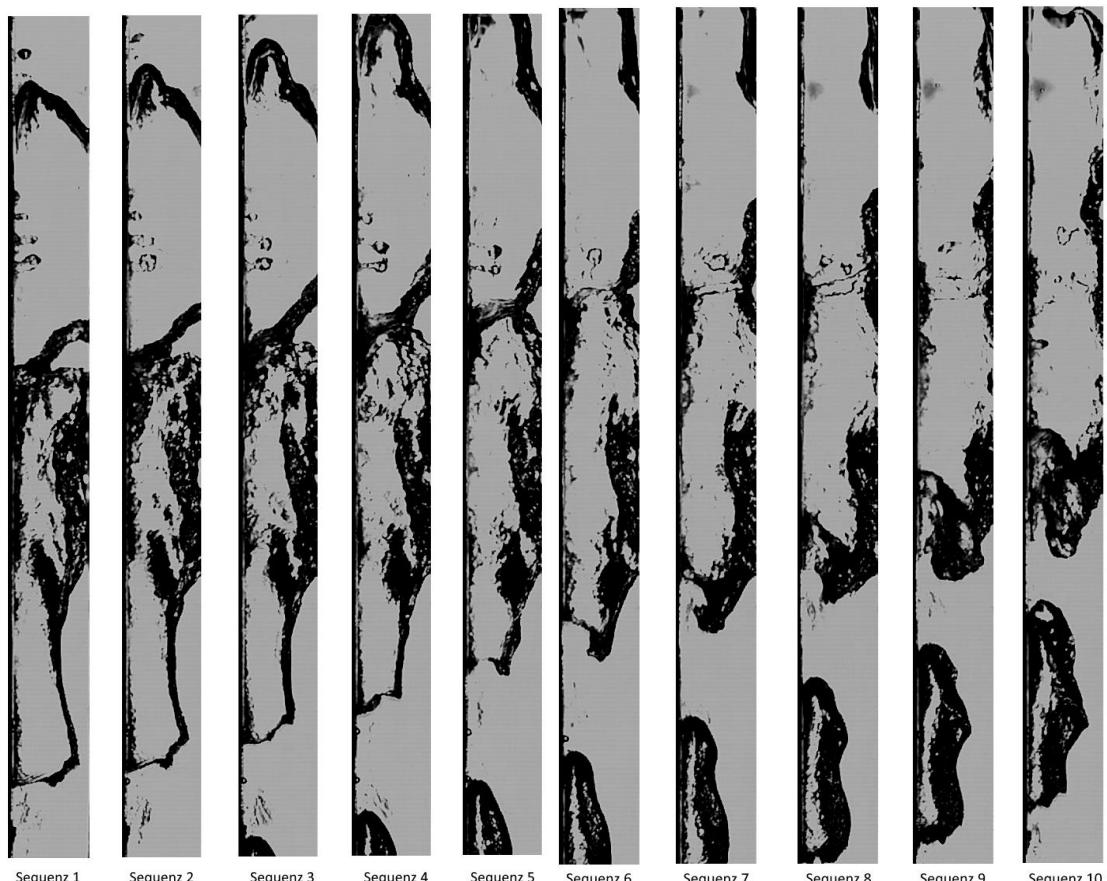


Abbildung 4-24 a: Dampfproduktion bei 45° Neigungswinkel $G = 200 \frac{kg}{m^2s}$, $\Delta T_U = 50 K$ (Strömungsrichtung nach oben, Heizer auf der linken Seite).

Ergebnisse

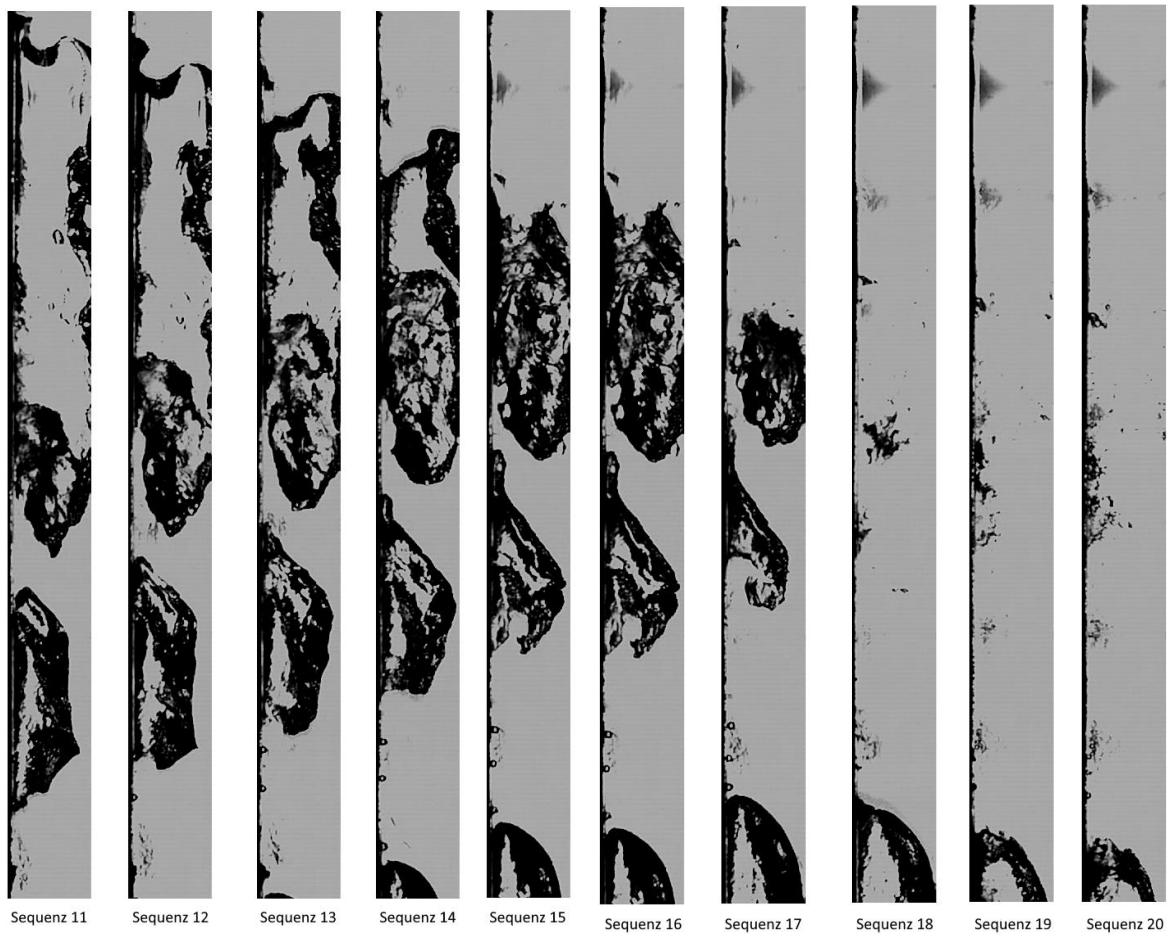


Abbildung 4-24 b: Strömungsstagnierung und Start der Kondensation bei 45° Neigungswinkel

$$G = 200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}, \Delta T_U = 50 \text{ K} \text{ (Strömungsrichtung nach oben, Heizer auf der linken Seite).}$$

Basierend auf den optischen Betrachtungen (Abbildung 4-24 (a, b)), lassen sich ebenso die bei den Experimenten auftretenden Instabilitäten erklären. Die längere Verweilzeit der Dampfblasen im Strömungskanal bewirkt außer dem höheren Dampfanteil im Strömungskanal ebenso einen höheren Dampfanteil in der Gesamtanlage, da die Gasphase, im Gegensatz zu den Experimenten bei vertikaler Teststrecke, nicht schnell genug die beheizte Strecke passieren kann, um in der Rohleitung stromauf wieder zu kondensieren. So entsteht ein Ungleichgewicht zwischen Dampfproduktion und Kondensation zu Gunsten der Dampfproduktion. Dieses Ungleichgewicht bewirkt wiederum durch den höheren Dampfanteil in der Anlage einen Druckanstieg stromab, welcher wiederum die Strömung im Kanal zunächst verlangsamt und schließlich blockiert. Der höhere Druck bewirkt schließlich eine höhere Unterkühlung, welche dann zu einer schlagartigen Kondensation und zu einem Zusammenstoß der Wassersäulen stromauf und stromab führt, welcher wiederum in einem Druckschlag resultiert. In Abbildung 4-24 (a, b) ist eine Bildersequenz dargestellt, welche den Ablauf dieses Vorganges illustriert. Zu Beginn (Sequenz 1-5), findet eine erhöhte Dampfproduktion statt. In Sequenz 6-10 (Abbildung 4-24(a)) wird die Dampfströmungsgeschwindigkeit verlangsamt, der erzeugte Dampf blockiert den Kanal und die Strömung stagniert. In Sequenz 11-15 (Abbildung 4-24 (b)) ist der Vorgang der schlagartigen Kondensation bereits eingesetzt. In Sequenz 16-20 ist der Vorgang der schlagartigen Kondensation abgeschlossen und die Wassersäulen vor und nach dem Dampf prallen aufeinander, wodurch es zu einem Druckschlag kommt. In der Zeitspanne nach dem Druckschlag wird ebenso die Dampfproduktion wegen der temporär erhöhten Unterkühlung eingestellt, bis sich das thermohydraulische System wieder entspannt hat und der eingestellte Systemdruck wieder herrscht. Auf diese Art und Weise wird das Eintreten der Siedekrise von diesem Phänomen verhindert. Je höher die Masse an Dampf bei der schlagartigen Kondensation ist, desto stärker können die

Ergebnisse

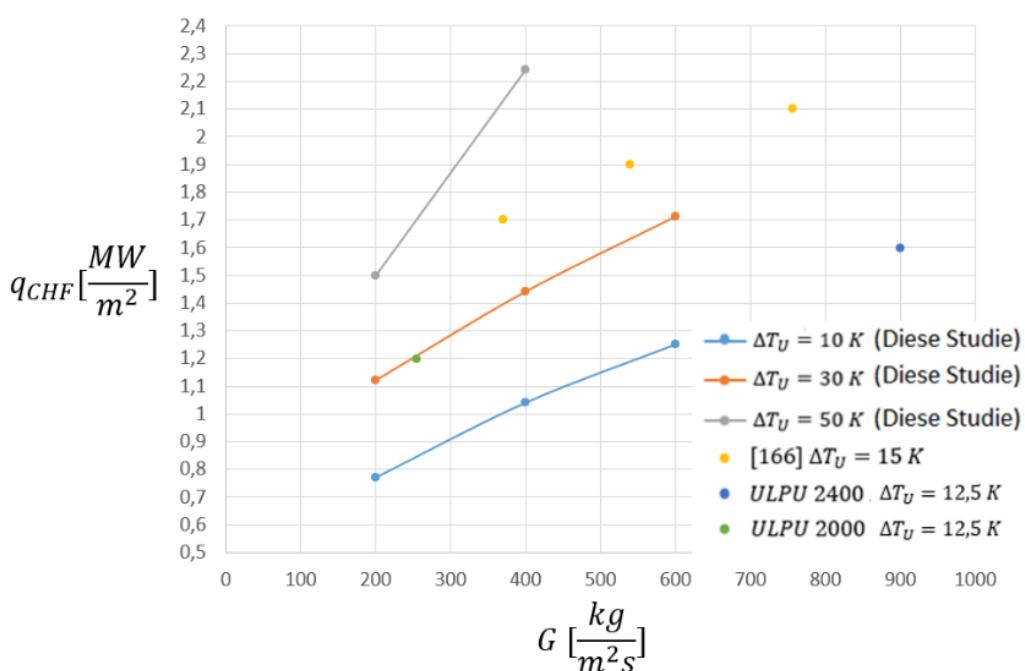
aufeinandertreffenden Wassersäulen beschleunigt werden und umso stärker ist der Druckschlag. Gleichzeitig bewirkt eine höhere Heizleistung eine intensivere Dampfproduktion und der kritische Punkt des Ungleichgewichts, bei dem die schlagartige Kondensation eintritt, kann schneller erreicht werden, was zu einer höheren Frequenz der Druckschläge führt. Dieses Phänomen wird als Kondensationsschlag oder auch kondensationsinduzierter Wasserhammer bezeichnet und wurde bereits in Abschnitt 2.2.2.3 beschrieben. Obwohl dieses Phänomen in der Art und Weise, wie es in den Experimenten dieser Arbeit auftrat, bisher in keiner Studie beschrieben wurde, wird der generelle Trend, dass sich höhere Fluidunterkühlungen in intensiveren Druckschlägen äußern, bestätigt [169, 170].

4.2.3 Vergleich mit früheren Studien

In den meisten der Studien, welche in Abschnitt 4.1.3 zum Vergleich mit den Messdaten bei 90° Neigungswinkel aus dieser Arbeit herangezogen wurden, wurde die Siedekrise ebenso unter verschiedenen Neigungswinkeln untersucht. Hierbei soll wieder an die unterschiedlichen Herangehensweisen in diesen Studien bezüglich Kanalgeometrie und Leistungsverteilung erinnert werden. An dieser Stelle ist zu erinnern, dass bei den ULPU2000 [95] und ULPU2400 [25] Experimenten, wo die Siedekrise bei 45° Neigungswinkel auftrat, sich die Leistungsverteilung von der in Abbildung 2-15 für den Fall bei 90° Neigungswinkel unterschieden hat. So trat die maximale Leistungsdichte im mittleren Bereich der beheizten Strecke auf (Abbildung 2-16).

In der Studie [166] wurden die Siedekrise- Experimente, wie auch in dieser Arbeit, durch Schwenken des ebenen Heizers um den Winkel 45° realisiert. Der Vergleich der Messdaten ist in Abbildung 4-25 dargestellt. Wie bereits bei den 90° Versuchen, fallen auch bei 45° Neigungswinkel die kritischen Wärmestromdichten der anderen Studien deutlich höher als bei den Experimenten in dieser Arbeit aus. Erklärt werden diese Abweichungen durch das bereits erwähnte $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnis und der daraus resultierenden örtlichen kritischen Dampfqualität.

Während die $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnisse bei der TESEC [166] Studie und in dieser Arbeit aus Tabelle 4.2 übernommen werden können, müssen die Werte bei den ULPU- Experimenten, wo die Siedekrise auf halber beheizter Länge auftrat, entsprechend umgerechnet werden. Die $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnisse bei den ULPU 2000 und ULPU 2400 Experimenten ergeben sich somit zu 1,27 und 3,83. Die $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnisse der TESEC [166] und der ULPU 2000 Studie liegen bei den 45° Experimenten sehr nah beieinander, daher passen die Daten der ULPU 2000 Studie auch in den Trendverlauf der TESEC- Werte. Da die $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnisse der Experimente aus der Literatur geringer sind als in dieser Arbeit, liegen die kritischen Wärmestromdichten über dem Trendverlauf der Werte aus dieser Arbeit.



Ergebnisse

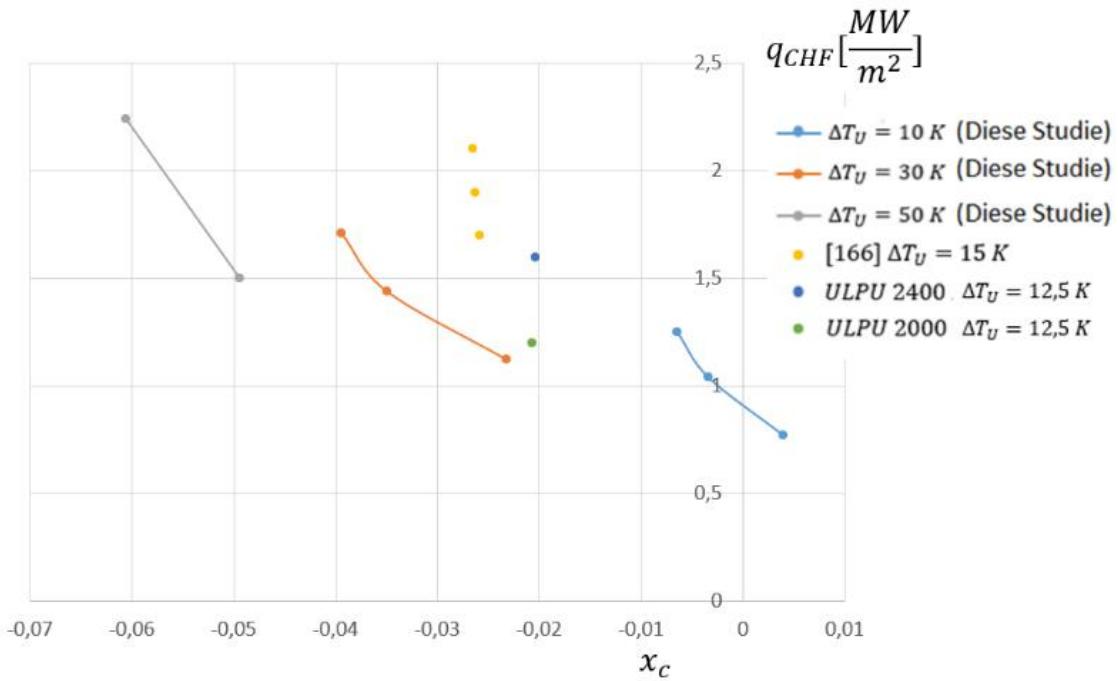


Abbildung 4-25: Vergleich von Messdaten bei 45° Neigungswinkel aus der Literatur mit den Daten aus dieser Studie.

Eine Anwendung der SULTAN- Korrelation [100] auf die Messdaten bei 45° Neigungswinkel liefert wegen der sich unterscheidenden $\frac{L_{Beheizt}^*}{s}$ – Verhältnisse der Studien ebenso um vieles kleinere Werte der kritischen Massenstromdichte (Abbildung 4-26).

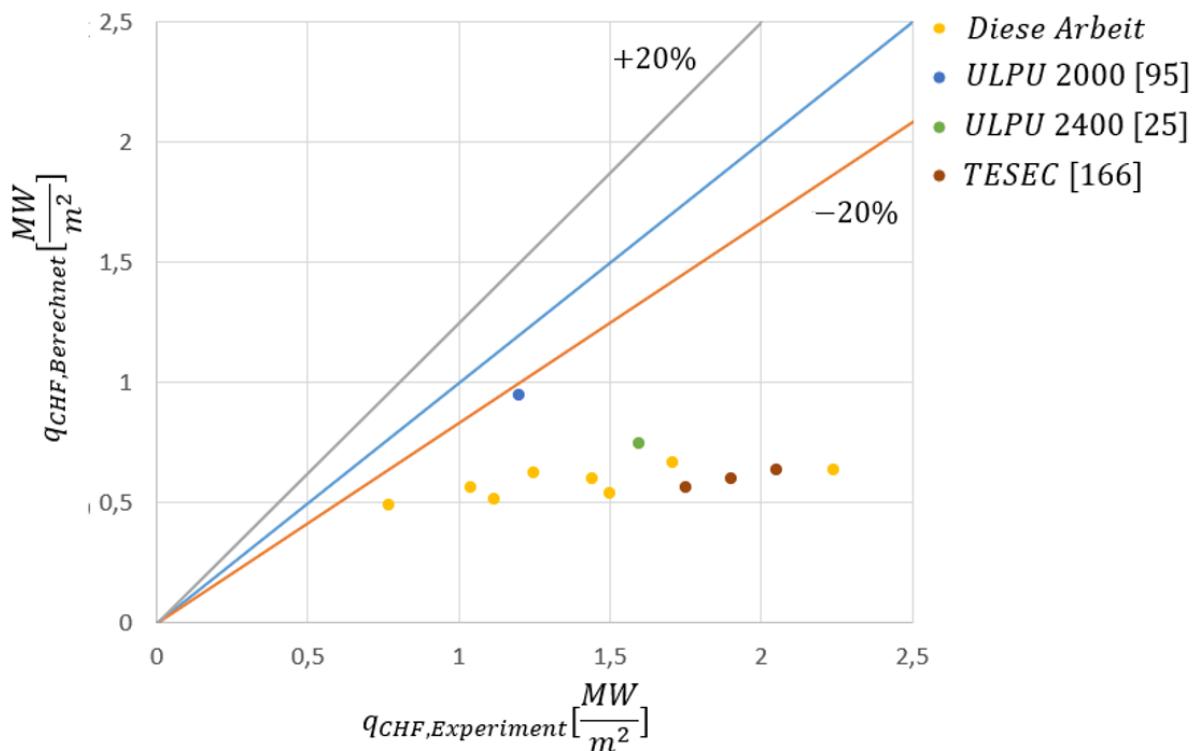


Abbildung 4-26: Vergleich von Messdaten bei 45° Neigungswinkel mit der SULTAN- Korrelation [100].

4.3 Ergebnisse der stationären Versuche bei 0° Neigungswinkel

In diesem Kapitel werden die Messdaten bei 0° Neigungswinkel von unten durchströmter Teststrecke präsentiert. Dieser Versuchsaufbau dient zur Abbildung des Siedekrisenphänomens im unteren Teil des Reaktordruckbehälterbodens, unmittelbar nach dem Einströmen in den IVR ERVC- Strömungspfad (Abbildung 4-27). Die Verläufe der kritischen Wärmestromdichten bei 0° Neigungswinkel werden vorgestellt, gefolgt von einer Betrachtung der Einflüsse der Versuchspараметer. Die phänomenologischen Besonderheiten der Siedekrise bei 0° Neigungswinkel werden den anderen Versuchsreihen bei 0° und 45° Neigungswinkel gegenübergestellt. Die Messdaten werden mit Experimenten aus früheren Studien verglichen und die Vorhersage von Korrelationen, welche die kritische Wärmestromdichte bei geneigtem Heizer berechnen können, geprüft.

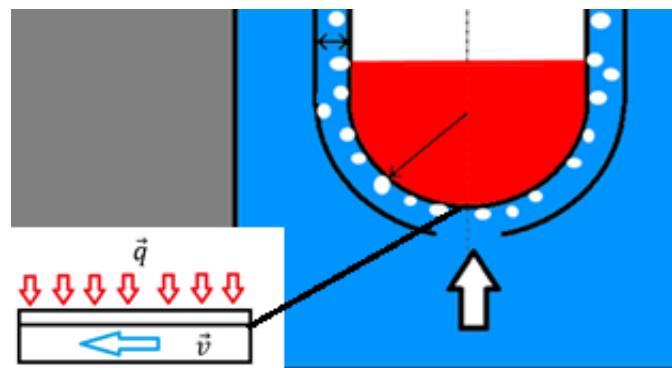


Abbildung 4-27: Versuchskonfiguration bei 0° Neigungswinkel.

4.3.1 Einfluss der Massenstromdichte und der Eintrittsunterkühlung

In Abbildung 4-28 sind die Verläufe der kritischen Wärmestromdichten über der Massenstromdichte bei verschiedenen Eintrittsunterkühlungen dargestellt. Insbesondere im Bereich niedriger Massenstromdichten und Unterkühlungen sind die kritischen Wärmestromdichten viele Male kleiner ausgefallen als bei den 90° Neigungswinkel- Referenzversuchen. Während der Experimente bei der Parameterkombination $G = 200 \frac{kg}{m^2 s}$, $\Delta T_U = 10 K$ stieß die Versuchsanlage an ihre untere Leistungsgrenze, weswegen die Glaubwürdigkeit dieses Wertes angezweifelt wird. Die generelle Tendenz der kritischen Wärmestromdichte sich mit steigender Massenstromdichte und Eintrittsunterkühlung zu erhöhen wurde bestätigt.

Ergebnisse

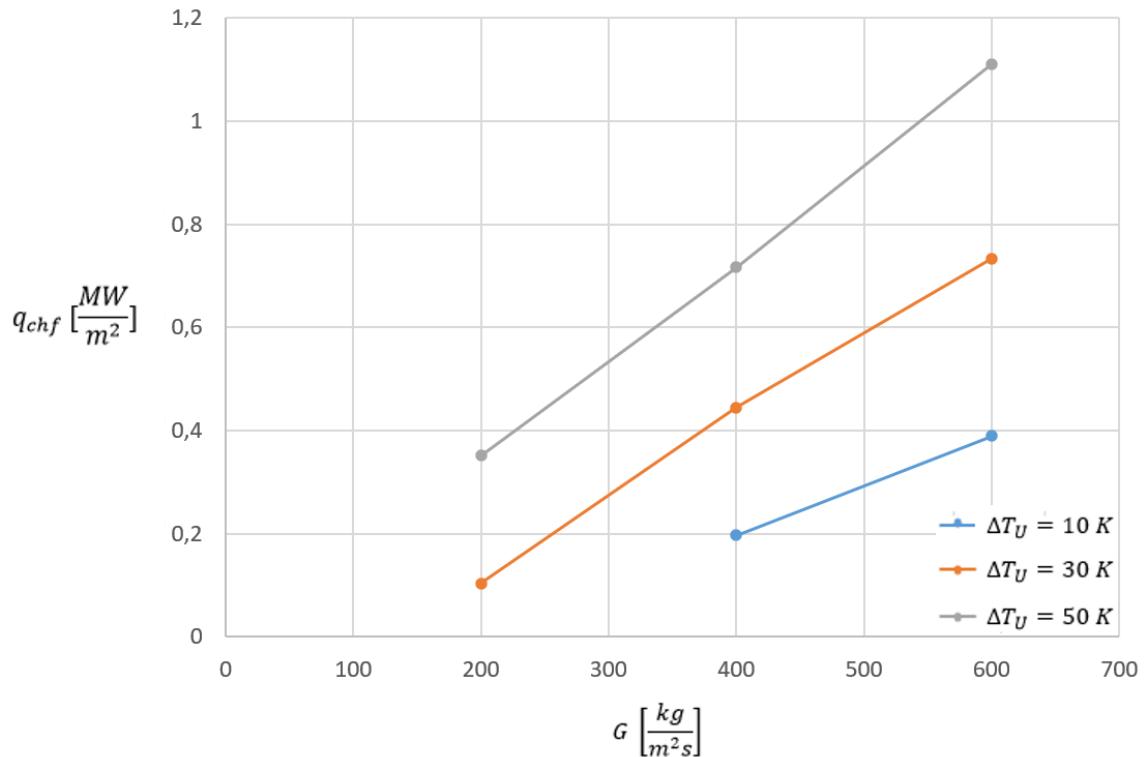


Abbildung 4-28: Verlauf der kritischen Wärmestromdichte über der Massenstromdichte bei 0° Neigungswinkel.

Für den quantitativen Vergleich der Messdaten bei 0° Neigungswinkel mit den Referenzversuchen bei 90° wird ein dimensionsloser Kennwert eingeführt, welcher die kritischen Wärmestromdichten bei den verschiedenen Experimenten ins Verhältnis setzt und somit den Einfluss des Neigungswinkels quantifiziert:

$$q_\vartheta^* = \frac{q_{chf,90^\circ}}{q_{chf,0^\circ}} \quad 4-7$$

Der Verlauf dieses Kennwerts über der Massenstromdichte (Abbildung 4-29) zeigt, dass der Einfluss des Neigungswinkels mit höherer Massenstromdichte und Eintrittsunterkühlung abnimmt. Der Grund für dieses Verhalten ist die Tatsache, dass bei höherer Massenstromdichte und Flüssigkeitsgeschwindigkeit der Anteil der statischen Auftriebskraft in der Kräftebilanz an der Dampfphase abnimmt und somit der Einfluss der Kanalneigung abnimmt.

Ergebnisse

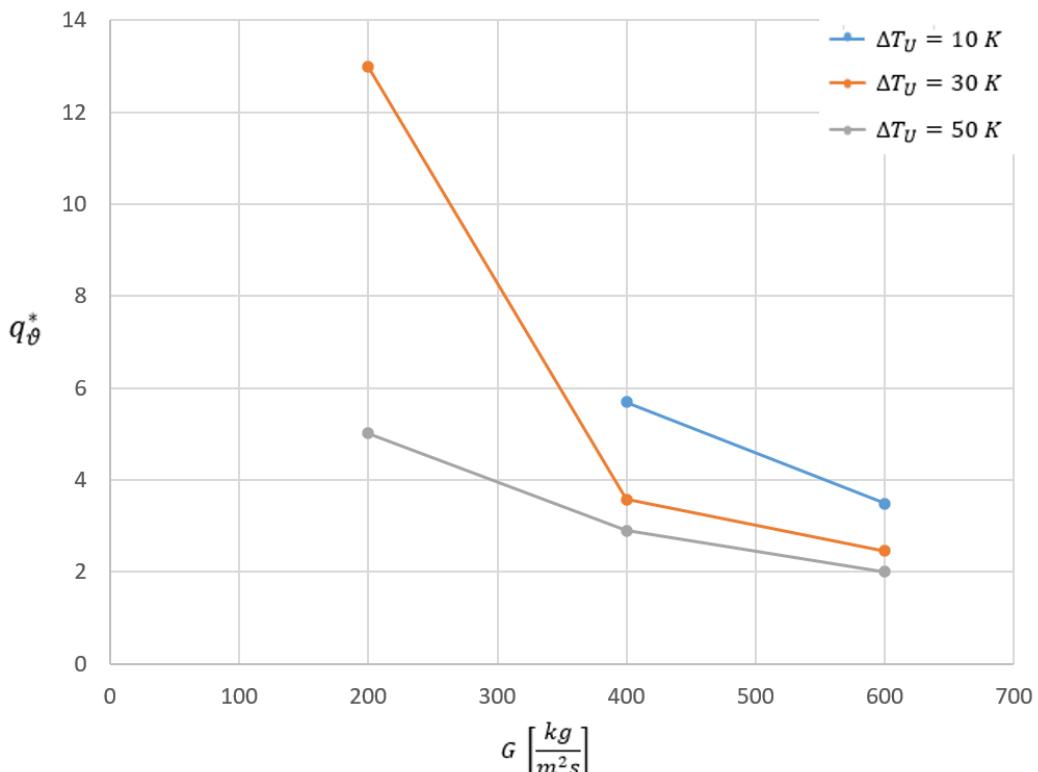


Abbildung 4-29: Verlauf von q_θ^* über der Massenstromdichte bei 0° Neigungswinkel.

4.3.2 Phänomenologische Betrachtung

Dieser Abschnitt dient der Erläuterung der Besonderheiten des Strömungsbildes bei 0° Neigungswinkel im Bereich des kritischen Siedezustandes. Abbildung 4-30 zeigt die seitliche Aufnahme des Strömungsbildes bei $G = 200 \frac{kg}{m^2 s}$, $\Delta T_U = 50 K$. Die Bilder wurden im zeitlichen Abstand von 0,2 Sekunden aufgenommen. An den markierten Farben kann die Bewegung der Blasen verfolgt werden. In diesem Fall liegt die maximale Flüssigkeitsgeschwindigkeit bei 0,2 m/s, während die maximale Blasengeschwindigkeit nur bei 0,1 m/s liegt und sich einige Blasen kaum bewegen. Dieses Verhalten kann mit der höheren Komponente der statischen Auftriebskraft in Richtung Heizer und der dadurch resultierenden höheren Reibung ($\vec{F}_{Reibung} = \mu_{Reibung} \vec{F}_{Normal}$, $\mu_{Reibung}$ – Reibungskoeffizient) zwischen Dampf und Heizer erklärt werden. Bemerkenswert ist, dass nach der initialen Blasenbildung keine weiteren Blasen mehr produziert werden und der Wärmeübergangsprozess von dem Heizer zur Strömung hauptsächlich durch Grenzflächenverdampfung- und Kondensation stattfindet. Das Dampfpolster am Heizer wirkt hierbei als eine Art Wärmepumpe, während an der Heizfläche in die Gasphase Dampf produziert wird, kondensiert dieser wieder an der Flüssig-Gas-Grenzfläche.

Ergebnisse

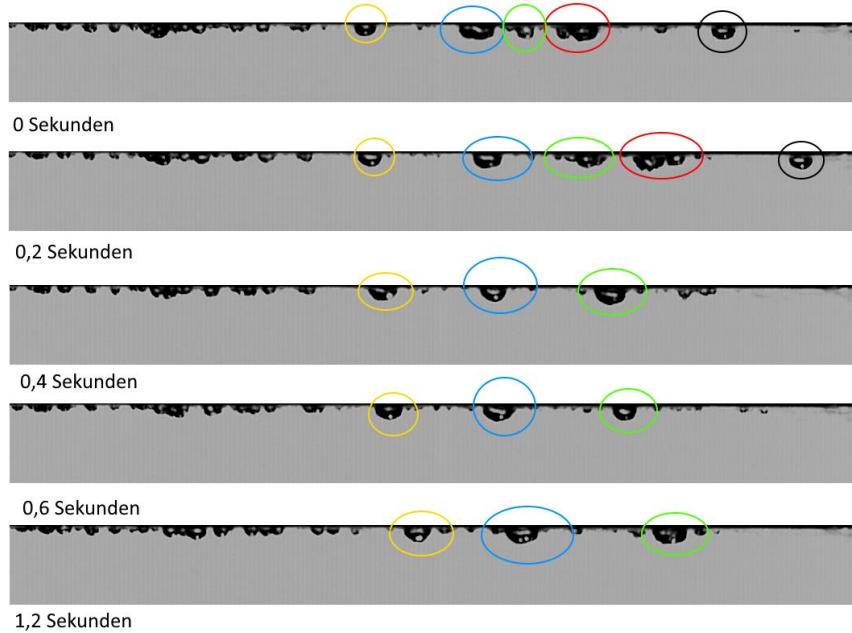
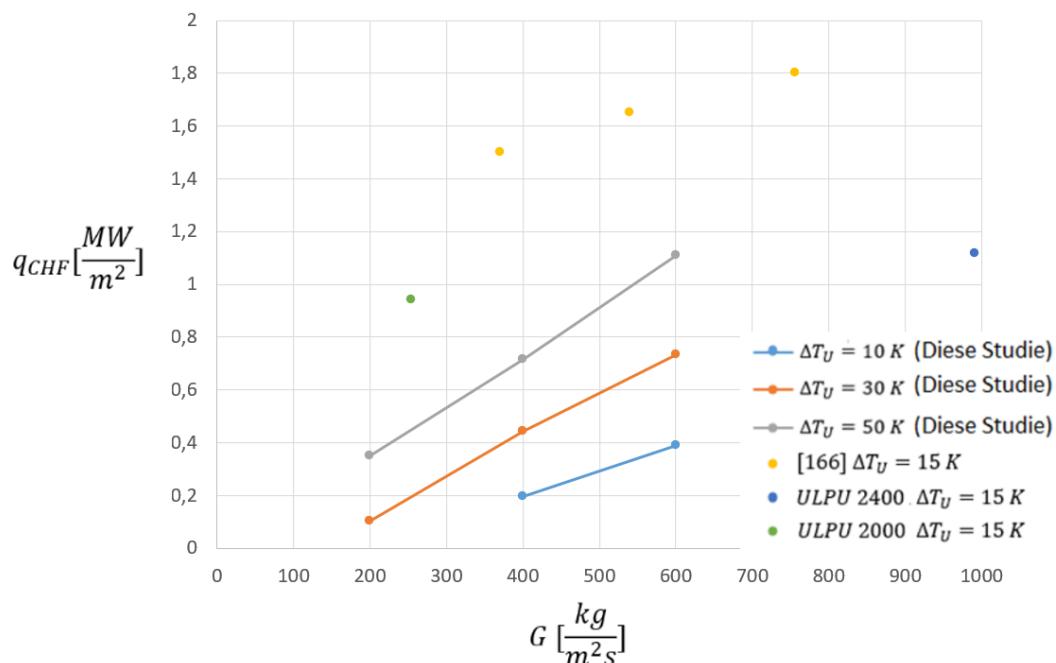


Abbildung 4-30: Strömungsregimen bei 0° Neigungswinkel und $200 \frac{kg}{m^2s}$, $\Delta T_U = 50 K$ (Heizer oben, Strömungsrichtung nach rechts).

4.3.3 Vergleich mit früheren Studien

In diesem Abschnitt findet der Vergleich der Messdaten aus dieser Arbeit mit den Werten der kritischen Wärmestromdichte aus anderen Studien im Kanalbereich bei 0° Neigungswinkel statt. An dieser Stelle soll wieder an das veränderliche Leistungsprofil (Abbildung 2-17) bei den UPLU 2000, 2400 Experimenten mit gekrümmtem Heizer erinnert werden. Dies erfordert eine erneute Umrechnung der $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ – Verhältnisse.

In Abbildung 4-31 sind die Messdaten aus den Studien über dem Trendverlauf der Messdaten aus dieser Arbeit aufgetragen. Zu beachten ist, dass die Siedekrise bei den Versuchen aus der Literatur nicht direkt bei 0° , sondern ein Stück weiter stromauf bei 10° Neigungswinkel auftraten. Ebenso wurde die Neigung in den TESEC [166] Versuchen zu 10° eingestellt.



Ergebnisse

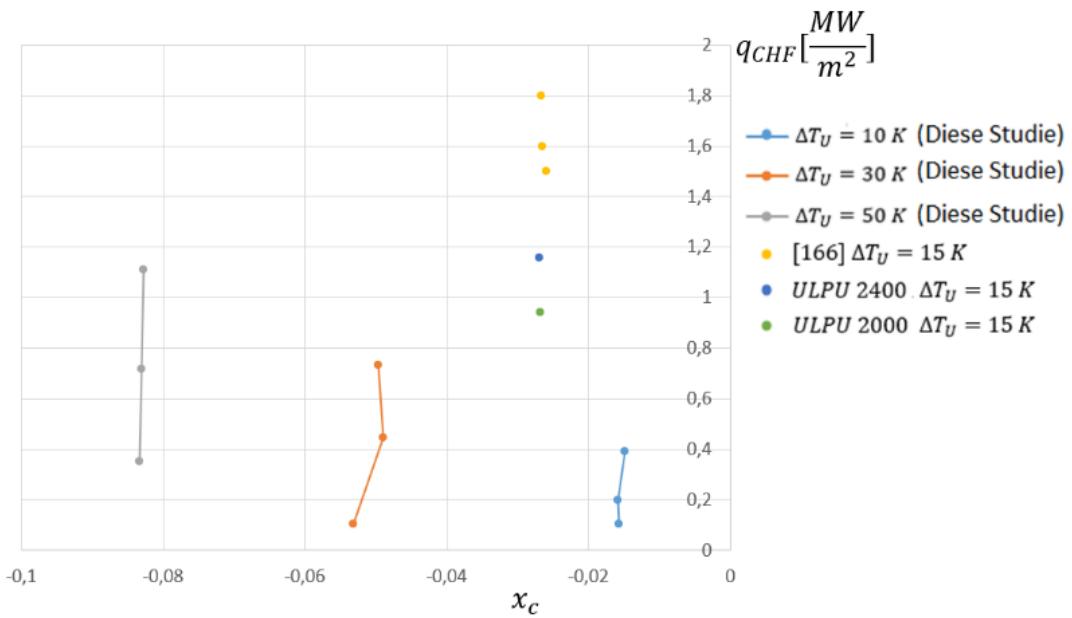


Abbildung 4-31: Vergleich von Messdaten bei 0-10° Neigungswinkel aus der Literatur mit dieser Arbeit.

Wie erwartet, liegen die Werte der kritischen Wärmestromdichte bei den Studien aus der Literatur wegen des geringeren $\frac{L_{Beheizt}^*}{s}$ – Verhältnisses deutlich über den Messwerten aus dieser Arbeit. Dennoch zeigt sich hierbei ein gewisser Widerspruch bei dem Vergleich der Messdaten aus der TESEC [166] Studie mit der ULPU 2000 [95] Studie. Das berechnete $\frac{L_{Beheizt}^*}{s}$ – Verhältnis bei der ULPU 2000 [95] beträgt 0,47 und ist fast 2-mal geringer als in der TESEC [166] Studie. Dennoch liegt der Wert bei der ULPU 2000- Studie deutlich unter dem Trendverlauf aus [166]. Eine mögliche Erklärung hierfür findet sich in der phänomenologischen Betrachtung aus dem letzten Abschnitt. Bei dem Prozess der Siedekrise bei niedrigem Neigungswinkel, wo der Beitrag des statischen Auftriebs gering ist, gibt es eine minimale Geschwindigkeit, unter jener der Blasentransport in Strömungsrichtung praktisch nicht stattfindet. Erst bei Überschreiten dieser minimalen Geschwindigkeit kann der Blasenabtransport stattfinden, sodass der Wert der kritischen Wärmestromdichte stark ansteigt. Dies erklärt ebenso die Erhöhung der kritischen Wärmestromdichte um mehr als 100 % bei einem Anstieg der Massenstromdichte von 200 auf 400 kg/m²s in dieser Arbeit.

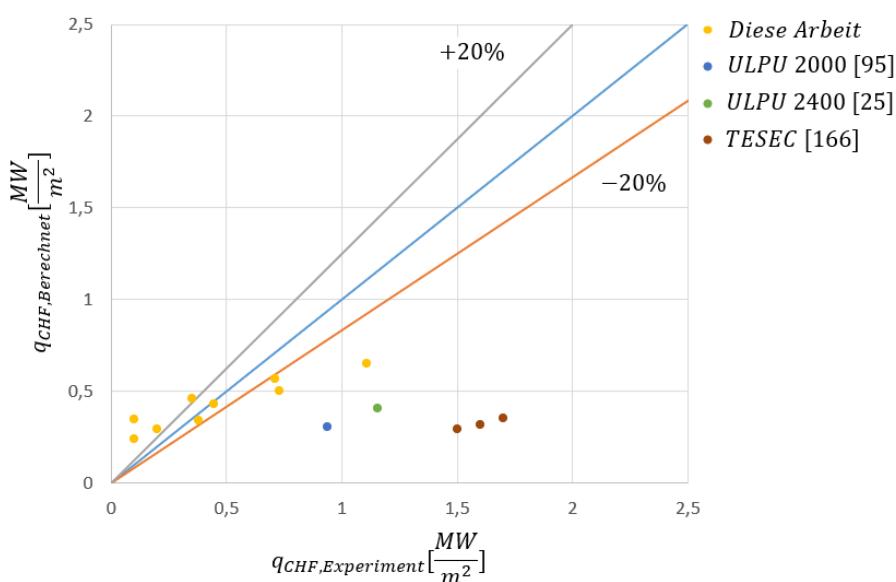


Abbildung 4-32: Vergleich von Messdaten bei 0-10° Neigungswinkel aus der Literatur und dieser Studie mit der SULTAN-Korrelation.

Ergebnisse

Der Vergleich der Messdaten mit der SULTAN- Korrelation (Abbildung 4-32) zeigt bei 0° Neigungswinkel eine bessere Übereinstimmung als in den Fällen bei 90° und 45° . Zudem liegen die berechneten Werte sowohl über als auch unter den gemessenen Werten. Abschließend zur SULTAN- Korrelation kann geschlussfolgert werden, dass diese wegen ihres Einsatzbereichs bei der Spaltbreite von 0,03 bis 0,15 m für auf Anwendung im Bereich der Kanalparameter in dieser Studie nicht geeignet ist.

4.4 Korrelationsentwicklung für die kritische Wärmestromdichte bei geneigter Teststrecke

In diesem Abschnitt wird die in dieser Arbeit entwickelte Korrelation vorgestellt, welche ausgehend aus dem Wert der kritischen Wärmestromdichte bei Vertikal nach oben durchströmter Teststrecke, welcher sich bei verschiedenen Kanalabmessungen mit der in Kapitel 4.1.4 vorgestellten Korrelation in Gleichung 4-6 berechnen lässt, die kritische Wärmestromdichte bei geneigter Teststrecke berechnet.

Die Herleitung der Korrelation basiert auf den phänomenologischen Betrachtungen zum Einfluss des Neigungswinkels auf die Blasendynamik während des Siedeprozesses. So wurde der Einfluss der Kanalneigung auf die Komponente der statischen Auftriebskraft in Strömungsrichtung in den vorigen Kapiteln hervorgehoben. Abbildung 4-33 zeigt schematisch die Bilanz der wesentlichen auf die Gasphase wirkenden Kräfte. Die Widerstandskraft wurde bereits in Kapitel 2 erläutert und in Gleichung 4-1 vereinfacht. Die Komponente der statischen Auftriebskraft in Strömungsrichtung wird mit folgender Formel berechnet:

$$\vec{F}_{\text{Statischer Auftrieb, Strömungsrichtung}} = \Delta\rho V g \sin\vartheta \quad 4-8$$

Bei dem Ansatz zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte bei dem jeweiligen Neigungswinkel der Teststrecke, wird nun die Summe der an der Gasphase wesentlicher angreifender Kräfte in das Verhältnis zum jeweiligen Referenzwert bei 90° geneigter Teststrecke gesetzt:

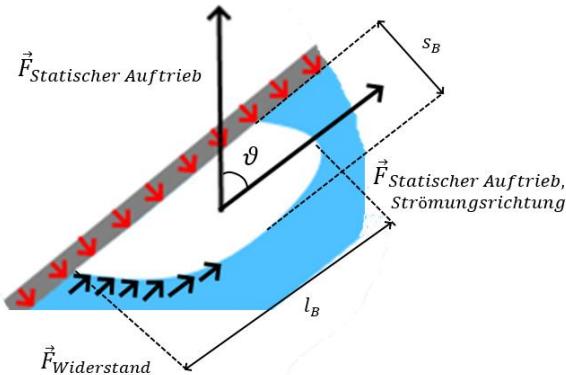


Abbildung 4-33: Schema der Bilanz der wesentlichen an der Gasphase angreifenden Kräfte.

$$q_{chf,x^\circ} = q_{chf,90^\circ} * \left(\frac{\vec{F}_{\text{Widerstand},x^\circ} + \vec{F}_{\text{Stat.Auftrieb},x^\circ}}{\vec{F}_{\text{Widerstand},90^\circ} + \vec{F}_{\text{Stat.Auftrieb},90^\circ}} \right)^n \quad 4-9$$

Beide Kräfte beinhalten in ihrer Definition die geometrischen Parameter der Blase. Wobei bei der Widerstandskraft die projizierte Fläche, also die Abmessungen der Dampfblasen quer zur Strömungsrichtung, maßgebend ist, während bei der statischen Auftriebskraft das Gesamtvolume der Blase von Bedeutung ist. Im Folgenden soll s_B die maximale Dicke, w_B die maximale Breite und l_B die maximale Länge der Blase sein. Unter der Annahme, dass alle Dampfblasen allgemein eine ellipsoide Form aufweisen, wird aus Gleichung 4-9 mit der Definition der Flüssigkeitsgeschwindigkeit $u_{fl} = \frac{G}{\rho_{fl}(1-\varepsilon)}$:

$$q_{chf,x^\circ} = q_{chf,90^\circ} * \left(\frac{\frac{G^2 \pi s_B w_B}{\rho_{fl}(1-\varepsilon)^2 8} + \frac{\Delta\rho \pi s_B w_B l_B g \sin\vartheta}{6}}{\frac{G^2 \pi s_B w_B}{\rho_{fl}(1-\varepsilon)^2 8} + \frac{\Delta\rho \pi s_B w_B l_B g \sin 90^\circ}{6}} \right)^n \rightarrow \quad 4-10$$

Ergebnisse

$$q_{chf,x^\circ} = q_{chf,90^\circ} * \left(\frac{\frac{G^2 \pi s_B w_B}{\rho_{fl}(1-\varepsilon)^2 g} + \frac{\rho_{fl}(1-\varepsilon)^2 8 \Delta \rho \pi s_B w_B l_B g \sin \theta}{6}}{\frac{G^2 \pi s_B w_B}{\rho_{fl}(1-\varepsilon)^2 g} + \frac{\rho_{fl}(1-\varepsilon)^2 8 \Delta \rho \pi s_B w_B l_B g \sin 90^\circ}{6}} \right)^n \rightarrow$$

Da sich die Abmessungen der Blasen während des Siedeprozesses sehr komplex verhalten können und hierfür eine Korrelation benötigt würde, welche die Abmessungen der Blasen in Abhängigkeit sowohl thermohydraulischer als auch geometrischer Parameter des Strömungskanals berücksichtigt müsste, wurden im Rahmen dieser Arbeit die Blasenabmessungen und andere physikalische Größen in Gleichung 4-10 gekürzt und der restliche Ausdruck mit einem entsprechenden Koeffizienten $K = \frac{6}{\rho_{fl}(1-\varepsilon)^2 8 \Delta \rho l_B}$ zusammengefasst. Im Gegensatz zur Korrelationsmodifizierung in Abschnitt 4.1.4, wurde im Fall von Gleichung 4-10 bei der Bestimmung der Koeffizienten K_1, K_2, n numerisch vorgegangen. Hierfür wurde ein Skript geschrieben, welches die Summe der Fehlerquadrate bei unterschiedlichen Parameterkombinationen berechnet. Auf Basis dieser Berechnung bestimmt das Skript die Kombination der Koeffizienten K_1, K_2, n bei der sich das Minimum der Summe der Fehlerquadrate ergibt. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgeschlagene Korrelation zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte bei verschiedenen Kanalneigungswinkeln lautet demnach:

$$q_{chf,x^\circ} = q_{chf,90^\circ} * \left(\frac{\left(\frac{G}{\rho_{fl}} \right)^2 + \frac{g \sin \theta}{K_1}}{\left(\frac{G}{\rho_{fl}} \right)^2 + \frac{g \sin 90^\circ}{K_2}} \right)^n \quad 4-11$$

Mit $K_1 = 18,8 \frac{1}{m}$; $K_2 = 20,6 \frac{1}{m}$; $n = 1$ und $q_{chf,90^\circ}$ aus Gleichung 4-6. In Abbildung 4-34 ist der Vergleich der Korrelation mit den Messwerten aus dieser Arbeit zu sehen. Die meisten Messwerte liegen im Bereich $\pm 20\%$ um den wahren Wert. Abbildung 4-35 zeigt das Ergebnis der Anwendung von Gleichung 4-6 und 4-11 bei den Parametern und Kanalgeometrie aus den Studien [166, 25, 95]. Wobei Studie [166] Messwerte bei $10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$ enthält. Auch bei den anderen Studien, bei denen sich die geometrischen Parameter stark unterscheiden, zeigt Gl. 4-11 eine vergleichbar gute Genauigkeit. Somit können Gleichungen 4-6 und 4-11 zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte bei verschiedenen Neigungswinkeln im Bereich des Atmosphärendrucks, bei Massenstromdichten bis $1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$, Eintrittsunterkühlungen bis 50 K und zumindest in Geometrien im Bereich der in dieser Arbeit aufgeführten Experimente benutzt werden.

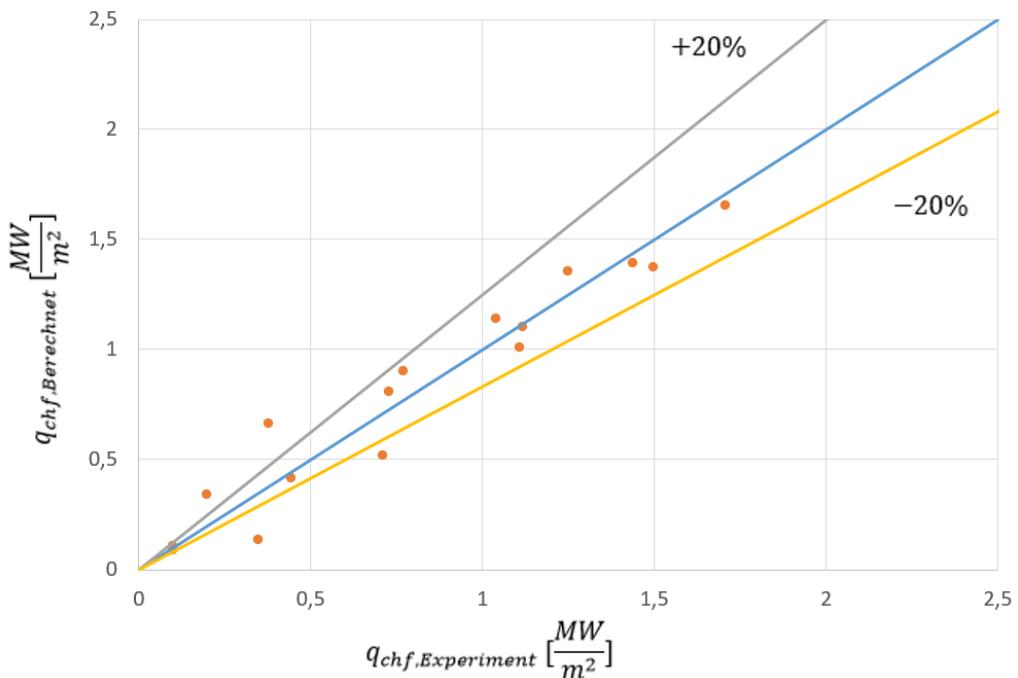


Abbildung 4-34: Vergleich der Korrelation aus Gl.4-11 mit den Messwerten aus dieser Arbeit.

Ergebnisse

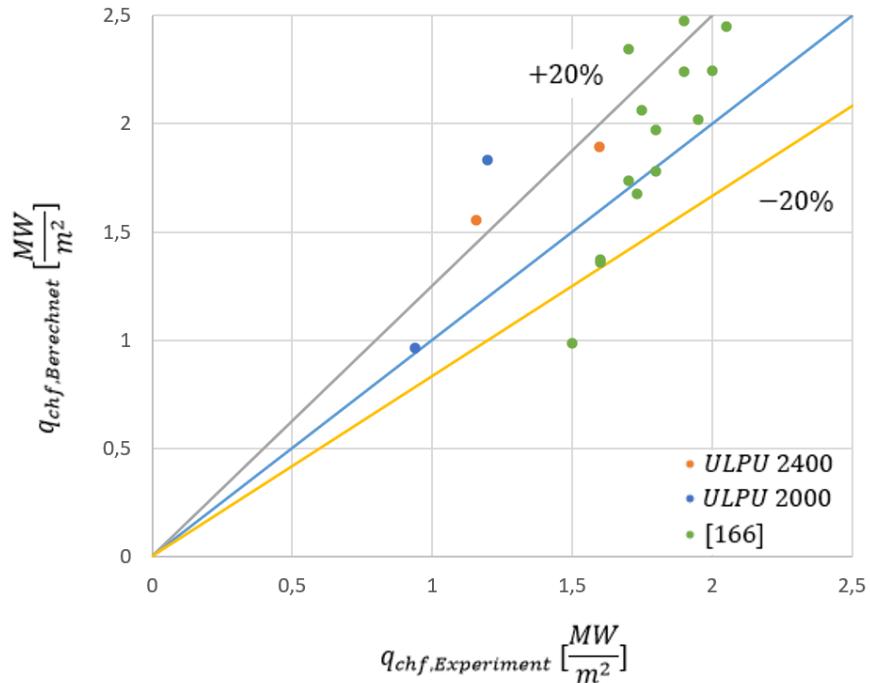


Abbildung 4-35: Vergleich der Korrelation mit den Messdaten aus [166, 25, 95].

4.5 Siedekrise bei oszillierenden Massenstromdichten

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Experimente bei oszillierender Massenstromdichte präsentiert, bei denen zusätzlich zu den Parametern Massenstromdichte und Eintrittsunterkühlung eine Variation der Oszillationsparameter Periode τ und relative Amplitude $\frac{\Delta G}{G}$ betrachtet werden. Diese liefern einen wichtigen Beitrag für das Verständnis der Siedekrise bei den unter IVR ERVC- Bedingungen auftretenden Strömungsregimen, welche in Kapitel 2.4-2.5 beschrieben wurden. Wie bereits in Kapitel 3 erläutert wurde, erfolgt die Einstellung der Oszillationen bei den Versuchen mit einem Paar schnell schaltender Proportionalventile. Die Massenstromdichte bei den Experimenten hat dabei einen sinusähnlichen Verlauf (Abbildung 4-36). Hierbei konnte bei den Experimenten keine ideale Reproduktion der Massenstromprofile erreicht werden, die maximale Abweichung der kleinsten und höchsten Werte der Massenstromdichte betrug 5 %. In dem in Abbildung 4-36 gezeigten Fall beträgt die Abweichung 1 % von dem Sollwert. Es sei zu betonen, dass der sinusartige Massenstromdichteverlauf eine idealisierte Annahme darstellt und der wahre Verlauf von einer harmonischen Funktion abweicht [30].

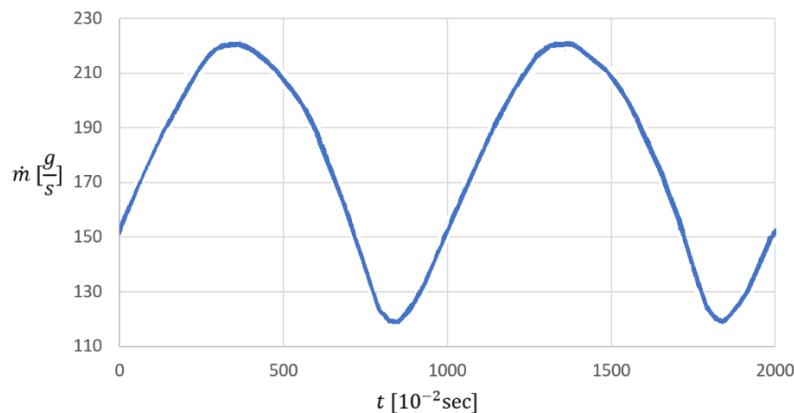


Abbildung 4-36: Verlauf des Massenstroms bei $G = 400 \frac{kg}{m^2 s}$; $\tau = 10 sec$; $\frac{\Delta G}{G} = 0,3$.

Ergebnisse

Im Folgenden werden die Messdaten der kritischen Wärmestromdichte bei oszillierenden Massenstromdichten unter 90° und 0° Neigungswinkel vorgestellt und der Einfluss der Oszillationen analysiert. Bei den Versuchen bei 45° Neigungswinkel erweist sich eine solche Analyse nicht als zweckmäßig, da sich die Druckschläge des kondensationsinduzierten Wasserhammers und die Massenstromdichteschwankungen überlagern, und so eine Betrachtung des Einflusses der Massenstromdichteoszillationen nicht möglich ist. Zur Quantifizierung des Einflusses der Massenstromdichteoszillationen wird ein dimensionsloser Parameter eingeführt, welcher die kritische Wärmestromdichte bei oszillierender Massenstromdichte $q_{chf,osz}$ ins Verhältnis zum Referenzwert bei stationärer Massenstromdichte $q_{chf,Stationär}$ setzt:

$$q_{osz}^* = \frac{q_{chf,osz}}{q_{chf,Stationär}} \quad 4-12$$

4.5.1 Versuche bei 90° Neigungswinkel

Abbildung 4-37 zeigt den Verlauf von q_{osz}^* über der Massenstromdichte bei verschiedenen Variationen der Oszillationsparameter. Es ist zu erkennen, dass bei geringen Massenstromdichten Oszillationen geringer Amplitude keinen oder sogar einen geringfügig positiven Einfluss auf die kritische Wärmestromdichte haben können. Allerdings muss hierbei betont werden, dass die Differenz zwischen den Werten bei stationärer und oszillierender Massenstromdichte sehr gering ist und im, in Kapitel 3 beschriebenen, Unsicherheitsintervall liegt, sodass kein Einfluss der Oszillationen bei geringen Amplituden und Massenstromdichten bestätigt werden kann. Rückblickend auf Abschnitt 4.1.3 kann der geringe Einfluss der Oszillationen in diesem Parameterbereich dadurch erklärt werden, dass der Einfluss der Massenstromdichte auf die kritische Wärmestromdichte sehr gering ist. So wäre die kritische Wärmestromdichte, berechnet mit Korrelation 4-6 bei der minimalen Massenstromdichte, nur um ca. 7 % geringer als bei der mittleren Massenstromdichte. Bei einer relativen Amplitude von $\frac{\Delta G}{G} = 0,7$ macht sich der Einfluss der Oszillationen bei niedrigen Massenstromdichten bereits stärker bemerkbar. Bei der höchsten Periode wird die kritische Wärmestromdichte um ca. 17 % verringert. Hier wirken sich die Phasen niedriger Massenstromdichte bereits deutlich stärker aus.

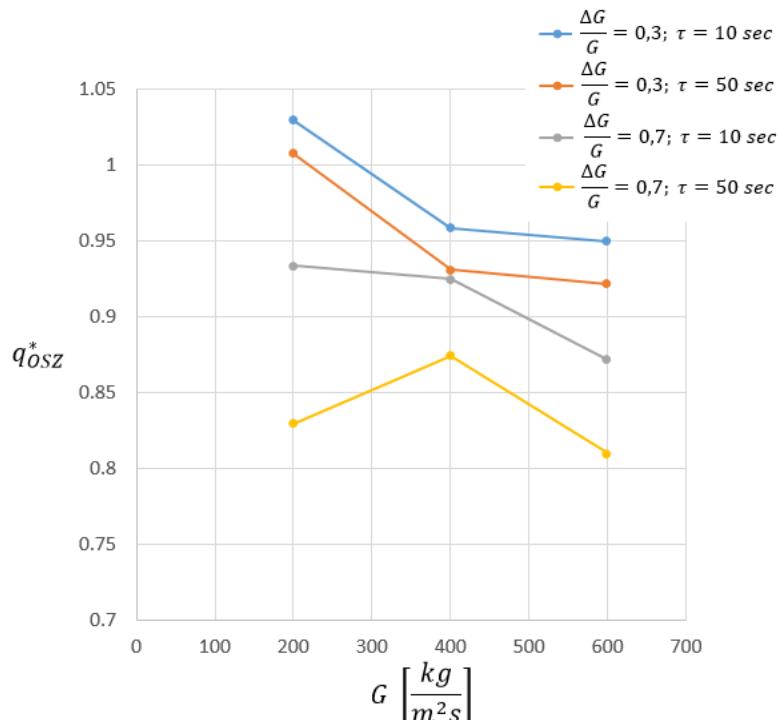


Abbildung 4-37: Verlauf von q_{osz}^* über der mittleren Massenstromdichte bei $\Delta T_U = 30 \text{ K}$, $\vartheta = 90^\circ$.

Im Bereich mittlerer Massenstromdichten bei $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ist die Wirkung der Oszillationen bereits bei niedrigen relativen Amplituden bemerkbar und bewirkt Einbußen der kritischen Wärmestromdichte um fast 7 % bei der höchsten Oszillationsperiode. Mit höherer Amplitude wird der Einfluss der Oszillationen verstärkt, bleibt aber

Ergebnisse

bei einer Oszillationsperiode von 50 Sekunden geringer als bei mittleren Massenstromdichten von $200 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Bei einer mittleren Massenstromdichte von $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ist der Einfluss der Oszillationen bei geringer Amplitude mit dem bei $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ praktisch identisch. Bei einer relativen Amplitude von $\frac{\Delta G}{G} = 0,7$ wird der Einfluss der Oszillationen deutlich verstärkt und bewirkt prozentual eine noch stärkere Absenkung der kritischen Wärmestromdichte als bei $200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ mittlerer Massenstromdichte.

In Abbildung 4-38 ist der Verlauf von q_{OSZ}^* bei einer mittleren Massenstromdichte $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ über der Eintrittsunterkühlung zu sehen. Im Bereich niedriger Eintrittsunterkühlungen von 10 K ist der Einfluss sehr gering und die Differenz bei den verschiedenen Parameterkombinationen der Oszillation liegt im Rahmen der statistischen Unsicherheit aus Abschnitt 4.1.3. Bei einer Eintrittsunterkühlung von 30 K wird der Einfluss der Oszillationen stärker und verringert die kritische Wärmestromdichte bei einer relativen Amplitude von $\frac{\Delta G}{G} = 0,7$ und einer Periode von 50 Sekunden um 12 %. Bei der höchsten Eintrittsunterkühlung in den Experimenten von 50 K ist der Einfluss der Oszillationen dem bei 30 K Unterkühlung praktisch identisch. Massenstromoszillationen mit einer relativen Amplitude $\frac{\Delta G}{G} = 0,7$ wirken sich am stärksten bei 50 K Eintrittsunterkühlung aus und bewirken eine Verringerung der kritischen Wärmestromdichte um fast 23 %.

Generell hat sich bei den Versuchen der Trend gezeigt, bei dem der negative Einfluss der Massenstromoszillationen auf die kritische Wärmestromdichte mit höherer relativer Amplitude und Periode zunimmt.

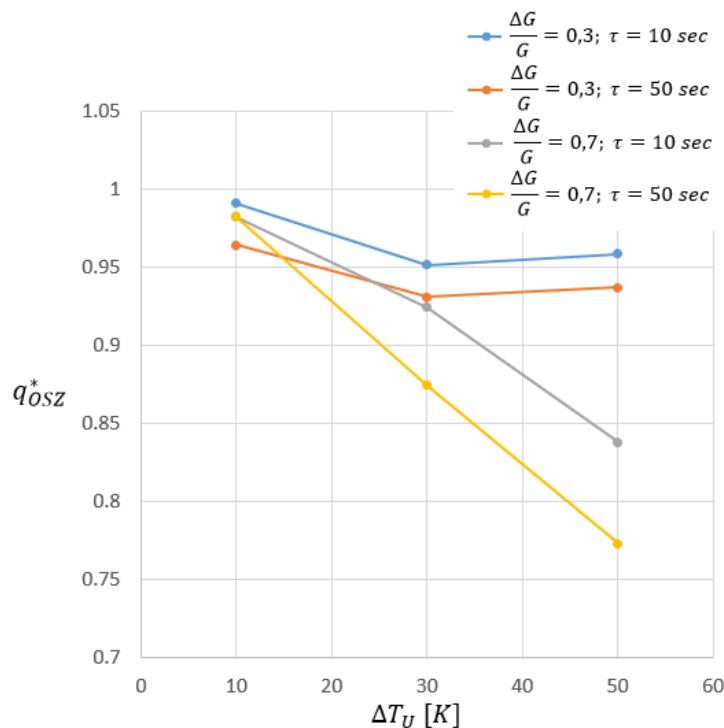


Abbildung 4-38: Verlauf von q_{OSZ}^* über der Eintrittsunterkühlung bei $G = 400 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, $\vartheta = 90^\circ$.

4.5.2 Versuche bei 0° Neigungswinkel

In Abbildung 4-39 ist der Verlauf von q_{OSZ}^* über der Massenstromdichte bei den Experimenten mit 0° Neigungswinkel dargestellt. Während die Messergebnisse den generellen Trend einer sich mit höherer Amplitude und Periode der Oszillation verringernden kritischen Wärmestromdichte bestätigen, zeigt sich bei einer mittleren Massenstromdichte von $200 \text{ kg/m}^2\text{s}$, einer relativen Amplitude $\frac{\Delta G}{G} = 0,7$ und einer Oszillationsperiode von $\tau = 10$ Sekunden eine Erhöhung der kritischen Wärmestromdichte um 100 %. Dieses Verhalten kann durch die Erkenntnisse zum Strömungsregimen in Abschnitt 4.3.2 erklärt werden. So kann bei genügend kleiner Periode die Massenstromdichte während ihrer Hochphase die „Offset“- Massenstromdichte,

Ergebnisse

bis zu der praktisch keine Blasenbewegung stromabwärts stattfindet, überschreiten und die Dampfphase stromab ziehen, was das Eintreten der Siedekrise verhindert und in einer höheren kritischen Wärmestromdichte resultiert als bei stationärer Massenstromdichte.

Des Weiteren hat sich der Einfluss der Oszillationen bei 0° geneigter Teststrecke um einiges stärker erwiesen als bei vertikal nach oben durchströmter Teststrecke. Sowohl eine höhere relative Amplitude als auch eine höhere Periode bewirken eine starke Verringerung der kritischen Wärmestromdichte. Der starke Einfluss der Massenstromoszillationen resultiert aus dem starken Effekt der Massenstromdichte auf die kritische Wärmestromdichte (Abbildung 4-28). Somit liegt die Absenkung der kritischen Wärmestromdichte bei einer Amplitude $\frac{\Delta G}{G} = 0,3$ bei 50 % und bei einer relativen Amplitude $\frac{\Delta G}{G} = 0,7$ bei 90 %.

Abbildung 4-40 zeigt den Verlauf von q_{OSZ}^* über der Eintrittsunterkühlung für verschiedene Oszillationsparameterkombinationen. Es wird hervorgehoben, dass hier die kritische Wärmestromdichte bei genügend kleiner Periode der Oszillationen geringfügig erhöht werden kann. Das diese Verbesserung bei niedrigen Amplituden auftreten, deutet darauf hin, dass hierfür ebenso der Effekt des Stromabwärtspüls der Gasphase während der Hochphase der Massenstromoszillationen verantwortlich ist.

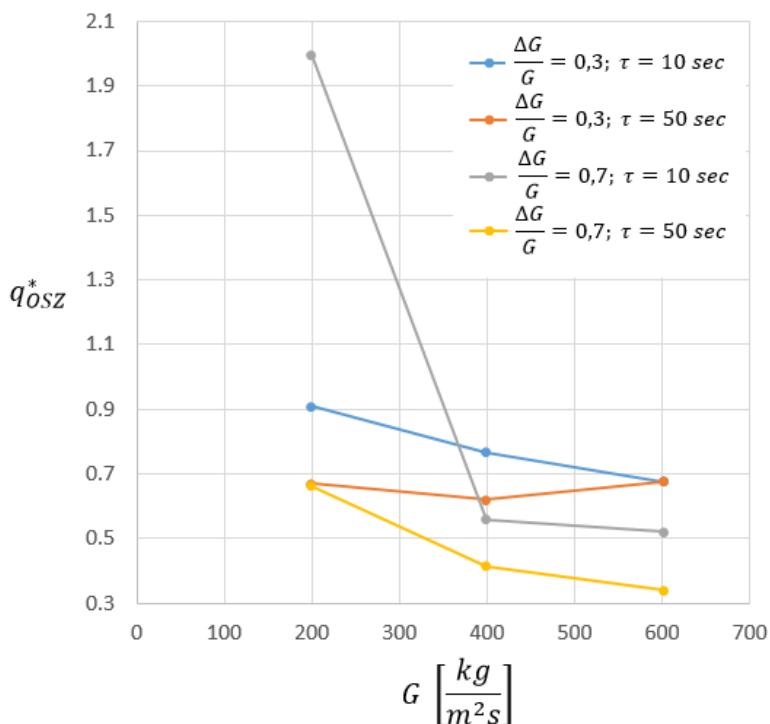


Abbildung 4-39: Verlauf von q_{OSZ}^* über der mittleren Massenstromdichte bei $\Delta T_U = 30 K, \vartheta = 0^\circ$.

Die Werte der kritischen Wärmestromdichte bei der minimalen Massenstromdichte wurden bei den Betrachtungen in diesem Kapitel mit Gl. 4-6 abgeschätzt. Die Tatsache, dass die Oszillationsperiode einen bemerkenswerten Effekt hat und die kritischen Wärmestromdichte bei oszillierender Massenstromdichte höher ist als bei stationärer minimaler Massenstromdichte, bedeutet, dass die kritische Wärmestromdichte ebenso von der thermischen Trägheit des Systems abhängen muss. Andernfalls hätte die Periode keinen Einfluss und die Siedekrise würde auftreten, sobald die Massenstromdichte erreicht ist, bei der sie im stationären Fall auftreten würde. Die kritische Wärmestromdichte entspräche in diesem Fall der kritischen Wärmestromdichte im stationären Fall bei minimaler Massenstromdichte.

Ergebnisse

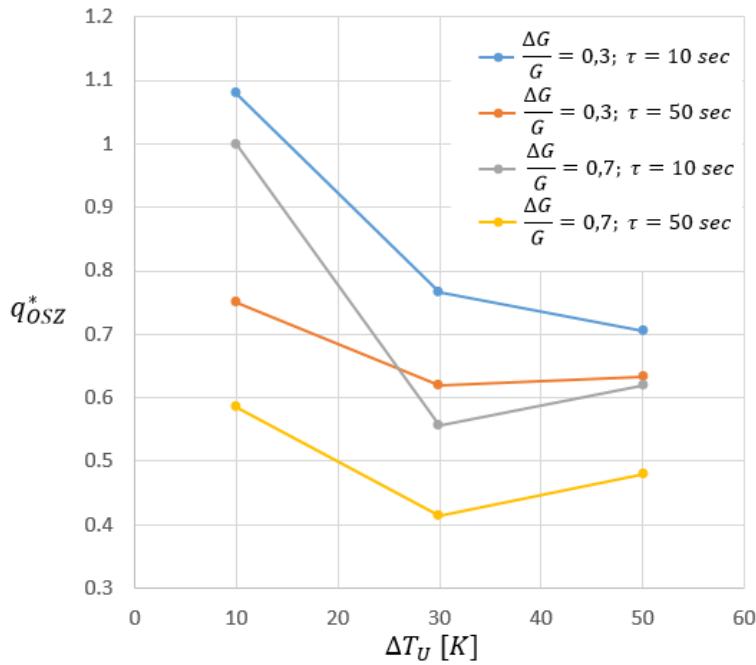


Abbildung 4-40: Verlauf von q_{OSZ}^* über der Eintrittsunterkühlung bei $G = 400 \frac{kg}{m^2s}$, $\vartheta = 0^\circ$.

4.5.3 Korrelationsentwicklung

Aufbauend auf den Erkenntnissen durch die Analyse der Messdaten bei oszillierender Massenstromdichte, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Ansatz für eine Korrelation entwickelt, welcher die kritische Wärmestromdichte bei oszillierender Massenstromdichte berechnen kann. Hierbei sieht die entwickelte Korrelation ausschließlich eine Reduzierung der kritischen Wärmestromdichte durch Massenstromoszillationen vor, sodass der Ansatz als konservativ betrachtet werden kann.

Da die kritische Wärmestromdichte bei der minimalen Massenstromdichte und die Trägheit des Systems als Hauptbestandteile des Einflusses der Massenstromdichteoszillationen auf die kritische Wärmestromdichte in den Abschnitten 4.5.1-4.5.2 identifiziert wurden, sollen diese Parameter ebenso Hauptbestandteil der Korrelation sein. Im Grunde stellt das Phänomen der Siedekrise bei oszillierender Massenstromdichte einen Prozess der Wärmeübertragung bei oszillierender Randbedingung da. Ein Ansatz zur Beschreibung solcher Phänomene besteht bereits in der Literatur [45] bei der Berechnung der Temperaturverteilung in einem Körper im Falle der instationären Wärmeleitung bei periodisch schwankender Umgebungstemperatur und lautet wie folgt:

$$T = \bar{T} + (T_{max} - \bar{T})\hat{A} \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau} + \varphi\right) \quad 4-13$$

Mit der periodisch schwankenden Randbedingung für die Umgebungstemperatur:

$$T_\infty = \bar{T} + (T_{max} - \bar{T})\sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right) \quad 4-14$$

τ bedeutet hier die Periode der Oszillation, t die Zeit und φ steht für die Phasenverschiebung der Temperaturwelle. \hat{A} bezeichnet die dimensionslose Amplitude und ist ein Maß dafür, wie stark die Temperaturschwingung (Gleichung 4-14) in den Körper eindringt. In diesem Ansatz sind φ und \hat{A} Funktionen einer Kenngröße $M = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha t}} X$, wobei X die Körperfürdicke und α die Temperaturleitfähigkeit des Körpers bezeichnen. Die Temperaturleitfähigkeit ist über das Verhältnis aus Wärmeleitfähigkeit und dem Produkt aus Dichte und spezifischer Wärmekapazität $\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_p}$ definiert. Somit ist die dimensionslose Amplitude \hat{A} eine Funktion von λ, ρ, c_p, X und der Oszillationsperiode τ . Unter Berücksichtigung der Definition der thermischen

Ergebnisse

Fourier-Zahl $Fo = \frac{\alpha\tau}{X^2}$, welche das Verhältnis aus Wärmetransportrate zu Wärmespeicherungsrate darstellt, wird ersichtlich, dass \hat{A} von der thermischen Trägheit des Systems abhängt.

Für den Fall der Siedekrise bei oszillierender Massenstromrandbedingung lautet der modifizierte Ansatz zur Berechnung des Verhältnisses zwischen kritischer Wärmestromdichte bei oszillierender Strömung zur kritischen Wärmestromdichte bei stationärer Strömung q_{OSZ}^* nun:

$$q_{OSZ}^* = 1 - \frac{q_{chf}(G) - q_{chf}(G - \Delta G)}{q_{chf}(G)} * \hat{A} \quad 4-15$$

Während $q_{chf}(G)$ und $q_{chf}(G - \Delta G)$ in Gl. 4-15 mit der Korrelation in Gl. 4-6 berechnet werden, ist \hat{A} analog mit dem Fall der instationären Wärmeleitung über die Parameter, welche die thermische Trägheit beschreiben, zu definieren. Die thermische Trägheit der Wand wird dabei zunächst nicht berücksichtigt. Sie wird in Kap. 5 gesondert betrachtet. Da die Trägheitsmechanismen bei dem Blasensiedeprozess von sehr komplexer Natur sind und durch eine Reihe von Faktoren bestimmt werden wie dem Dampfanteil in der Zwei-Phasen-Grenzschicht, der Dicke der Zwei-Phasen-Grenzschicht und dem Wärmeübergang von der Heizfläche an die unterkühlte Flüssigkeit, erfolgen die Betrachtungen im Rahmen dieser Arbeit vereinfacht anhand dimensionsloser Kennzahlen des zweiphasigen Wärmeüberganges. So wurde das Verhalten der dimensionslosen Amplitude \hat{A} , welche eine quantitative Aussage über den Einfluss der Oszillationsperiode gibt, in Abhängigkeit dimensionsloser Kennzahlen des zweiphasigen Wärmeüberganges betrachtet. Wobei der Wert der dimensionslosen Amplitude \hat{A} mit Gleichung 4-15 aus den Messdaten ausgerechnet wurde. Der Ausdruck für die dimensionslosen Kennzahlen wurde ausgehend aus der Korrelation nach Moles und Shaw [168] für den zweiphasigen Wärmeübergang gewählt zu:

$$(Bo * (-x)^{-0,746})^{0,67} \quad 4-16$$

Mit der Bo-Zahl $Bo = \frac{Q_{cr,min}}{m_{min} \Delta h_v}$ bei der minimalen Massenstromdichte. Bei der Betrachtung der dimensionslosen Kennzahlen aus Ausdruck 4-16 wird ersichtlich, dass sowohl die Bo-Zahl als auch die thermodynamische Qualität x ein Maß für die Geschwindigkeit der Ausbreitung einer Störung darstellen. Da die Bo-Zahl die Heizleistung ins Verhältnis zum Produkt aus Massenstrom und spezifischer Verdampfungsenthalpie setzt, bedeutet eine höhere Bo-Zahl, dass das Potenzial für die Aufnahme von Wärme durch Phasenwechsel im Verhältnis zur Heizleistung geringer ist. Dies bedeutet, dass bei einer Änderung des Massenstroms, die zu übertragene Verdampfungsenergie für das Erreichen eines eingeschwungenen Zustandes im Vergleich zur Heizleistung gering ist und dieser somit schneller eintritt. So kann sich ein kritischer Siedezustand während der Periode niedriger Massenstromdichte bereits bei kleinerer Oszillationsperiode einstellen. Analog lässt sich der Einfluss der thermodynamischen Qualität auf die Geschwindigkeit der Ausbreitung einer Störung erklären. Mit einer höheren Eintrittsunterkühlung steigt auch die zu übertragene latente Wärme für das Erreichen eines eingeschwungenen Zustandes im Vergleich zur Heizleistung, womit dieser langsamer eintritt.

Während der minimale Wert der dimensionslosen Amplitude bei der kleinsten Oszillationsperiode in den Versuchen sich als Funktion des Produktes aus Oszillationsamplitude und Eintrittsunterkühlung erwiesen hat, wurde für das Fitten der Korrelation für die Erhöhung der dimensionslosen Amplitude $\Delta\hat{A}$ der Ausdruck der dimensionslosen Parameter aus Gl. 4-16 übernommen $(Bo * (-x)^{-0,746})^{0,67}$ (Abbildung 4-41). In Abbildung 4-41 wird ebenso ersichtlich, dass mit höher werdendem Ausdruck $(Bo * x^{-0,746})^{0,67}$ eine Erhöhung der Periode zu einer stärkeren Reduzierung der kritischen Wärmestromdichte führt. Dies stimmt mit der ursprünglichen Theorie, welche die Grundlage für den Ansatz in Gl. 4-15 ist, überein, wo bei einer geringen thermischen Trägheit des Systems ein höherer Anteil der Oszillationsperiode der Randbedingung vordringt. So kann sich auch beim Strömungssieden bei oszillierender Massenstromrandbedingung der kritische Siedezustand während der Phase minimaler Massenstromdichte in einem System mit geringer thermischer Trägheit bereits bei kleineren Oszillationsperioden einstellen.

Ergebnisse

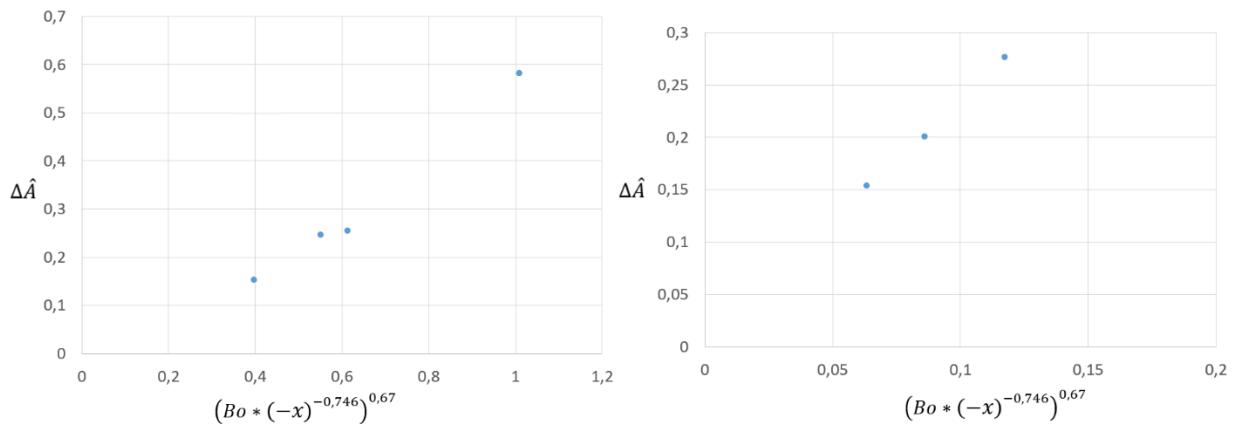


Abbildung 4-41: Erhöhung der dimensionslosen Amplitude bei der Erhöhung der Oszillationsperiode von 10 auf 50 Sekunden in Abhängigkeit des Wärmeüberganges (links für 90° Neigungswinkel, rechts für 0° Neigungswinkel).

Als Ergebnis sind folgende Gleichungen zur Berechnung der dimensionslosen Amplitude in Gleichung 4-15 entstanden:

$$\hat{A} = c + a * \Delta G * \Delta T + b * ((Bo * (-x)^{-0.746})^{0.67} + d) * (\tau - e) \quad 4-17$$

Mit ΔT in K, ΔG in $\text{kg/m}^2\text{s}$ und τ in Sekunden. Die Koeffizienten in Gleichung 4-17 wurden mit der Methode der kleinsten Quadrate [185] zu $a = 2,67 * 10^{-5} \frac{\text{m}^2\text{s}}{\text{kgK}}$; $b = 0,0271 \frac{1}{\text{s}}$; $c = 0,14$; $d = -0,5296$; $e = 10 \text{ s}$; für den Fall mit 90° Neigungswinkel und $a = 1,37 * 10^{-5} \frac{\text{m}^2\text{s}}{\text{kgK}}$; $b = 0,05121 \frac{1}{\text{s}}$; $c = 0,35$; $d = 0,0227$; $e = 10 \text{ s}$; für den Fall mit 0° Neigungswinkel bestimmt. Mit dieser Korrelation lässt sich die durch Massenstromoszillationen verringerte Massenstromdichte in den Versuchen in dieser Arbeit mit einem maximalen relativen Fehler von 10 % berechnen (Abbildung 4-42). Der Anwendungsbereich der Korrelation ist: $G = 0 - 600 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$; $\Delta T_U = 10 - 50 \text{ K}$; $p \sim 1,2 \text{ bar}$; $\vartheta = 90^\circ, 45^\circ \text{ und } 0^\circ$; $\frac{\Delta G}{G} = 0,3 - 0,7$; $\tau = 10 - 50 \text{ sek}$.

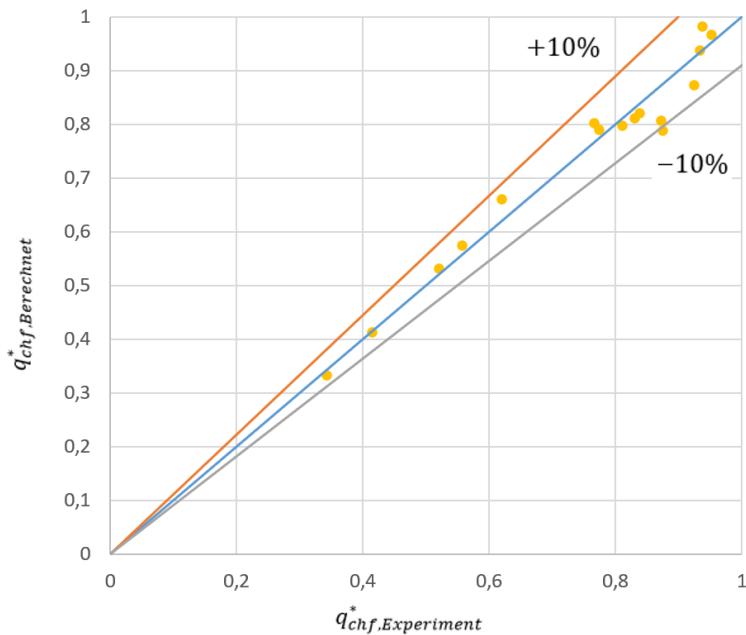


Abbildung 4-42: Vergleich der mit Gl.4-15; 4-17 berechneten Werten mit den Messwerten aus dieser Arbeit.

Ergebnisse

An dieser Stelle sollte darauf hingewiesen werden, dass die Korrelation in Gl. 4-15; 4-16 auf einer geringen Anzahl an Messdaten beruht und eine eventuell mögliche Verbesserung der kritischen Wärmestromdichte durch die Massenstromdichteoszillationen nicht berücksichtigt wird. Demnach ist diese Korrelation nur bedingt anwendbar. Dennoch bietet der in diesem Abschnitt vorgestellte Ansatz eine gute Grundlage für zukünftige Arbeiten, bei denen eine höhere Anzahl an Oszillationsparameterkombinationen die Korrelation vervollständigen können.

5 Einfluss der thermischen Trägheit der Wand auf die Auswirkungen der Siedekrise

Bei der Übertragung der Erkenntnisse aus dieser Studie auf den IVR ERVC- Prototypen ist zu beachten, dass die Versuche in dieser Studie an einem volumetrisch beheizten 1 mm dicken Blech (aus dem Werkstoff 1.4301) durchgeführt wurden, während beim IVR ERVC die Siedekrise an dem mehr als 150 mm dicken RDB (aus dem Werkstoff 20MnMoNi 5 5) mit aufgeprägtem Wärmestrom auftretet. Wie in Abschnitt 4.5.3 an der Fourier-Zahl erklärt wurde, steigt die thermische Trägheit proportional mit der spezifischen Wärmekapazität, der Dichte und dem Quadrat der Wanddicke und verringert sich proportional zur Wärmeleitfähigkeit, sodass die zeitliche Temperaturentwicklung unterschiedlich in den zwei Fällen verläuft. Zur Untersuchung des unterschiedlichen Verhaltens beim Aufstauen der Wärme in Abhängigkeit der Geometrie und des verwendeten Werkstoffes bei den zwei Fällen, wurde eine vereinfachte numerische Simulation durchgeführt. Dieses Kapitel stellt die Ergebnisse der Untersuchung und die daraus resultierenden Schlüsse zum instationären Verhalten der Siedekrise im Falle des IVR ERVC- Prototypen vor.

5.1 Aufbau der Simulation

Das Rechengebiet bei den Simulationen war in allen Fällen ein Wandsegment, wobei die Dicken des Wandsegments und der Werkstoff bei den Simulationen unterschiedlich waren. Trotz der Tatsache, dass die Dicke des RDBs 150 mm beträgt, wurde bei der Simulation mit aufgeprägter Wärmestromdichte die Dicke des Segments mit 10 mm gesetzt. Der Grund dafür ist, dass der RDB ab dieser Dicke anfängt flüssig zu werden [156] und die Prozesse der Wärmeübertragung ab dieser Stelle mit dem in dieser Studie verwendeten numerischen Modell nicht abgebildet werden können.

Der Wärmestrom bei den Simulationen wurde basierend auf den Studien [93, 94, 95] gewählt. Der Wärmeübergangskoeffizient beim Strömungssieden wurde mit den Formeln aus [45] berechnet, während die Fluidtemperatur im Sättigungszustand im oberen Bereich des RDBs gewählt wurde. Die Randbedingung für das Filmsieden wurde basierend auf den optischen Betrachtungen aus dieser Studie definiert. Dabei wurde vereinfacht auf einem runden Bereich der gekühlten Fläche der Wärmeübergangskoeffizient bei freier Dampfkonvektion [45] gewählt. Weil die Siedekrise ein lokales Phänomen ist, und das setzten einer periodischen oder Symmetrie- Randbedingung an den Seiten des Wandsegements die Ergebnisse stark verfälschen würde, wurde vereinfacht eine adiabate Randbedingung gewählt. Im Falle des Prototyps wurde die Randbedingung auf der gekühlten gegenüberliegenden Seite mit einem aufgeprägten Wärmestrom definiert, während bei der Simulation des Blechs aus den Experimenten dieser Studie eine adiabate Randbedingung für diese Fläche gewählt wurde. Der volumetrische Wärmequellterm wurde bei der Simulation des Heizerblechs basierend auf dem aufgeprägten Wärmestrom bei dem Fall des Prototyps und des Volumens des Rechengebiets im Fall des Heizerblechs gesetzt. Die Positionen der Randbedingungen auf dem Rechengebiet sind in Abbildung 5.1 dargestellt, während die Randbedingungen in Tabelle 5.1 aufgelistet sind.

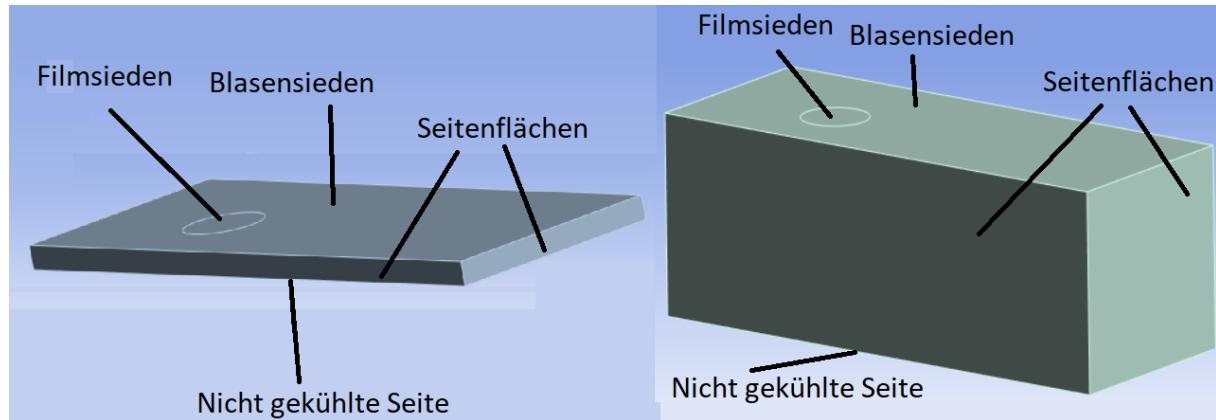


Abbildung 5.1: Rechengebiet im Fall des Blechheizers aus dieser Arbeit (links) und im Fall des Prototyps (rechts).

Randbedingung	Definition	
	Prototyp	Blechheizer
Rechengebiet $l \times b \times d$	$25 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$	$25 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$
Volumetrischer Quellterm	-	1600 MW/m^3
Blasensieden (gekühlte Seite)	$37263 \text{ W/m}^2\text{K}$; $T_{Fluid} = 110^\circ\text{C}$	
Filmsieden (gekühlte Seite, Fleck mit $d=3,3 \text{ mm}$)	$2 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$; $T_{Fluid} = 110^\circ\text{C}$	
Seitenflächen des Segments	Adiabat	
Nicht gekühlte Seite	Aufgeprägter Wärmestrom $q = 1,6 \text{ MW/m}^2$	Adiabat

Tabelle 5.1: Randbedingungen bei den Simulationen.

5.2 Ergebnisse der Simulation

Abbildung 5.2 zeigt die Temperaturverteilung in der Struktur im Zentrum des Filmsiedeflecks. Während Abbildung 5.2 (a) die Temperaturverteilungen der Teststrecke aus dieser Studie und des Prototyps beim Werkstoff 1.4301 (Blechheizer Werkstoff aus dieser Studie) zeigt, sind in Abbildung 5.2 (b) die Temperaturverteilungen beim Prototypenwerkstoff 20MnMoNi 5 5 dargestellt. Angesichts der viel höheren Trägheit kommt die Wirkung der Siedekrise im Falle des Prototyps bei einer Wandtiefe von 1 cm viel später an als im Falle des Blechheizers bei 1 mm Wandtiefe. Auch die Wärmeleitfähigkeit des Werkstoffs hat auf den zeitlichen Verlauf der Temperatur nach dem Eintreten der Siedekrise entscheidenden Einfluss. So wird der nahezu stationäre Zustand bei der Temperaturerhöhung bei der Teststrecke aus dieser Studie im Falle des Prototypenwerkstoffes mit einer Wärmeleitfähigkeit von $\lambda = 42 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ bereits nach 1,2 Sekunden erreicht, während im Falle des Werkstoffs 1.4301 die Temperaturerhöhung bis zu 2 Sekunden andauert. Für einen besseren Vergleich der zeitlichen Änderung des Temperaturprofils ist in Abbildung 5.3 der zeitliche Temperaturverlauf im Falle der Prototypen bis 1 mm Wanddicke dargestellt. Bereits im stationären Zustand vor dem Eintreten der Siedekrise stellen sich grundsätzlich unterschiedliche Temperaturverläufe ein. Der Grund für die unterschiedlichen Temperaturverläufe ist, dass die Erwärmung im Blechheizer durch eine volumetrische Wärmequelle zustande kommt, während beim Prototypen die Strukturen durch einen aufgeprägten Wärmestrom aufgeheizt werden. Wie an den stationären Wärmeleitungsgleichungen für die zwei Fälle (Gleichung 5-1 volumetrisch beheizter Blechheizer, Gleichung 5-2 Prototyp) zu erkennen ist, ergibt sich im Falle ohne volumetrische Wärmequelle ein linearer Temperaturverlauf.

$$\nabla \cdot [\lambda(\vec{r}) \cdot \nabla T(\vec{r})] = -q(\vec{r}) \quad 5-1$$

$$\nabla \cdot [\lambda(\vec{r}) \cdot \nabla T(\vec{r})] = 0 \quad 5-2$$

Einfluss der thermischen Trägheit der Wand auf die Auswirkungen der Siedekrise

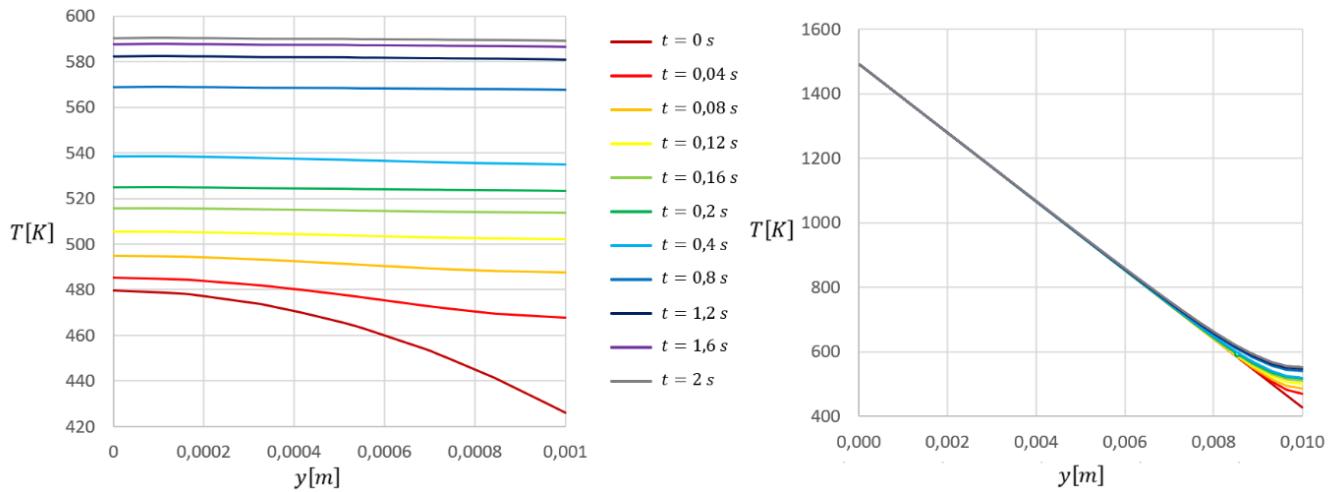


Abbildung 5.2 (a): Zeitlicher Temperaturverlauf (links für den Fall des Blechheizers, rechts für den Fall des Prototypen) beim Teststreckenwerkstoff 1.4301.

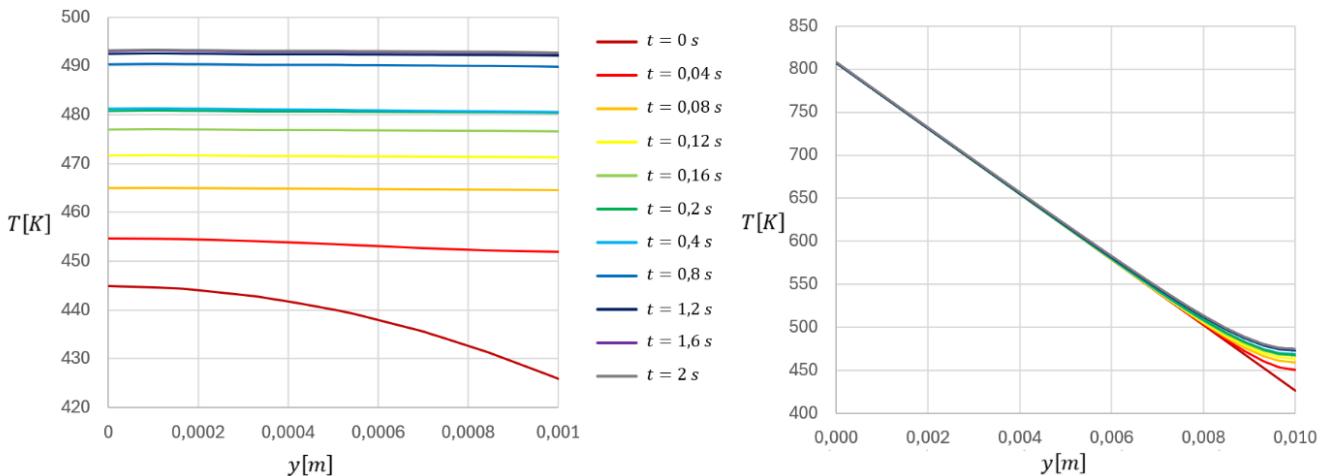


Abbildung 5.2 (b): Zeitlicher Temperaturverlauf (links für den Fall des Blechheizers, rechts für den Fall des Prototypen) beim Prototypenwerkstoff 20MnMoNi 5 5.

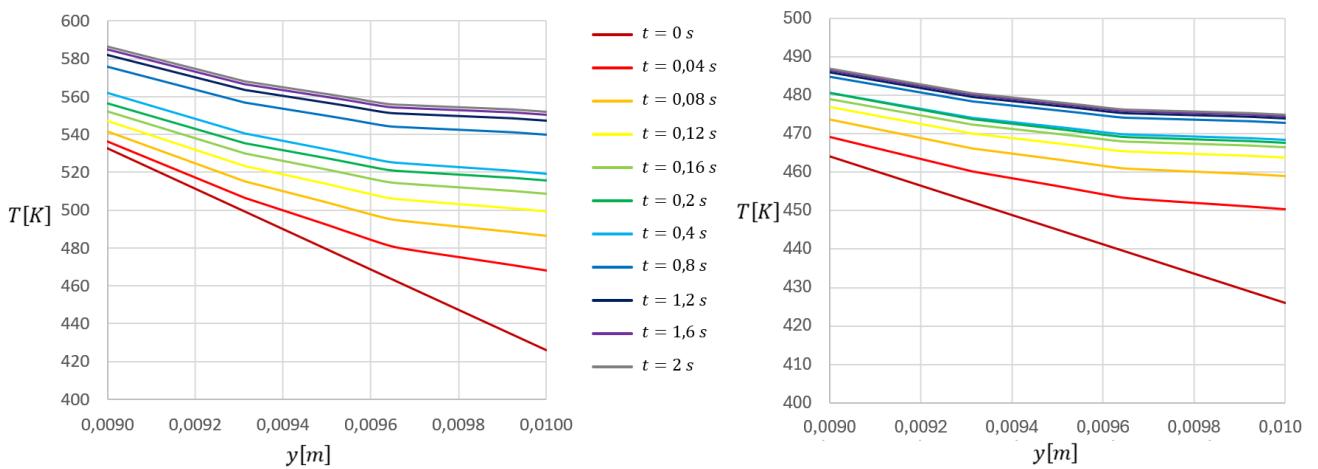


Abbildung 5.3: Zeitlicher Temperaturverlauf im Falle des Prototyp bis 1 mm Wandtiefe (links: Werkstoff 1.4301, rechts: Werkstoff 20MnMoNi 5 5).

Einfluss der thermischen Trägheit der Wand auf die Auswirkungen der Siedekrise

Des Weiteren ergibt sich durch den steigenden Temperaturgradienten im volumetrisch beheizten Fall zum Zeitpunkt $t=0$ s eine niedrigere Temperatur bei 1 mm Abstand von der gekühlten Fläche entfernt.

Auch auf einer Strecke von 1 mm von der gekühlten Fläche entfernt entfaltet sich die Wirkung der Siedekrise auf den Temperaturverlauf im Falle des Blechheizers viel schneller. Während die Temperaturerhöhung innerhalb von 2 Sekunden beim Bleichheizer auf der gekühlten Fläche 160 K beim Werkstoff 1.4301 und 70 K beim Prototypenwerkstoff 20MnMoNi 5 5 beträgt, erhöht sie sich im Falle des Prototyps um 140 K beim Werkstoff 1.4301 und 50 K beim Prototypenwerkstoff 20MnMoNi 5. In einem Abstand 1 mm von der gekühlten Fläche entfernt beträgt die Temperaturerhöhung innerhalb von 2 Sekunden im Fall des Blechheizers 110 K beim Werkstoff 1.4301 und 50 K beim Prototypenwerkstoff 20MnMoNi 5 und im Falle des Prototypen 60 K beim Werkstoff 1.4301 und 20 K beim Prototypenwerkstoff 20MnMoNi 5.

Die Simulation zeigt, dass in einem System mit höherer thermische Trägheit eine Änderung des Wärmeüberganges infolge des Eintretens der Siedekrise zu einer langsameren Temperaturerhöhung führt. Unter den Strömungsbedingungen im IVR ERVC- Prototyp mit oszillierender Massenstromdichte, bei denen auch der Wärmeübergang infolge der Massenstromdichteoszillattonen eine Funktion der Zeit ist, kann das einen signifikanten Effekt auf das Eintreten und die Auswirkungen der Siedekrise haben. So ist die Temperaturerhöhung an der gekühlten Seite während der Phase niedriger Massenstromdichte nach dem Eintreten der Siedekrise im Falle des Prototyps geringer. Unter der Annahme, dass die Wandtemperatur ein das Eintreten der Siedekrise bestimmender Parameter ist [128, 129], kann die stärkere Kühlung während der Phase hoher Massenstromdichte im Falle höherer thermischer Trägheit zu einer rechtzeitigen Abkühlung der Strukturen führen, eine Wiederbenetzung mit Flüssigkeit ermöglichen und somit das Eintreten des kritischen Siedezustandes verhindern.

6 Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung des Phänomens der Siedekrise bei Randbedingungen, wie sie beim IVR ERVC passiven Sicherheitskonzeptes der Generation III Reaktoren zu finden sind, einschließlich oszillierender Massenstromrandbedingungen. Hierzu wurde eine Teststrecke entwickelt, welche ein Segment der durch Blasensieden gekühlten Reaktordruckbehälter- Außenwand nachbildet. Mit einem entsprechenden Ventilsystem wurden sinusartige Massenstromoszillationen in den Experimenten induziert. Basierend auf früheren Arbeiten, welche sowohl experimentelle als auch numerische Werkzeuge für die Charakterisierung der Strömungszustände im IVR ERVC- Strömungspfad verwendeten, wurde eine Messmatrix definiert, um den Einfluss der Oszillationsparameter auf das Eintreten der Siedekrise zu untersuchen. Somit liefert diese Arbeit einen Beitrag zum Verständnis des parametrischen Einflusses von Massenstromdichteoszillationen auf das Eintreten der Siedekrise im IVR ERVC relevanten Parameterbereich. Darüber hinaus wurde ein Beitrag zum Verständnis des Einflusses anderer, in der Literatur bisher nicht erwähnter Systemparameter, geleistet. Dieses Kapitel fasst die wesentlichen Erkenntnisse aus dieser Arbeit zusammen.

Bei der Betrachtung der Referenzdatenpunkte bei vertikaler nach oben durchströmter Teststrecke wurde zwischen den Einflüssen der Massenstromdichten und Eintrittsunterkühlungen aufgrund der das Eintreten der Siedekrise bestimmender Effekte wie der Widerstandskraft und der Grenzflächenkondensation differenziert. Hierbei hat es sich gezeigt, dass bei höheren Unterkühlungen der Prozess der Grenzflächenkondensation dominant ist, während hierbei die geringen Blasengrößen die Widerstandskraft schwächen. Das Gegenteil ist der Fall bei geringen Eintrittsunterkühlungen, wo durch die höheren Blasengrößen der Effekt der Widerstandskraft dominiert.

Mit der Kombination aus optischen Messdaten und Temperaturmessung an der Heizer- Rückseite ist es gelungen, die optische Erscheinung des Phänomens der Siedekrise eindeutig zu identifizieren. Auf dieser Basis wurde der Mikromechanismus des „Leidenfrost-Modells“ als am geeignetsten für die Erklärung der Erkenntnisse zum Erscheinungsbild der Siedekrise empfunden. Aufbauend auf einer Literaturrecherche im Bereich der Benetzungstheorie wurde eine Erklärung für die Natur der „Leidenfrost-Temperatur“, bei welcher die Wiederbenetzung mit Wasser nicht mehr möglich ist, vorgeschlagen. Demnach sinkt die Oberflächenenergie nach [161] von Feststoffen typischerweise mit der Temperatur. Die Oberflächenenergie ist vom Betrag her stets positiv, weil Energie aufgebracht werden muss, um die Molekülbindungen aufzubrechen. Da der thermodynamisch stabile Zustand eines Systems immer derjenige mit der geringsten freien Energie ist, hat jedes System ein Bestreben, Oberflächen hoher Oberflächenenergie zu vermeiden oder diese zu minimieren (kugelartige, konvexe Form von Blasen, Tropfen). Die Folge davon ist, dass Materialien mit geringeren Oberflächenenergien Materialien mit hohen Oberflächenenergien benetzen [162, 163]. Somit wird bei Erreichen einer kritischen Heizertemperatur die Oberflächenenergie des Heizers so weit herabgesetzt, dass die Benetzung mit der Flüssigkeit nicht mehr möglich ist.

Bei dem Vergleich der Messwerte bei stationärer Massenstromdichte aus dieser Arbeit mit den Messwerten aus der Literatur wurde eine systematische Diskrepanz zwischen den Werten der kritischen Wärmestromdichte bei den verschiedenen Arbeiten entdeckt. Eine genaue Analyse der geometrischen Parameter bei den Versuchen in den verschiedenen Studien hat gezeigt, dass diese Diskrepanzen auf die unterschiedlichen $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ Verhältnisse zurückzuführen sind. Somit führte eine höhere beheizte Länge bei einem geringeren Gesamtmassestrom, welche bei derselben Massenstromdichte von der Spaltbreite des Kanals bestimmt wird, zu einer höheren Gesamtaufheizung des Fluids bis zum Ende der beheizten Länge. Die höheren thermodynamischen Qualitäten führten somit bei den Experimenten mit höherem $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ Verhältnis zu einer geringeren kritischen Wärmestromdichte bei derselben Massenstromdichte und Eintrittsunterkühlung. Durch die Modifikation des entsprechenden Terms der KAIST- Korrelation [100] mit dem $\frac{L^*_{Beheizt}}{s}$ Verhältnis konnte eine Korrelation entwickelt werden, welche die kritische Wärmestromdichte $q_{chf} \left(\frac{kW}{m^2} \right)$ in Abhängigkeit von der

Zusammenfassung

Massenstromdichte G ($\frac{kg}{m^2s}$) und der Eintrittsunterkühlung ΔT_U (K) bei unterschiedlichen Kanalgeometrien berechnen kann. Mit dem Gültigkeitsbereich für das Fluid Wasser: $G = 0 - 1000 \frac{kg}{m^2s}$; $\Delta T_U = 0 - 50 K$; $p \sim 1,2 \text{ bar}$.

$$C = 950 + 2.25(\Delta T_U^{1,4225} - 2) \quad 4-5$$

$$q_{chf} = C \left(\frac{8}{\frac{L^*_{Beheizt}}{S}} + 0,004 * G \right)^{0,4} \quad 4-6$$

Bei der Messreihe mit 45° geneigter Teststrecke sind während der Experimente unerwartete Begleiterscheinungen in Form von Druckschlägen verschiedener Stärke und Frequenz aufgetreten. Eine Analyse der thermohydraulischen Parameter der Experimente hat gezeigt, dass sowohl die Stärke als auch die Frequenz, mit der die Druckschläge auftraten, bei einer Erhöhung der Eintrittsunterkühlung und der Massenstromdichte, was eine höhere Heizleistung im Siedekriseregime implizierte, zunahmen. Die Betrachtung der optischen Messdaten zeigte, dass es sich bei den Druckschlägen um den Zusammenprall der durch den Dampf in dem Kanal getrennten Wassersäulen handelte. Somit führt ein Ungleichgewicht bei der Dampfproduktion im Kanal und der Kondensation stromab zu einem erhöhten Dampfvolumen im Kanal, welches den Kanal blockierte. Das von der Pumpe geförderte Wasser hinter dem Kanal staute sich auf und es kam zunächst zu einem Druckanstieg. Der Druckanstieg führte seinerseits zu einem Anstieg der Fluidunterkühlung, bis dann die schlagartige Kondensation der Dampfphase zu einem Zusammenprall der Wassersäulen führte, welcher den gemessenen Druckschlag erzeugt.

Bei der Messreihe mit 0° geneigter horizontaler Teststrecke wurde eine deutliche Reduzierung der kritischen Wärmestromdichte um den Faktor 13 im Vergleich mit den Referenzdaten bei vertikal nach oben durchströmter Teststrecke festgestellt. Es hat sich gezeigt, dass mit höherer Massenstromdichte die Reduzierung der kritischen Wärmestromdichte stark abnahm und einen minimalen Wert von 2 annahm. Die optischen Betrachtungen zeigten ebenso, dass bis zu einer bestimmten Massenstromdichte die initial erzeugten Blasen nicht stromab strömen konnten und an der Heizfläche fest hingen. In diesem Strömungsregime wurde der Prozess der Siedekrise fast ausschließlich durch das Gleichgewicht zwischen Verdampfung an der Heizfläche in die bereits bestehenden Blasen und die Kondensation an der Grenzfläche flüssig- gasförmig bestimmt. Weiterhin hat sich bei der Betrachtung der Messreihe bei 0° geneigter horizontaler Teststrecke in Abschnitt 4.3 herausgestellt, dass der Einfluss der Neigung kleiner wurde, wenn der Anteil der Widerstandskraft (infolge höherer Massenstromdichten) in der Kräftebilanz an der Gasphase zunahm. Aufbauend auf diesen Erkenntnissen wurde schließlich eine physikalisch basierte Korrelation entwickelt, welche in Kombination mit der Korrelation für die kritische Massenstromdichte bei 90° Neigungswinkel, die kritische Wärmestromdichte bei einer Neigungswinkelvariation von 0° bis 90° in den verschiedenen Experimenten mit unterschiedlichen geometrischen Parametern vorhersagen kann. Mit dem Anwendungsbereich für das Fluid Wasser: $G = 0 - 1000 \frac{kg}{m^2s}$; $\Delta T_U = 0 - 50 K$; $p \sim 1,2 \text{ bar}$; $\vartheta = 0 - 90^\circ$.

$$q_{chf,x^\circ} = q_{chf,90^\circ} * \left(\frac{\left(\frac{G}{\rho_{fl}} \right)^2 + \frac{gsin\vartheta}{K_1}}{\left(\frac{G}{\rho_{fl}} \right)^2 + \frac{gsin90^\circ}{K_2}} \right)^n \quad 4-11$$

Mit $K_1 = 18,8 \frac{1}{m}$; $K_2 = 20,6 \frac{1}{m}$; $n = 1$ und $q_{chf,90^\circ}$ aus Gleichung 4-6. Nach abgeschlossener Analyse der Messdaten bei stationärer Massenstromdichte, wurde zu der Untersuchung des Einflusses von Massenstromdichteoszillationen übergegangen. Hierfür wurden Siedekriseexperimente bei denselben Eintrittsunterkühlungen wie bei den Versuchen mit stationärer Massenstromdichte, aber mit zusätzlicher Variation der relativen Amplitude und Periodendauer der Oszillationen durchgeführt. Bei der Teststreckenkonfiguration mit 45° geneigter Teststrecke fiel diese Betrachtung aus, da sich die Druckschläge durch den kondensationinduzierten Wasserhammer mit der oszillierenden Massenstromdichte überlagerten und eine Untersuchung des Einflusses der oszillierenden Massenstromdichten nicht zuließen. Bei der Versuchskonfiguration mit vertikaler nach oben durchströmter Teststrecke zeigten die Strömungoszillationen

Zusammenfassung

im Bereich niedriger Eintrittsunterkühlung fast keine Wirkung. Dies wurde durch die sich nur sehr schwach unterscheidenden kritischen Wärmestromdichten bei mittlerer und minimaler Massenstromdichte begründet. Mit höherer Eintrittsunterkühlung machte sich der Einfluss der Massenstromoszillationen bemerkbarer. Demnach resultierte eine höhere relative Amplitude sowie eine höhere Periode der Oszillationen in einer stärkeren Reduzierung der kritischen Wärmestromdichte. Der stärkere Einfluss der Oszillationen wurde hierbei durch die höheren Differenzen der kritischen Wärmestromdichte bei mittlerer und minimaler Massenstromdichte begründet.

Bei den Versuchen mit 0° geneigter horizontaler Teststrecke mit der Strömung unterhalb des Heizers hat sich herausgestellt, dass die Massenstromoszillationen unter bestimmten Bedingungen die kritische Wärmestromdichte um 100 % anheben können. Die Erklärung für dieses Phänomen fand sich in den zuvor gewonnenen Erkenntnissen bei der optischen Betrachtung des Strömungsregimes bei niedrigen Massenstromdichten. So kann bei hinreichend geringer Oszillationsperiode die Hochphase bei den Massenstromdichteoszillationen ein Abströmen der sonst am Heizer anhaftenden Blasen bewirken und somit das Eintreten der Siedekrise verhindern. Mit Ausnahme dieses Phänomens hat sich der generelle Trend einer reduzierten kritischen Wärmestromdichte mit höherer relativer Amplitude und Periode der Oszillationen bestätigt. Zudem, erwies sich der reduzierende Einfluss der Oszillationen bei horizontaler Teststrecke deutlich stärker als bei vertikaler. Dies wurde durch die viel höheren, relativ zu kritischen Wärmestromdichte bei mittlerer Massenstromdichte, Differenzen zwischen den kritischen Wärmestromdichten bei mittlerer und minimaler Massenstromdichte begründet.

Nach abgeschlossener Datenauswertung bei oszillierenden Massenstromdichten wurde basierend auf der Theorie der instationären Wärmeleitung bei oszillierenden Randbedingungen ein Ansatz entwickelt, welcher die kritische Wärmestromdichte bei oszillierender Massenstromdichtebedingung berechnen kann. Dieser basiert auf der Berechnung der kritischen Wärmestromdichte bei mittlerer und minimaler Massenstromdichte und einer dimensionslosen Amplitude, welche ein Maß für die Wirkung der minimalen Massenstromdichte während der Oszillation wieder gibt. Die dimensionslose Amplitude in dem vorgestellten Ansatz ist wiederum eine Funktion der Oszillationsperiode und dimensionsloser Kennzahlen des zweiphasigen Wärmeüberganges, welche ein Maß für die thermische Trägheit des thermohydraulischen Systems sind. Bei der Analyse der Messdaten hat sich gezeigt, dass die dimensionslose Amplitude mit höher werdendem Ausdruck $(Bo * x^{-0,746})^{0,67}$ zunimmt, und die kritische Wärmestromdichte bei Oszillationen sich an die kritische Wärmestromdichte bei minimaler Massenstromdichte annähert. Dies stimmt mit der ursprünglichen Theorie aus dem Bereich der instationären Wärmeleitung überein. Demnach kommt in einem System mit geringerer Trägheit ein höherer Anteil der Amplitude der oszillierenden Randbedingung an. Daraufhin wurde die Korrelation für die dimensionslose Amplitude mit den Messdaten gefittet. Mit den Koeffizienten:

$$a = 2,67 * 10^{-5} \frac{m^2 s}{kg K}; b = 0,0271 \frac{1}{s}; c = 0,14; d = -0,5296; e = 10 s; \text{ für den Fall mit } 90^\circ \text{ Neigungswinkel und}$$

$$a = 1,37 * 10^{-5} \frac{m^2 s}{kg K}; b = 0,05121 \frac{1}{s}; c = 0,35; d = 0,0227; e = 10 s; \text{ für den Fall mit } 0^\circ \text{ Neigungswinkel. Der Anwendungsbereich dieser Korrelation richtet sich an der Messmatrix dieser Arbeit: } G = 0 - 600 \frac{kg}{m^2 s}; \Delta T_U = 10 - 50 K; p \sim 1,2 \text{ bar}; \vartheta = 90^\circ, 45^\circ \text{ und } 0^\circ; \frac{\Delta G}{G} = 0,3 - 0,7; \tau = 10 - 50 \text{ sek.}$$

$$q_{osz}^* = 1 - \frac{q_{chf}(G) - q_{chf}(G - \Delta G)}{q_{chf}(G)} * \hat{A} \quad 4-15$$

$$\hat{A} = c + a * \Delta G * \Delta T + b * ((Bo * (-x)^{-0,746})^{0,67} + d) * (\tau - e) \quad 4-17$$

Als Ausblick ist hinzuzufügen, dass der vorgestellte Ansatz zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichte bei oszillierender Massenstrombedingung ein erster Schritt zu dem Verständnis des Prozesses und eine Grundlage für zukünftige Studien bildet, welche durch zusätzliche Messdaten bei verschiedenen Oszillationsparametern diesen vervollständigen. Wie sich im Rahmen dieser Arbeit außerdem herausgestellt hat, können die geometrischen Parameter des Strömungspfades ebenso einen Einfluss auf diesen Prozess haben, somit muss für ein besseres Verständnis auch dieser Effekt untersucht werden. Ebenso wäre eine weitere optische Untersuchung des Strömungsregimes in Abhängigkeit der geometrischen Parameter nützlich, da sich bei den

Zusammenfassung

optischen Betrachtungen in dieser Arbeit gezeigt hat, dass die Blasendimensionen während der Experimente sehr oft durch den Kanal begrenzt waren. Ein besseres Verständnis der Blasendimensionen würde ebenso die Berechnungsgleichung für die Siedekrise bei geneigter Teststrecke begünstigen. Schließlich sei erwähnt, dass der entscheidende Mechanismus bei der Siedekrise bis heute nicht verstanden ist. In dieser Hinsicht wird im Ausblick in dieser Arbeit vorgeschlagen, Detailversuche zum Benetzungsverhalten an den Fest-Flüssig-Gas-Grenzflächen mit hochauflösender Temperaturmessung der einzelnen Phasen durchzuführen. Ein möglicher Versuchsaufbau wäre ein Heizer mit einer einstellbaren Temperatur. Dieser könnte als ein durchströmter Kanal ausgeführt werden, bei dem die Temperatur an der Außenwand durch die Temperatur des strömenden Fluids eingestellt wird. Die Außenwand wäre die Heizfläche für Behältersiedeexperimente, an der die Benetzung des Heizers in Abhängigkeit der Heizertemperatur bis hin zur Siedekrise beobachtet wird. Um den Fehler bei der Temperatureinstellung möglichst kleinzuhalten, muss der Massenstrom des Heizfluides möglichst groß gewählt werden. Die Temperaturen der Flüssig- und Gasphase könnten mit geeigneter Glasfasermesstechnik gemessen werden. In Kombination mit entsprechenden Studien wie im Falle von [161] zur Bestimmung der temperaturabhängigen Oberflächenenergien und der Grenzflächenspannung fest-flüssig (σ_1 in Abbildung 4-8) nach Fowkes Methode [186] könnte damit ein detailliertes Verständnis über das Phänomen der Siedekrise verschafft werden.

Im letzten Kapitel dieser Arbeit wurde untersucht wie die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse über die Siedekrise bei oszillierender Massenstromdichte auf den realen IVR ERVC- Prototypen zu übertragen sind. Es hat sich erwiesen, dass unter der Annahme, dass die Wandtemperatur ein das Eintreten der Siedekrise bestimmender Parameter ist [128, 129], die thermische Trägheit der gekühlten Struktur einen signifikanten Einfluss auf die kritische Wärmestromdichte bei oszillierender Massenstromdichte hat. So ist die Temperaturerhöhung an der gekühlten Fläche während der Phase mit niedriger Massenstromdichte und nach dem Eintreten der Siedekrise bei einem System mit höherer thermischer Trägheit geringer. So kann die stärkere Kühlung während der Phase hoher Massenstromdichte im Falle höherer thermischer Trägheit zu einer rechtzeitigen Abkühlung der Strukturen führen, eine Wiederbenetzung mit Flüssigkeit ermöglichen und somit das Eintreten des kritischen Siedezustandes verhindern.

Anhang

Versuchsdaten der kritischen Wärmestromdichte

Experiment	ϑ [°]	$p_{\text{über}}$ [mbar]	ΔT_U [K]	x_{Ein} [%]	G $\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$	$\frac{\Delta G}{G}$	τ [sec]	q_{chf} $\frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$
Ref1.1	90	200	30	-5,6	400	0	∞	1590,07
Ref1.2	90	200	30	-5,6	400	0,3	10	1559,92
Ref1.3	90	200	30	-5,6	400	0,3	50	1488,97
Ref1.4	90	200	30	-5,6	400	0,7	10	1442,30
Ref1.5	90	200	30	-5,6	400	0,7	50	1389,92
Ref2.1	90	200	30	-5,6	200	0	∞	1352,94
Ref2.2	90	200	30	-5,6	600	0	∞	1795,95
Ref2.3	90	200	10	-1,8	200	0	∞	1008,33
Ref2.4	90	200	10	-1,8	400	0	∞	1126,86
Ref2.5	90	200	10	-1,8	600	0	∞	1358,20
Ref2.6	90	200	50	-9,3	200	0	∞	1761,66
Ref2.7	90	200	50	-9,3	400	0	∞	2073,33
Ref2.8	90	200	50	-9,3	600	0	∞	2225
Ref3.1	90	200	30	-5,6	200	0,3	10	1384,61
Ref3.2	90	200	30	-5,6	200	0,3	50	1363,97
Ref3.3	90	200	30	-5,6	200	0,7	10	1269,23
Ref3.4	90	200	30	-5,6	200	0,7	50	1121,32
Ref3.5	90	200	30	-5,6	600	0,3	10	1669,23
Ref3.6	90	200	30	-5,6	600	0,3	50	1656,25
Ref3.7	90	200	30	-5,6	600	0,7	10	1560,66
Ref3.8	90	200	30	-5,6	600	0,7	50	1455,88
Ref4.1	90	200	10	-1,8	400	0,3	10	1150
Ref4.2	90	200	10	-1,8	400	0,3	50	1083,95
Ref4.3	90	200	10	-1,8	400	0,7	10	1132,69
Ref4.4	90	200	10	-1,8	400	0,7	50	1106,34
Ref4.5	90	200	50	-9,3	400	0,3	10	1973,33
Ref4.6	90	200	50	-9,3	400	0,3	50	1946,66
Ref4.7	90	200	50	-9,3	400	0,7	10	1736,53
Ref4.8	90	200	50	-9,3	400	0,7	50	1600
Ref1.1	45	200	30	-5,6	400	0	∞	1444,23
Ref1.2	45	200	30	-5,6	400	0,3	10	1340,38
Ref1.3	45	200	30	-5,6	400	0,3	50	1492,30
Ref1.4	45	200	30	-5,6	400	0,7	10	1253,84
Ref1.5	45	200	30	-5,6	400	0,7	50	1230,76
Ref2.1	45	200	30	-5,6	200	0	∞	1119,23
Ref2.2	45	200	30	-5,6	600	0	∞	1709,61
Ref2.3	45	200	10	-1,8	200	0	∞	773,07
Ref2.4	45	200	10	-1,8	400	0	∞	1040,38
Ref2.5	45	200	10	-1,8	600	0	∞	1254,75
Ref2.6	45	200	50	-9,3	200	0	∞	1507,69
Ref2.7	45	200	50	-9,3	400	0	∞	2243,34
Ref2.8	45	200	50	-9,3	600	0	∞	-

Anhang

Ref3.1	45	200	30	-5,6	200	0,3	10	1142,30
Ref3.2	45	200	30	-5,6	200	0,3	50	1126,92
Ref3.3	45	200	30	-5,6	200	0,7	10	953,84
Ref3.4	45	200	30	-5,6	200	0,7	50	986,53
Ref3.5	45	200	30	-5,6	600	0,3	10	1709,61
Ref3.6	45	200	30	-5,6	600	0,3	50	1669,23
Ref3.7	45	200	30	-5,6	600	0,7	10	1509,61
Ref3.8	45	200	30	-5,6	600	0,7	50	1415,38
Ref4.1	45	200	10	-1,8	400	0,3	10	940,38
Ref4.2	45	200	10	-1,8	400	0,3	50	901,92
Ref4.3	45	200	10	-1,8	400	0,7	10	817,49
Ref4.4	45	200	10	-1,8	400	0,7	50	836,50
Ref4.5	45	200	50	-9,3	400	0,3	10	1996,19
Ref4.6	45	200	50	-9,3	400	0,3	50	-
Ref4.7	45	200	50	-9,3	400	0,7	10	1558,93
Ref4.8	45	200	50	-9,3	400	0,7	50	1615,96
Ref1.1	0	200	30	-5,6	400	0	∞	444,86
Ref1.2	0	200	30	-5,6	400	0,3	10	336,12
Ref1.3	0	200	30	-5,6	400	0,3	50	275,66
Ref1.4	0	200	30	-5,6	400	0,7	10	247,14
Ref1.5	0	200	30	-5,6	400	0,7	50	184,41
Ref2.1	0	200	30	-5,6	200	0	∞	103,99
Ref2.2	0	200	30	-5,6	600	0	∞	733,84
Ref2.3	0	200	10	-1,8	200	0	∞	-
Ref2.4	0	200	10	-1,8	400	0	∞	196,76
Ref2.5	0	200	10	-1,8	600	0	∞	368,82
Ref2.6	0	200	50	-9,3	200	0	∞	323,19
Ref2.7	0	200	50	-9,3	400	0	∞	716,73
Ref2.8	0	200	50	-9,3	600	0	∞	1110,26
Ref3.1	0	200	30	-5,6	200	0,3	10	89,35
Ref3.2	0	200	30	-5,6	200	0,3	50	66,53
Ref3.3	0	200	30	-5,6	200	0,7	10	211,02
Ref3.4	0	200	30	-5,6	200	0,7	50	66,53
Ref3.5	0	200	30	-5,6	600	0,3	10	494,29
Ref3.6	0	200	30	-5,6	600	0,3	50	494,29
Ref3.7	0	200	30	-5,6	600	0,7	10	380,22
Ref3.8	0	200	30	-5,6	600	0,7	50	249,04
Ref4.1	0	200	10	-1,8	400	0,3	10	216,73
Ref4.2	0	200	10	-1,8	400	0,3	50	153,99
Ref4.3	0	200	10	-1,8	400	0,7	10	204,37
Ref4.4	0	200	10	-1,8	400	0,7	50	117,87
Ref4.5	0	200	50	-9,3	400	0,3	10	505,70
Ref4.6	0	200	50	-9,3	400	0,3	50	456,27
Ref4.7	0	200	50	-9,3	400	0,7	10	446,76
Ref4.8	0	200	50	-9,3	400	0,7	50	148,28

Literaturverzeichnis

- [1] P. Stephan, K. Schaber, K. Stephan, F. Mayinger, Thermodynamik: Grundlagen und technische Anwendungen - Band 2: Mehrstoffsysteme und chemische Reaktionen, 15., neu bearbeitete Auflage ed., Springer-Lehrbuch, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010
- [2] H. Herwig, A. Moschallski, Wärmeübertragung, 3. Erweiterte und überarbeitete Auflage, Springer Vieweg-Verlag, Wiesbaden, 2014
- [3] M. Sangiorgi, A. Grah, G. Pascal, J. Zdarek, J. Duspiva, D. Batek, L. Vyskocil, I. Melnikov, V. Merkulov, F. Fichot, P. Matejovic, P. Gruden, A. Ezzidi, S. Bajard, N. Bakouta, M. Jamet, C. Le Guennic, M. Buck, K. Raschkov, I. Ivanov, P. Kaleychev, A. Nieminen, In-Vessel Melt Retention (IVMR) Analysis of a VVER-1000 NPP; EUR 27951 EN; doi 10.2790/ 62596
- [4] D. Yu, F. Feuerstein, L. Koeckert, X. Cheng, Analysis and modeling of post-dryout heat transfer in upward vertical flow, Annals of Nuclear Energy 115, 2018, s. 186–194
- [5] S. Chang, W.-P. Baek, Understanding, predicting, and enhancing critical heat flux, The 10th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-10), Seoul, Korea, Oktober 5-9, 2003
- [6] A.F. Varone, W.M. Rohsenow, Post dryout heat transfer prediction, Nuclear Engineering and Design 1986 (1986), s. 315–327
- [7] J.G. Collier, J.R. Thome, Convective boiling and condensation, 3. ed. in paperback ed., Oxford engineering science series 38, Clarendon Press, Oxford, 1996
- [8] L.-s. Tong, Y.S. Tang, Boiling heat transfer and two-phase flow, 2. ed. ed., Series in chemical and mechanical engineering, Taylor & Francis, Washington, DC, 1997
- [9] S. Kandlikar, Critical Heat Flux in Subcooled Flow Boiling - An Assessment of Current Understanding and Future Directions for Research, Multiphase Science and Technology 13, 2001
- [10] G.P. Celata, M. Cumo, A. Mariani, Assessment of correlations and models for the prediction of CHF in water subcooled flow boiling, International Journal of Heat and Mass Transfer 37, 1994, s. 237–255
- [11] Y. Katto, Critical heat flux, International Journal of Multiphase Flow 20, 1994, s. 53–90
- [12] Y. Katto, Prediction of critical heat flux of subcooled flow boiling in round tubes, International Journal of Heat and Mass Transfer 33, 1990, s. 1921–1928
- [13] Y. Katto, Generalized correlations of critical heat flux for the forced convection boiling in vertical uniformly heated annuli, International Journal of Heat and Mass Transfer 22, 1979, s. 575–584
- [14] S.-Y. Chun, H.-J. Chung, S.-K. Moon, S.-K. Yang, M.-K. Chung, T. Schoesse, M. Aritomi, Effect of pressure on critical heat flux in uniformly heated vertical annulus under low flow conditions, Nuclear Engineering and Design 203, 2001, s. 159–174
- [15] X. Cheng, U. Müller, Review on critical heat flux in water cooled reactors, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe, 2003
- [16] S. Doerffer, D.C. Groeneveld, S.C. Cheng, K.F. Rudzinski, A comparison of critical heat flux in tubes and annuli, Nuclear Engineering and Design 149, 1994, s. 167–175
- [17] M.S. El-Genk, S.J. Haynes, K. Sung-Ho, Experimental studies of critical heat flux for low flow of water in vertical annuli at near atmospheric pressure, International Journal of Heat and Mass Transfer 31, 1988, s. 2291–2304

Literaturverzeichnis

- [18] P. Griffith, A dimensional analysis of the departure from nucleate boiling heat flux in forced convection, Bette Atomic Power Laboratory, Pittsburgh, Pennsylvania, USA 1959
- [19] O. Kymäläinen, H. Tuomisto, T. Theofanous, In-vessel retention of corium at the Loviisa plant, Nuclear Engineering and Design, Volume 169, Issues 1–3, 1 Juni 1997, s. 109-130
- [20] O. Kymäläinen, H. Tuomisto, O. Hongisto, T. Theofanous, Heat flux distribution from a volumetrically heated pool with high Rayleigh number, Nuclear Engineering and Design, Volume 149, Issues 1–3, 1 September 1994, s. 401-408
- [21] M. Helle, O. Kymäläinen, H. Tuomisto, Experimental data on heat flux distribution from a volumetrically heated pool with frozen boundaries, IVO Power Engineering Ltd., Rajatorpantie 8, Vantaa, Ivo, Finland
- [22] T. Theofanous, M. Maguire, S. Angelini, T. Salmassi, The first results from the ACPO experiment, Nuclear Engineering and Design, Volume 169, Issues 1–3, 1 Juni 1997, s. 49-57
- [23] T. Theofanous, B. Najafi, E. Rumble, An assessment of steam-explosion-induced containment failure, Parts I: probabilistic aspects, Nuclear Science and Engineering, 97(4), s. 259–281
- [24] T. Theofanous, C. Liu, S. Additon, S. Angelini, O. Kymäläinen, T. Salmassi, In-vessel coolability and retention of a core melt, Nuclear Engineering and Design, Volume 169, Issues 1–3, 1 June 1997, s.1-48
- [25] T. Dinh, J. Tu, T. Salmassi, T. Theofanous, Limits of coolability in the AP1000-related ULPU-2400 Configuration V facility, Center for Risk Studies and Safety, University of California, Santa Barbara
- [26] B. Sehgal, Nuclear safety in light water reactors: severe accident phenomenology. Waltham: Academic Press; 2012
- [27] H. Esmaili, M. Khatib-Rahbar, Analysis of in-vessel retention and ex-vessel fuel coolant interaction for AP1000, Rockville: Energy Research, Inc.; 2004 Aug. Report No.: NUREG/CR-6849
- [28] V. Asmolov, D. Tsurikov, Major activities and results, In: Material Scaling Seminar; 2004 Jun 10–11; Aix-en-Provence, Frankreich; 2004
- [29] D. Tsurikov, MASCA2 Project: major activities and results, In: Material Scaling Seminar; 2007 Oct 11–12; Cadarache, Frankreich; 2007
- [30] F. Wang, B. Kuang, L. Pengfei, L. He, Experimental Investigation on Boiling Flow Characteristics Under Passive IVR-ERVC Conditions, 26th International Conference on Nuclear Engineering, London, Great Britan, Juli 2018
- [31] F. Wang, B. Kuang, P. Liu, C. Zhu, A theoretical and experimental study on subcooled flow boiling under passive IVR-ERVC conditions, Annals of Nuclear Energy, Volume 138, April 2020, 107190
- [32] S. Rouge, SULTAN test facility for large-scale vessel coolability in natural convection at low pressure, Nuclear Engineering and Design, Volume 169, Issues 1–3, 1 Juni 1997, s. 185-195
- [33] S. Rouge, I. Dor, G. Geffraye, Reactor vessel external cooling for corium retention SULTAN experimental program and modelling with CATHARE Code, Workshop on in-vessel core debris retention and coolability, Garching, Deutschand, 3-6.03.1998
- [34] Y. I. Kim, W.P. Baek, S.H. Chang, 1999, Critical heat flux under flow oscillation of water at low-pressure, low-flow conditions, Nuclear Engineering and Design, Volume 193, Issues 1–2, 11 September 1999, s. 131-143
- [35] M. Monde, M. Yuhichi, 2002, Critical heat flux of natural circulation boiling in a vertical tube: Effect of oscillation and circulation on CHF, Int. J. Heat Mass Transfer, 45, 2002, s. 4133-4139.
- [36] T. Okawa, T. Goto, Y. Yamagoe, Liquid film behaviour in annular two-phase flow under flow oscillation conditions, International Journal of Heat and Mass Transfer, 53, 2010, s. 962-971.

Literaturverzeichnis

- [37] H. Otake, T. Mazume, Y. Koizumi, Study on subcooled flow boiling heat transfer under oscillatory flow and vibration conditions (onset nucleate boiling, net vapor generation and critical heat flux), Proceedings of the 19th International Conference on Nuclear Engineering ICONE19, Mai 16-19, 2011, Makuhari, Japan
- [38] N. Higono, H. Otake, Y. Koizumi, Experimental study on boiling heat transfer of subcooled flow under oscillatory flow and vibration condition, Proceedings of the 15th international conference on nuclear engineering ICONE15, Nagoya, Aichi, Japan
- [39] Y. Yamagoe, T. Goto, T. Okawa, Experimental study on liquid film dryout under oscillatory flow conditions, Proceedings of the 17th international conference on nuclear engineering ICONE17, Juli 12-16, 2009, Brussel, Belgien
- [40] M. Ozawa, H. Umekawa, K. Mishima, T. Hibiki, Y. Saito, CHF in oscillatory flow boiling channels, Institution of Chemical Engineers Trans IChemE, Vol 79, Part A, Mai 2001
- [41] T. Okawa, T. Goto, J. Minamitani, Y. Yamagoe, Liquid film dryout in a boiling channel under flow oscillation conditions, International Journal of Heat and Mass Transfer 52, 2009, s. 3665-3675
- [42] T. Murakami, R. Takei, T. Okawa, Variation of critical heat flux by flow oscillation in a small vertical channel, Proceedings of the 17th International Conference on Nuclear Engineering ICONE17, July 12-16, 2009, Brussels, Belgium
- [43] D. Zhao, G. Su, Z. Liang, Y. Zhang, W. Tian, S. Qiu, Experimental research on transient critical heat flux in vertical tube under oscillatory flow condition, International Journal of Multiphase Flow 37, 2011, s. 1235-1244
- [44] B. Hayes, G. Warrier, V. Dhir, Experimental study of the effect of channel orientation and flow oscillations on critical heat flux, Proceedings of IMECE2004: ASME International Mechanical Engineering Congress & Exposition, November 13-15, 2004, Anaheim, CA, USA
- [45] e.V., VDI: VDI-Wärmeatlas. Wiesbaden: Springer Berlin Heidelberg, 2013
- [46] H.D. Baehr, K. Stephan, Wärme- und Stoffübertragung, 8., aktualisierte Auflage ed., Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2013
- [47] C. Berna, A. Escrivá, J.L. Muñoz-Cobo, L.E. Herranz, Review of droplet entrainment in annular flow: Characterization of the entrained droplets, Progress in Nuclear Energy 79, 2015, s. 64–86
- [48] O. Gnotke, Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Bestimmung von veränderlichen Blasengrößen und Blasengrößenverteilungen in turbulenten Gas-Flüssigkeits-Strömungen, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2004
- [49] D. F. Choi, Simulation von Mehrphasenströmungen mit einer Multi-Fluid-Methode, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2010
- [50] D.p. Hill, The computer simulation of dispersed two-phase flows, Dissertation, University of London, London, 1998
- [51] Y. Liao, Development and validation of models for bubble coalescence and breakup, Dissertation, Dresden University of Technology, Dresden, 2013
- [52] Y. Liao, D. Lucas, E. Krepper, M. Schmidtke, Development of a generalized coalescence and breakup closure for the inhomogeneous MUSIG model, Nuclear Engineering and Design 241, 2011, s. 1024–1033
- [53] R. Rzehak, E. Krepper, Bubble-induced turbulence: Comparison of CFD models, Nuclear Engineering and Design 258, 2013, s. 57–65
- [54] R. Rzehak, T. Ziegenhein, S. Kriebitzsch, E. Krepper, D. Lucas, Unified modeling of bubbly flows in pipes, bubble columns, and airlift columns, Chemical Engineering Science 157, 2017, s. 147–158

Literaturverzeichnis

- [55] R. Rzehak, E. Krepper, C. Lifante, Comparative study of wall-force models for the simulation of bubbly flows, Nuclear Engineering and Design 253, 2012, s. 41–49
- [56] R. Rzehak, E. Krepper, CFD modeling of bubble-induced turbulence, International Journal of Multiphase Flow 55, 2013, s. 138–155
- [57] H. G. Elias, Makromoleküle, Struktur – Eigenschaften – Synthese – Stoffe, Kap. 7.3 Grenzflächenphänomene. Hüthig & Wepf, Basel, Heidelberg 1972
- [58] M. Stamm, Polymer Surfaces and Interfaces: Characterization, Modification and Applications, Chapt. 1: Polymer Surface and Interface Characterization Techniques, Chapt. 6: Characterization of Polymer Surfaces by Wetting and Electrokinetic Measurements – Contact Angle, Interfacial Tension Zeta Potential. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2008
- [59] D. W. van Krevelen, Properties of Polymers, Chapter 8 – Interfacial Energy Properties, Elsevier B.V., 2009
- [60] A.D. Burns, T. Frank, I. Hamill, Shi, Jun-Mei, The Favre averaged drag model for turbulent dispersion in Eulerian Multi-Phase Flows, Paper No. 392, 5th International Conference on Multiphase Flow (ICMF'04), Yokohama, Japan, 2004
- [61] D. Lucas, A. Tomiyama, On the role of the lateral lift force in poly-dispersed bubbly flows, International Journal of Multiphase Flow 37, 2011, s. 1178–1190
- [62] E. Krepper, D. Lucas, H.-M. Prasser, On the modelling of bubbly flow in vertical pipes, Nuclear Engineering and Design 235, 2005, s. 597–611
- [63] M. Wörner, A compact introduction to the numerical modeling of multiphase flows, FZKA-6932, Institut für Reaktorsicherheit, 2003
- [64] Y. Liao, D. Lucas, A literature review on mechanisms and models for the coalescence process of fluid particles, Chemical Engineering Science 65, 2010, s. 2851–2864
- [65] E. Krepper, F. Zidouni, D. Lucas, Analysis and application of a generalized multi-fluid approach for plunging jet configuration, NURETH16, Chicago, USA, 2015
- [66] Y. Liao, D. Lucas, E. Krepper, Application of new closure models for bubble coalescence and breakup to steam–water vertical pipe flow, Nuclear Engineering and Design 279, 2014, s. 126–136
- [67] Y. Liao, D. Lucas, A literature review of theoretical models for drop and bubble breakup in turbulent dispersions, Chemical Engineering Science 64, 2009, s. 3389–3406
- [68] D. Lucas, E. Krepper, H.-M. Prasser, Use of models for lift, wall and turbulent dispersion forces acting on bubbles for poly-disperse flows, Chemical Engineering Science 62, 2007, s. 4146–4157
- [69] F. Mayinger, O. Schad, E. Weiss, Investigations into the CHF in boiling water: EUR 3347e, Report No. 1811, Euratom Contract No. 057-61-9, 1967
- [70] D. Butterworth, GF. Hewitt, Two-Phase flow and heat transfer, Oxford University Press, Oxford, 1978
- [71] F. Mayinger, Strömungen und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeits-Gemischen, Springer-Verl., Vienna, New York, 1982
- [72] Y. Taitel, D. Bornea, AE. Dukler, Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes, AIChE Journal, Volume 26, Issue 3, 1980, s. 345–354
- [73] F. Mayinger, Zweiphasen-Rohrströmung, CZ-Chemie-Technik 1972 7–12
- [74] C.E. Brennen, Fundamentals of Multiphase Flow, Cambridge University Press, Cambridge, 2005
- [75] H. Brauer, Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen, Grundlagen der chemischen Technik, Sauerländer, Aarau, 1971

Literaturverzeichnis

- [76] Y. Taitel, AE. Dukler, A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal* Volume 22, Issue 1, 1976, s. 47–55
- [77] D. Steiner, Wärmeübergang beim Strömungsverdampfen von Reinstoffen und von Mischungen, Habilitation Universität Karlsruhe, 1996
- [78] S. Nukiyama, The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 9, 1966, s. 1419–1433
- [79] GE. Dix, Vapor void fraction for forced convection with subcooled boiling at low flow rates. Ph.D. Thesis, University of California, Berkeley, 1971
- [80] M. Cumo, G. Palazzi, GC. Urbani, On the Limiting Critical Quality and the Deposition Controlled Burnout, European Two-phase, Flow Group Meeting, Ispra, Paper No-C3, 1979
- [81] W. M. Rohsenow, A.S.M.E. Trans., 74, 969 (1952)
- [82] J. N. Addoms, D.Sc. Thesis, Chemical Engineering Department, Massachusetts Institute of Technology, Juni 1948
- [83] O. Zeitoun, M. Shoukri, Bubble behavior and mean diameter in subcooled flow boiling, *Journal of Heat Transfer* 118, 1996, s. 110–116
- [84] V. Scheiff, F. Bergame, J. Sebilleau, P. Ruyer, C. Colin, Experimental study of steady and transient subcooled flow boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 164, January 2021, 120548
- [85] J. Boure, A. Bergles, I. Tong, Review of two-phase flow instabilities, *Nuclear Engineering and Design*, Volume 25, Issue 2, July 1973, s. 165-192
- [86] G. Brenn, U. Müller, Strömungen mit mehreren Phasen. In: Oertel jr. H. (eds) *Prandtl- Führer durch die Strömungslehre*, Springer Reference Technik, Springer Vieweg, Wiesbaden
- [87] M. Ledinegg, Instabilität der Strömung bei natürlichem und Zwangsumlauf, *Wärme* 61, 1938, s. 891-908
- [88] M. Ozawa, Flow instability problems in steam-generating tubes. In: Ishigai, S. (HRSG.) *Steam Power Engineering*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999
- [89] G. Yadigaroglu, Two-phase flow instabilities and propagation phenomena. In: Delhaye, J.M., Giot, M.m Riethmüller, M.L. (Hrsg.) *Thermohydraulics of Two-Phase Systems for Industrial Design and Nuclear Engineering*, s. 353-403. Hemisphere Publishing, Washington, DC, 1981
- [90] S. Milivojevic, V. Stevanovic, B. Maslovaric, Condensation induced water hammer: Numerical prediction, *Journal of Fluids and Structures*, Volume 50, October 2014, Pages 416-436
- [91] M. Furuya, Experimental and Analytical Modelling of Natural Circulation and Forced Circulation BWRs, Ph. D. thesis, Nuclear Technology Research Laboratory, Central Research Institute of Electric Power Industry (CRIEPI), Tokyo, 2006
- [92] O. Kymäläinen, H. Tuomisto and T.G. Theofanous, In-vessel retention of corium at the Loviisa plant, *Nuclear Engineering and Design*, Volume 167, June 1997, s. 109-130
- [93] T. Theofanous, S. Syri, T. Salmassi, O. Kymäläinen, H. Tuomisto, Critical heat flux through curved, downward facing, thick walls, *Nuclear Engineering and Design* 151, 1994, s. 247-258
- [94] T. Theofanous, S. Syri, The coolability limits of reactor pressure vessel lower head, *Nuclear Engineering and Design* 169, 1997, s. 59-76
- [95] T. Theofanous, J. Tu, T. Salmassi, T. Dinh, Quantification of Limits to Coolability in ULPU-2000 Configuration, Center for Risk Studies and Safety at the University of California, Santa Barbara

Literaturverzeichnis

- [96] C. Iwaki, H. Sato, D. Kanamori, Development of critical heat flux correlation for In-vessel retention, Journal of Nuclear Science and Technology 2020, Vol. 57, No. 8, s. 951-962
- [97] S. Kim, Y. Kim, S. Now, K. Suh, J. Rempe, F. Cheung, S. Kim, Experimental Study of Critical Heat Flux in Inclined Rectangular Gap, GEMES4/ANP2003, Sep. 15-19, 2003, Kyoto, Japan, Paper 1215
- [98] C. Sun, W. Chen, J. Geng, Experimental Study on Critical Heat Flux of In- Vessel Retention for Large Nuclear Rector, Proceeding of the 2017 25th International Conference on Nuclear Engineering ICONE25, Juli 2-6, 2017, Shanghai, China
- [99] S. Noh, K. Suh, Critical heat flux for APR1400 lower head vessel during a severe accident, Nuclear Engineering and Design, 2013
- [100] Y. Jeong, W. Baek, S. Chang, Critical Heat Flux Experiments on the Reactor Vessel Wall Using 2-D Slice Test Section, Nuclear Technology, Volume 152, 2005
- [101] H. Park, T. Kim, S. Heo, et al., Critical Heat Flux Experiments for In-Vessel Retention External Reactor Vessel Cooling Strategy Using 2-D Slice Test Section, The Seventh Korea- Japan Symposium on Nuclear Thermal Hydraulics and Safety, Chuncheon, Kore, 2010
- [102] M. Zhang, Y. Zhao, T. Gao, F. Hou, P. Chen, An Experimental Study on Critical Heat Flux in Rectangular Channel with Different Angle of Inclination, Proceedings of the 2017 25th International Conference on Nuclear Engineering ICONE25, Juli 2-6, 2017, Shanghai, China
- [103] B. Kuang, P. Liu, F. Wand, K. Cao, K. Zhang, Influences of some engineered factors on IVR-ERVC limits, Nuclear Engineering and Design 347, 2019, s. 20-30
- [104] K. Mishima, H. Nishihara, Boiling burnout and flow instabilities for water flowing in a round tube under atmospheric pressure, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 28, Issue 6, June 1985, s. 1115-1129
- [105] Y. Kim, W. Baek, s. Chang, Development of Critical Heat Flux Correction Factor for Water under Flow Oscillaiton Conditions, Proceedings of the Korean Nuclear Society Autumn Meeting, Taejon, Korea, Oktober 1996
- [106] A. Vishnoi, A. Dasgupta, D. Chandraker, A. Nayak, N. Hedge, A. Rao, A Study on Premature Occurrence of Critical Heat Flux, A. K. Nayak and B. R. Sehgal (eds.), Thorium- Energy for the Future
- [107] H. Umekawa, M. Ozawa, T. Mitsunaga, K. Mishima, T. Hibiki, Y. Saito, Scaling Parameter of CHF under Oscillatory Flow Conditions, Heat Transfer- Asian Research, Voulme 28, Issue 6, 1999
- [108] T. Okawa, T. Goto, Y. Yamagoe, Liquid film behavior in annular two-phase flow under flow oscillation conditions, International Journal of Heat and Mass Transfer 53, 2010, s. 962-971
- [109] J. Wiesman, B. Pei, Prediction of Critical Heat Flux in Flow Boiling at Low Qualities, International Jounal of Heat and Mass Transfer, Vol. 26, No. 10, 1983, s. 1463-1477
- [110] L. Tong, H. Currin, P. Larsen, D. Smith, Influence of axially non-uniform heat flux on DNB, Chem. Eng. Progr., Symp. Ser., 62: No. 64, 1966, s. 35-40
- [111] F. Gunther, Photographic studies of surface boiling heat transfer to water with forced convection, Trans. ASME 73, 1951, s. 115-125
- [112] L. Tong, A. Bishop, L. Efferding, A photographic study of subcooling boiling flow and DNB of Freon-113 in a vertical channel, ASME Paper 66-WA/HT-39, 1966
- [113] L. Jiji, J. Clark, Bubble boundary layer and temperature profiles for forced convection boiling in channel flow, Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat Transfer 86, 1964, s. 50-61
- [114] G. Kirby, R. Stanforth, J. Kinnely, A visual study of forced convection boiling- Part I: Results for a flat vertical heater, UKAEE Report No. AEEW-R-281, 1965

Literaturverzeichnis

- [115] E. Thorgerson, D. Knoebel, J. Gibbons, A model to predict convective subcooled critical heat flux, ASME. J. Heat Transfer, Februar 1974, Volume 96, Issue 1, s. 79–82
- [116] W. Hebel, W. Detavernier, Critical heat transfer rate to flowing cooling water, Kerntechnik 19, 1977, s. 228-232
- [117] W. Hebel, W. Detavernier, M. Decreton, A contribution to the hydrodynamics of boiling crisis in a forced flow of water, Nuclear Engineering and Design, Volume 64, Issue 3, April 1981, s. 433-445
- [118] S. Lee, F. Durst, On the motions of particles in turbulent flow, U. S. Nuclear Regulatory Comission Report NUREG/CR-1556, 1980
- [119] R. Lahey, F. Moody, The Thermal Hydraulics of a Boiling Water Reactor, s. 214-220. American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois, 1977
- [120] C. Lee, I. Mudawar, A mechanistic critical heat flux model for subcooled flow boiling based on local bulk flow conditions, International Journal of Multiphase Flow, Volume 14, Issue 6, November–December 1988, s. 711-728
- [121] Y. Haramura, Y. Katto, A new hydrodynamic model of critical heat flux, applicable widely to both pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 26, Issue 3, März 1983, s. 389-399
- [122] Y. Katto, A prediction model of subcooled water flow boiling CHF for pressure in the range 0.1-20 MPa, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 35, Issue 5, May 1992, s. 1115-1123
- [123] G. Celata, M. Cumo, A. Mariani, Rationalization of existing mechanistic models for the prediction of water subcooled flow boiling critical heat flux, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 37, Supplement 1, März 1994, s. 347-360
- [124] T. Harmathy, Velocity of large drops and bubbles in media of infinite and restricted extent, AIChE Journal, Volume 6, Issue 2, Juni 1960, s. 281-288
- [125] M. Ishii, N. Zuber, Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows, AIChE Journal, Volume 25, Issue 5, September 1979, s. 843-854
- [126] F. Staub, The void fraction in subcooled boiling- prediction of the initial point of net vapour generation, J. Heat Transfer 90, 1968, s. 151-157
- [127] S. Levy, Forced convection subcooled boiling-prediction of vapour volumetric fraction, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 10, Issue 7, Juli 1967, s. 951-965
- [128] J. LeCorre, S. Yao, C. Amon, Two-phase flow regimes and mechanisms of critical heat flux under subcooled flow boiling conditions, Nuclear Engineering and Design, Volume 240, Issue 2, Februar 2010, s. 245-251
- [129] J. LeCorre, S. Yao, C. Amon, A mechanistic model of critical heat flux under subcooled flow boiling conditions for application to one- and three-dimensional computer codes, Nuclear Engineering and Design, Volume 240, Issue 2, Februar 2010, s. 235-244
- [130] J. Galloway, I. Mudawar, CHF mechanism in flow boiling from a short heated wall. I. Examination of near-wall conditions with the aid of photomicrography and high-speed video imaging, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 36, Issue 10, Juli 1993, s. 2511-2526
- [131] J. Galloway, I. Mudawar, CHF mechanism in flow boiling from a short heated wall. II. Theoretical CHF model, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 36, Issue 10, July 1993, s. 2527-2540
- [132] C. Gersey, I. Mudawar, Effects of heater length and orientation on the trigger mechanism for near-saturated flow boiling critical heat flux. I. Photographic study and statistical characterization of the near-wall interfacial features, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 38, Issue 4, März 1995, s. 629-641

Literaturverzeichnis

- [133] C. Gersey, I. Mudawar, Effects of heater length and orientation on the trigger mechanism for near-saturated flow boiling critical heat flux. II. CHF model, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 38, Issue 4, März 1995, s. 643-654
- [134] P. Bricar, A. Souri, Understanding and modelling DNB in forced convective boiling: a critical review. In: Celata, G.P., Shah, R.K. (Eds.), Two-phase Flow Modelling and Experimentation. Edizioni ETS, 1995
- [135] F. Gunther, Photographic study of surface-boiling heat transfer to water with forced convection, Transfer ASME 73, 1951, s. 115–123
- [136] G. Kirby, R. Stainniforth, L. Kinneir, An investigation into a possible mechanism of subcooled burnout, AEEW-M-725, UKAEA, Winfrith, 1966
- [137] G. Kirby, R. Stainniforth, L. Kinneir, A visual study of forced convection boiling. Part 2. Flow patterns and burnup for a round test section, AEEW-R 506, UKAEA, Winfrith, 1967
- [138] M. Fiori, A. Bergles, Model of critical heat flux in subcooled flow boiling, Proceedings of the 4th International Heat Transfer Conference, vol. VI, Paris–Versailles, France, August 31–September 5 (paper B 6.3), 1970
- [139] S. Van der Molen, F. Galjee, The boiling mechanism during burnout phenomena in subcooled two-phase water flows, Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference, vol. 1, Toronto, Canada, August 7–11, 1978, s. 381–385
- [140] J. Rogers, M. Salcudean, A. Tahir, Flow boiling critical heat fluxes for water in a vertical annulus at low pressure and velocities, Proceedings of the 7th International Heat Transfer Conference, München, vol. 4, Hemisphere, New York, 1982, s. 339–344
- [141] M. Del Valle, An experimental study of critical heat flux in subcooled flow boiling at low pressure including the effect of wall thickness, Proceedings of the ASME-JSME, Thermal Engineering Joint Conference, vol. 1, Honolulu, Hawaii, 1983, s. 143–150
- [142] R. Hino, T. Hueda, Studies on heat transfer and flow characteristics in subcooled flow boiling. Part 1. Boiling characteristics, International Journal of Multiphase Flow, Volume 11, Issue 3, Mai–Juni 1985, s. 269–281
- [143] R. Hino, T. Hueda, Studies on heat transfer and flow characteristics in subcooled flow boiling. Part 2. Flow characteristics, International Journal of Multiphase Flow, Volume 11, Issue 3, Mai–Juni 1985, s. 283–297
- [144] G. Celata, M. Cumò, A. Mariani, G. Zummo, Burnout in subcooled boiling of water. A visual experimental study, International Journal of Thermal Sciences, Volume 39, Issues 9–11, Oktober 2000, s. 896–908
- [145] P. Bricard, P. Peturaud, J. Delhaye, Understanding and modelling DNB in forced convective boiling: modelling of a mechanism based on nucleation site dryout, Multiphase Science and Technology, Volume 9, Issue 4, 1997, s. 329–379
- [146] F. Cheung, K. Haddad, A Hydrodynamic Critical Heat Flux Model for Saturated Pool Boiling on a Downward Facing Curved Heating Surface, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 40, Issue 6, April 1997, s. 1291–1302
- [147] C. Haas, Critical Heat Flux for Flow Boiling of Water at Low Pressure on Smooth and Micro-Structured Zircaloy Tube Surfaces, 978-3-86644-923-7, KIT Scientific Publishing, Karlsruhe, 1 Januar 2012.
- [148] C. Haas, L. Meyer, T. Schulenberg, Flow Instability and Critical Heat Flux for Flow Boiling of Water in a Vertical Annulus at Low Pressure, ASME/JSME 2011 8th Thermal Engineering Joint Conference, März 13–17, 2011, T10228-T10228-11.
- [149] C. Haas, F. Kaiser, T. Schulenberg, T. Wetzel, Critical heat flux for flow boiling of water on micro-structured Zircaloy tube surfaces, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 120, Mai 2018, s. 793–806

Literaturverzeichnis

- [150] C. Haas, T. Schulenberg, T. Wetzel, Critical heat flux for flow boiling of water at low pressure in vertical internally heated annuli, In International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 60, Mai 2013, s. 380-391
- [151] T. Seebeck, Magnetische Polarisation der Metalle und Erze durch Temperatur-Differenz, Abhandlungen der Königlichen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, s. 265-373.
- [152] Y. Jin, W. Xu, X. Liu, X. Cheng, In- and ex-vessel coupled analysis of IVR-ERVC phenomenon for large scale PWR, Annals of Nuclear Energy, Volume 80, Juni 2015, s. 322-337
- [153] R. Gauntt, R. Erichson, R. Cole, C.M., MELCOR Computer Code Manuals, Reference Manuals, vol. 2. Sandia National Laboratories, Albuquerque. N; 87185-073, 2005
- [154] R. Guo, W. Xu, Z. Cao, X. Liu, X. Cheng, A new method to study the transient feasibility of IVR-ERVC strategy, Progress in Nuclear Energy, Volume 87, März 2016, s. 47-53
- [155] R. Gauntt, R. Erichson, R. Cole, C.M., MELCOR Computer Code Manuals, vol. 1: Primer and Users` Guide. Sandia National Laboratories, Albuquerque. NM 87185-0739, 2005
- [156] M. Sonntag, Subcooled Two-Phase Flow Heat Transfer in Multiscale Systems, Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, 2017
- [157] W. Fritz, Maximum volume of vapor bubbles, Physikalische Zeitschrift, vol. 36, 1935, s. 379–384
- [158] G. Kocamustafaogullari, Pressure dependence of bubble departure diameter for water, International Communications in Heat and Mass Transfer, Volume 10, Issue 6, November–Dezember 1983, s. 501-509
- [159] M. Matkovic, B. Končar, Bubble Departure Diameter Prediction Uncertainty, Science and Technology of Nuclear Installations, vol. 2012, Article ID 863190, 7 pages, 2012.
- [160] Erbil, H. Yildirim, Surface Chemistry of Solid And Liquid Interfaces, Blackwell, Oxford, 2006
- [161] C. Rulison, Effect of Temperature on the Surface Energy of Solids, Augustine Scientific, USA, December 2005
- [162] S. Millow, Benetzung, RÖMPP [Online], Georg Thieme Verlag, 2005
- [163] S. Millow, [Freie Oberflächenenergie](#), RD-06-01831 (2005) in Böckler F., Dill B., Eisenbrand G., Faupel F., Fugmann B., Gamse T., Matissek R., Pohnert G., Rühling A., Schmidt S., Sprenger G., RÖMPP [Online], Stuttgart, Georg Thieme Verlag, Dezember 2022
- [164] K. Wand, C. Li, K. Uesugi, N. Erkan, K. Okamoto, A preliminary study on material effects of critical heat flux for downward-facing flow boiling, Nuclear Engineering and Technology, Volume 53, Issue 9, September 2021, s. 2839-2846
- [165] C. Sun, W. Chen, J. Geng, Experimental Study on Critical Heat Flux of In-Vessel Retention for Large Nuclear Reactor, Proceedings of the 2017 25th International Conference on Nuclear Engineering ICONE25, Juli 2-6, 2017, Shanghai, China
- [166] M. Zhang, Y. Zhao, T. Gao, F. Hou, P. Chen, An Experimental Study on Critical Heat Flux in Rectangular Channel with Different Angle of Inclination, Proceedings of the 2017 25th International Conference on Nuclear Engineering ICONE25, Juli 2-6, 2017, Shanghai, China
- [167] S. Kim, G. Park, Interfacial heat transfer of condensing bubble in subcooled boiling flow at low pressure, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 54, Issues 13–14, June 2011, s. 2962-2974
- [168] F. F. Shaw, Boiling heat transfer to subcooled liquids under conditions of forced convection, Trans. Inst. Chem. Eng. 1972. Volume 50, s. 76-84
- [169] J. Sun, C. Lu, Z. Mi, X. Cao, M. Ding, Experimental research on characteristics of condensation induced water hammer in natural circulation systems, International Communications in Heat and Mass Transfer, Volume 114, Mai 2020, 104559

Literaturverzeichnis

- [170] T. Hibiki, S. Rassame, W. Liu, L. Wand, Q. Zhao, D. Chong, J. Yan, Modeling and simulation of onset of condensation- induced water hammer, *Progress in Nuclear Energy*, Volume 130, Dezember 2020, 103555
- [171] P. Stephan, K. Schaber, *Thermodynamische Grundlagen und technische Anwendungen Band 1: Einstoffsysteme*, 18 Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008
- [172] P. Böckh, T. Wetzel, *Wärmeübertragung: Grundlagen und Praxis*, 5 Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2014
- [173] L. Dezhang, O. Ning, *Flow Pattern and Heat Transfer Behavior of Boiling Two-Phase Flow in Inclined Pipes*, *Journal of Thermal Science*, 1992, s. 196-202
- [174] T. Schulenberg, U. Muller, G. Janssens-Maenhout, M. Wörner, *Vorlesungsmanuskript Zweiphasenströmung mit Wärmeübertragung*, Karlsruhe, Februar 2014, Thomas Schulenberg
- [175] Team Edelstahl GmbH & Co. KG, 1.4301 Werkstoff Datenblatt
- [176] KTA 3201.1 Komponenten des Primärkretes von Leichtwasserreaktoren Teil 1: Werkstoffe und Erzeugnisformen, Fassung 2017-11, Kerntechnischer Ausschuss
- [177] P-W. Gräber, *Automatisierung in der Wasserwirtschaft*, Vorlesungsskript, TU- Dresden
- [178] K. Eschbaum, C. Glas, *Umgang mit Messunsicherheiten, Fehlerrechnung*, Vorlesungsskript, TU München
- [179] 1.4301 Datenblatt, *Technische Datenblätter GRUPPO LUCEFIN*, Revision 2012
- [180] H. Kim, D. Kim, *Effects of surface wettability on pool boiling process: Dynamic and thermal behaviors of dry spots and relevant critical heat flux triggering mechanism*, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 180, Dezember 2021, 121762
- [181] R. Steinhoff, *Kondensation und Verdampfung an strukturierten Rohren*, BestMasters, Springer Fachmedien Wiesbaden, 2015
- [182] M. Kim, s. Park, K. Lee, B. Lee, *Comparison of fracture properties in SA508 Gr.3 und Gr.4N high strength low alloy steels for advanced pressure vessel materials*, *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, Volume 131, July 2015
- [183] Sensorik, Grundlagenlabor (AML/Kleine Laborarbeit), Institut für Mess- und Regelungstechnik, Universität Hannover
- [184] A. H. Fritz, *Fertigungstechnik*, Springer Vieweg, Berlin, 2018
- [185] O. Anderson, W. Popp, M. Schaffranek, D. Steinmetz, H. Stenger, *Methode der kleinsten Quadrate. In: Schätzen und Testen*, Springer-Lehrbuch. Springer, Berlin, Heidelberg
- [186] F. Fowkes, *Attractive Forces at Interfaces*, *Industrial and Engineering Chemistry* 56, Volume 12, 1964, s. 40-52
- [187] Macor Datenblatt, Corning
- [188] Floatglas Datenblatt, TTV GmbH
- [189] Dichtsilikone und Klebesilikone- wärmeleitend- wärmehärtend, Baltres Handelsges. m. b. H.
- [190] Technische Spezifikation 3dk Top Filament, 3dk Top Berlin
- [191] M. Vlachou, J. Lioumbas, T. D. Karapantsios, *Heat transfer enhancement in boiling over modified surfaces: A critical review*, *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*, Volume 3, Issue 4, 2015, s. 341-367
- [192] Federation of European Producers of Abrasives, <https://fepa-abrasives.org/>

Literaturverzeichnis

- [193] T. Schulenberg, M. Raque, Transient heat transfer during depressurization from supercritical pressure, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 79, Dezember 2014, s. 233-240

Liste eigener Veröffentlichungen

S. Michaelides, X. Cheng, W. Heiler, S. Gabriel, Low pressure, high flow boiling crisis experiments in a rectangular channel under oscillating mass flux, The 19th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, März 6 - 11, 2022, Brüssel, Belgien

S. Michaelides, X. Cheng, W. Heiler, S. Gabriel, Boiling crisis experiment under oscillating flow conditions as found in the in-vessel retention (IVR) passive heat removal system. Young Scientist Workshop Kerntechnik 2022, Juni 21-22, 2022, Leipzig, Germany

S. Michaelides, X. Cheng, S. Gabriel, Investigations of the effect of flow oscillations and flow channel orientation on the occurrence of boiling crisis. The 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Operation and Safety, September 5-10, 2022, Taichung, Taiwan